

# Перестраиваемые объемные акустические резонаторы с индуцированным пьезоэффектом в сегнетоэлектрике

© И.Б. Вендик

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: IBVendik@eltech.ru

Разработана электромеханическая модель наведенного пьезоэффекта в акустическом резонаторе на пленке сегнетоэлектрика в присутствии постоянного и слабого переменного напряжений. Основным уравнением является разложение свободной энергии в ряд по электрической индукции и механической деформации. Система электромеханических уравнений для переменных компонент индукции и механической деформации включает все линейные члены, а также компоненту электрострикции, нелинейную по отношению к механической деформации.

Полученные электромеханические уравнения позволили получить в одномерном приближении эффективные параметры материала — пьезомодуль и модуль упругости — в виде функций напряженности постоянного электрического поля, приложенного к акустическому слою. Найдены выражения для управляемого электромеханического коэффициента связи, а также резонансных частот перестраиваемого акустического резонатора. Показано, что наиболее существенным параметром, ответственным за перестройку, является нелинейный коэффициент электрострикции  $M$ , оценка величины и знака которого выполнена на основе имеющихся экспериментальных данных.

Работа выполнена в рамках проекта „Nanostar“ 6-й Рамочной программы Европейской комиссии (проект № 016340).

PACS: 77.65.-j, 77.65.Bn

## 1. Введение

В последние годы проявляется повышенный интерес к тонкопленочным СВЧ-устройствам на объемных акустических волнах. Резонаторы на объемных акустических волнах (ОАР) выполняются на материалах с высоким значением пьезоэлектрического модуля и большой акустической добротностью. Применение в качестве акустического слоя материала с электрически управляемыми акустическими параметрами позволило бы расширить функциональные возможности устройств на ОАР. В связи с этим возникла проблема изучения электромеханических свойств сегнетоэлектрических материалов, используемых в качестве акустического слоя электрически перестраиваемых ОАР.

В сегнетоэлектрических материалах с центросимметричной кубической структурой в парафазе пьезоэлектрический эффект не должен наблюдаться. Однако в реальных образцах ( $\text{SrTiO}_3$  и  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  выше температуры Кюри), в которых присутствуют механические напряжения, обнаруживается слабый пьезоэффект. Механический отклик на слабый СВЧ-сигнал может быть усилен за счет электрострикционного эффекта в присутствии постоянного электрического поля. Впервые результаты перестройки акустического резонатора за счет наведенного пьезоэффекта были опубликованы в 1948 г. в [1]. Резонатор в виде диска был выполнен из керамики  $\text{BaTiO}_3$ . Наблюдаемое изменение резонансных частот в условиях резонанса и антирезонанса [2] при комнатной температуре на частотах 0.1–0.4 кГц объяснялось вкладом электрострикции в присутствии большого постоянного

поля смещения. Дальнейшие экспериментальные исследования выполнялись на пленках сегнетоэлектрических материалов при температурах выше фазового перехода. Так, в [3] были приведены результаты измерения частотной зависимости потерь в планарном конденсаторе на пленках  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  с характерными резонансными пиками. Наличие пиков было объяснено в [4] вкладом электрострикции в наведенный пьезоэффект и генерацией акустических колебаний в зазоре конденсатора. Электрострикционный резонанс наблюдался в плоскопараллельном конденсаторе на пленке  $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$  на образцах разной толщины (100–250 нм) [5]: при приложении постоянного электрического поля наблюдался резонансный отклик на частотной зависимости емкости и  $\text{tg } \delta$ . Резонансная частота для образцов разной толщины менялась обратно пропорционально толщине BSTO-пленки, что свидетельствовало о возбуждении акустических колебаний вдоль толщины пленки. Серия экспериментальных работ по исследованию акустического резонанса в условиях наведенного пьезоэффекта была выполнена на эпитаксиальных пленках BSTO и  $\text{BaTiO}_3$  в структуре плоского конденсатора, из которых упомянем [6] и [7]. Исследовался резонансный отклик потерь в конденсаторе, а также резонансный характер частотной зависимости входного импеданса исследуемой структуры. Под действием постоянного электрического поля резонансная частота ОАР на BSTO уменьшалась, а для ОАР на титанате бария увеличивалась.

Была предложена модель описания свойств сегнетоэлектрика с наведенным пьезоэффектом [8], в соответствии с которой резонансная частота смещалась в об-

ласть более высоких частот под действием постоянного электрического поля. В этой модели использовались линейные электромеханические уравнения. Введение в модель нелинейного электрострикционного эффекта [9] позволило адекватно описать поведение ОАР в присутствии управляющего поля, используя нелинейный коэффициент электрострикции в качестве подгоночного параметра.

В настоящей работе излагаются основные представления модели и обсуждается ее достоверность.

## 2. Электромеханические уравнения в условиях наведенного пьезоэффекта

Вывод электромеханических уравнений базируется на представлении свободной энергии в виде разложения в ряд по степеням поляризации [10] или электрической индукции [9]. В физической акустике принято электромеханические уравнения записывать относительно индукции, поэтому удобно исходные уравнения записывать также в функции от индукции. Поскольку поляризация  $\mathbf{P}$  и индукция  $\mathbf{D}$  связаны соотношением

$$\mathbf{D} = \varepsilon_b \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $\varepsilon_b$  — диэлектрическая проницаемость несегнетоэлектрической части образца, в случае сегнетоэлектрика вкладом несегнетоэлектрической части в индукцию можно пренебречь и принять  $\mathbf{D} = \mathbf{P}$ . Тогда выражение для свободной энергии можно представить в виде

$$\begin{aligned} F(u_{ij}, D_m) = & F_0 + \frac{1}{2} \chi_{mn}^{-1} D_m D_n + \xi_{mnl} D_m D_n D_l \\ & - h_{ijm} u_{ij} D_m + \frac{1}{2} c_{ijkl} u_{ij} u_{kl} + \frac{1}{2} G_{ijmn} c_{ij} D_m D_n \\ & + \frac{1}{2} M_{ijklmn} u_{ij} u_{kl} D_m D_n + \frac{1}{2} N_{ijklmn} u_{ij} D_k D_l D_m D_n + \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $D_{m(nkl)}$  — компоненты тензора электрической индукции,  $u_{ij}$  — компоненты тензора механической деформации,  $\chi_{mn}^{-1} = \varepsilon_0^{-1} \varepsilon_{r,mn}^{-1}$  — компоненты тензора обратной диэлектрической проницаемости,  $\xi_{klmn}$  — компоненты тензора диэлектрической нелинейности по отношению к электрическому полю,  $h_{ijm}$  — компоненты пьезоэлектрического модуля,  $c_{ijkl}$  — компоненты тензора модуля упругости,  $G_{ijmn}$  — компоненты тензора электрострикции,  $M_{ijklmn}$  — компоненты тензора электрострикции, нелинейной по отношению к механической деформации,  $N_{ijklmn}$  — компоненты тензора электрострикции, нелинейной по отношению к квадрату электрической индукции. При дальнейшем рассмотрении пренебрежем вкладом параметров  $\xi_{klmn}$  и  $N_{ijklmn}$ .

Дифференцируя (2) по  $D$  и  $u$ , получим соответствующие уравнения для напряженности электрического поля  $E_m$  и механического напряжения  $\sigma_{ij}$ . При приложении

электрического напряжения к электродам ОАР в виде тонкопленочного плоскопараллельного конденсатора можно рассматривать задачу в одномерном приближении, предполагая наличие только одной компоненты всех электрических и механических составляющих в направлении, перпендикулярном плоскости электродов. Представим все компоненты в виде суммы постоянной ( $dc$ ) и переменной ( $ac$ ) составляющих и, линеаризуя отклик по малой переменной компоненте, запишем электромеханические уравнения для переменного механического напряжения и переменного электрического поля в скалярном виде

$$\sigma^{(ac)} = cu^{(ac)} - hD^{(ac)} + 2GD^{(ac)}D^{(dc)} + MD^{(dc)^2}u^{(ac)}, \quad (3)$$

$$E^{(ac)} = -hu^{(ac)} + \varepsilon_0^{-1} \varepsilon_r^{-1} D^{(ac)} + 2GD^{(dc)}u^{(ac)}. \quad (4)$$

Следует отметить, что в уравнениях (3) и (4) присутствует член, учитывающий пьезоэффект. Слабый пьезоэлектрический эффект в сегнетоэлектрике в парафазе объясняется наличием механических напряжений и деформаций в кристаллической решетке [11]. В присутствии постоянного электрического поля, приложенного перпендикулярно толщине пленки, возникает наведенный пьезоэффект, и интенсивно возбуждаются объемные акустические волны.

Уравнения (3) и (4) могут быть представлены в виде, принятом в классической акустике [2]

$$\sigma^{(ac)} = \tilde{c}(E^{(dc)})u^{(ac)} - h^*(E^{(dc)})D^{(ac)}, \quad (5)$$

$$E^{(ac)} = -h^*(E^{(dc)})u^{(ac)} + \varepsilon_0^{-1} \varepsilon_r^{-1} (E^{(dc)})D^{(ac)}, \quad (6)$$

где введены новые эффективные параметры: пьезомодуль  $h^*(E^{dc})$  и модуль упругости  $\tilde{c}(E^{dc})$ , зависящие от напряженности поля смещения

$$h^*(E^{dc}) = h - 2G\varepsilon_0\varepsilon_r(E^{dc})E^{dc}, \quad (7)$$

$$\tilde{c}(E^{dc}) = c + M(\varepsilon_0\varepsilon_r(E^{dc})E^{dc})^2. \quad (8)$$

Зависимость модуля упругости от напряженности электрического поля была получена экспериментально в [11] в виде  $\tilde{c} = c(T) + a(T)E^2$ , что аналогично (8) для фиксированной температуры  $T$ .

## 3. Параметры акустических резонаторов в условиях наведенного пьезоэффекта

Решение уравнений (5) и (6) с соответствующими условиями на границах акустического слоя позволяет найти волну деформации, которая характеризуется вол-

новым числом  $k = \omega/V_{ac}$ , где  $\omega$  — круговая частота,  $V_{ac}$  — акустическая скорость,

$$V_{ac} = \sqrt{\frac{c + M \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r (E^{dc}) E^{dc})^2}{\rho}}. \quad (9)$$

Здесь  $\rho$  — объемная плотность материала. В выражении (9) для акустической скорости, которая определяет резонансную длину акустической волны, присутствует напряженность постоянного электрического поля  $E^{dc}$  и относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_r$ , зависящая от напряженности электрического поля, что и определяет возможность изменения акустической длины волны приложенным полем.

Для нулевых граничных условий входной электрический импеданс акустического резонатора определяется выражением

$$Z_{eq} = \frac{1}{i\omega C} \left( 1 - K^2 \frac{\text{tg} kl}{kl} \right), \quad (10)$$

где  $C$  — емкость конденсатора, образованного структурой ОАР,  $2l$  — толщина акустического слоя,  $K$  — коэффициент электромеханической связи

$$K^2 = 2\varepsilon_0 \varepsilon_r (E^{(dc)}) h^* 2 \frac{1}{c}. \quad (11)$$

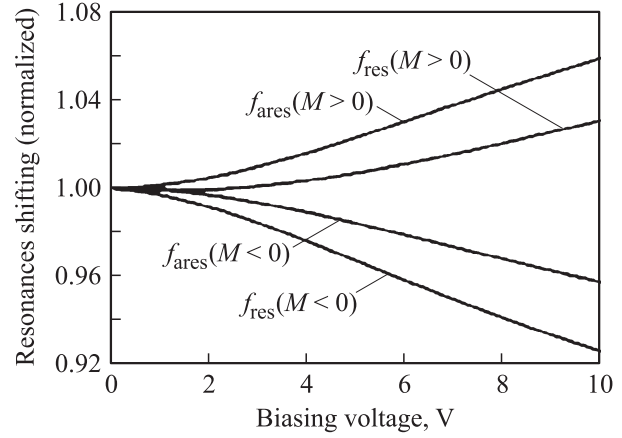
Коэффициент электромеханической связи является существенной функцией напряженности электрического поля. Как было показано в [8], коэффициент электромеханической связи тем больше, чем выше качество сегнетоэлектрической пленки. В соответствии с моделью диэлектрического отклика [12] зависимость коэффициента электромеханической связи от напряженности поля смещения имеет максимум.

Резонанс и антирезонанс в структуре ОАР соответствуют условиям  $Z_{eq} = 0$  и  $Z_{eq}^{-1} = 0$ , что с учетом (10) и (11) позволяет определить частоты резонанса и антирезонанса

$$f_{res} = \frac{v_{ac}^0 \sqrt{1 + \frac{1}{c} M (\varepsilon_0 \varepsilon_r (E^{dc}) E^{dc})^2} \left( 1 - \frac{4}{\pi^2} K^2 (E^{dc}) \right)}{4l}, \quad (12)$$

$$f_{ares} = \frac{v_{ac}^0 \sqrt{1 + \frac{1}{c} M (\varepsilon_0 \varepsilon_r (E^{dc}) E^{dc})^2}}{4l}. \quad (13)$$

Из (12) и (13) следует, что изменение частоты антирезонанса определяется только нелинейным коэффициентом электрострикции  $M$ , в то время как частота резонанса зависит и от коэффициента электромеханической связи  $K$ . Порядок величины параметра  $M$  и его знак могут быть найдены из экспериментальных данных. Доступными являются прямые эксперименты по исследованию диэлектрической проницаемости керамических образцов титаната стронция в условиях всестороннего сжатия [13–16]. Найденное из



Относительное изменение частоты резонанса и антирезонанса ОАР в условиях наведенного пьезоэффекта для  $M > 0$  и  $M < 0$ .

этих данных усредненное значение нелинейного коэффициента электрострикции было оценено в пределах  $M \approx -3 \cdot 10^{11} - 7 \cdot 10^{11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$ . Примем такой же порядок коэффициента  $M$  для пленки BSTO, сохранив отрицательный знак:  $M \approx -10^{12} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$ . Поскольку для резонатора на титанате бария экспериментально зарегистрирован уход резонансных частот в сторону более высоких частот [1], [7], в соответствии с (12) и (13) следует принять для моделирования электромеханических свойств  $\text{BaTiO}_3$  положительный коэффициент  $M \approx 10^{12} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$ .

Результаты моделирования перестройки частот резонанса и антирезонанса от приложенного напряжения для пленки толщиной  $2l = 0.3 \text{ mm}$  с параметрами  $Q = 0.066 \text{ m}^4/\text{C}^2$ ,  $c_{33} = 0.25 \cdot 10^{12} \text{ N/m}^2$ ,  $h = 1.4 \cdot 10^8 \text{ V/m}$  и  $|M| = 3 \cdot 10^{12} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$  для положительного и отрицательного значений  $M$  представлены на рисунке. Для  $M < 0$  уменьшаются частоты резонанса и антирезонанса за счет наведенного пьезоэффекта, причем частота резонанса меняется более эффективно за счет дополнительного вклада, определяемого коэффициентом связи. В случае  $M > 0$  обе частоты увеличиваются при приложении постоянного электрического поля. Частота антирезонанса перестраивается более эффективно по сравнению с частотой антирезонанса, что объясняется разными знаками  $M$  и  $K$  в формуле (2) для частоты резонанса. Такое поведение соответствует экспериментальным результатам [7]. Используя нелинейный коэффициент электрострикции в качестве подгоночного параметра модели, можно достоверно описать характеристики наведенного пьезоэффекта в сегнетоэлектрических материалах уравнениями (5) и (6). Для реальных структур ОАР с ненулевыми граничными условиями следует использовать выражение для входного импеданса [17], учитывающее акустические параметры материала электродов. Такое моделирование было успешно выполнено в [9] для акустических резонаторов на пленках  $\text{BaTiO}_3$

и BSTO, экспериментальные характеристики которых приведены в [7].

#### 4. Заключение

На основе модели наведенного пьезоэффекта в сегнетоэлектрическом акустическом слое получен коэффициент электромеханической связи как функция напряженности постоянного электрического поля. Найдено выражение для входного электрического импеданса акустического резонатора, позволяющее определить частоты резонанса и антирезонанса и оценить возможную их перестройку. Показано, что основным параметром при этом является коэффициент нелинейной электрострикции  $M$ . Использование коэффициента  $M$  в качестве подгоночного параметра модели позволяет адекватно описать экспериментальные характеристики ОАР, полученные для разных материалов. Необходима постановка специальных исследований нелинейной электрострикции в сегнетоэлектриках — как экспериментальных, так и теоретических (из первых принципов).

Автор выражает благодарность О.Г. Вендику, А.К. Таганцеву, С.Ш. Геворкяну и П.А. Туральчуку за плодотворное сотрудничество.

#### Список литературы

- [1] W.P. Mason. *Phys. Rev.* **74**, 1134 (1948).
- [2] Д. Берлинкур, Д. Керран, Г. Жаффе. В кн.: Методы и приборы ультразвуковых исследований. Ч. А / Под ред. У. Мэзона. Мир, М. (1966). С. 295.
- [3] J.M. Pond, S.W. Kirchoffer, W. Chang, J.S. Horwitz, D.B. Chrisey. *Integrated Ferroelectrics* **22**, 317 (1998).
- [4] О.Г. Вендик, Л.Т. Тер-Мартirosян. *ЖТФ* **69**, 93 (1999).
- [5] S. Tapper, U. Boettger, R. Waser. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 624 (2004).
- [6] S. Gevorgian, A. Vorobiev, T. Lewin. *J. Appl. Phys.* **99**, 124 112 (2006).
- [7] J. Berge, A. Vorobiev, W. Steichen, S. Gevorgian. *IEEE Microwave Wireless Components Lett.* **17**, 655 (2007).
- [8] O.G. Vendik, I.B. Vendik. *J. Eur. Ceram. Soc.* **27**, 2949 (2007).
- [9] I.B. Vendik, P.A. Turalchuk, O.G. Vendik, J. Berge. *J. Appl. Phys.* **103**, 014 107 (2008).
- [10] A. Noeth, T. Yamada, V.O. Sherman, P. Muralt, A.K. Tagantsev, N. Setter. *J. Appl. Phys.* **102**, 114 110 (2007).
- [11] G. Ruprecht, W.H. Winter. *Phys. Rev.* **155**, 1019 (1967).
- [12] O.G. Vendik, S.P. Zubko. *J. Appl. Phys.* **88**, 5343 (2000).
- [13] В.Я. Фрицберг. Фазовые переходы в сегнетоэлектриках. Зинатне, Рига (1971). С. 117.
- [14] G.A. Samara, A.A. Giardini. *Phys. Rev.* **140**, A 954 (1965).
- [15] G.A. Samara. *Phys. Rev.* **151**, 378 (1966).
- [16] R.P. Lowndes, A. Rastogi. *J. Phys. C* **6**, 932 (1973).
- [17] K.M. Lakin, G.R. Kline, K.T. McCarron. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **41**, 2139 (1993).