

На правах рукописи

ФИЛИППОВ ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**Магнитоэлектрический эффект в  
магнитоупорядоченных кристаллах с 3d - ионами и  
феррит – пьезоэлектрических композитах в области  
магнитного и электромеханического резонансов**

Специальность: 01.04.07- Физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико - математических наук

**Санкт - Петербург – 2005**

Работа выполнена в ГОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого»

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук, с. н. с.  
Кричевцов Борис Борисович

доктор физико-математических наук, профессор  
Романов Владимир Викторович

доктор физико-математических наук, профессор  
Шавров Владимир Григорьевич

**Ведущая организация:** ОАО НИИ «Феррит - Домен» (г. Санкт-Петербург)

Защита состоится «15» июня 2005 г. в 16 часов на заседании диссертационного совета Д 212.229.05 в ГОУ ВПО «Санкт – Петербургский государственный политехнический университет» по адресу: 195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, корп. 2, ауд. 265

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО «Санкт – Петербургский государственный политехнический университет».

Автореферат разослан «    » мая 2005 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.229.05  
доктор физико – математических наук,  
профессор

Титовец Ю. Ф.

# 1 ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## Актуальность темы

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект относится к перекрестным эффектам и сам по себе уже представляет интерес для исследований, поскольку в магнитоэлектрических материалах наблюдается взаимосвязь процессов намагничивания и поляризации. В области магнитного резонанса МЭ эффект проявляется в сдвиге резонансной линии под действием электрического поля. Это позволяет на основе МЭ эффекта создать приборы функциональной электроники, в которых управление осуществляется не только магнитным, но и электрическим полями. К настоящему времени проведен большой объем исследований МЭ эффекта на низких частотах, однако в области магнитного резонанса этот эффект изучен недостаточно.

Практическому использованию МЭ монокристаллов в твердотельной электронике препятствует малая величина эффекта. Развитие технологии изготовления композиционных материалов позволило создать магнитоэлектрические феррит - пьезоэлектрические структуры. Величина МЭ эффекта в композитах значительно больше, чем в монокристаллах. В композиционных материалах МЭ эффект возникает вследствие механического взаимодействия магнитной и пьезоэлектрической подсистем, поэтому следует ожидать, что на частоте электромеханического резонанса будет наблюдаться увеличение МЭ эффекта. Между тем, ни теоретического, ни экспериментального исследования частотной зависимости МЭ коэффициентов в области акустических частот проведено не было. Поэтому исследование МЭ эффекта в области магнитного и электромеханического резонанса представляет собой актуальную задачу.

## Цель и задачи работы

**Целью** данной работы являлось изучение МЭ взаимодействия в магнитоупорядоченных кристаллах с  $3d$  - ионами и феррит - пьезоэлектрических композитах для построения последовательной теории МЭ эффекта в области магнитного и электромеханического резонансов .

Для достижения поставленной цели в ходе работы были поставлены и решены следующие задачи:

1. Разработка микроскопической модели и методики расчета сдвига линии магнитного резонанса под действием электрического поля в магнитоупорядоченных кристаллах с  $3d$  - ионами;
2. Разработка моделей и методик расчета МЭ коэффициентов по напряжению в гомогенных и гетерогенных композиционных материалах, позволяющих рассчитывать значения МЭ коэффициентов по напряжению в области

акустических частот. Исследование частотных зависимостей МЭ коэффициентов по напряжению для структур разной геометрической формы и состава;

3. Разработка модели и методики расчета сдвига линии магнитного резонанса под действием электрического поля в феррит – пьезоэлектрических структурах. Исследование влияния состава структуры на величину эффекта.

**Объектами исследований** в качестве магнитоупорядоченных структур были выбраны магнитные кристаллы: классический антиферромагнетик  $Cr_2O_3$  и слабый ферромагнетик  $FeVO_3$ , а также многослойные и объемные композиционные феррит-пьезоэлектрические материалы на основе поликристаллических титаната бария, цирконата-титаната свинца (ЦТС), феррита никеля, феррита кобальта, лантан - стронциевого манганита, структуры терфенол D- ЦТС, пермендюр-ЦТС.

При проведении теоретических исследований использовались методы теоретической физики и физики конденсированных сред.

Для получения численных значений параметров применялся математический пакет Maple.

Для измерения МЭ эффекта в области электромеханического резонанса использовался метод регистрации э.д.с., возникающей на образце, при приложении постоянного и переменного магнитных полей.

Для измерений сдвига линии магнитного резонанса под действием электрического поля применялся метод измерения мощности поглощения СВЧ сигнала с помощью ЭПР спектрометра при подаче на образец прямоугольных импульсов электрического поля.

### **Научная новизна работы**

1. На основе одноионной модели рассчитано изменение константы магнитной анизотропии для кристаллов  $Cr_2O_3$  и  $FeVO_3$  под действием внешнего электрического поля. Теоретически рассчитана величина сдвига в электрическом поле резонансной частоты в кристаллах  $Cr_2O_3$  и  $FeVO_3$  и проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными;

2. Получено выражение и проведен анализ частотной зависимости МЭ коэффициентов по напряжению для образцов разной геометрической формы из гомогенных феррит – пьезоэлектрических материалов при продольной и поперечной ориентациях электрического и магнитного полей.

3. Для гетерогенных феррит – пьезоэлектрических структур с последовательным соединением слоев получено выражение для МЭ коэффициентов по напряжению и проведен его частотный анализ. Проанализирована зависимость резонансной частоты от геометрических размеров феррита и пьезоэлектрика.

4. Получено выражение и проведен частотный анализ зависимости МЭ коэффициентов по напряжению для гетерогенных феррит – пьезоэлектрических композитов с параллельным соединением слоев. Рассмотрены образцы в форме пластинки и диска. Проанализирована

зависимость МЭ коэффициентов по напряжению от процентного состава магнитной и пьезоэлектрической фаз.

5. Получено выражение для сдвига линии магнитного резонанса под действием электрического поля в композиционных феррит - пьезоэлектрических структурах. Проанализирована зависимость величины сдвига линии в зависимости от параметров и геометрических размеров структур.

### **Практическая ценность**

1. Построенная микроскопическая модель МЭ эффекта в области магнитного резонанса объясняет физическую природу явления в магнитоупорядоченных кристаллах с 3d – ионами и позволяет рассчитать величину сдвига резонансной линии под действием электрического поля, что необходимо при разработке устройств функциональной электроники на основе МЭ эффекта;

2. Предложенный метод расчета потенциала внутрикристаллического поля применим для различных ионных структур. Полученные в ходе работы уровни энергии и волновые функции ионов  $Cr^{3+}$  и  $Fe^{3+}$  пригодны для расчета других эффектов в кристаллах  $Cr_2O_3$  и  $FeVO_3$ ;

3. Представленные в работе выражения для частотной зависимости величины МЭ коэффициентов в области электромеханического резонанса для образцов из гомогенных композитов через эффективные параметры материала позволяют подобрать геометрические размеры образцов для конкретного частотного диапазона и выработать рекомендации по синтезу материалов с заданными значениями МЭ коэффициентов;

4. Выражения, полученные для МЭ коэффициентов в области акустических частот для гетерогенных структур через параметры ферритовой и пьезоэлектрической фаз, позволяют выработать рекомендации по синтезу структур с максимальными значениями МЭ коэффициентов и подобрать форму и геометрические размеры образца для данного частотного диапазона;

5. Полученное выражение сдвига линии магнитного резонанса в композитах под действием электрического поля позволяет выработать рекомендации для синтеза структур с максимальным значением величины эффекта.

## Научные положения, выносимые на защиту

1. Сдвиг частоты магнитного резонанса под действием электрического поля в кристалле оксида хрома и сдвиг высокочастотной ветви колебаний в борате железа связан с изменением константы магнитной анизотропии. Это изменение возникает в результате совместного действия спин-орбитального взаимодействия, внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля;
2. В композиционных феррит – пьезоэлектрических структурах на частотной зависимости МЭ эффекта в акустической области имеется пиковое увеличение МЭ коэффициентов по напряжению, связанное с электромеханическим резонансом;
3. Для феррит-пьезоэлектрической структуры с последовательным соединением слоев основная резонансная частота определяется условием электромеханического резонанса всего образца в целом;
4. В структуре с параллельным соединением слоев в случае идеальной связи между фазами резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению происходит на частоте электромеханического резонанса для связанных колебаний магнетика и пьезоэлектрика. При неидеальном контакте между фазами на частотной зависимости МЭ коэффициента наблюдаются два пика, соответствующие резонансам взаимосвязанных колебаний в магнитной и пьезоэлектрической фазах.
5. Для слоистых феррит- пьезоэлектрических структур величина сдвига линии магнитного резонанса во внешнем электрическом поле увеличивается с увеличением содержания пьезоэлектрической фазы по отношению к магнитной.

## Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на Международных и Российских конференциях, в том числе:

III International conference “Magnetolectric Interaction Phenomena in Crystals” (MEIPIC-3). Novgorod, Russia, 1996; Всероссийская школа-конференция молодых ученых по квантовой и вычислительной химии им. В. А. Фока, Великий Новгород, 1998; 2-nd V. A. Fock All-Russian School (conference) on Quantum and Computational Chemistry, Velikiy Novgorod, 2000; Третья всероссийская школа-конференция по квантовой и вычислительной химии им. В. А. Фока, Великий Новгород, 2001; IV International conference “Magnetolectric Interaction Phenomena in Crystals” (MEIPIC-4). Veliky Novgorod, 2001; Четвертой Всероссийской научной internet-конференции "Компьютерное и математическое моделирование в естественных и технических науках" (КММ-4), Тамбов, 2002; Международная конференция по физике электронных материалов (ФИЭМ'2002), Калуга, 2002; Пятая всероссийская школа-конференция по квантовой и вычислительной химии им. В. А. Фока, Великий

Новгород, 2002; IV Международная научно-техническая конференция: Электроника и информатика – 2002, Москва, 2002; Annual APS March Meeting 2003, Austin, USA; V International conference “Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals” (MEIPIC-5). Sudak, Ukraine, 2003; Вторая Всероссийская научно-техническая дистанционная конференция “Электроника”, Москва, 2003.; Annual APS March Meeting 2004, Montréal, Canada, Annual APS March Meeting 2005, Los Angeles, CA; Научном семинаре Отела магнетизма и сегнетоэлектричества ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, март, 2005.

### **Реализация результатов работы**

Теоретические и практические результаты работы, полученные в диссертации, являются частью:

НИР Министерства высшего и профессионального образования РФ «Исследование механизмов резонансного магнитоэлектрического эффекта в материалах функциональной электроники СВЧ» (1997-1999); НИР Министерства высшего и профессионального образования РФ «Поиск и исследование новых сегнетомагнетиков в виде керамики и композиционных материалов» (1997-2000); НИР Министерства образования РФ «Исследования магнитоэлектрических взаимодействий в композиционных материалах» (2000-2002); НИР Министерства образования РФ «Исследование магнитоэлектрического эффекта в ферритах и антиферромагнетиках» (2002-2005); Проекта по программе "Университеты России" на тему «Исследование многослойных и объемных композиционных магнитоэлектрических материалов в широком диапазоне частот» (2002-2003); гранта по программе Министерства образования РФ «Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники» на тему «Керамические многослойные материалы на основе ферритов и сегнетоэлектриков» (2002 - 2003); гранта по конкурсу 2002-2003 г.г. по фундаментальным исследованиям в области естественных и точных наук «Исследование магнитоэлектрического эффекта в многослойных композиционных материалах».

### **Публикации**

По результатам работы опубликовано 40 научных работ, из них 25 - статьи и 15 – тезисы докладов.

Личный вклад автора диссертационной работы заключается в том, что им были поставлены основные цели и задачи, выработаны методы исследований, предложены теоретические модели и получены основные научные результаты. Во всех опубликованных в соавторстве работах в части, касающейся разработки моделей, проведения расчетов и анализа экспериментальных результатов, участие автора было определяющим. Обобщение результатов работы также выполнено автором.

## Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и библиографического списка. Общий объем диссертации составляет 197 страниц, в том числе 28 рисунков и 5 таблиц. Библиографический список включает 150 наименований.

## 2 КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** сформулирована тема диссертационной работы, обоснована ее актуальность, приведены основные результаты и положения, выносимые на защиту, приведен список публикаций по теме диссертации. Кратко дано описание работы.

**В первой главе** проведен обзор литературы, посвященной исследованиям МЭ эффекта. В ней, в частности, отмечено, что впервые существование МЭ эффекта в магнитоупорядоченных материалах было предсказано Ландау и Лифшицем [1]. Дзялошинский [2] показал, что антиферромагнитный оксид хрома  $Cr_2O_3$  имеет магнитную структуру, допускающую существование МЭ эффекта и Астров [3] впервые в нем этот эффект обнаружил экспериментально.

Изложены представления о механизмах МЭ взаимодействия в монокристаллах и композиционных материалах и приведены методы их описания. Отмечено, что если в монокристаллах МЭ эффект является первичным эффектом и в его основе лежит совместное действие спин-орбитального взаимодействия, взаимодействия электронов с внутрикристаллическим полем и с внешним электрическим полем, то в композитах этот эффект является вторичным эффектом. В композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах МЭ эффект может по отдельности отсутствовать и в ферритовой и пьезоэлектрической компонентах. Его возникновение в композитах связано с механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. В магнитном поле вследствие магнитострикции в магнитной компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и вследствие обратного пьезоэффекта приводят к возникновению электрического поля. МЭ эффект, являющийся новым свойством таких композитов, относится к классу вторичных эффектов или так называемых “product properties”. Изложено описание низкочастотного МЭ эффекта с помощью метода эффективных параметров.

Рассмотрены механизмы, которые лежат в основе МЭ эффекта в области магнитного резонанса. Описана феноменологическая теория резонансного МЭ эффекта.

Сформулированы задачи исследований, обоснован выбор материалов и методы их исследований.



**Во второй главе** обоснована возможность применения одноионного приближения, положенного в основу микроскопической модели резонансного МЭ эффекта. Описан, разработанный автором, метод расчета потенциала внутрикристаллического поля для ионных кристаллов и приведены результаты расчета кристаллического поля в оксиде хрома и борате железа.

Микроскопическим механизмом МЭ эффекта является изменение энергии спин-орбитального взаимодействия во внешнем электрическом поле, приводящее к изменению поля анизотропии, что и вызывает сдвиг резонансной линии. Несмотря на то, что в магнитоупорядоченных кристаллах магнитные моменты атомов располагаются упорядоченно, при описании МЭ эффекта можно использовать одноионное приближение. Действительно, магнитная анизотропия кристалла с микроскопической точки зрения определяется целым рядом механизмов. К ним, в частности, относятся спин-орбитальное взаимодействие, магнитодипольное взаимодействие и др. Однако, изменение энергии магнитной анизотропии под действием электрического поля может быть объяснено в первую очередь спин-орбитальным взаимодействием. Электрическое поле искажает электронные оболочки ионов, что приводит к изменению ориентации орбитального момента, и, вследствие спин-орбитального взаимодействия, к изменению спинового магнитного момента, что приводит к анизотропному вкладу в энергию. Остальные механизмы, если и дают вклад в изменение константы анизотропии под действием электрического поля, то в более высоких порядках теории возмущений. Изменение константы магнитной анизотропии кристалла под действием электрического поля определено из вычисления свободной энергии. Энергию магнитной анизотропии для одноосных кристаллов можно описать введением в плотность свободной энергии дополнительного члена

$$F_A = K_1 \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где  $\theta$  - угол между направлением намагниченности и осью кристалла,  $K_1$  - константа магнитной анизотропии, которая связана с полем анизотропии  $H_A$  и намагниченностью  $M_0$  соотношением  $H_A = K_1 / M_0$ . Изменение константы магнитной анизотропии приводит к изменению поля анизотропии, что в свою очередь, скажется на изменении резонансной частоты.

Согласно определению, свободная энергия

$$F = -kT \ln Z, \quad (2)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана;  $T$  - температура;  $Z$  - статистическая сумма

$$Z = \sum_{m=-s}^{m=+s} \exp(-W_m / kT). \quad (3)$$

Здесь  $W_m$  - энергия низколежащих уровней кристалла,  $m$  - магнитное квантовое число.

Для вычисления энергии уровней  $W_m$  магнитного иона в кристалле использовался аппарат теории возмущений. Гамильтониан магнитного иона записан в виде

$$H = H_f + V_{ee} + V_C + V_M + V_{LS} + V_E, \quad (4)$$

где  $H_f$  - гамильтониан изолированного иона, без учета электрон-электронного взаимодействия  $V_{ee}$ ;  $V_C$  - оператор, описывающий взаимодействие электронов иона с кристаллическим полем;  $V_{LS}$  - оператор спин-орбитального взаимодействия;  $V_M$  - оператор, описывающий обменное взаимодействие в приближении молекулярного поля Вейса,  $V_E$  - оператор, описывающий взаимодействие с внешним электрическим полем.

В магнитоэлектрических кристаллах с 3d – ионами энергия электрон-электронного взаимодействия и взаимодействия с кристаллическим полем много больше энергии спин-орбитального взаимодействия, обменного взаимодействия и взаимодействия с внешним электрическим полем. Поэтому на первом этапе можно вычислить уровни энергии и волновые функции, учитывая только электрон-электронное взаимодействие и взаимодействие с кристаллическим полем, а затем учесть спин-орбитальное, обменное взаимодействия и взаимодействие с внешним электрическим полем.

С целью получения явного вида оператора  $V_C$  разработана методика расчета потенциала кристаллического поля для ионных кристаллов. При вычислении матричных элементов кристаллического потенциала его удобно разложить в ряд по сферическим гармоникам

$$V_C = \sum_{K,Q} B_K^Q C_Q^K \langle r^K \rangle, \quad (5)$$

где  $C_Q^K$  - сферические тензоры,  $\langle r^K \rangle$  - радиальные интегралы,  $B_K^Q$  - параметры кристаллического поля, которые определяются суммированием по всем ионам кристалла

$$B_K^Q = -\sum_j \frac{Z_j e^2}{R_j^{(k+1)}} C_Q^K(\theta_j, \varphi_j). \quad (6)$$

Здесь  $R_j$  - расстояние от магнитного иона до  $j$ -го иона окружения,  $Z_j$  - валентность иона.

При вычислении кристаллических сумм в разработанной методике суммирование производится не по сфере, а по объему, полученному трансляцией симметричной ячейки, синтезированной на основе элементарной. При суммировании по сфере четные гармоники ряда, как правило, обнаруживали хорошую сходимость (но не всегда), а нечетные не только не сходились, но даже иногда меняли знаки. Выделяя сферу определенного радиуса, неустранимо разрываются связи, в результате число положительно и отрицательно заряженных ионов в сфере оказывается различным. Это приводит к тому, что суммирование проводится не по электронейтральной, а по заряженной сфере, причем величина и знак заряда зависит от ее радиуса. Вследствие этого некоторые гармоники не только не сходятся, но иногда даже меняют знаки. При суммировании по объему, полученному трансляцией симметричной ячейки вдоль кристаллографических осей, условие электронейтральности выполняется

автоматически. Ряд быстро сходится, и значения гармоник перестают зависеть от числа суммируемых ионов уже после 4-5 трансляций.

В магнитных ионах группы железа недостроены только  $3d$ - оболочки. При вычислении матричных элементов на волновых функциях  $3d$ -электронов шаровые функции, у которых  $K > 4$ , дадут равные нулю матричные элементы, поэтому в разложении (6) достаточно ограничиться значением  $K=4$ .

Для коэффициентов разложения кристаллического потенциала для  $Cr_2O_3$  получены следующие значения:

$$\begin{aligned} B_2^0 \langle r^2 \rangle &= -2624 \text{ см}^{-1} & B_1^0 \langle r^1 \rangle &= 4470 \text{ см}^{-1} \\ B_4^0 \langle r^4 \rangle &= -22220 \text{ см}^{-1} & B_3^0 \langle r^3 \rangle &= -14804 \text{ см}^{-1} \\ B_4^{-3} \langle r^4 \rangle &= (-24446 + i \cdot 3936) \text{ см}^{-1} & B_3^{-3} \langle r^3 \rangle &= (-5419 - i \cdot 1448) \text{ см}^{-1} \\ B_4^3 \langle r^4 \rangle &= (24446 + i \cdot 3936) \text{ см}^{-1} & B_3^3 \langle r^3 \rangle &= (5419 - i \cdot 1448) \text{ см}^{-1} \end{aligned}$$

Кристалл бората железа  $FeBO_3$  является слабым ферромагнетиком, и, в отличие от кристалла  $Cr_2O_3$ , борат железа обладает центром инверсии. Вследствие этого в разложении кристаллического потенциала отсутствуют нечетные гармоники. Используя параметры кристаллической структуры бората железа, для коэффициентов разложения при суммировании получены следующие значения:

$$\begin{aligned} B_2^0 \langle r^2 \rangle &= 3139 \text{ см}^{-1}, & B_4^0 \langle r^4 \rangle &= -11706 \text{ см}^{-1}, \\ B_4^{-3} \langle r^4 \rangle &= (-13233 - i \cdot 2478) \text{ см}^{-1}, & B_4^3 \langle r^4 \rangle &= (13233 - i \cdot 2478) \text{ см}^{-1}. \end{aligned}$$

В кристаллах  $Cr_2O_3$  и  $FeBO_3$  величина электростатического взаимодействия электронов, и величина кристаллического поля сравнимы между собой  $V_C \approx V_{ee}$ . Это указывает на то обстоятельство, что при вычислениях энергии и волновых функций необходимо учитывать  $V_C$  и  $V_{ee}$  одновременно. Для этого удобно использовать метод неприводимых тензорных операторов Рака. В качестве системы функций нулевого приближения удобно выбрать антисимметричные волновые функции  $\psi_{LSM_L M_S}$ , полученные из одночастичных функций при помощи генеалогических коэффициентов.

Электрон-электронное взаимодействие и взаимодействие с внутрикристаллическим полем приводит к перемешиванию волновых функций и расщеплению уровней изолированного иона. В кристалле  $FeBO_3$  отличны от нуля только четные гармоники кристаллического потенциала, вследствие чего перемешиваются только состояния с одинаковой четностью. В кристалле  $Cr_2O_3$  имеется отличная от нуля нечетная часть  $V_C^u$  внутрикристаллического потенциала. Наличие этого члена заметного влияния на расщепление уровней не оказывает, так как дает вклад в энергию лишь во втором порядке теории возмущений. Однако наличие этого члена приводит к появлению взаимодействия между состояниями противоположной четности, которое и отвечает за механизм линейного МЭ эффекта в кристалле  $Cr_2O_3$ .

В третьей главе построена микроскопическая модель МЭ эффекта в области магнитного резонанса для антиферромагнетика  $Cr_2O_3$  и слабого ферромагнетика  $FeVO_3$ . Определены волновые функции и энергетическая структура иона  $Cr^{3+}$  в кристалле  $Cr_2O_3$  под воздействием электрон-электронного взаимодействия и кристаллического потенциала. Волновые функции  $\psi_{LM,SM_s}$  свободного иона  $Cr^{3+}$  ( ${}^4P, {}^2P, {}^2D, {}^4F, {}^2F, {}^2G, {}^2H$ ) под действием  $V_c^g$  перемешиваются. Причем взаимодействуют только состояния с одинаковым значением полного спина  $S$ , так как матричные элементы между состояниями с различными значениями  $S$  равны нулю. При расчете МЭ эффекта в области магнитного резонанса необходимо учитывать лишь те волновые функции, которые образуются в результате перемешивания состояний  ${}^4F$  и  ${}^4P$ .

С целью проверки метода были рассчитаны уровни энергии для рубина, имеющего такую же кристаллическую структуру, и проведено их сравнение с уровнями, полученными экспериментально из оптических спектров. Рассчитанные теоретические и экспериментальные значения находятся в хорошем согласии.

Методом теории возмущений рассчитан вклад спин-орбитального взаимодействия в свободную энергию кристалла  $Cr_2O_3$  и определено изменение свободной энергии под действием внешнего электрического поля. Показано, что совместное действие спин-орбитального взаимодействия, нечетной части потенциала внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля приводят к дополнительному вкладу в свободную энергию. При ориентации электрического поля вдоль тригональной оси кристалла и низких температурах этот дополнительный член имеет вид

$$\Delta F_A(E) = -9/4N\lambda^2 \sum_{k_1, k_2, k_3} \frac{\langle k|L_z|k_1\rangle\langle k_1|L_z|k_2\rangle\langle k_2|V_c^u|k_3\rangle\langle k_3|V_E|k\rangle}{(\varepsilon_{k_1} - \varepsilon_{k_2})(\varepsilon_{k_2} - \varepsilon_{k_3})(\varepsilon_{k_3} - \varepsilon_k)} \sin^2(\theta), \quad (7)$$

где  $N$  - число магнитных ионов,  $\lambda$  - константа спин-орбитального взаимодействия,  $V_c^u$ , оператор, описывающий нечетную часть потенциала внутрикристаллического поля,  $|k\rangle, |k_1\rangle$  - волновые функции основного и возбужденных состояний иона,  $\varepsilon_k, \varepsilon_{k_1}$  - соответствующие им уровни энергии. Суммирование проводится по  $k_1 \neq k_2 \neq k_3 \neq k$ . Этот член представляет собой изменение энергии магнитной анизотропии под действием электрического поля.

Изменение поля анизотропии  $H_A$  приводит к сдвигу резонансной частоты на величину  $\Delta\omega$ . Как следует из выражения (7) в  $Cr_2O_3$  этот эффект линейный по напряженности внешнего электрического поля. Проведенный расчет показывает, что изменение константы магнитной анизотропии под действием внешнего электрического поля напряженностью  $E = 10$  кВ/см, приводит к относительному сдвигу частоты антиферромагнитного резонанса  $\Delta\omega/\omega \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$ . В эксперименте [4] на частоте спектрометра 24.2 ГГц сдвиг

частоты, обусловленный электрическим полем, дается выражением  $h\Delta\omega/E = 3.4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}/(\text{кВ}/\text{см})$ . При напряженности электрического поля  $E = 10 \text{ кВ}/\text{см}$  относительный сдвиг частоты составляет  $\Delta\omega/\omega = 4 \cdot 10^{-5}$ . Таким образом, можно говорить о хорошем соответствии теории с экспериментом и считать, что в кристалле  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  сдвиг линии магнитного резонанса обусловлен совместным действием спин-орбитального взаимодействия, внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля.

В этой же главе на примере кристалла  $\text{FeBO}_3$  предложена микроскопическая модель МЭ эффекта в области магнитного резонанса для кристаллов, магнитные ионы которых находятся в  $S$ -состоянии. Рассчитаны уровни энергии и волновые функции иона  $\text{Fe}^{3+}$  при одновременном учете электрон-электронного взаимодействия и взаимодействия с внутрикристаллическим полем. Несмотря на то, что ионы  $\text{Fe}^{3+}$  в борате железа находятся в  $S$  – состоянии, кристаллическое поле приводит к смешиванию состояний ( ${}^4P$ ,  ${}^4D$ ,  ${}^4F$ ,  ${}^4G$ ) расположенных выше  ${}^6S$  и возникновению спин-орбитального взаимодействия между  ${}^6S$  и уровнями с примесью  ${}^4P$ . Определено расщепление основного терма  ${}^6S$  под действием спин-орбитального взаимодействия.

Внешнее электрическое поле совместно со спин-орбитальным взаимодействием дает поправку к энергии в четвертом порядке теории возмущений. Это приводит к появлению в свободной энергии члена, который описывает изменение константы магнитной анизотропии под действием электрического поля. В результате изменения константы магнитной анизотропии происходит сдвиг резонансной линии. В отличие от оксида хрома, в котором сдвиг линии линеен по напряженности электрического поля, в борате железа эффект квадратичен по полю, что обусловлено наличием у кристалла  $\text{FeBO}_3$  центра инверсии. Согласно проведенным расчетам относительный сдвиг частоты, обусловленный изменением поля анизотропии, во внешнем электрическом поле  $E = 3 \cdot 10^8 \text{ В}/\text{м}$ , составляет  $\Delta\omega/\omega_0 \approx 10^{-5}$ , а оценка величины сдвига за счет изменения поля Дзялошинского, проведенная по результатам эксперимента [5] дает величину порядка  $\Delta\omega/\omega_0 \approx 10^{-6}$ .

Таким образом, можно утверждать, что сдвиг частоты магнитного резонанса под действием электрического поля в кристалле оксида хрома и сдвиг высокочастотной ветви колебаний в борате железа связаны с изменением константы магнитной анизотропии. Это изменение возникает в результате совместного действия спин-орбитального взаимодействия, внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля;

**Четвертая глава** диссертации посвящена исследованию магнитоэлектрического эффекта в гомогенных композиционных материалах в области электромеханического резонанса. При описании частотной зависимости МЭ эффекта в композиционных материалах возможны два метода. Если масштабы изменения внешних воздействий много больше характерных размеров композиционных материалов, то такие материалы можно

рассматривать как гомогенные среды с некоторыми эффективными параметрами. В противоположном случае композиты надо рассматривать как гетерогенные структуры. В этом случае процессы в магнитной и пьезоэлектрической фазах надо описывать отдельно и связывать между собой с учетом условий на границе раздела фаз. Характерным геометрическим размером в объемных композиционных материалах является размер зерен, а в многослойных структурах характерным размером является толщина слоев. Область частот рассматриваемого механизма ограничивается десятками МГц, соответственно минимальная длина волны составляет десятые доли миллиметра. Следовательно, если мы рассматриваем композиты, характерные размеры которых меньше десятых долей миллиметра, то их можно считать гомогенными средами и для описания явлений использовать эффективные параметры. Если же характерные размеры составляют десятые доли миллиметра и больше, то такие композиты необходимо рассматривать как гетерогенные среды.

Механические колебания среды возбуждаются или переменным магнитным или переменным электрическим полями. Длина электромагнитной волны в рассматриваемом диапазоне составляет десятки метров и больше, что на несколько порядков превышает размеры образца, поэтому пространственными изменениями электрического и магнитного полей в пределах образца можно пренебречь.

Уравнение движения среды имеет вид

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (8)$$

где  $u_i$  -  $i$  - ая проекция вектора смещения среды,  $\rho$  - эффективная плотность композита,  $T_{ij}$  - тензор напряжений, связь которого с тензором деформаций  $S_\lambda$  и магнитным полем определяется выражением

$$S_\lambda = s_{\lambda\mu} T_\mu + d_{j\lambda} E_j + q_{j\lambda} H_j. \quad (9)$$

Здесь  $s_{\lambda\mu}$  - тензор податливостей,  $d_{j\lambda}$  и  $q_{j\lambda}$  пьезоэлектрический и пьезомагнитный тензоры. В магнитоэлектрических композитах уравнение для компонент вектора электрической индукции  $D_i$  имеет вид

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j + d_{i\lambda} T_\lambda + m_{ij} H_j, \quad (10)$$

где  $\varepsilon_{ij}$  и  $m_{ij}$  - диэлектрическая и магнитоэлектрическая восприимчивости.

Совместное решение системы уравнений (8) – (10) с учетом условия разомкнутой цепи позволяет получить выражение для частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению через эффективные параметры материала и геометрические размеры структуры. Вид решения зависит от формы образца, ориентаций постоянных электрического и магнитного полей, поэтому каждый конкретный случай необходимо рассматривать отдельно. В работе рассмотрены наиболее часто встречающиеся случаи, а именно образцы в виде полоски, узкой и широкой пластинки, диска.

Рассмотрим образец в форме узкой пластинки, длина которой  $L$  много больше ее толщины  $d$  и ширины  $W$  (рис. 1). На верхней и нижней грани пластинки нанесены металлические электроды, толщину которых считаем пренебрежимо малой. Образец поляризован в направлении, перпендикулярном плоскости контактов (ось  $Z$ ). Постоянное подмагничивающее и переменное магнитные поля могут совпадать с направлением поляризации (продольный эффект), либо лежать в плоскости пластинки, вдоль оси  $X$  (поперечный эффект).

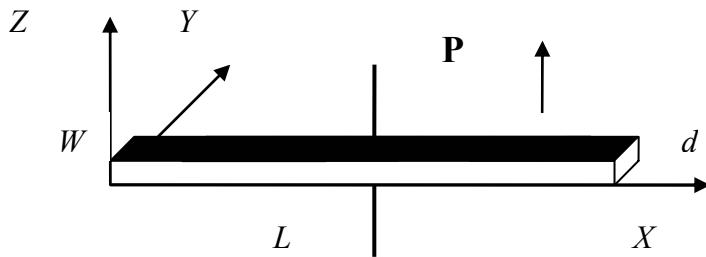


Рисунок 1. Схематичное изображение образца в форме узкой пластинки. Стрелка указывает направление поляризации.

Поверхности пластинки свободные, поэтому нормальные составляющие тензора напряжений на них равны нулю, т.е.  $T_1 = T_2 = T_3 = 0$  на поверхностях пластинки. Так как пластинка тонкая и узкая, то можно считать, что  $T_2 = T_3 = 0$  не только на поверхности, но и во всем объеме пластинки и отличной от нуля компонентой тензора напряжений в объеме пластинки будет только  $T_1$ . Кроме того, верхняя и нижняя грани пластинки представляют собой эквипотенциальные поверхности, поэтому отличной от нуля компонентой вектора напряженности электрического поля будет только  $E_3$ . С учетом этого, уравнения (10) и (11) при продольной ориентации полей (вдоль оси  $Z$ ) примут вид

$$S_1 = s_{11}T_1 + d_{31}E_3 + q_{31}H_3 \quad (11)$$

$$D_3 = \varepsilon_{33}E_3 + d_{31}T_1 + m_{33}H_3 \quad (12)$$

При поперечной ориентации полей в уравнениях (11) и (12) вместо коэффициентов  $q_{31}$  и  $m_{33}$  будут стоять  $q_{11}$  и  $m_{31}$  соответственно.

Металлические электроды на верхней и нижней поверхностях образца представляют собой эквипотенциальные поверхности, поэтому напряженность электрического поля будет однородной по длине образца. Неоднородной будет электрическая индукция, и условие разомкнутой цепи в данном случае имеет вид

$$\int_0^W dy \int_0^L dx D_3 = 0. \quad (13)$$

Образец свободный, поэтому в точках  $x=0$  и  $x=L$  граничные условия запишутся в виде

$$T_1(0) = 0, \quad T_1(L) = 0 \quad (14)$$

Совместные решения системы уравнений (8), (11)-(12) с учетом граничных условий (14) и условия разомкнутой цепи (13) дают для продольного  $\alpha_{E,L}$  и поперечного  $\alpha_{E,T}$  МЭ коэффициентов по напряжению следующие выражения

$$\alpha_{E,L} = \frac{1}{\Delta_a} \cdot \left( \frac{d_{31} q_{31}}{\varepsilon_{33} s_{11}} (1 - \operatorname{tg}(\kappa) / \kappa) - \frac{m_{33}}{\varepsilon_{33}} \right), \quad (15)$$

$$\alpha_{E,T} = \frac{1}{\Delta_a} \cdot \left( \frac{d_{31} q_{11}}{\varepsilon_{33} s_{11}} (1 - \operatorname{tg}(\kappa) / \kappa) - \frac{m_{31}}{\varepsilon_{33}} \right), \quad (16)$$

где  $k = \omega (\rho s_{11})^{1/2}$ ,  $\kappa = kL/2$ ,  $\Delta_a = 1 - K_{31}^2 (1 - \operatorname{tg}(\kappa) / \kappa)$ .

Из (15) и (16) видно, что при так называемой частоте антирезонанса, когда  $\Delta_a = 0$ , имеет место пиковое увеличение МЭ коэффициентов. Частота антирезонанса определяется эффективными параметрами материала и геометрическими размерами образца, в первую очередь, длиной пластинки  $L$ , эффективным значением коэффициента податливости  $s_{11}$  и плотностью материала. Оценка показывает, что для образцов на основе феррошпинели - ЦТС в форме пластинки длиной порядка сантиметра резонансная частота находится в области 300 кГц.

На рис.2 и рис. 3 приведены рассчитанные по формулам (15) и (16) частотные зависимости магнитоэлектрического коэффициента по напряжению и экспериментальные результаты для продольной и поперечной ориентаций электрического и магнитного полей.

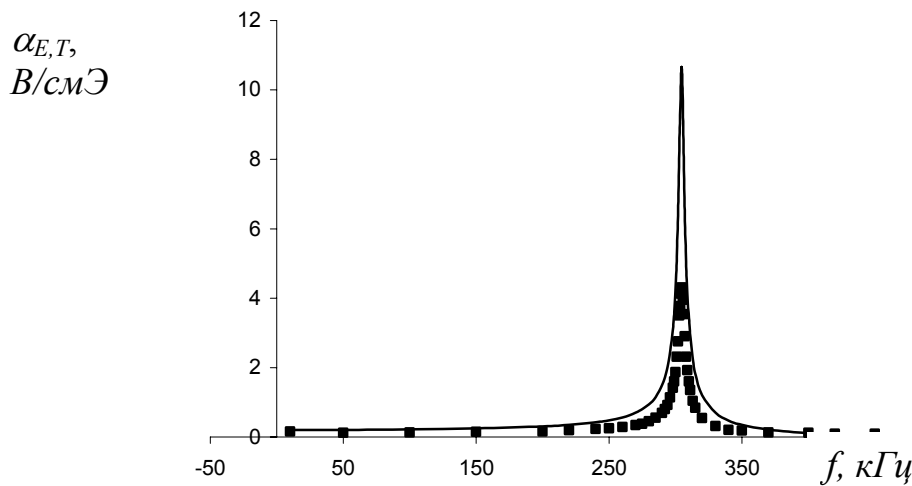


Рисунок 2. Частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению при поперечной ориентации полей. Сплошная линия – теория, ♦ - эксперимент. Коэффициент затухания  $\chi = 12000 \text{ рад/с}$ .

Экспериментальные исследования эффекта проводились для образцов многослойного композиционного материала, состоящего из 11 слоев никелевой феррошпинели по 13 микрон каждый и 10 слоев пьезокерамики ЦТС по 26 микрон каждый. Образцы имели форму прямоугольной пластинки длиной 7,3мм и шириной 2,15мм. Для исследования МЭ эффекта использовался метод,



основанный на измерении переменного напряжения, возникающего на образце при наложении на него переменного и медленно меняющегося магнитных полей.

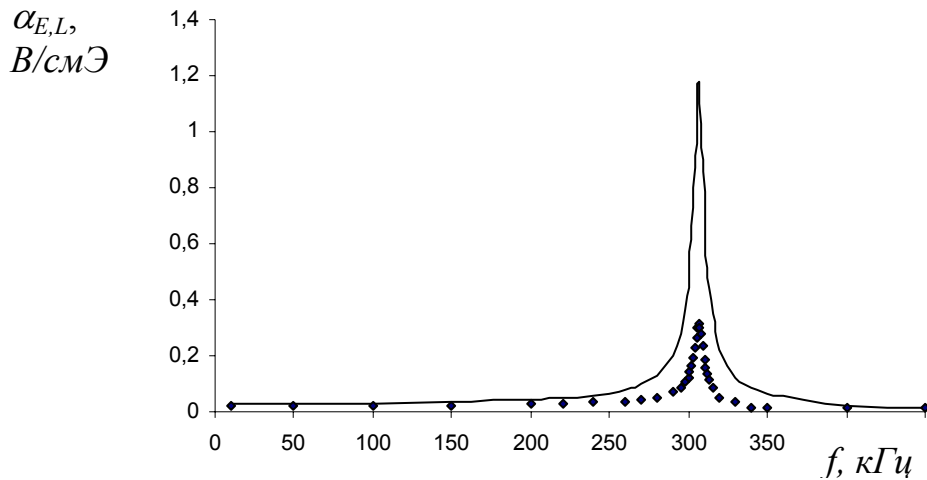


Рисунок 3. Частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению при продольной ориентации полей. Сплошная линия – теория,  $\blacklozenge$  - эксперимент. Коэффициент затухания  $\chi=17000 \text{ рад/с}$ .

Как видно из графиков, наблюдается хорошее соответствие между теоретической зависимостью и экспериментальными результатами. На частоте около 300 кГц наблюдается резонансное увеличение величины эффекта. Максимальное значение МЭ коэффициента наблюдается при поперечной ориентации полей и составляет величину  $4,3 \text{ В/смЭ}$ , в то время, как его значение на частоте 100 Гц составляет  $0,15 \text{ В/смЭ}$ . Таким образом, резонансное значение МЭ коэффициента почти в 30 раз превосходит его низкочастотную величину. При продольной ориентации полей величина эффекта на порядок меньше. Это обусловлено тем, что при продольной ориентации полей на величину эффекта значительное влияние оказывают размагничивающие поля.

В случае широкой пластинки компоненту напряжений  $T_2$  уже нельзя считать равной нулю. Будем полагать, что симметрия пьезоэлектрической фазы есть  $\infty m$ , а магнитная фаза обладает кубической симметрией. С учетом симметрии, при продольной ориентации полей отличными от нуля компонентами тензора податливостей, пьезоэлектричества и пьезомагнетизма будут следующие коэффициенты [6]:  $s_{11} = s_{22}$ ,  $s_{12} = s_{21}$ ,  $s_{13} = s_{31} = s_{23} = s_{32}$ ,  $s_{33}$ ,  $s_{44} = s_{66}$ ,  $d_{31} = d_{32}$ ,  $d_{33}$ ,  $d_{15} = d_{24}$ ,  $q_{31} = q_{32}$ ,  $q_{33}$ ,  $q_{15} = q_{24}$ . При поперечной ориентации полей ненулевыми коэффициентами будут:  $s_{11} = s_{22}$ ,  $s_{33}$ ,  $s_{12} = s_{21}$ ,  $s_{13} = s_{31}$ ,  $s_{23} = s_{32}$ ,  $s_{44}$ ,  $s_{55}$ ,  $s_{66}$ ,  $d_{31} = d_{32}$ ,  $d_{33}$ ,  $d_{15} = d_{24}$ ,  $q_{11}$ ,  $q_{12}$ ,  $q_{13}$ ,  $q_{35}$ ,  $q_{26}$ .

В данном случае отличными от нуля компонентами тензора напряжений в объеме образца будут  $T_1$  и  $T_2$ . Уравнения (9) и (10) для поперечной ориентации полей запишутся в виде

$$S_1 = s_{11}T_1 + s_{12}T_2 + d_{31}E_3 + q_{11}H_1 \quad (17)$$

$$S_2 = s_{12}T_1 + s_{11}T_2 + d_{31}E_3 + q_{12}H_1 \quad (18)$$

$$D_3 = \varepsilon_{33}E_3 + d_{31}(T_1 + T_2) + m_{31}H_1 \quad (19)$$

Совместное решение уравнения (7) и уравнений (17) – (19) дает для МЭ коэффициента по напряжению следующее выражение

$$\alpha_{E,T} = \frac{1}{\Delta} \left( \frac{d_{31}}{\varepsilon_{33} s_{11}(1-\nu)} (q_{11} + q_{12} - \frac{1}{\delta} (q_{11} + \nu q_{12})) \left( \frac{tg(\kappa_1)}{\kappa_1} (1 - \nu \frac{tg(\kappa_2)}{\kappa_2}) \right) - \frac{1}{\delta} (q_{12} + \nu q_{11}) \left( \frac{tg(\kappa_2)}{\kappa_2} (1 - \nu \frac{tg(\kappa_1)}{\kappa_1}) \right) \right) - \frac{m_{31}}{\varepsilon_{33}} \quad (20)$$

Здесь  $\nu = -s_{12}/s_{11}$  - коэффициент Пуассона,  $\kappa_1 = kL/2$ ,  $\kappa_2 = kW/2$ ,

$$k = \sqrt{\rho s_{11}(1-\nu^2)}\omega, \quad \delta = 1 - \nu^2 (tg(\kappa_1)/\kappa_1)(tg(\kappa_2)/\kappa_2),$$

$$\Delta = 1 - K_p^2 \left( 1 - \frac{(1+\nu)}{2\delta} \left( \frac{tg(\kappa_1)}{\kappa_1} (1 - \nu \frac{tg(\kappa_2)}{\kappa_2}) + \frac{tg(\kappa_2)}{\kappa_2} (1 - \nu \frac{tg(\kappa_1)}{\kappa_1}) \right) \right).$$

Корни уравнения  $\Delta = 0$  определяют максимумы на частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению. В отличие от выражения для МЭ коэффициента узкой пластинки, в уравнение (20) входят два безразмерных параметра  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$ , определяющие частотную зависимость МЭ коэффициента. Это приводит к тому, что при соизмеримых размерах длины и ширины пластинки появляются два близко расположенных пика на частотной зависимости. На рис.5 представлена, рассчитанные по формуле (20) частотные зависимости МЭ коэффициента по напряжению для узкой и широкой пластинки.

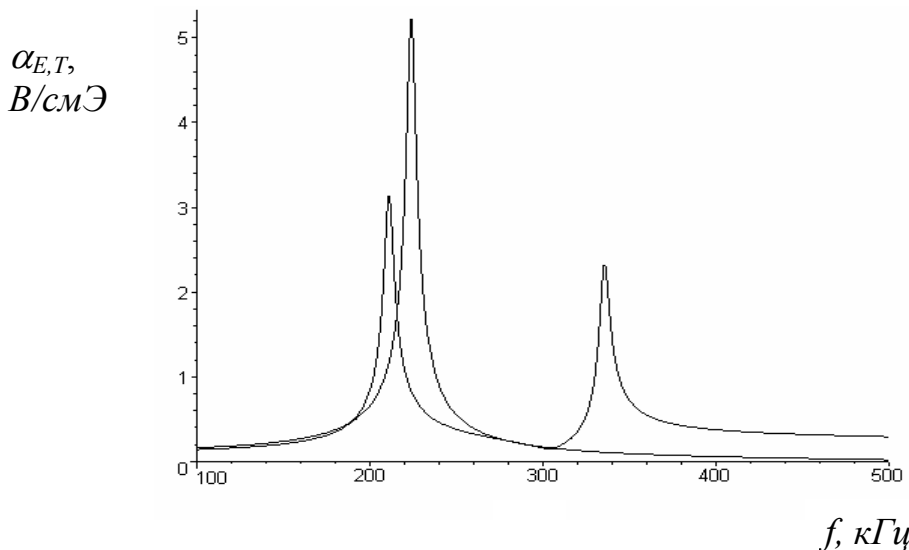


Рисунок 4. Частотная зависимость МЭ коэффициента. 1- узкая пластинка длиной 8 мм, 2- широкая пластинка длиной 8 мм и шириной 6 мм. Коэффициент затухания  $\chi=18000$  рад/с

Как видно из рисунка, в случае широкой пластинки наблюдается два близкорасположенных пика, обусловленные колебаниями вдоль оси  $X$  и вдоль оси  $Y$ . Кроме того, происходит незначительное изменение резонансной частоты. С увеличением ширины пластинки резонансная частота плавно уменьшается.

В эксперименте [7] для исследований использовалась структура, имеющая похожую геометрию, но с несколько отличной толщиной слоев феррита и пьезоэлектрика и их числом. Качественно экспериментальная частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента по напряжению хорошо совпадает с зависимостью, представленной на рис. 5. Количественное отличие связано с тем, что при расчете использовались значения коэффициентов пьезомагнетизма  $q_{11}$  и  $q_{12}$  соответствующие полю подмагничивания  $H_0=1050$  Э, где они и, следовательно, магнитоэлектрический коэффициент, имеют максимальное значение. В эксперименте [7] поле подмагничивания  $H_0=120$  Э. В этом случае значения коэффициентов  $q_{11}$  и  $q_{12}$  не достигали своих максимальных значений, что и привело к количественному расхождению теории и эксперимента.

На практике гораздо чаще пластинки, используются образцы в форме диска, толщина которого  $d$  много меньше его радиуса  $R$  (рис. 5).

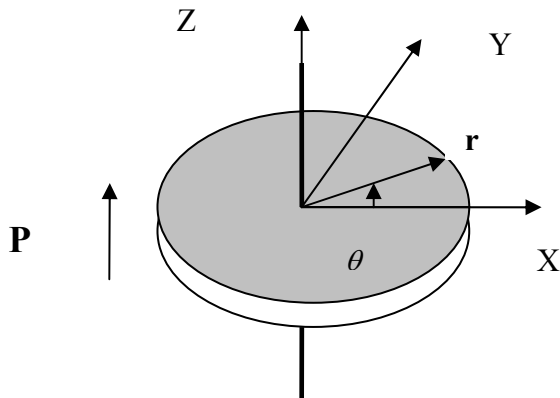


Рисунок 5 Геометрия образца.

Стрелка указывает направление поляризации.

Вследствие симметрии задачи при расчете МЭ коэффициента по напряжению удобно перейти к цилиндрической системе координат. С учетом осевой симметрии задачи отличными от нуля компонентами тензора напряжений и деформаций будут  $T_{rr}$ ,  $T_{\theta\theta}$ ,  $S_{rr}$  и  $S_{\theta\theta}$ . Остальные компоненты тензоров напряжений и деформаций равны нулю и уравнения (8)-(9) при продольной ориентации полей запишутся в виде

$$\frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(T_{rr} - T_{\theta\theta}) + \rho\omega^2 u_r = 0, \quad (21)$$

$$S_{rr} = s_{11}T_{rr} + s_{12}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3 + q_{31}H_3, \quad (22)$$

$$S_{\theta\theta} = s_{12}T_{rr} + s_{11}T_{\theta\theta} + d_{31}E_3 + q_{31}H_3. \quad (23)$$

Совместное решение системы уравнений (21) – (23) с учетом того, что в центре диска смещение  $u_r(0) = 0$ , а на краях  $T_{rr}(R) = 0$  и условия разомкнутой

цепи приводит к следующему выражению для МЭ коэффициента по напряжению

$$\alpha_{E,L} = \frac{1}{\Delta_a} \left[ \frac{2d_{31}q_{31}}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)} \left( 1 - \frac{(1+\nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} \right) - \frac{m_{33}}{\varepsilon_{33}} \right], \quad (24)$$

где  $\kappa = kR$ ,  $k = \sqrt{\rho s_{11}(1-\nu^2)}\omega$ ,  $J_1(\kappa)$ - функция Бесселя первого рода,

$$\Delta_r = \kappa J_0(\kappa) - (1-\nu)J_1(\kappa), \quad \Delta_a = 1 - K_p^2 + K_p^2(1+\nu)J_1(\kappa)/\Delta_r, \quad K_p^2 = \frac{2d_{31}^2}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)}$$

коэффициент электромеханической связи для радиальных колебаний.

При поперечной ориентации электрического и магнитного полей выражения для МЭ коэффициента получено в форме

$$\alpha_{E,T} = \frac{1}{\Delta_a} \left[ \frac{d_{31}(q_{11} + q_{12})}{\varepsilon_{33}s_{11}(1-\nu)} \left( 1 - \frac{(1+\nu)J_1(\kappa)}{\Delta_r} \right) - \frac{m_{31}}{\varepsilon_{33}} \right]. \quad (25)$$

При продольной ориентации величина коэффициента пропорциональна  $2 d_{31} q_{31}$ , а при поперечной ориентации она пропорциональна  $d_{31} (q_{11} + q_{12})$ . Так как значения коэффициентов  $q_{11}$  и  $q_{12}$  вследствие отсутствия размагничивания почти на порядок больше значения  $q_{31}$ , то при поперечном эффекте значение МЭ коэффициента будет в несколько раз больше, чем при продольном эффекте. На рис. 6 и рис.7 приведены рассчитанные по формулам (24), (25) и измеренные экспериментально частотные зависимости МЭ коэффициентов по напряжению. Эффективные параметры композита были равны следующим значениям:  $s_{11} = 10 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н,  $s_{12} = -3.9 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н,  $q_{31} = 60 \cdot 10^{-12}$  м/А,  $q_{11} = -320 \cdot 10^{-12}$  м/А,  $q_{12} = 84 \cdot 10^{-12}$  м/А,  $\varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 28$ ; параметр затухания определялся из ширины линии электромеханического резонанса

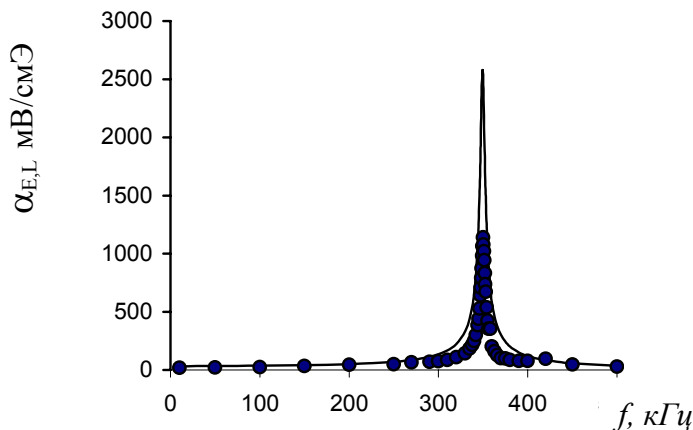


Рис.6. Частотная зависимость продольного МЭ коэффициента по напряжению Сплошная линия - теория, точки - эксперимент. Коэффициент затухания  $\chi = 15000$  рад/с.

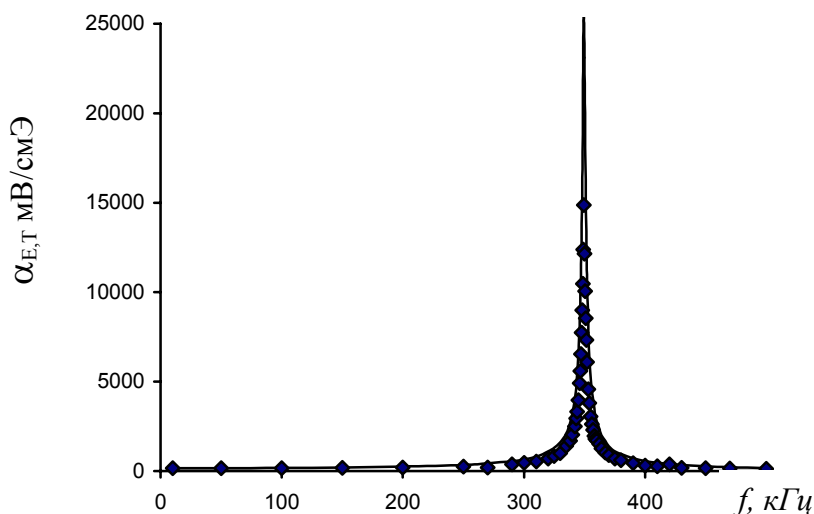


Рис.7 Частотная зависимость поперечного МЭ коэффициента по напряжению. Сплошная линия-теория, точки - эксперимент. Коэффициент затухания  $\chi=7500$  рад/с.

Как видно из рисунков, наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента. Как для пластинки, так и для диска, коэффициент затухания при поперечной ориентации полей меньше, чем при продольной. Это объясняется тем, что потери в структурах связаны, в первую очередь, с потерями в электродах. При ориентации переменного магнитного поля в плоскости образца (поперечный эффект) в проводящих электродах индуцируются меньшие токи, чем при ориентации перпендикулярно проводящим электродам (продольной эффект), что и приводит к уменьшению потерь

Таким образом, механическое взаимодействие между ферритовой и пьезоэлектрической компонентами в гомогенных композитах приводит к возникновению МЭ эффекта. На частотной зависимости МЭ эффекта в акустической области имеется пиковое увеличение МЭ коэффициентов по напряжению, обусловленное электромеханическим резонансом.

**Пятая глава** посвящена исследованию гетерогенных структур на основе магнетик - пьезоэлектрик, когда метод эффективных параметров уже неприменим. В работе рассмотрены структуры с последовательным и параллельным соединением магнетика и пьезоэлектрика.

Для случая последовательного соединения фаз рассмотрена структура, изображенная на рис. 8.

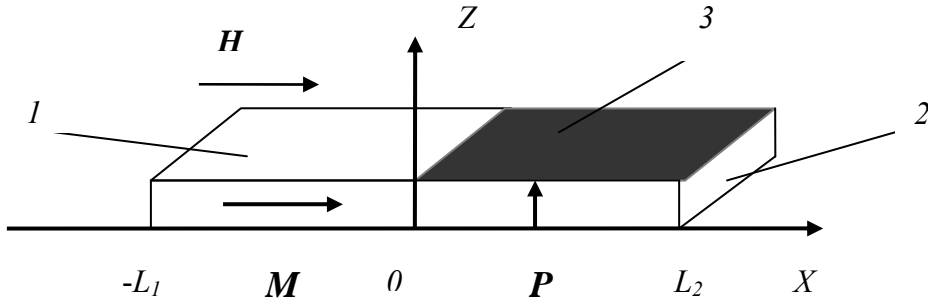


Рис. 8 Схематическое изображение гибридной структуры. 1 - магнетик, 2 – пьезоэлектрик, 3 – электрод. Стрелки указывают направления переменного магнитного поля, намагниченности и поляризации соответственно.

Для данной структуры уравнение (8) для тензора деформаций  ${}^m S_i$  в магнитоэластичной фазе, и для тензора деформаций  ${}^p S_i$  в пьезоэлектрической фазе, и уравнение (9) для индукции электрического поля  $D_i$  в пьезоэлектрике примут вид

$${}^m S_1 = {}^m s_{11} {}^m T_1 + {}^m q_{11} H_1 \quad (26)$$

$${}^p S_1 = {}^p s_{11} {}^p T_1 + {}^p d_{31} E_3 \quad (27)$$

$$D_3 = {}^p \varepsilon_{33} E_3 + {}^p d_{31} {}^p T_1 \quad (28)$$

где  ${}^m s_{11}$ ,  ${}^p s_{11}$  - компоненты тензора податливости магнетика и пьезоэлектрика соответственно,  ${}^p \varepsilon_{33}$  - компонента тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика,  ${}^p d_{31}$ ,  ${}^m q_{11}$  - пьезоэлектрический и пьезомагнитный коэффициенты соответственно. Граничные условия в месте контакта магнетика и пьезоэлектрика и на свободных левой и правой гранях образца имеют вид

$${}^m u_x(0) = {}^p u_x(0), \quad {}^m T_1(0) = {}^p T_1(0), \quad {}^m T_1(-L_1) = 0, \quad {}^p T_1(L_2) = 0. \quad (29)$$

Совместное решение системы уравнений (8), (26)-(28) с учетом граничных условий (29) и условия разомкнутой цепи дает для данной структуры МЭ коэффициент в следующей форме

$$\alpha_{E,T} = - \frac{{}^p d_{31} {}^m q_{11}}{{}^p \varepsilon_{33} {}^m s_{11} \Delta_a} \cdot \frac{1}{\kappa_p} \frac{(1 - \cos(\kappa_m)) (1 - \cos(\kappa_p))}{\cos(\kappa_m) \cos(\kappa_p)} \frac{1}{(tg(\kappa_p) + \eta tg(\kappa_m))}, \quad (30)$$

где  $\Delta_a = 1 - K_{31}^2 \left( 1 - \frac{tg(\kappa_p)}{\kappa_p} + \frac{1}{\kappa_p} \frac{(1 - \cos(\kappa_p))^2}{\cos^2(\kappa_p)} \frac{1}{(tg(\kappa_p) + \eta tg(\kappa_m))} \right)$ ,  $\kappa_m = {}^m k L_1$ ,  $\kappa_p = {}^p k L_2$ ,

$\eta = ({}^m k / {}^p k) \cdot ({}^p s_{11} / {}^m s_{11}) = \sqrt{({}^m \rho {}^p s_{11} / {}^p \rho {}^m s_{11})}$ ,  $K_{31}^2 = {}^p d_{31}^2 / ({}^p \varepsilon_{33} {}^p s_{11})$  - квадрат коэффициента электромеханической связи пьезоэлектрика. Из выражения (30) для МЭ коэффициента следует, что при частотах, когда  $\Delta_a = 0$  наблюдается резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению. Эти частоты определяются геометрией и параметрами образца в целом и не совпадают с резонансными частотами магнетика и пьезоэлектрика в отдельности. Для

количественной оценки величины эффекта воспользуемся параметрами структуры на основе D-терфенола ( $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.9}$ ) и цирконата титаната свинца, приведенными в [8]. Теоретическая частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению, рассчитанная по формуле (30), и экспериментальная зависимость [9], приведены на рис 9.

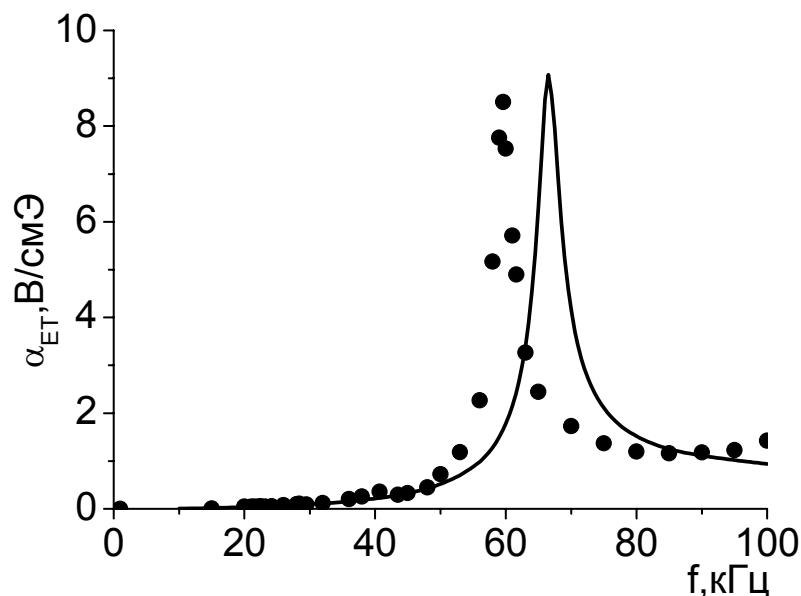


Рисунок 9. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для гибридной структуры. Сплошная линия – теория, •- эксперимент [9].

Наблюдается хорошее не только качественное, но и количественное согласование представленной теории и экспериментальных результатов. На частоте около  $60$  кГц наблюдается резонансное увеличение эффекта, причем величина магнитоэлектрического коэффициента достигает значения почти  $10$  В/смЭ, что на три порядка превышает его значение на частоте  $10$  кГц. Если бы увеличение эффекта было связано с резонансом в пьезоэлектрике, то это было бы на частоте  $190$  кГц, а если в магнетике-то на частоте  $130$  кГц.

Таким образом, предсказываемое теорией и наблюдаемое на эксперименте резонансное увеличение МЭ эффекта связано с электромеханическим резонансом образца в целом.

В качестве структур с параллельным соединением слоев рассмотрены образцы в форме пластинки и диска. Структура диска с параллельным соединением слоев ферромагнетика и пьезоэлектрика представлена на рис. 10. В данном случае уравнения для тензора деформаций в магнетике и пьезоэлектрике в сферической системе координат при поперечной ориентации электрического и магнитного полей примут вид:

$${}^m S_{rr} = {}^m s_{11} {}^m T_{rr} + {}^m s_{12} {}^m T_{\theta\theta} + ({}^m q_{11} \cos^2(\theta) + {}^m q_{12} \sin^2(\theta)) H_1, \quad (31)$$

$${}^m S_{\theta\theta} = {}^m s_{12} {}^m T_{rr} + {}^m s_{11} {}^m T_{\theta\theta} + ({}^m q_{11} \sin^2(\theta) + {}^m q_{12} \cos^2(\theta)) H_1, \quad (32)$$

$${}^p S_{rr} = {}^p s_{11} {}^p T_{rr} + {}^p s_{12} {}^p T_{\theta\theta} + {}^p d_{31} E_3, \quad (33)$$

$${}^p S_{\theta\theta} = {}^p s_{12} {}^p T_{rr} + {}^p s_{11} {}^p T_{\theta\theta} + {}^p d_{31} E_3. \quad (34)$$

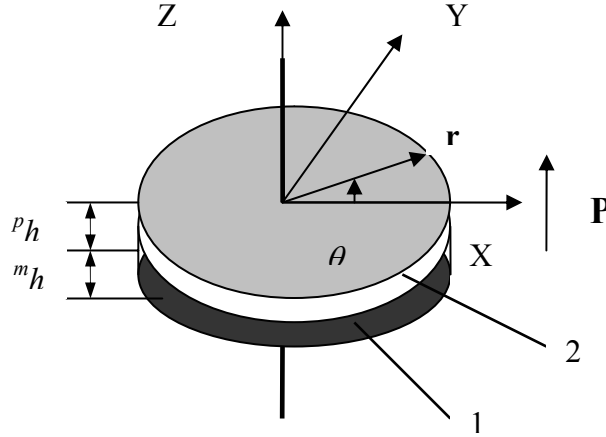


Рисунок 10. Схематическое изображение гетерогенной структуры.

Из условия равновесия образца для механических напряжений на боковой поверхности выполняется соотношение

$${}^m h {}^m T_{rr}(R) + {}^p h {}^p T_{rr}(R) = 0 \quad (35)$$

Колебания ферромагнетика  ${}^m u_r(r)$ , возбуждаемые магнитным полем, передаются в пьезоэлектрик через границу раздела. Так как контакт на границе магнетик - пьезоэлектрик неидеальный, то для радиальных компонент векторов смещения среды магнетика и пьезоэлектрика можно записать следующее соотношение

$${}^p u_r(r) = \beta {}^m u_r(r) + (1 - \beta) {}^p u_r^{(0)}(r), \quad (36)$$

где  $\beta$  - коэффициент связи,  ${}^p u_r^{(0)}$  - радиальные колебания пьезоэлектрика, если бы связь между магнетиком и пьезоэлектриком отсутствовала бы. Совместное решение уравнения движения и уравнений (31) - (34) с учетом граничных условий (35)-(36) дает для МЭ коэффициента по напряжению для данной структуры следующее выражение

$$\alpha_{E,T} = - \frac{\gamma\beta}{(\gamma + \beta)} \frac{{}^p d_{31} ({}^m q_{11} + {}^m q_{12})(1 + {}^m \nu)}{{}^p s_{11}(1 - {}^p \nu)\Delta_A} \frac{{}^p h}{({}^m h + {}^p h)}, \quad (37)$$

где  $\Delta_A = (1 - K_p^2)\Delta_{Jm} / J_1({}^m \kappa) - K_p^2(1 + {}^p \nu)(\beta(1 - 2\beta)/(\gamma + \beta) - (1 - \beta) \frac{\Delta_{Jm} J_1({}^p \kappa)}{\Delta_{Jp} J_1({}^m \kappa)})$ ,

$\Delta_{Jm} = {}^m \kappa J_0({}^m \kappa) - J_1({}^m \kappa)(1 - (\gamma {}^m \nu + \beta {}^p \nu)/(\gamma + \beta))$ ,  $\Delta_{Jp} = {}^p \kappa J_0({}^p \kappa) - (1 - {}^p \nu)J_1({}^p \kappa)$ ,

$\gamma = ({}^m h / {}^p h)({}^p s_{11}(1 - {}^p \nu^2)) / ({}^m s_{11}(1 - {}^m \nu^2))$ .



На рис. 11 представлены рассчитанные по формуле (37) частотные зависимости магнитоэлектрического коэффициента для структуры на основе пермендюр – ЦТС при различных значениях коэффициента связи  $\beta$ . При расчетах использованы следующие параметры:  ${}^m s_{11} = 5.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  $q_{11} = 63.75 \cdot 10^{-10} \text{ м/А}$ ,  ${}^m h = 0,36 \text{ мм}$ ,  ${}^p s_{11} = 15 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  $d_{31} = -175 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  ${}^p \varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 1750$ ,  ${}^p h = 0,36 \text{ мм}$ , коэффициент затухания  $\chi = 10000 \text{ рад/с}$ , радиус образца  $R = 9 \text{ мм}$ .

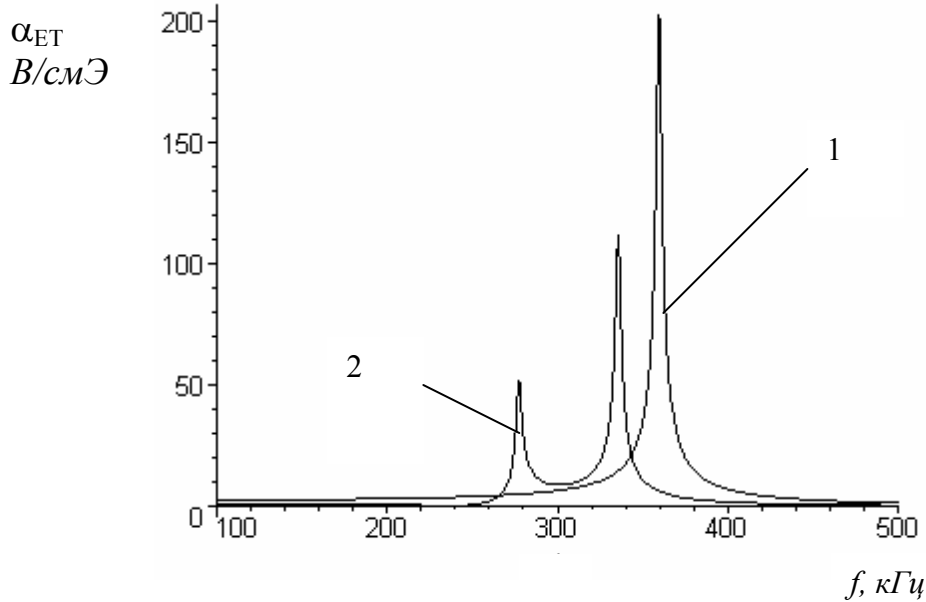


Рисунок 11. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению для гетерогенной структуры при различных значениях коэффициентах связи. 1 -  $\beta=1$ , 2 -  $\beta=0.4$

Как следует из графика, при коэффициенте связи  $\beta = 1$  наблюдается один пик, соответствующий электромеханическому резонансу связанных колебаний магнетика и пьезоэлектрика.. При коэффициенте связи  $\beta < 1$  на частотной зависимости два пика, соответствующие резонансам взаимосвязанных колебаний в магнитной и пьезоэлектрической фазах

В области низких частот магнитоэлектрический коэффициент практически не зависит от частоты и его значение определяется выражением

$$\alpha_{E,T} = - \frac{\gamma\beta}{(\gamma + \beta)} \frac{{}^p d_{31} ({}^m q_{11} + {}^m q_{12})(1 + {}^m \nu)}{{}^p s_{11}(1 - {}^p \nu)\Delta_A^{Low}} \frac{{}^p h}{({}^m h + {}^p h)} \quad (38)$$

где

$$\Delta_A^{Low} = [(1 - K_p^2)(\gamma(1 + {}^m \nu) + \beta(1 + {}^p \nu)) - K_p^2(1 + {}^p \nu)\beta(1 - 2\beta) - (1 - \beta)(\beta + \gamma(1 + {}^m \nu)/(1 + {}^p \nu))]/(\gamma + \beta)$$

Из (37) следует, что величина магнитоэлектрического коэффициента как от параметров магнетика и пьезоэлектрика, так и от коэффициента связи фаз и соотношения толщины пьезоэлектрика и ферромагнетика. При малых

значениях коэффициента связи  $\beta$  величина магнитоэлектрического коэффициента прямо пропорциональна ему, при стремлении  $\beta$  к единице зависимость становится более слабой. Как следует из (37), максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента достигается при содержании ферромагнетика и пьезоэлектрика равном

$${}^m h / {}^p h = (\beta {}^m s_{11} (1 - {}^m \nu) / ({}^p s_{11} (1 - {}^p \nu))). \quad (39)$$

В эксперименте [10] исследовался магнитоэлектрический эффект в двухслойной и трехслойной структурах на основе пермендюра (49% Fe, 49% Co, 2% V) – цирконат-титаната свинца. Максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента наблюдалось при значении толщины пьезоэлектрика  ${}^p h = 0.6$  мм при толщине магнетика  ${}^m h = 0.36$  мм. Подставляя значения податливости для пермендюра и для ЦТС в (37), получаем согласие экспериментальных результатов с теорией при значении коэффициента связи  $\beta = 0.9$ .

Таким образом, в структуре с параллельным соединением слоев в случае идеальной связи между фазами резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению происходит на частоте электромеханического резонанса для связанных колебаний магнетика и пьезоэлектрика. При неидеальном контакте между фазами на частотной зависимости МЭ коэффициента наблюдаются два пика, соответствующие резонансам взаимосвязанных колебаний в магнитной и пьезоэлектрической фазах.

Отношение толщины магнетика к толщине пьезоэлектрика, при котором наблюдается максимальное значение МЭ коэффициента, зависит от коэффициента связи фаз и отношения модулей податливости ферромагнетика и пьезоэлектрика.

Механическое взаимодействие между магнитной и пьезоэлектрической подсистемами в композитах приводит к тому, что в области магнитного резонанса наблюдается сдвиг резонансной линии под действием электрического поля. Из решения уравнений электростатики и эластодинамики следует, что сдвиг линии магнитного резонанса под действием электрического поля, когда магнитное поле направлено вдоль [111], определяется выражением

$$\delta H_E = \frac{C}{2M_0} \frac{\beta \lambda_{100}}{{}^m s_{11} (1 - {}^m \nu) + \beta \eta {}^p s_{11} (1 - {}^p \nu)} d_{31} E_3, \quad (40)$$

где  $C$  определяется выражением  $C = (H_3 - 4\pi M_0 + \frac{22}{9} H_a) / (2H_3 - 8\pi M_0 - \frac{19}{9} H_a)$ .

Из выражения (40) следует, что сдвиг резонансной линии увеличивается при увеличении содержания пьезоэлектрика в составе композита (при уменьшении параметра  $\eta = ({}^m h / {}^p h)$ ).

Экспериментальное исследование эффекта проводилось на образцах из композиционного феррит - пьезоэлектрического материала с разным количеством и толщиной слоев. Использовались образцы в виде дисков

диаметром 3-5 мм и толщиной 0.25-0.5 мм. На рис. 12 приведены рассчитанные по формуле (40) и измеренная экспериментально зависимость сдвига линии ФМР для образцов многослойного композиционного материала из 16 слоев  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  по 38 мкм и 15 слоев ЦТС переменной толщины.

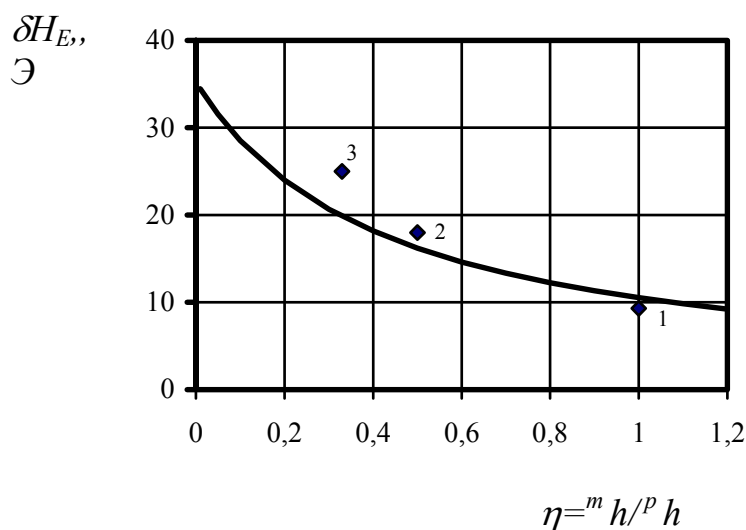


Рис. 12. Зависимость сдвига линии ФМР от толщины ЦТС слоев при напряженности электрического поля 22 кВ/см для композита из 16 слоев  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  по 38 мкм и 15 слоев ЦТС

Как следует из рис. 12, в композиционной структуре величина сдвига линии ФМР увеличивается при увеличении процентного содержания пьезоэлектрика в составе композита, что находится в полном соответствии с теорией.

**В заключении** сформулированы выводы и основные результаты. Рассмотрено практическое применение полученных результатов.

### 3 ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Предложен метод расчета потенциала внутрикристаллического поля в ионных соединениях. Рассчитаны потенциалы внутрикристаллического поля в  $Cr_2O_3$  и  $FeVO_3$ ;
2. Теоретически рассчитана величина сдвига резонансной частоты в кристаллах  $Cr_2O_3$  и  $FeVO_3$  под действием электрического поля. Показано, что сдвиг резонансной линии в антиферромагнетике  $Cr_2O_3$  и сдвиг резонансной линии для высокочастотной ветви колебаний в слабом ферромагнетике  $FeVO_3$  связаны с изменением энергии магнитной анизотропии под действием внешнего электрического поля.
3. Получено выражение для частотной зависимости МЭ коэффициентов по напряжению для гомогенных композиционных материалов через их эффективные параметры. Рассмотрены образцы в виде узкой полоски, узкой пластинки, широкой пластинки, диска. Рассмотрены случаи продольной и поперечной ориентаций электрического и магнитного полей. Показано, что в области низких частот МЭ эффект практически не зависит от частоты,

однако в области электромеханического резонанса наблюдается пиковое увеличение коэффициентов;

4. Получено выражение для частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению для гетерогенных феррит – пьезоэлектрических структур с последовательным соединением слоев через параметры, характеризующие ферритовую и пьезоэлектрическую фазы. Показано, что основной резонанс возникает на частоте, соответствующей резонансу всего образца в целом. Проанализирована зависимость резонансной частоты от геометрических размеров феррита и пьезоэлектрика.
5. Получено выражение для частотной зависимости МЭ коэффициентов по напряжению для гетерогенных структур на основе ферромагнетик - пьезоэлектрик с параллельным соединением слоев через параметры, характеризующие магнитную и пьезоэлектрическую фазы. Рассмотрены образцы в форме пластинок и диска. Показано, что резонансное увеличение МЭ коэффициента по напряжению происходит на частоте электромеханического резонанса для связанных колебаний магнетика и пьезоэлектрика. При неидеальном контакте между фазами на частотной зависимости МЭ коэффициента наблюдаются два пика, соответствующие резонансам в магнитной и пьезоэлектрической фазах. Определено отношение толщины магнетике к толщине пьезоэлектрика, при котором наблюдается максимальное значение МЭ коэффициента.
6. Получено выражение для сдвига линии магнитного резонанса в композиционных феррит - пьезоэлектрических структур под действием электрического поля. Проанализирована зависимость величины сдвига линии в зависимости от параметров и геометрических размеров структур.

Полученные результаты являются основой для дальнейших исследований магнитоэлектрического эффекта в монокристаллах и композиционных структурах в области магнитного и электромеханического резонансов.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Диссертационная работа представляет собой обобщение теоретических и экспериментальных исследований при решении важной научно-технической задачи физики конденсированного состояния по исследованию МЭ эффекта в магнитоупорядоченных кристаллах с 3d – ионами и феррит-пьезоэлектрических композитах в области магнитного и электромеханического резонансов с целью создания физических основ для применения МЭ материалов в устройствах твердотельной электроники.

**Результаты докторской диссертации опубликованы в следующих работах**

**Статьи:**

- 1 Гуревич Л.Э., Филиппов Д. А. К теории линейного магнитоэлектрического эффекта в антиферромагнетиках // ФТТ. – 1986. Т. 28. - №9. – С. 2696-2699;
- 2 Гуревич Л.Э., Филиппов Д. А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект // ФТТ. – 1987. - Т. 29. - №11. – С. 3446-3448;
- 3 Bichurin M.I., Filippov D. A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range // *Ferroelectric*. – 1997. - V.204.- N1-4.- P.225-232;
- 4 Бичурин М.И., Филиппов Д.А. Микроскопическая теория резонансного магнитоэлектрического эффекта в антиферромагнетиках // Вестник НовГУ. Сер.: Естественные и технические науки. - 1998. - № 10. - С. 7-12;
- 5 Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Метод вычисления потенциала внутрикристаллического поля в ионных соединениях // Журнал физической химии. - 2000. – Т. 74. - № 1. - С. 67-69;
- 6 Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Кристаллическое поле в ионных структурах. Методика расчета // Вестник НовГУ. Сер.: Естественные и технические науки. - 1999. - № 13. - С. 25-28;
- 7 Nikiforov I.S., Filippov D.A. Calculation of a energy spectrum and definition of wave functions of an ion  $Cr^{3+}$  in antiferromagnetic crystal  $Cr_2O_3$  in the model of a crystalline field // *International Journal of Quantum Chemistry*. - 2002. – Vol. 88. - С. 676-680;
- 8 Nikiforov I.S., Filippov D.A. The energy spectrum of an ion  $Cr^{3+}$  in antiferromagnet  $Cr_2O_3$  // *Ferroelectrics*. - 2002. – Vol. 279. - С. 45-55;
- 9 Antonenkov O.V., Nikiforov I.S., Filippov D.A. The theory of resonance magnetoelectric effect in  $Cr_2O_3$  on the basis of the one-ion model // *Ferroelectrics*. - 2002. – Vol. 279. - С. 57-65;
- 10 Bichurin M.I.; Filippov D.A.; Petrov V.M.; Laletsin V.M.; Paddubnaya N.N.; Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // *Phys. Rev. B*. – 2003. - V. 68. - P. 132408 (1-4);
- 11 Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Резонансный магнитоэлектрический эффект в борате железа // Перспективные материалы. - 2004. – № 1. - С. 5-11;
- 12 Филиппов Д.А.; Бичурин М.И.; Петров В.М.; Лалетин В.М.; Поддубная Н.Н.; Srinivasan G. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса // Письма в ЖТФ. - 2004. - Т. 30. - № 1. - С. 15-20;
- 13 Filippov D.A., Nikiforov I.S. Calculation of states of an ion  $Fe^{3+}$  in crystal  $FeBO_3$  // *International Journal of Quantum Chemistry*. – 2004. – Vol.100.- №1. – P. 13-15;
- 14 Д.А. Филиппов Теория магнитоэлектрического эффекта в гибридных феррит-пьезоэлектрических композиционных материалах // Письма в ЖТФ. - 2004. - Т. 30. - № 9. - С. 6-11;
- 15 Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных

- феррит-пьезоэлектрических материалах // ФТТ. – 2004. - Т. 46. - №9. – С. 1621-1627;
- 16 Д. А. Филиппов, А. А. Паневин Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических композитах в области электромеханического резонанса // Вестник НовГУ. Сер.: Естеств. и техн. науки. - 2004. - № 26. – С. 24-29;
  - 17 Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Лалетин В. М. Магнитоэлектрические композиционные материалы на основе феррит-пьезоэлектриков // Перспективные материалы. - 2004. – № 6. - С.5-12;
  - 18 Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных структурах на основе ферромагнетик- пьезоэлектрик // Известия вузов. Физика. – 2004. - №12, с. 3-6;
  - 19 Filippov D.A., Bichurin M.I., Petrov V.M., Laletin V.M., Paddubnaya N.N., Srinivasan G. Electromechanical resonance in multilayer and bulk magnetoelectric composites //, Kluwer Series on NATO Advanced Research Workshop (Proceeding of the 5<sup>th</sup> International Conference on Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals, MEIPIC-5, Sudak, Ukraine) 2004. – p. 71-79;
  - 20 Filippov D.A., Nikiforov I.S. Theory of the resonance magnetoelectric effect in iron borate // Kluwer Series on NATO Advanced Research Workshop (Proceeding of the 5<sup>th</sup> International Conference on Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals, MEIPIC-5, Sudak, Ukraine) 2004. - p. 253-260;
  - 21 Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в двухслойных ферромагнет-пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. - 2004. - Т. 30. - № 23. - С. 24-31;
  - 22 Zhan Shi, Nan C.-W., Liu J.M., Filippov D.A., Bichurin M.I. Influence of mechanical boundary conditions and microstructural features on magnetoelectric behavior in a three-phase multiferroic particulate composite // Phys. Rev. B: - 2004. – V. 79. P. 134417 (1-6).
  - 23 Филиппов Д. А. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной пластинке из ферромагнитного металла и пьезоэлектрика // Вестник НовГУ. Сер.: Естеств. и техн. науки. - 2004. - № 28. – С. 22-26;
  - 24 Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик – пьезоэлектрик // ФТТ. 2005. Т. 47. - №6, С.1082-1084;
  - 25 Филиппов Д.А. Магнитоэлектрический эффект в широкой пластинке из гомогенного феррит-пьезоэлектрического композита // ФММ. – 2005. – Т.99. - №6. С. 1-5;

### Тезисы

- 26 Bichurin M.I., Filippov D.A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range // Abstracts of Int. conf. “Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals” (MEIPIC-3), Novgorod, Russia, 1996, P.31;
- 27 Nikiforov I.S., Filippov D.A. Calculation of a power spectrum of crystals with a structure of a ruby within the framework of the theory of a crystalline field // Abstracts of 2-nd V.A. Fock All-Russian School (conference) on Quantum and Computational Chemistry. – Velikiy Novgorod, 2000. – P. 66-67;

- 28 Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Энергетический спектр иона  $Cr^{3+}$  в антиферромагнетике  $Cr_2O_3$  // Abstracts of conf. "Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals" (MEIPIC-4), Veliky Novgorod, Russia, 2001, p.20-21;
- 29 Никифоров И.С., Филиппов Д.А., Антоненков О.В. Теория резонансного магнитоэлектрического эффекта в оксиде хрома на основе одноионной модели // Abstracts of conf. "Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals" (MEIPIC-4), Veliky Novgorod, Russia, 2001, p.22-23;
- 30 Nikiforov I.S., Filippov D.A. Calculation of states of ion  $Fe^{3+}$  in crystal  $FeBO_3$  // Abstracts of 5-th Session of the V.A. Fock School on Quantum and Computational Chemistry. - Velikiy Novgorod, 2002. – P. 104;
- 31 Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Srinivasan G Моделирование магнито - пьезоэлектрического и электро - пьезомагнитного эффектов в композиционных материалах // Материалы IV Всероссийской научной internet-конференции "Компьютерное и математическое моделирование в естественных и технических науках"/ ТГУ, Тамбов, 2002, Вып. 15. С. 68-70;
- 32 Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Микроскопическая природа резонансного магнитоэлектрического эффекта в борате железа // Физика электронных материалов: материалы международной конференции (ФИЭМ'2002). - Калуга, 2002. - С. 264-265;
- 33 Бичурин М. И., Филиппов Д. А., Петров В. М., Srinivasan G. Магнито - пьезоэлектрический и электро - пьезомагнитный эффекты в композиционных материалах // Физика электронных материалов: Материалы международной конференции 1-4 октября 2002 года, Калуга, Россия, С. 309;
- 34 Filippov D.A.; Bichurin M.I.; Petrov V.M.; Srinivasan G. Magnetoelectric effects at piezoresonance in ferromagnetic-ferroelectric layered composites // Bull. Am. Phys. Soc., 2003, P. 214;
- 35 Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M. et al. Electromechanical resonance in multilayer and bulk magnetoelectric composites // Abstracts of Int. Conf. Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals (MEIPIC-5), Sudak, Ukraine, 21- 24 September 2003, p. 14;
- 36 Никифоров И.С., Филиппов Д.А. Природа резонансного магнитоэлектрического эффекта в кристалле  $FeBO_3$  // IV Международная научно-техническая конференция: Электроника и информатика - 2002. Тезисы докладов. – Москва, 2002. – С. 108;
- 37 Filippov D.A., Nikiforov I.S. Theory of the resonance magnetoelectric effect in iron borate // Abstracts of Int. Conf. Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals (MEIPIC-5), Sudak, Ukraine, 21- 24 September 2003, p. 34.
- 38 Антоненков О.В., Филиппов Д.А. Исследование резонансного магнитоэлектрического эффекта в композиционных материалах Тезисы доклада на Второй Всероссийской научно-технической дистанционной конференции "Электроника", Москва, 2003.
- 39 Bichurin M.I., Petrov V.M., Filippov D.A., G. Srinivasan. Influence of constant and ac electric fields on ferromagnetic resonance in magnetoelectric composites // Bull. Am. Phys. Soc., 2004, V. 49, P. 535.

- 40 Bichurin M. I., Filippov D. A., Petrov V. M., Srinivasan G. Magnetoacoustic resonance in magnetoelectric bilayers // *Bull. Am. Phys. Soc.*, 2004, V. 49, P. 535.

### Список цитированной литературы

- 1 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: ГИФМЛ, 1959. – 532 с.
- 2 Дзялошинский И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ*. - 1959. - Т. 37. - С. 881-882.
- 3 Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома // *ЖЭТФ*. - 1961. - Т. 40. - С. 1035-1041.
- 4 Kita E., Sinatori K., Tasaki A.J. Electronic shift in the antiferromagnetic resonance and the mechanism of the parallel magnetoelectric effect of  $Cr_2O_3$  // *J. Phys. Soc. Jap.* - 1979. - Vol. 46. - № 3. - P. 1033-1034.
- 5 Бичурин М.И., Петров В.М. Влияние электрического поля на спектр антиферромагнитного резонанса в борате железа // *ФТТ*. – 1987. - Т. 29. - № 8. - С. 2509-2510.
- 6 Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers // *Phys. Rev. B*. – 2003. - V. 68. - P. 054402 (1-13).
- 7 Остащенко А.Ю., Каменцев К.Е., Фетисов Ю.К., Сринивасан Г. Магнитоэлектрический отклик многослойной структуры феррит–пьезоэлектрик на импульс магнитного поля // *Письма в ЖТФ*. - 2004. - Т. 30. - № 18. - С. 36-41.
- 8 Liu Y. X., Wan J. G., Liu J.-M., Nan C. W. Numerical modeling of magnetoelectric effect in a composite structure// *J. Appl. Phys.* – 2003. – V.94. – №8. - P. 5111-5117.
- 9 Wan J. G., Liu J.-M., Chand H. L. W, Choy C. L., Wang G. H., Nan C. W. Giant magnetoelectric effect of a hybrid of magnetostrictive and piezoelectric composites // *J. Appl. Phys.* – 2003. - V. 93. - №12. - P.9916-9919.
- 10 Laletsin V., Padubnaya N., Srinivasan G., DeVreugd C. P. // *Appl. Physics*. – 2004. – V. A 78. – P. 33 – 37.