

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 53.083.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2015 г. С. Г. Алексеев, И. М. Котелянский, Н. И. Ползикова, **Г. Д. Мансфельд**

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Российская Федерация, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

E-mail: alekseev@cplire.ru

Поступила в редакцию 10.11.2014 г.

Разработан комплекс программ, позволяющий записывать сканы СВЧ спектра составного многомодового акустического резонатора (НВАР) с произвольным шагом по частоте во всем диапазоне измерителя S-параметров. Благодаря высокой степени автоматизации обработки сканов могут быть получены параметры (частота и ширина) каждого из нескольких тысяч резонансных пиков. Предлагаемый метод увеличивает точность ранее известного метода измерения скорости акустической волны в материале. Для слоев толщиной в несколько длин волн новый метод позволяет получать данные о скорости волны в исследуемом материале из одного снятого спектра и не требует сравнения спектров НВАР до и после нанесения исследуемого слоя.

DOI: 10.7868/S0033849415030018

ВВЕДЕНИЕ

Многомодовый акустический резонатор объемных акустических волн (НВАР — High Overtone Bulk Acoustic Wave Resonator) своим появлением обязан достигнутому в конце XX в. прогрессу в технологии получения тонких пьезоэлектрических пленок [1, 2]. Объемные акустические волны (ОАВ) в структуре резонатора возбуждаются с помощью электроакустического преобразователя, который состоит из пьезоэлектрической пленки микронной или субмикронной толщины, расположенной между двумя тонкими электродами. К электродам приложено переменное высокочастотное напряжение. Преобразователь наносится на относительно толстую монокристаллическую подложку с малыми акустическими потерями.

Благодаря исключительной добротности НВАР, его используют на практике в качестве частото задающего элемента. Кроме того, НВАР с успехом применяют как инструмент исследования акустических параметров слоев, входящих в структуру. Каждому обертому резонатора соответствуют свои частоты резонанса и антирезонанса, соответствующие минимальному и максимальному значению модуля входного электрического импеданса преобразователя. По ширине этих резонансных пиков можно определить полное поглощение энергии ОАВ в структуре. Частотный интервал между соседними резонансами (или антирезонансами) может быть использован для измерения скорости звука в слоях, составляющих структуру.

В работах [3–14] был предложен и развит метод акустической резонаторной спектроскопии (АРС) тонких пластин (менее 0.5 мм) и пленок толщиной 10...100 нм. Применение этого метода позволило получить оригинальные данные для коэффициентов поглощения ОАВ в новых кварцеподобных материалах (лангасите и лангатае) [3, 4], тонких монокристаллических пластинах алюмоиттриевого граната (АИГ) и лазерной нанокерамике на основе АИГ [5, 6]. Были исследованы вязкоупругие свойства тонких пленок металлов Al, Mo, W [7], углеродных нанотрубок [8], измерены поглощение и коэффициенты электромеханической связи в пленках ZnO и AlN [9, 10, 11].

Работы [12–14] посвящены исследованию с помощью НВАР пьезоэлектрических материалов. В работе [12] для обозначения интервалов между соседними антирезонансами введен термин SPRF (Spacing of Parallel Resonance Frequency). В работе [13] приведена квазинепрерывная частотная зависимость SPRF. По положениям минимумов и максимумов на этой кривой извлечена информация о скорости ОАВ в пьезоэлектрической пленке, а также о ее коэффициенте электромеханической связи.

В данной работе, для того чтобы иметь возможность исследовать свойства высокочастотных резонаторов на субгигагерцевых и гигагерцевых частотах, реализован метод интерактивного контроля параметров алгоритма для определения резонансных частот. Полный спектр НВАР содержит слишком много информации, чтобы ее можно было воспринимать визуально. Поэтому весьма полезными ока-

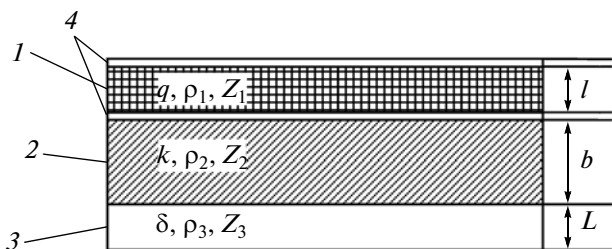


Рис. 1. Схема резонаторной структуры; 1 – пьезоэлектрик, 2 – подложка, 3 – исследуемый слой, 4 – электроды.

зываются всевозможные интегральные характеристики спектра, например SPRF. Процедура получения этой характеристики затруднена. С одной стороны, большое количество резонансов делают практически невозможным получение полного набора резонансных частот вручную. С другой стороны, автоматические методы распознавания резонансных кривых подвержены ошибкам из-за возбуждения в резонаторе неосновных мод. В качестве компромиссного решения разработан комплекс программ, который позволяет объединить оба подхода. В интерактивном режиме определяются параметры резонансных кривых в ключевых точках спектра, после чего программа достраивает полный набор резонансных частот, пользуясь введенными данными в качестве первого приближения.

Из сравнения зависимости SPRF в широком диапазоне частот с результатом одномерного моделирования находится величина скорости ОАВ в исследуемом слое, расположенном на обратной стороне подложки. В отличие от ранее используемой методики данные о скорости в исследуемом слое можно извлечь без предварительного измерения спектральных характеристик структуры, не содержащей исследуемого слоя. Предложен также способ построения частотной зависимости SPRF для зашумленных данных.

1. СТРУКТУРА СОСТАВНОГО НВАР И ЕГО ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Составной многомодовый акустический резонатор схематически изображен на рис. 1. Электроакустический преобразователь 1, который служит для возбуждения ОАВ, состоит из пьезоэлектрической пленки микронной или субмикронной толщины. Эта пленка расположена между двумя тонкими (100...200 нм) электродами 4, к которым приложено переменное высокочастотное напряжение $V(f)$ с частотой f . Преобразователь наносится на относительно толстую (от 0.2 мм до нескольких миллиметров) плоскопараллельную монокристаллическую подложку 2 с малыми акустическими

потерями. На обратной стороне подложки расположен слой исследуемого материала 3.

Основной характеристикой составного НВАР является входной электрический импеданс преобразователя Z_e . Экспериментальные данные получены нами с использованием измерителя S-параметров Agilent 8753ES. Первичными характеристиками, измеряемыми прибором, являются частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны через четырехполосник. Входной электрический импеданс четырехполосника Z_e связан с коэффициентом отражения S_{11} известным соотношением,

$$Z_e = Z_0 \frac{S_{11} + 1}{S_{11} - 1}, \quad (1)$$

где Z_0 – удельный импеданс кабеля, в нашем случае 50 Ом. Таким образом, для получения частотной зависимости Z_e нашей резонаторной структуры нам было достаточно измерить частотную зависимость S_{11} .

Обычно резонансы (минимумы на частотной зависимости коэффициента отражения) наблюдаются в широком интервале частот, от долей до нескольких гигагерц. Резонансы возникают, когда на толщине структуры укладывается целое число полуволн (в диапазоне СВЧ – до нескольких сотен и даже тысяч). Они расположены тем чаще, чем больше толщина структуры. Пример такого многочастотного спектра собственных резонансных частот составной структуры приведен на рис. 2а. Темная область на рисунке соответствует плотному ряду отдельных резонансов. В увеличенном масштабе показаны фрагменты этого спектра в диапазонах частот 1.04...1.06 ГГц (рис. 2б) и 4.74...4.77 ГГц (рис. 2в). Как видно из левой вставки, резонансы расположены почти эквидистантно. Далее мы покажем, что отклонение SPRF от постоянной величины также носит периодический характер и это дает уникальную возможность извлекать информацию об акустических параметрах слоев структуры.

2. ОСЦИЛЛЯЦИИ SPRF

В одномерной модели входной электрический импеданс преобразователя описывается выражением

$$Z_e = \frac{1}{i\omega C_0} \left[1 + \frac{K_t^2 i Z Z_t \sin ql - 2 Z_t^2 (1 - \cos ql)}{q l Z_t^2 \sin ql - i Z Z_t \cos ql} \right]. \quad (2)$$

Здесь следующие параметры относятся к пьезопреобразователю: $Z_t = \rho_t V_t$ – материальный акустический импеданс пьезоэлектрической пленки, $q = \omega/V_t$, V_t – волновое число и скорость ОАВ, ρ_t , V_t – плотность и скорость ОАВ, $C_0 = l/(i\omega \epsilon^s S)$ – статическая емкость преобразователя с толщиной l ,

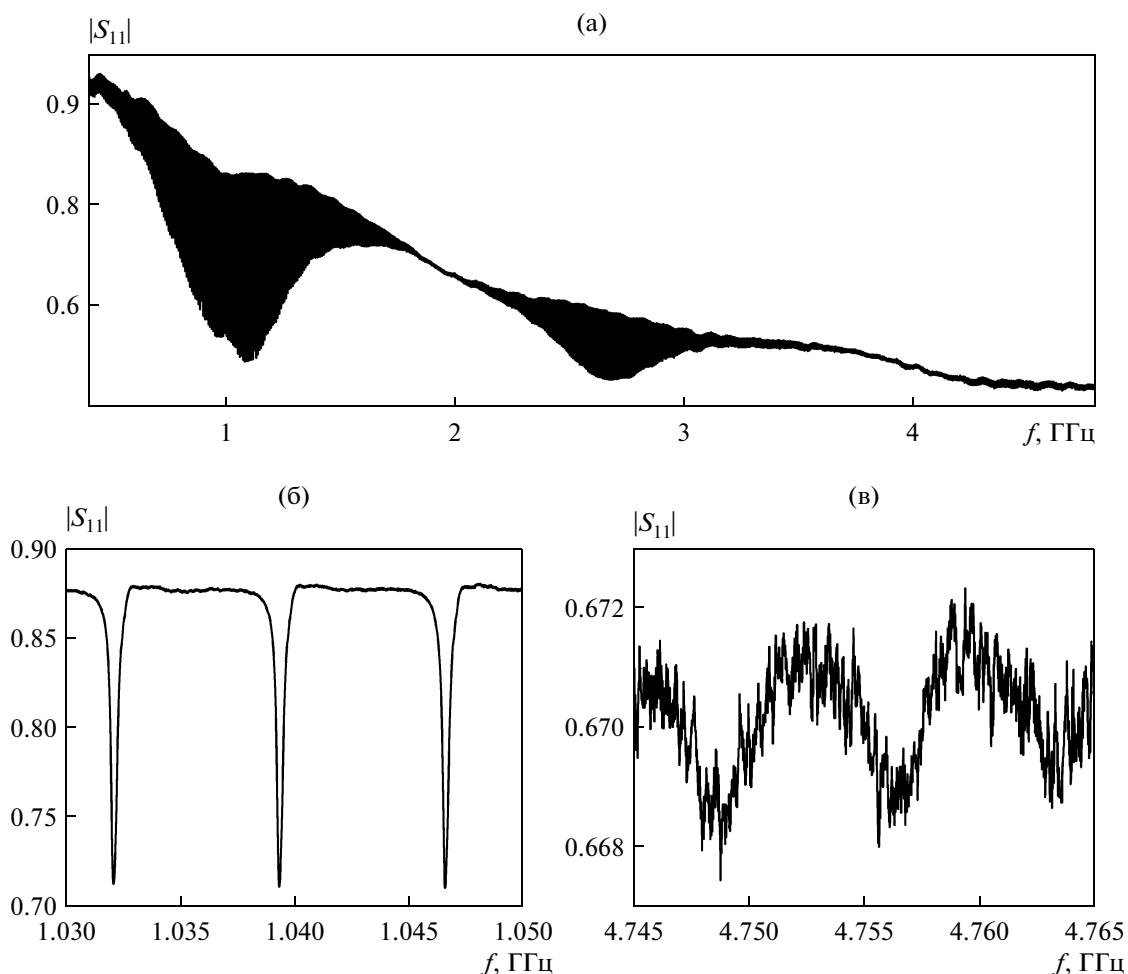


Рис. 2. Пример спектра НВАР. Зависимость модуля коэффициента отражения в широком диапазоне частот (а), показаны фрагменты этой зависимости в увеличенном масштабе в области частот 1 (б) и 4 ГГц (в).

площадью S , и диэлектрической проницаемостью ε^s , K_t – “ужесточенная” константа электро-механической связи, которая определяется соотношением $K_t^2 = K^2 / (1 + K^2)$. Все остальные слои структуры учитываются через импеданс нагрузки Z . Учет акустической нагрузки тонких электродов не приводит к качественному изменению частотной характеристики, однако значительно усложняет формулы, поэтому в приведенных аналитических выражениях мы ими пренебрегаем, в то же время при численном моделировании они будут учтены.

При определении импеданса нагрузки применяется формула трансформации импеданса для каждого слоя нагрузки, в результате чего получаем выражение

$$Z = iZ_2 \frac{Z_3 \operatorname{tg} \theta_3 + Z_2 \operatorname{tg} \theta_2}{Z_2 - Z_3 \operatorname{tg} \theta_3 \operatorname{tg} \theta_2}. \quad (3)$$

Здесь $Z_{2,3} = \rho_{2,3} V_{2,3}$ – материальные акустические импедансы, $\rho_{2,3}$ и $V_{2,3}$ – плотности и скорости ОАВ соответственно, $\theta_2 = kb$, $\theta_3 = \delta L$ – набеги фаз в подложке толщиной b и в исследуемом слое толщиной L .

Вводя обозначение

$$\varphi = \arctg[(Z_3/Z_2) \operatorname{tg} \theta_3],$$

выражение (3) можно преобразовать к виду

$$Z = iZ_2 \operatorname{tg}(\theta_2 + \varphi). \quad (4)$$

Частоты параллельного резонанса (или антирезонанса) находятся из условия обращения в бесконечность импеданса (2), которое сводится к выражению

$$kb + \arctg[(Z_1/Z_2) \operatorname{tg}(ql)] + \arctg[(Z_3/Z_2) \operatorname{tg}(\delta L)] = \pi n, \quad (5)$$

где n – целое число, соответствующее номеру резонанса. На частотах от нескольких сотен мегагерц до единиц гигагерц $n \gg 1$.

Из соотношения (5) легко видеть, что резонансные частоты были бы в точности эквидистантны (периодичны) только в случае, когда все акустические импедансы слоев структуры одинаковы. Величина отклонения от периодичности определяется соотношениями материальных импедансов слоев и, как будет показано далее, также носит периодический характер, задающийся набегами фаз в соответствующих слоях. Изучение спектров НВАР в широком частотном диапазоне часто демонстрирует изменение межмодового расстояния с периодом, задаваемым толщиной преобразователя, на основе чего можно исследовать свойства самого преобразователя [13–15]. Для наших целей представляет интерес возможность выявления других осцилляций периода резонансов, связанных с исследуемой пленкой. Эти осцилляции можно использовать для измерения скорости звука в пленках, толщина которых превышает несколько длин волн в исследуемом диапазоне частот.

Для примера оценим величину осцилляций межмодового расстояния в случае, когда толщина пленки значительно превышает толщину пьезоэлектрика. В частотной области введем три периода $T_1 = V_i/2l$, $T_2 = V_2/2b$ и $T_3 = V_3/2L$ и среднюю величину межмодового частотного интервала SPRF: $T_0 = \Delta f = T_2/(1 + T_2/T_1 + T_2/T_3)$. В силу того, что $b \gg L \gg l$, можно считать, что

$$T_0 \ll T_3 \ll T_1. \quad (6)$$

Обозначим через $T = \Delta f_n(f)$ величину частотного интервала между двумя соседними резонансами структуры с номерами $n + 1$ и n .

Пусть диапазон частот f попадает в область основной частоты преобразователя или ее гармоники так, что $f \sim jT_1$, $j = 1, 2, 3, \dots$, т.е. на толщине преобразователя укладывается приблизительно целое число полуволн. Это позволяет свести второй член в уравнении (5) к $(Z_i/Z_2)(ql - \pi j)$. В этих же диапазонах рассмотрим частоты, при которых в исследуемой пленке набег фазы близок к величинам

$$\theta_3 = f/T_3 \approx \pi m/2. \quad (7)$$

В силу неравенства (6), целое число $m > 2$. Обозначим величины межмодовых расстояний T_{11} и T_{12} в областях частот, когда m четное или нечетное. Используя разложения тригонометрических функций, входящих в выражение (5), можно получить приближенные выражения для этих величин в виде

$$T_{11} = T_2/(1 + K_{11}), \quad T_{12} = T_2/(1 + K_{12}), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} K_{11} &= l\rho_i/(b\rho_2) + L\rho_3/(b\rho_2), \\ K_{12} &= l\rho_i/(b\rho_2) + L\rho_2 V_2^2/(b\rho_3 V_3^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Разница между периодами оказывается порядка

$$\Delta T_1 = T_{11} - T_{12} = T_2 \frac{L\rho_3}{b\rho_2} \frac{(Z_2/Z_3)^2 - 1}{(1 + K_{11})(1 + K_{12})}. \quad (10)$$

Таким образом, в случае “жесткой” подложки ($Z_2/Z_3 > 1$) в этом интервале частот межмодовое расстояние будет меняться в пределах

$$T_{11} < T < T_{12}. \quad (11)$$

Аналогично можно рассмотреть области частот, когда $f \sim (j + 1/2)T_1$. Для величин межмодовых расстояний T_{21} и T_{22} в областях частот, когда m четное или нечетное, соответственно получаем выражения

$$T_{21} = T_2/(1 + K_{21}), \quad T_{22} = T_2/(1 + K_{22}). \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} K_{21} &= K_{11} + X, \quad K_{22} = K_{12} + X, \\ X &= \frac{l\rho_1}{b\rho_2} [(Z_2/Z_1)^2 - 1]. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, осцилляции периода T относительно среднего значения носят тот же характер, что и в предыдущем случае.

Амплитуда осцилляций периода определяется соотношением толщин и материальных акустических импедансов слоев, в то время как периоды осцилляций не зависят от этих величин. Малый период осцилляций Δf определяется величиной $T_3 = V_3/2L$ и может быть использован для нахождения величины скорости в исследуемой пленке. Кроме этого, из сравнения соотношений (8), (9) и (12), (13) можно выделить большой период осцилляций, связанный с набегом фазы только в пьезоэлектрической пленке. Действительно, амплитуда максимумов оказывается промодулированной с периодом $T_1 = V_i/2l$ и изменяется в пределах

$$\delta T = T_{11} - T_{21} \approx 2XT_{11}.$$

Пример экспериментальной частотной зависимости SPRF приведен на рис. 3. В многослойной структуре, состоящей из монокристаллической подложки галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), выращенных на ней методом жидкофазной эпитаксии пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) и пьезоэлектрического преобразователя из ZnO возбуждались поперечные ОАВ. Большой и малый периоды осцилляций SPRF относительно среднего значения 3.6 МГц составляют $\Delta f_1 \sim 0.6$ ГГц и $\Delta f_2 \sim 48$ МГц. При толщине пленки ЖИГ $L = 40$ мкм из соотношения $\Delta f_2 = T_3 = V_3/2L$ получим для скорости поперечной ОАВ величину $V_3 = 3.8 \times 10^5$ см/с, что весьма близко к табличному значению (3.85×10^5 см/с). Из периода Δf_1 можно также найти либо скорость, либо толщину пленки пьезоэлектрика. В данном случае нам не была достоверно известна толщина пленки ZnO. Из соотношения $\Delta f_1 = T_1 = V_i/2l$ при $V_i = 2.88 \times 10^5$ см/с получаем $l = 2.4$ мкм.

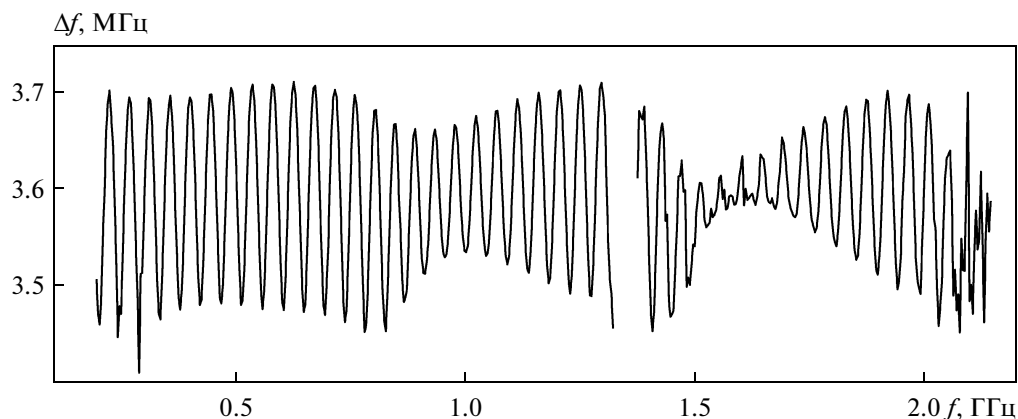


Рис. 3. Частотная зависимость SPRF для структуры ZnO-ГГГ-ЖИГ.

3. МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Модификация метода APC состоит в обработке предварительно записанной частотной зависимости S_{11} в широком диапазоне частот. Диапазон работы измерителя высокого класса – несколько гигагерц с шагом по частоте 1 Гц, поэтому для полной записи спектра требуется несколько десятков гигабит, что существенно усложняет последующую обработку полученных данных. Выбранный компромиссный путь состоит в записи точек с шагом по частоте, в 20 раз меньшим характерной полосы пропускания исследуемой резонаторной структуры. Из-за того, что последняя зависит от номера резонанса и, таким образом, от частоты, шаг по частоте получается переменным. Поскольку ширина полосы пропускания пропорциональна поглощению, которое при комнатной температуре обычно зависит от частоты квадратично, количество точек скана существенно уменьшается с ростом частоты, таким образом типичный скан резонаторной структуры в диапазоне от 300 МГц до 6 ГГц занимает около 20 Мб, что для современной техники сравнительно немного. При этом в файл кроме значений S_{11} могут быть записаны другие параметры измерения, например, время, температура, магнитное поле и т.д., которые могут оказаться важными для интерпретации результатов физических экспериментов с использованием резонаторной структуры.

А. Калибровка измерительного тракта

Измерения частотной зависимости S_{11} затруднены из-за сильного влияния измерительного кабеля. На рис. 4а приведен вид действительной части S_{11} образца вместе с кабелем. На фоне кабеля влияние образца практически незаметно. Чтобы выделить частотную характеристику образца, для

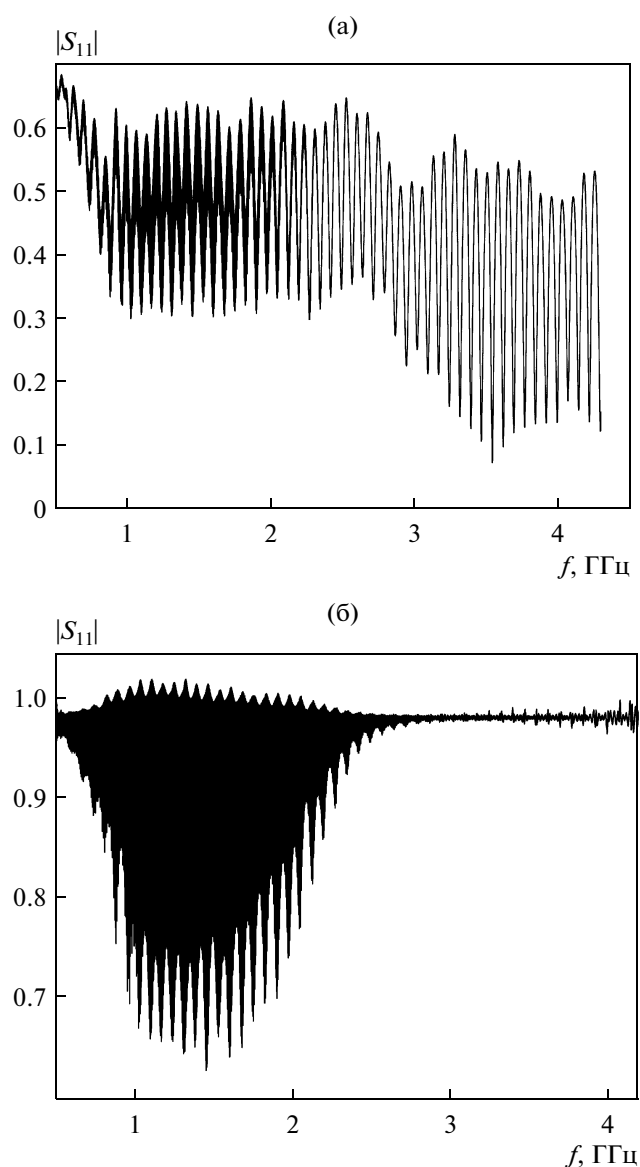


Рис. 4. Пример частотной зависимости $|S_{11}|$, измеренной до программной калибровки измерительного тракта (а) и после нее (б).

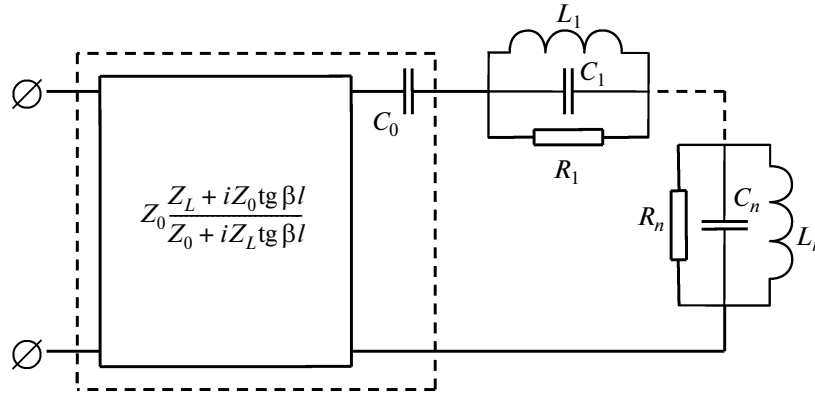


Рис. 5. Эквивалентная схема НВАР, подключенного к измерительному тракту.

измерений используется согласованный СВЧ-пробник и пластина с эталонными калибровочными импедансами. В небольшом частотном диапазоне прибор можно откалибровать при помощи встроенной микропрограммы и последовательного измерения эталонных импедансов (0, ∞, 50 Ом). Записав на компьютер сканы перечисленных выше эталонных импедансов, при помощи нашей программы мы калибруем измеритель во всем частотном диапазоне, снимая таким образом ограничения микропрограммы измерителя.

Условием применимости метода эталонных импедансов является неизменность параметров измерительного тракта после калибровки. Между тем многие виды физических исследований подразумевают изменение не только положения кабеля в пространстве, но и его температуры, например, измерения с помощью вставки в сосуд Дьюара в парах криогенных жидкостей.

В отсутствие полноценной калибровки для задач АРС можно воспользоваться тем, что частотный интервал, на котором сигнал кабеля заметно изменяется, намного больше аналогичного интервала для резонаторной структуры.

Классическое представление кабеля в виде длинной линии дает чисто синусоидальный отклик, в действительности же наблюдаются отклонения от этого отклика. Для эмпирического описания этих отклонений предположим, что некоторые параметры кабеля, например диэлектрическая постоянная ϵ , зависят от частоты.

В формуле трансформации импеданса длинной линией:

$$Z_M = Z_0 \frac{Z_L + iZ_0 \operatorname{tg} \beta l}{Z_0 + iZ_L \operatorname{tg} \beta l}, \quad (14)$$

где Z_L и Z_M — реальное и измеренное значения импеданса нагрузки соответственно, Z_0 — характери-

стический импеданс тракта, 50 Ом в нашем случае, l — длина тракта, $\beta = \omega \sqrt{\epsilon \mu} / c$ — волновое число, ω — круговая частота, c — скорость света, ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости заполнения кабеля, будем считать, что от частоты неизвестным образом зависит аргумент тангенса.

Заменим $i \operatorname{tg} \beta l$ на Z_T , тогда вся неизвестная зависимость от частоты окажется в Z_T . Также выразим все импедансы в единицах Z_0 :

$$Z_M = \frac{Z_L + Z_T}{1 + Z_L Z_T}. \quad (15)$$

Согласно эквивалентной схеме из работы [16] (рис. 5) влияние каждого резонансного контура проявляется лишь в небольшой окрестности его резонансной частоты, причем величина этой окрестности значительно меньше межмодового расстояния. Если включить в состав измерительного тракта также и эквивалентную емкость структуры C_0 , то можно считать, что вдали от резонанса в формуле (15) Z_L равно нулю и измеряется только электрический импеданс тракта. Так как электрический импеданс не измеряется непосредственно, а вычисляется по формуле (1), можно выделить из характеристики S_{11} медленно меняющуюся составляющую, соответствующую влиянию кабеля с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ). На рис. 6 показан фрагмент действительной части частотной зависимости S_{11} . Из начальных членов ее ДПФ восстановлена кривая приведенная там же. Эту кривую, преобразованную согласно (1), будем считать импедансом измерительного тракта Z_T .

Чтобы найти суммарный импеданс эквивалентных контуров, выразим Z_L из формулы (15):

$$Z_L = \frac{Z_M - Z_T}{1 - Z_M Z_T}. \quad (16)$$

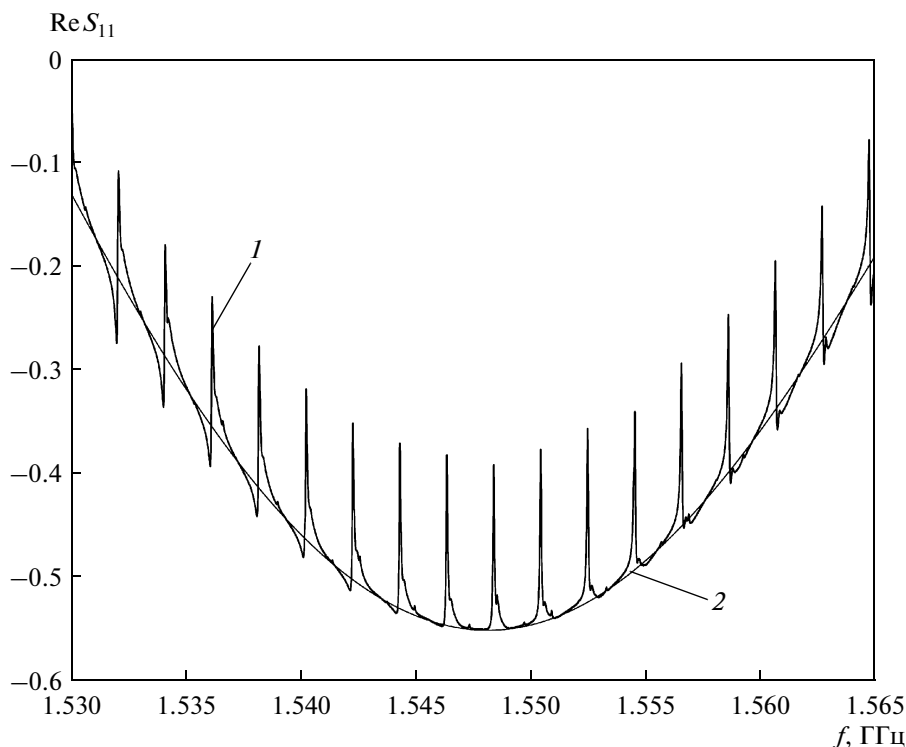


Рис. 6. Фрагмент частотной зависимости $\text{Re} S_{11}$, измеренной в некалиброванном режиме (кривая 1); характеристика $\text{Re} S_{11}$ измерительного тракта, восстановленная из начальных членов ДПФ кривой 1 (кривая 2).

Результат пересчета, полученного из Z_L в S_{11} , представлен на рис. 4б. Видно, что влияние кабеля значительно ослаблено, так что со спектром можно работать стандартными методами, в частности, определять частоту и добротность резонансных пиков.

Б. Построение частотной зависимости SPRF

На рис. 2 показан общий вид спектра коэффициента отражения S_{11} для НВАР. Видно, что на высоких частотах спектр сильно зашумлен, поэтому для определения каждой резонансной частоты необходима квадратичная аппроксимация вблизи резонанса. Точность аппроксимации существенно зависит от диапазона аппроксимации (от ширины аппроксимирующей параболы). На этом шаге используются интерактивные возможности нашей программы, позволяющие вручную выбирать частоту и диапазон для нескольких резонансов. Далее выполняется автоматическая процедура, в результате которой получаем зависимость частоты резонанса от его номера $f_n(n)$. Можно с высокой точностью аппроксимировать $f_n(n)$ прямой с угловым коэффициентом $\Delta f_{\text{ав}}$, являющимся средним расстоянием между соседними резонансами Δf_n , которое определяется скоростью ОАВ в подложке и позволяет перейти от $f_n(n)$ к $f_n(f)$ с помощью замены $f = n\Delta f_{\text{ав}}$.

Несмотря на кажущуюся линейность зависимости $f_n(f)$, она таковой не является и слабо осциллирует вокруг среднего значения $f_n(f) = f$. Если для получения $\Delta f_n(f)$ непосредственно вычитать из частоты последующего резонанса частоту предыдущего, результат получится сильно зашумленным, особенно на границе полосы пропускания пьезопреобразователя, как на рис. 7а. Мы полагаем, что основной причиной этого является накопление ошибки при вычитании двух величин. В данной работе предложен другой способ построения $\Delta f_n(f)$. Его суть в сплайн-интерполяции зависимости $\delta f(f) = f_n - f$ (рис. 7б). Дифференцирование этого сплайна также дает $\Delta f_n(f)$, как и непосредственное вычитание, однако, будучи гладкой функцией по своему построению, сплайн не вносит ошибку при численном дифференцировании (рис. 7а, кривая 1). Видно, что кривая 1 хорошо аппроксимирует экспериментальные точки $\Delta f_n(f)$. Особенно явно уменьшение ошибки проявляется для пленок микронной толщины, так как для них $\Delta f_n(f)$ при изменении частоты меняется очень плавно и разница $\Delta f_n(f)$ между двумя соседними частотами меньше ошибки измерения. Для слоев толщиной в десятки микрон эти величины уже сравнимы, поэтому можно вычислять $\Delta f_n(f)$ непосредственно, как на рис. 3.

Для примера рассмотрим процедуру экспериментального определения скорости ОАВ в тон-

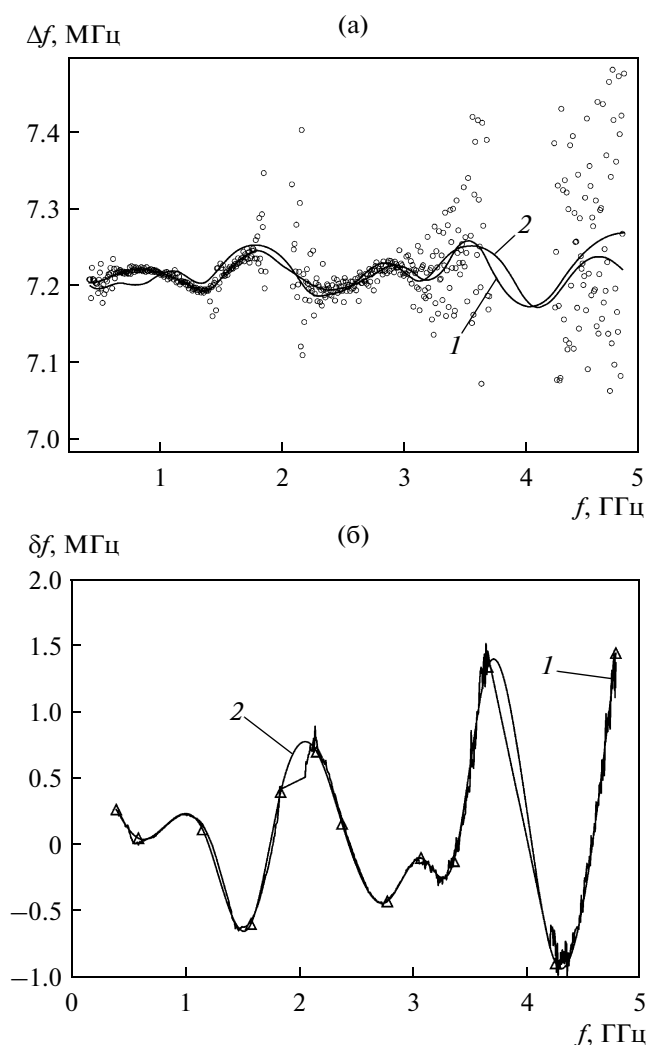


Рис. 7. Обработка спектра, показанного на рис. 2; а – частотная зависимость SPRF; кривая 1 – усреднение, построенное с помощью сплайн-интерполяции из (б), кривая 2 – результат моделирования, кружки – экспериментальные данные; б – частотная зависимость отклонения резонанса от среднего значения, кривая 1 – экспериментальные данные, кривая 2 – сплайн-интерполяция, треугольники – узловые точки сплайна.

ких пленках CuO. Исследуемая пленка толщиной 2.5 мкм была выращена на обратной стороне HVAR на основе алюмоиттриевого граната (АИГ) с преобразователем из ZnO и алюминиевыми электродами. Толщина пластины АИГ 585 мкм, слоя ZnO – 2.2 мкм, электродов – 0.1 мкм. Записанный скан обработали согласно описанной выше процедуре и получили кривую 1 на рис. 7а. Далее производили подбор значения скорости CuO так, чтобы подстановка его в одномерную модель структуры давала характеристику $\Delta f_n(f)$, максимально приближенную к экспериментальной (кривая 2 на рис. 7а). Полученное значение составило 4.4×10^5 см/с (продольная волна).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана модификация метода акустической резонаторной спектроскопии, позволяющая получать данные о скорости звука в пленках. В отличие от существующих методов исключается измерение резонаторной структуры без пленки. Метод имеет практическую значимость, так как позволяет исследовать акустические параметры слоев уже готовых слоистых структур, когда нет возможности измерения структуры без исследуемого слоя. Предложен метод построения частотной зависимости межмодового расстояния в многомодовом акустическом резонаторе для зашумленных данных.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 13-07-01006а, № 13-07-12416офи-м) и Совета по грантам при Президенте Российской Федерации (программа государственной поддержки ведущих научных школ, грант НШ-4841.2014.9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lakin K.M., Wang J.S. // Proc. 1980 Ultrasonics Symp. N.Y.: IEEE, 1980. P. 834.
2. Bailey D.S., Driscoll M.M., Jelen R.A., McAvoy B.R. // IEEE Trans. 1992. V. UFCC-39. № 6. P. 780.
3. Крутов Б.Н., Мансфельд Г.Д., Фрейк А.Д. // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 633.
4. Sergeev F.O., Alekseev S.G., Kotelyanskii et al. // Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). N.Y.: IEEE, 2008. P. 745.
5. Polzikova N.I., Mansfeld G.D., Alekseev S.G. et al. // Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). N.Y.: IEEE, 2008. P. 2169.
6. Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. № 1. С. 101.
7. Алексеев С.Г., Котелянский И.М., Мансфельд Г.Д. // РЭ. 2001. Т.46. № 12. С. 1499.
8. Мансфельд Г.Д., Гуляев Ю.В., Косаковская З.Я. и др. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 4. С. 649.
9. Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Polzikova N.I. // Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). N.Y.: IEEE, 2008. P. 439.
10. Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Polzikova N.I. // Acoust. Phys. 2010. V. 56. № 6. P. 904.
11. Мансфельд Г.Д., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. Способ измерения константы электромеханической связи пьезоэлектрического материала. Патент РФ на изобретение № 2421743. Опубл. Бюл. ФИПС. № 17. 2011.
12. Cheeke J.D.N., Zhang Y., Wang Z. et al. // Proc. 1998 IEEE Ultrasonics Symp. N.Y.: IEEE, 1998. V. 2. P. 1125.
13. Cheeke J.D.N., Zhang Y., Wang Z. // IEEE Trans. 2003. V. UFCC-50. № 3. P. 321.
14. Chen Q., Qin L., Wang Q.-M. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. № 8. P. 084103.
15. Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Volkov A.P. et al. // J. Appl. Phys. 2013. V. 102. № 11. P. 113507.
16. Мансфельд Г.Д., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 4. С. 552.