

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

ФЕТИСОВ ЛЕОНИД ЮРЬЕВИЧ

**РЕЗОНАНСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
ЭФФЕКТ В КОМПОЗИТНЫХ ПЛАНАРНЫХ
СТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК**

специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
профессор Перов Н.С.

Москва 2012

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1 Магнитоэлектрический эффект. Литературный обзор.....	10
§1.1 Магнитоэлектрический эффект в кристаллах.....	10
§1.2 МЭ эффект в композитных структурах	12
§1.3 МЭ эффект в пленочных структурах	30
§1.4 Измерение МЭ эффекта в тонких пленках	31
§1.5 Теоретические модели МЭ эффекта.	34
§1.6 Применения МЭ эффекта.....	39
Глава 2 Экспериментальные методики и материалы.....	47
§2.1 Магнитные материалы	47
§2.2 Сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические материалы.....	49
§2.3 Экспериментальные установки и методики исследований.....	50
Глава 3 МЭ эффект в композитных структурах с разными магнитными и пьезоэлектрическими материалами.....	59
§3.1 Магнитные материалы структур.....	59
§3.2 Резонанный магнитоэлектрический эффект в композитных структурах	67
§3.3 Магнитоэлектрический эффект в структурах с пьезоэлектрическими слоями.	89
Глава 4 Управление МЭ эффектом электрическим полем	96
§4.1 Влияние электрического поля на МЭ эффект	96
§4.2 МЭ эффект в трехслойной структуре	101
§ 4.3 Нелинейные МЭ эффекты	111
§ 4.4 Импульсные измерения.....	122
Основные результаты и выводы диссертации	130
Основные публикации по теме диссертации	131
Список использованной литературы.....	135

Введение

В последние годы в научных лабораториях России и за рубежом интенсивно исследуют мультиферроики - твердые тела, обладающие одновременно как магнитным, так и электрическим упорядочением. В таких веществах обнаружены магнитоэлектрические (МЭ) эффекты, проявляющиеся в изменении электрической поляризации образца P под действием внешнего магнитного поля H (прямой эффект) или в изменении намагниченности образца M под действием электрического поля E (обратный эффект). Исследования МЭ эффектов в мультиферроиках важны для более глубокого понимания физики электромагнитных явлений в твердых телах и представляют интерес для создания нового поколения устройств твердотельной электроники, таких как высокочувствительные датчики магнитных полей, элементы хранения и обработки информации, автономные источники электрической энергии и т.д.

В большинстве природных мультиферроидных кристаллов (Cr_2O_3 и других) МЭ эффекты малы по величине - коэффициент прямого МЭ взаимодействия не превышает $\alpha_E = E/H \sim 10$ мВ/Э·см - и наблюдаются, как правило, при низких температурах или в больших магнитных полях, что ограничивает их применение. Гораздо больший по величине МЭ эффект обнаружен в искусственно созданных композитных структурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и сегнетоэлектрические (СЭ) слои. В композитных структурах эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэффекта в СЭ слое вследствие механической связи между слоями. Использование материалов с высокой магнитострикцией λ (никелевый феррит, металлы Ni и Co, редкоземельные сплавы) и большим пьезомодулем d (цирконат-титанат свинца – PZT, магниобиоат-титанат свинца – PMN-PT и других) позволило достичь эффективности взаимодействия $\alpha_E \sim 1-10$ В/Э·см. Эффективность МЭ взаимодействия в композитных структурах удалось увеличить еще на 1-2 порядка до $\alpha_E \sim 10^2$ В/Э·см в режиме резонансного возбуждения образца переменным магнитным полем, частота которого совпадает с частотой собственных акустических колебаний образца.

К моменту начала работ над диссертацией (2008 год) определились наиболее актуальные задачи и направления исследований, среди которых: повышение эффективности МЭ взаимодействий за счет использования в композитных структурах новых ФМ и СЭ материалов, детальное исследование полевых и частотных характеристик МЭ взаимодействий, в том числе в резонансных режимах, разработка новых методов управления

характеристиками МЭ взаимодействий с помощью внешних полей и поиск новых МЭ эффектов для применений в твердотельной электронике.

Эффективность МЭ взаимодействий в композитных структурах можно повысить за счет использования магнитных материалов с большим пьезомагнитным коэффициентом $q = \delta\lambda/\delta H$ и высокой намагниченностью насыщения, обладающих при этом малой коэрцитивной силой. Материалы, используемые для изготовления СЭ слоев должны иметь высокий пьезомодуль d , малые диэлектрические потери $\text{tg}\delta$ и наименьший сегнетоэлектрический гистерезис. Для повышения эффективности МЭ взаимодействий в резонансных режимах как ФМ, так и СЭ слои композитных структур должны обладать высокой акустической добротностью. Характеристиками МЭ взаимодействий в композитных структурах (эффективность взаимодействия, резонансная частота, потери) также можно управлять при помощи постоянного электрического поля, приложенного к сегнетоэлектрическому слою. Большинство работ было посвящено изучению линейных МЭ эффектов в переменных полях, когда отклик мультиферроидного образца регистрировали на частоте возбуждающего поля, и амплитуда отклика линейно зависела от величины поля. Вместе с тем, для ФМ материалов характерна нелинейная зависимость магнитострикции от магнитного поля $\lambda(H)$, а для ФЭ материалов - нелинейная зависимость пьезомодуля от электрического поля $d(E)$. Это открывает возможности наблюдения новых нелинейных МЭ эффектов в композитных мультиферроиках. Изучение нелинейных характеристик МЭ эффекта в композитных структурах представляет большой интерес и может привести к новым фундаментальным и практическим результатам.

Интерес к исследованию магнитоэлектрического эффекта вызван не только научной новизной этого направления, но также перспективами практического использования его в различных областях промышленности. Одним из основных применений является изготовление высокочувствительных датчиков магнитных полей. Их основными достоинствами является линейность по отношению к амплитуде измеряемого поля, широкий частотный диапазон, а также отсутствие дополнительного источника тока, необходимого, например, для работы датчиков Холла. Достигнутая на сегодняшний день максимальная чувствительность таких датчиков составляла 10^{-12} Тл при комнатной температуре, что сравнимо с чувствительностью СКВИД-магнитометров. Другими перспективными направлениями являются: разработка автономных источников энергии, преобразующих в электрическую энергию механических колебаний и переменных маг-

нитных полей, создание новых устройств высокочастотной электроники, новых типов магнитной памяти и различных логических элементов.

Подтверждением актуальности исследования магнитоэлектрического эффекта в композитных мультиферроидных структурах является резкий рост числа публикаций по данной тематике за последние несколько лет. Динамика публикационной активности в этой области, начиная с 2001, продемонстрирована на **рисунке 1**.



Рис. 1 Количество публикаций по тематике магнитоэлектрических материалов и мультиферроиков в текущем столетии (по данным ISI Web of Knowledge) [37].

Таким образом, исследование МЭ свойств композитных слоистых структур является перспективным направлением и представляет большой интерес как с научной, так и практической точек зрения.

Цель и задачи исследования

Целью настоящей работы является исследование как линейных, так и нелинейных МЭ резонансных эффектов в новых мультиферроидных слоистых композитных структурах на основе ферромагнитных и сегнетоэлектрических материалов, в том числе ранее не применяемых для изготовления таких структур.

Для достижения указанной цели были решены следующие задачи:

1. Исследованы магнитные и МЭ характеристики композитных структур с магнитными слоями из никеля, галфенола, пермендюра и аморфного сплава на основе железа.
2. Исследованы МЭ характеристики композитных структур со слоями из пьезоэлектриков лангатата и кварца.

3. Исследовано влияние постоянного электрического поля на характеристики МЭ эффекта в композитных слоистых структурах.
4. Исследованы нелинейные МЭ взаимодействия в мультиферроидных композитных структурах.
5. Исследован МЭ отклик мультиферроидной композитной структуры на импульсы магнитного поля большой амплитуды.

Достоверность результатов

Результаты, представленные в диссертации, получены в экспериментах, проведенных на современном научном оборудовании. Достоверность полученных результатов обеспечивалась комплексом взаимодополняющих экспериментальных методик и подтверждается их воспроизводимостью. Результаты исследований докладывались на специализированных международных конференциях.

Научная новизна состоит в следующем:

1. Получены данные о величинах прямого и обратного магнитоэлектрических эффектов в композитных структурах с магнитными слоями из галфенола и пермендюра.
2. Впервые получены данные о величинах магнитоэлектрического эффекта в композитных структурах с пьезоэлектрическими материалами, такими как кварц и лангитат.
3. Впервые показана возможность изменения характеристик МЭ эффекта в композитных слоистых структурах с помощью постоянного электрического поля, приложенного к сегнетоэлектрику.
4. Обнаружены и объяснены нелинейные МЭ эффекты: возникновение электрического сигнала на акустической резонансной частоте образца, возбуждаемого переменным магнитным полем с частотой, вдвое меньшей резонансной, и формирование электрического сигнала на резонансной частоте образца под действием двух переменных магнитных полей с частотами, удовлетворяющими условиям синхронизма.
5. Впервые исследованы характеристики нелинейного МЭ взаимодействия при возбуждении мультиферроидной композитной структуры импульсами магнитного поля большой амплитуды.

Практическая ценность работы

В результате выполнения работы получены данные о характеристиках МЭ взаимодействий в мультиферроидных композитных структурах на основе ряда новых магнитных и пьезоэлектрических материалов, которые ранее не применялись для создания таких структур. Экспериментально обнаружен, исследован и объяснен теоретически ряд новых нелинейных эффектов в мультиферроидных композитных материалах. Разработана импульсная методика, позволяющая оперативно измерять частотные и полевые характеристики МЭ взаимодействий в композитных структурах. Предложен новый способ создания высокочувствительных широкополосных датчиков переменных магнитных полей, использующих нелинейный резонансный МЭ эффект в мультиферроидных структурах, приводящий к преобразованию частоты индуцированного сигнала. Показана возможность применения композитных мультиферроидных структур для создания датчиков импульсных магнитных полей.

Личный вклад автора

Соискатель изготовил часть исследованных в работе композитных мультиферроидных структур, провел измерения магнитных, диэлектрических и МЭ характеристик всех использованных структур, выполнил теоретические оценки и расчеты, участвовал в обсуждениях полученных данных, подготовке графических материалов и написании статей по результатам исследований, лично докладывал полученные результаты на российских и международных конференциях.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Использование в композитных структурах аморфного магнитного сплава с большой магнитострикцией и малым полем насыщения приводит к существенному увеличению эффективности прямого МЭ взаимодействия.
2. Использование в композитных структурах слоев из пьезоэлектриков, обладающих большим отношением пьезомодуля к диэлектрической проницаемости и высокой механической добротностью, вместо слоев из сегнетоэлектриков, позволяет существенно увеличить эффективность прямого МЭ взаимодействия.
3. Характеристиками резонансного МЭ взаимодействия в композитных мультиферроидных структурах можно управлять с помощью постоянного электрического

поля, которое изменяет диэлектрическую проницаемость, коэффициент потерь пьезоэлектрического слоя и модуль Юнга структуры.

4. При приложении к композитной магнитоэлектрической структуре одновременно переменных магнитного и электрического полей на частотах, близких к частоте механического резонанса структуры, в ней наблюдается смешанный электрический сигнал.
5. В композитных структурах нелинейная зависимость магнитострикции магнитного слоя от поля приводит к нелинейным эффектам при преобразовании сигнала от переменного магнитного поля - возникновению электрического сигнала на акустической резонансной частоте образца при действии переменного магнитного поля с частотой, вдвое меньшей резонансно, и формированию электрического сигнала на резонансной частоте образца под действием двух переменных магнитных полей с частотами, удовлетворяющими условиям синхронизма.
6. Анализ нелинейного отклика композитной структуры на импульсы магнитного поля большой амплитуды позволяет определить частотные и полевые характеристики магнитоэлектрического взаимодействия.

Апробация работы

Основные результаты работы были представлены на российских и международных конференциях в виде устных и стендовых докладов (тезисы и труды опубликованы в соответствующих сборниках): международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» (Москва, 2009); «Московский международный симпозиум по магнетизму MISM» (Москва, 2008, 2011); Международной школе-семинаре «Новое в магнетизме и магнитных материалах» HMMM-XXI (Москва, 2008); международном симпозиуме по магнетизму «Joint European Magnetic Symposia» (Дублин, 2008); международной конференции «9-th European Conference on Application of Polar Dielectrics»; международной конференции «Micro- and nanoelectronics -2007» (Звенигород, 2007); международной конференции «International Conference on Functional Materials» (Партенит, 2009); международном симпозиуме «Progress in Electromagnetic Research Symposium» (Москва, 2009); международном симпозиуме «12th International Meeting on Ferroelectricity and the 16th IEEE International Symposium on the Applications of Ferroelectrics» (Xi'an, 2009); международной конференции по магнетизму «International Conference on Magnetism» (Карлсруэ, 2009); 4-й Байкальской международной конфе-

ренции “Магнитные материалы. Новые технологии” (Иркутск, 2010); международной научной конференции “Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники” (Казивели, 2010); 19-й Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков (Москва, 2011); международной конференции «9th European Conference on Magnetic Sensors and Actuators» (Прага, 2012); 22-й Международной конференции “Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах” (Астрахань, 2012).

Материалы диссертационной работы опубликованы в 29 печатных работах, в том числе, в 13 реферируемых статьях в российских и зарубежных журналах, принадлежащих перечню ВАК, а также в 16 сборниках трудов и тезисов докладов всероссийских и международных конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, обзора литературы, описания исследованных образцов, экспериментальных методик и методов обработки результатов измерений и 2-х глав с изложением результатов, их обсуждением, заключением и выводами, а также списка цитируемой литературы. Общий объем работы составляет 147 страниц, включая 100 рисунков и 6 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 161 наименований.

Глава 1 Магнитоэлектрический эффект. Литературный обзор

§1.1 Магнитоэлектрический эффект в кристаллах

История развития исследований магнитоэлектрического эффекта берет начало с открытия Рентгена в 1888 году [1]. Открытие заключалось в том, что движущийся диэлектрик, при помещении его в электрическое поле, изменяет свою намагниченность. Существование обратного эффекта было доказано в 1905 году Вильсоном [2].

Следующий шаг на пути открытия магнитоэлектрического эффекта был сделан Пьером Кюри, который впервые высказал предположение о возможности одновременного присутствия в одном кристалле как магнитного, так и пьезоэлектрического упорядочений [3]. Им было теоретически показано, что в кристаллах с определенной симметрией могут одновременно существовать магнитное и электрическое упорядочение.

Однако эти события лишь предвосхитили открытие МЭ эффекта. В 1957 году академики Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц предсказали возможность существования собственно МЭ эффекта в некоторых веществах обладающих определенной магнитной симметрией и в своих работах сформулировали условия для его возникновения [4]. Затем в 1958 году ученик Ландау доктор физико-математических наук И.Е. Дзялошинский (Институт теоретической физики АН СССР) подробно изучил эту проблему и в своей работе [5] указал конкретно, какие именно вещества могут обладать данным эффектом.

В 1959 г. Д.Н. Астров провел многочисленные эксперименты, которые показали, что вещества, названные И.Е. Дзялошинским, действительно намагничиваются, если их поместить в электрическое поле. Первым веществом, в котором был экспериментально измерен МЭ эффект, стал кристалл антиферромагнитного оксида хрома Cr_2O_3 [6].

По результатам проделанных работ, в Государственный реестр открытий СССР [7] было занесено научное открытие №123 «Магнитоэлектрический эффект», авторами которого являлись Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, И.Е. Дзялошинский и Д.Н. Астров.

Первыми провели измерения обратного магнитоэлектрического эффекта американские ученые Rado и Folen. Они провели исследования на оксиде хрома и измерили электрическую поляризацию, индуцированную магнитным полем [8].

Следом за первыми сообщениями было проведено большое число исследований магнитоупорядоченных материалов [9-11], в которых в результате был экспериментально обнаружен магнитоэлектрический эффект. Было установлено, что в некоторых мате-

риалах возможно существование нелинейного МЭ эффекта [12-13], который заключается в возникновении намагниченности, пропорциональной второй степени напряженности электрического поля и поляризации, пропорциональной второй степени напряженности электрического поля, а также электрической поляризации, пропорциональной произведению напряженностей электрического и магнитного полей.

Существование МЭ эффекта в монокристаллах связано с их симметрией [14]. Важным условием существования линейного МЭ эффекта является инвариантность кристалла относительно двух одновременно проводимых преобразований IR , где I – пространственная инверсия, R – временная инверсия. К таким кристаллам можно, к примеру, отнести кристаллы оксида хрома Cr_2O_3 и оксида титана Ti_2O_3 . В то время как нелинейный МЭ эффект возможен в кристаллах, которые не обладают операцией временной инверсии R . Такой эффект может наблюдаться в кристаллах железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ и борате железа $FeBO_3$.

Впервые механизм МЭ эффекта в антиферромагнетиках был описан в работе Rado [15]. В этой работе было показано, что электронные оболочки ионов деформируются при приложении электрического поля, что приводит к изменению магнитного момента магнитоактивного иона благодаря спин-орбитальному взаимодействию. По результатам проделанной работы, основываясь на предложенном им механизме МЭ эффекта, Rado предложил микроскопическую теорию МЭ эффекта в антиферромагнетиках [16]. Дальнейшее развитие микроскопической теории МЭ эффекта в магнитоупорядоченных кристаллах было выполнено в работах [17-23].

Помимо возникновения поляризации под действием магнитного поля и намагниченности под действием электрического поля в магнитоэлектрических кристаллах наблюдаются дополнительные специфические эффекты, среди которых следует упомянуть следующие: сдвиг линии магнитного резонанса под действием электрического поля [24], электромагнитооптический эффект [25], эффект невзаимного вращения плоскости поляризации и двулучепреломления света [26], изменение магнитного спектра под действием электрического поля [27]. Кроме того было обнаружено возникновение новых типов поверхностных волн в антиферромагнетиках, вследствие магнитоэлектрического взаимодействия [28-31]. В тоже время было обнаружено, что наличие линейного магнитоэлектрического эффекта может исключить такие эффекты, как слабый ферромагнетизм и пьезомагнетизм [32].

К настоящему времени проведен большой объем работ по изучению МЭ эффекта в монокристаллических материалах. Достаточно подробно МЭ материалы и их свойства, а также перспективы их использования рассмотрены в [33-37].

§1.2 МЭ эффект в композитных структурах

Типы композитных структур

Исследования показали, что МЭ эффект в кристаллах не обладает необходимыми характеристиками для его практического использования. Поэтому следующим шагом стало изготовление многофункциональных композитных материалов, состоящих из двух отдельных фаз – пьезоэлектрической и магнитострикционной.

Как известно физические свойства композитных структур, состоящих из двух или более фаз, определяются свойствами каждой из фаз в отдельности, а также их взаимодействием [38-40]. Выделяют три класса свойств:

- *Суммарные свойства*: это взвешенная сумма вкладов от составляющих фаз; например, вес определяется долей этих фаз.
- *Пропорциональные свойства*: проявляются в тех эффектах, в которых величина эффекта больше для композита, чем для отдельных его составляющих материалов.
- *Умножаемые свойства*: присутствуют в композите, но отсутствуют в составляющих его материалах.

В то время как суммарные и пропорциональные свойства определяют усреднение или улучшение эффекта, умножаемые свойства приводят к новым эффектам, образующимся от взаимодействия между составляющими композитными материалами. Такие композиты используются для создания структур, обладающих МЭ эффектом из материалов, им не обладающих. Принцип работы таких МЭ композитов заключается в следующем: при приложении магнитного поля к образцу в результате магнитострикции в магнитной фазе возникают деформации, передающиеся пьезоэлектрической фазе, которая поляризуется под воздействием этих деформаций в результате пьезоэффекта.

Качественно прямой и обратный МЭ эффект в таких композитах можно описать следующими выражениями:

$$\text{МЭ} \cdot \text{эффект} = \frac{\text{электрические} \cdot \text{свойства}}{\text{механические} \cdot \text{свойства}} \times \frac{\text{механические} \cdot \text{свойства}}{\text{магнитные} \cdot \text{свойства}},$$

$$MЭ \cdot \text{эффект} = \frac{\text{магнитные} \cdot \text{свойства}}{\text{механические} \cdot \text{свойства}} \times \frac{\text{механические} \cdot \text{свойства}}{\text{электрические} \cdot \text{свойства}}$$

Используя концепцию Ньюмана [41], для описания структур, состоящих из различных типов фаз, МЭ композиты можно разделить на 3 основных типа. При этом используются следующие обозначения: 0 – однофазные частицы, взвешенные в матрице другой фазы, которая обозначается цифрой 3, 1 – однофазные волокна, 2 – пленки или слои.

Поэтому, к примеру, слоистые структуры в данных обозначениях записываются как 2-2, а частицы в матрице 3-0 (см. рисунок 2).

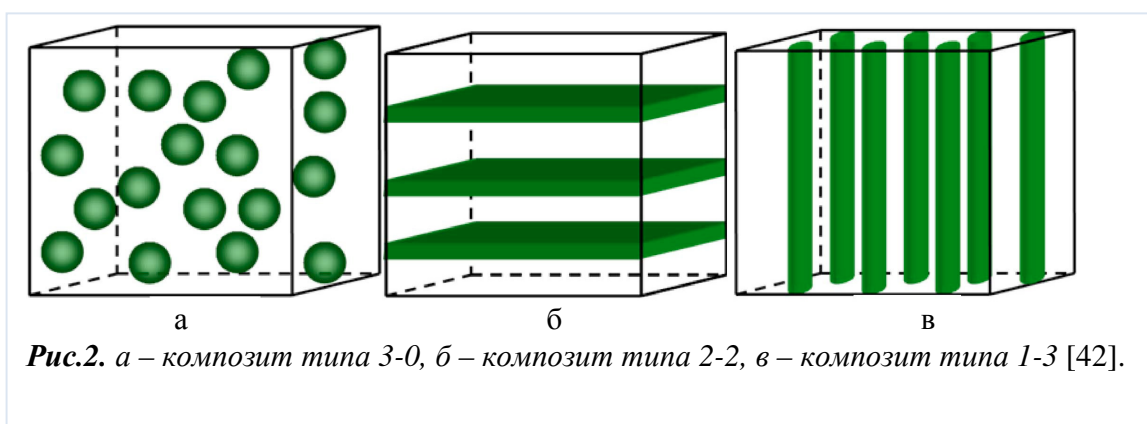


Рис.2. а – композит типа 3-0, б – композит типа 2-2, в – композит типа 1-3 [42].

Объемные композиты или композиты типа 0-3 и 1-3

Первым концепцию МЭ композитных структур предложил Suchtelen в 1972 году. А первые работы по созданию объемных композитов были проведены в Philips Laboratory [43-46].

Как уже было сказано, объемные композиты представляют собой однофазные частицы или волокна, взвешенные в матрице другой фазы и изготавливаемые следующим образом. Сначала получают пудры из магнитострикционного материала и пьезоэлектрической керамики. Пудры этих компонентов перемешиваются, а затем прессуются. Полученные образцы подвергают длительному отжигу и затем поляризуют. Поляризация происходит следующим образом. Образец помещают в масло, нагревают до определенной температуры, прикладывают электрическое поле напряжённостью порядка нескольких киловольт на метр и держат в емкости с маслом в течение нескольких часов. После этого измеряют МЭ эффект получившегося композита. В первых экспериментах в Philips Laboratory в качестве компонентов брали $CoFe_2O_4$ и $BaTiO_3$. МЭ коэффициент для этого композита составил ~ 130 мВ/(Э•см). Примеры похожих работ [47].

Очевидно, что использование композитных материалов существенно расширяет возможности, связанные с МЭ эффектом. Число регулируемых исследователями параметров, влияющих на величину МЭ эффекта и характеристики композита, значительно увеличилось.

Для всех композитов верно, что механические напряжения должны передаваться между магнитной и пьезоэлектрической фазами с минимальными потерями для достижения максимального эффекта. Также очевидно, что размер зерен, молярные доли компонентов, форма частиц и различные режимы спекания сильно влияют на величину эффекта. Эти и другие вопросы были исследованы в работах [46-51]. Однако, несмотря на достигнутые значения, превышающие 100 мВ/(Э•см) предсказанная величина эффекта была на 1-2 порядка больше. Были выяснены несколько причин этих расхождений:

- Формирования во время спекания различного рода нежелательных фаз или сильная диффузия материалов.
- Малое сопротивление магнитострикционной фазы, что препятствовало поляризации структуры. Что приводило к ухудшению МЭ свойств в результате токов утечки. Для устранения перколяций необходимо хорошо перемешать проводящие частицы в непроводящей матрице. Возможно использование трехкомпонентной структуры, где третья фаза используется как инертная связующая матрица.
- Разного рода механические дефекты – поры, трещины и т.д.
- Неполная поляризация образца.

Из приведенных выше результатов видно, что, несмотря на существенное увеличение значения МЭ эффекта при комнатной температуре в объемных композитах по сравнению с кристаллами, полученные величины МЭ эффекта далеки от желаемых и теоретически предсказанных.

Слоистые композитные материалы типа 2-2

Описанные в предыдущем разделе проблемы токов утечек и разного рода фаз можно устранить, используя объемные слоистые композиты, так как химическая реакция между составляющими магнитострикционными и пьезоэлектрическими материалами отсутствует. Это достигается тем, что слои могут изготавливаться в независимых технологических процессах. Для предотвращения перколяции и проводимости слоев можно использовать дополнительные изолирующие слои. Такие структуры также были

впервые разработаны в Philips Laboratory [39, 43]. Исследователи J. Van Suchtelen и J. Van den Boomgaard предложили использовать многослойную композитную структуру, состоящую из чередующихся магнитострикционных и пьезоэлектрических слоев. Схематическое изображение такой структуры показано на **рисунке 2б**. Использование таких структур увеличивает число возможных параметров, с помощью которых можно влиять на величину эффектов и характеристики структуры.

Первая экспериментальная работа на эту тему была опубликована в 2001 году американским профессором G. Srinivasan с соавторами в журнале Physical Review B [52]. В работе исследовали двухслойные и многослойные структуры «феррит никеля – ЦТС». Среди причин изучения таких структур авторы указывают две основные: первая – фундаментальные исследования межфазных взаимодействий в слоистых композитных структурах и вторая – перспективы их практических применений. Авторы статьи выделяют два основных результата своих исследований: 1. В статье был получен рекордный по сравнению с объемными композитами МЭ коэффициент $\alpha_E = 400 - 1500$ мВ/(Э•см) в двухслойных и многослойных структурах «никель-цинковый феррит – цирконат-титанат свинца» (НЦФ-ЦТС); 2. Проведен теоретический анализ и предложена модель, описывающая экспериментальные результаты.

В работе были проведены все основные измерения параметров мультиферроидных структур, которые впоследствии будут проводить другие исследователи. Была измерена зависимость магнитострикции сплава никеля от поля, которая в насыщении достигала $\lambda_s \approx 30 \cdot 10^{-6}$. Проведены измерения параметров продольного и поперечного магнитоэлектрического эффекта от частоты переменного поля, амплитуды постоянного магнитного поля и температуры.

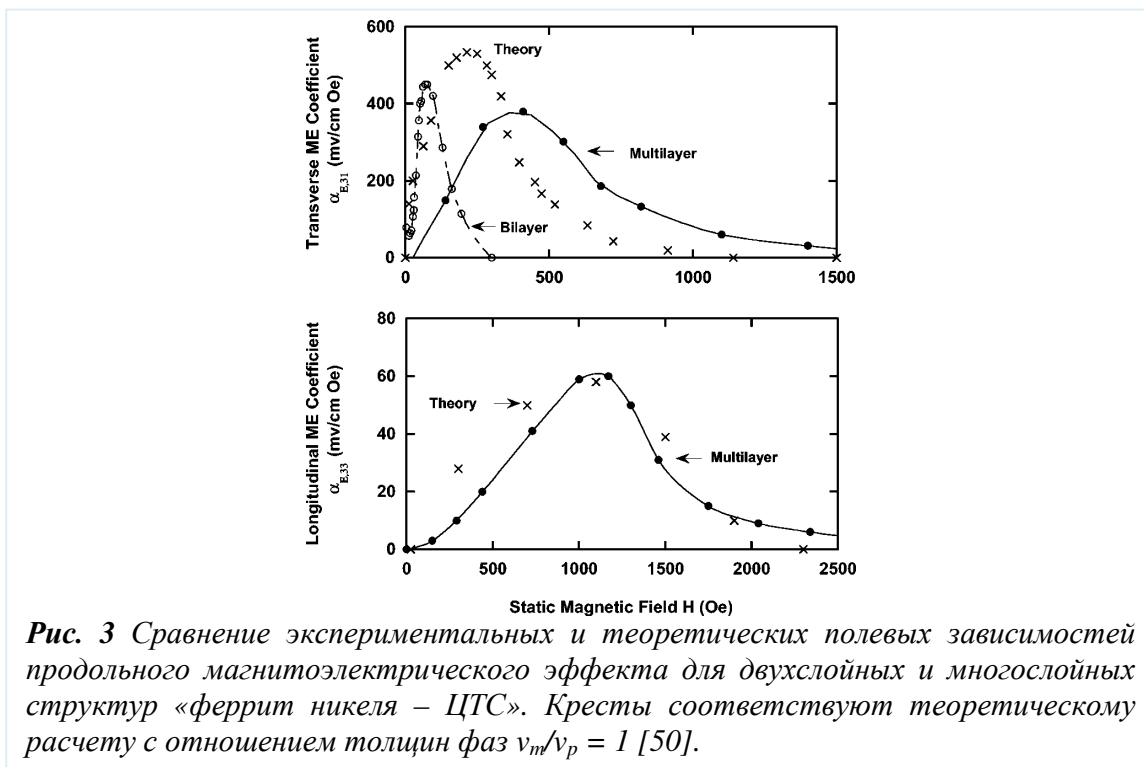


Рис. 3 Сравнение экспериментальных и теоретических полевых зависимостей продольного магнитоэлектрического эффекта для двухслойных и многослойных структур «феррит никеля – ЦТС». Кресты соответствуют теоретическому расчету с отношением толщин фаз $v_m/v_p = 1$ [50].

Кроме того, впервые были проведены измерения магнитоэлектрического взаимодействия для структур с разными толщинами слоев. В работе приведены теоретические зависимости, которые хорошо совпали с результатами измерений (см. **рисунок 3**).

Исходя из теоретических моделей и результатов экспериментальных исследований магнитоэлектрического эффекта в композитных структурах, можно сделать вывод, что на величину магнитоэлектрического эффекта основное влияние оказывают 3 основных фактора:

1. Качество и параметры исходных материалов, как магнитных, так и сегнетоэлектрических, которые использованы при создании магнитоэлектрических композитов (в частности величины константы магнитострикции, пьезоэлектрического эффекта, магнитная и диэлектрическая проницаемости, модули Юнга и плотности и т.д.).
2. Характеристики самих структур, таких как толщина и число пьезоэлектрических и магнитострикционных слоев, геометрия образцов, а также направления приложения магнитных и электрических полей. Кроме того, в общем случае следует учитывать метод изготовления, то есть, качество механической связи между слоями.
3. Внешние воздействия, к которым относят внешние магнитные, электрические поля и акустические колебания.

Наличие большего числа степеней свободы, по сравнению с объемными композитами и кристаллами, позволяет изготавливать большое число вариантов композитов. Чтобы продемонстрировать разнообразие слоистых магнитоэлектрических структур, рассмотрим трехслойную структуру, состоящую из двух магнитных и одного сегнетоэлектрического слоя. Основное отличие заключается в выборе направления поляризации сегнетоэлектрического слоя и намагниченности магнитного слоя, что приводит к возникновению различных геометрий измерения магнитоэлектрического эффекта. Примеры таких случаев показаны на **рисунке 4**.

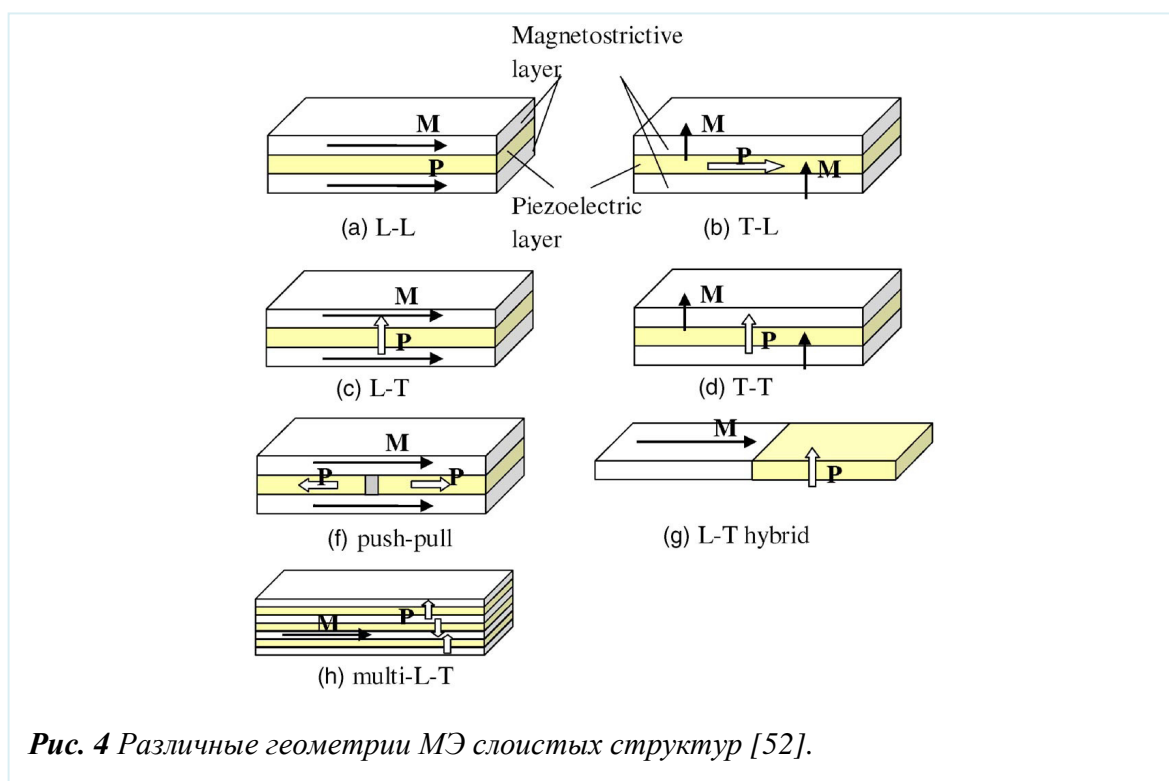


Рис. 4 Различные геометрии МЭ слоистых структур [52].

С достаточно полным описанием современного состояния исследований магнитоэлектрического эффекта можно ознакомиться по нескольким обзорам, посвященным таким исследованиям [53,54,55]. На сегодняшний день основные усилия исследователей сосредоточены на двух основных направлениях: 1 – повышение эффективности магнитоэлектрического взаимодействия в композитных структурах, и, как следствие, повышение величины магнитоэлектрического эффекта в них; 2 – поиск новых магнитных и сегнетоэлектрических материалов, которые можно использовать при изготовлении композитов, обладающих лучшими свойствами и характеристиками, к примеру, большим температурным и частотным диапазонами, лучшей акустической добротностью и т.д.

В общем, исследования МЭ эффекта можно разбить на несколько основных направлений. Основным из них являются попытки увеличить эффективность МЭ преобразования в композитных структурах либо за счет использования новых материалов, либо за счет поиска наиболее эффективных конфигураций структур.

Приведем пример такого подхода. В работе [56] проведенной под руководством профессора Донга из технического университета штата Виржиния предложена структура терфенол-Д/ЦТС/ μ -металл (см. рисунок 5).

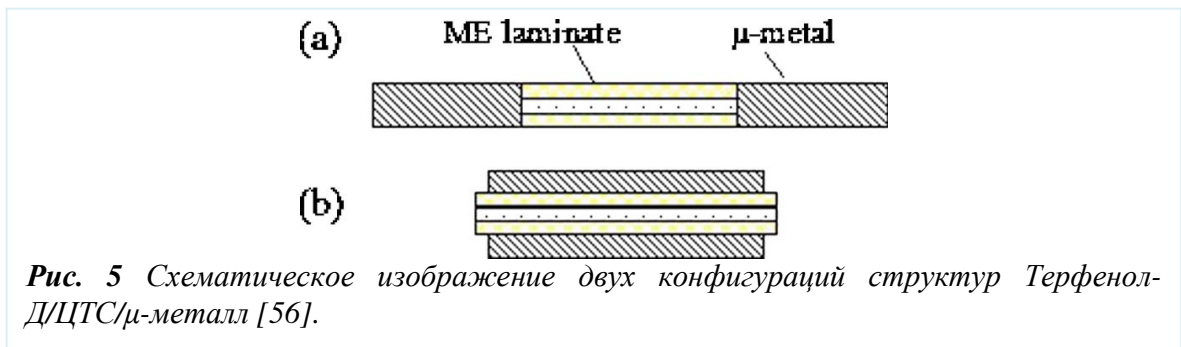


Рис. 5 Схематическое изображение двух конфигураций структур Терфенол-Д/ЦТС/ μ -металл [56].

В таких структурах μ -металл используется в качестве концентратора магнитного потока. Проведенные измерения зависимости магнитоэлектрического коэффициента от величины постоянного магнитного поля, приложенного к структуре, в сравнении со структурами без металла, показали существенное усиление МЭ взаимодействия (см. рисунок 6).

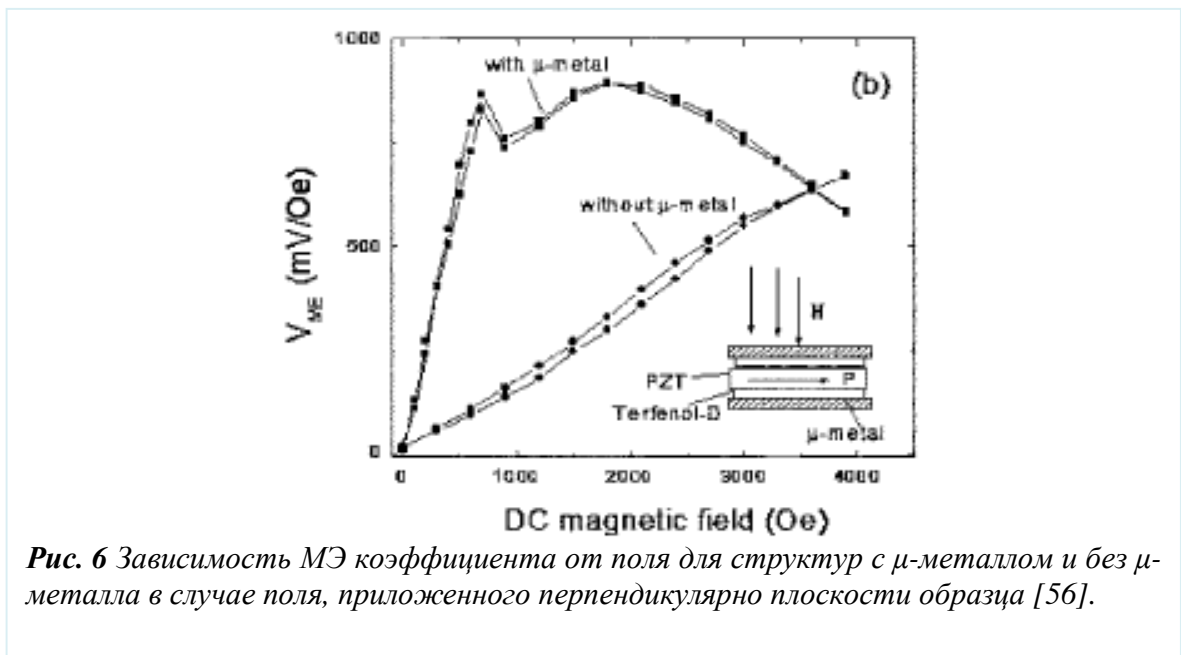


Рис. 6 Зависимость МЭ коэффициента от поля для структур с μ -металлом и без μ -металла в случае поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца [56].

Увеличение эффективности наблюдали и для других структур и конфигураций приложенных магнитных полей. Таким образом, удалось добиться увеличения коэффициента в среднем в 2 раза. Эти исследования показывают возможность существенного увеличения МЭ отклика при помощи концентраторов магнитного потока, что может быть использовано при изготовлении устройств.

Кроме того, большое число работ посвящено исследованию влияния числа слоев и их толщин на величину МЭ эффекта в слоистых структурах. Такие исследования, к примеру, были проведены группой китайских ученых из университета Тсиньхуа в Пекине с соавторами [57]. Они изучали влияние толщины магнитной фазы, в качестве которой брались несколько слоев аморфного магнитного сплава, на величину МЭ коэффициента и величину оптимального поля смещения и сравнивали экспериментальные результаты с теорией. Для изменения толщины уменьшали число слоев аморфного сплава.

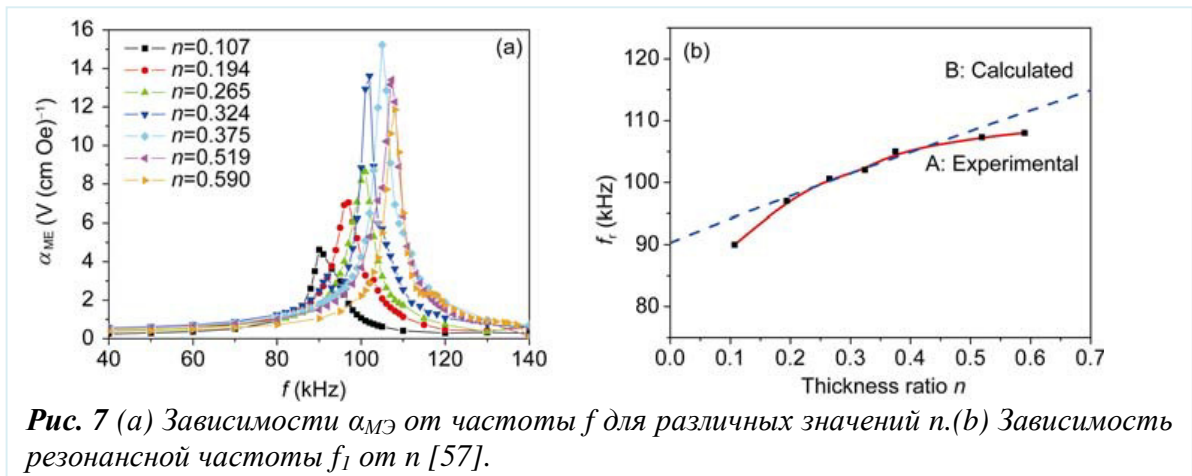
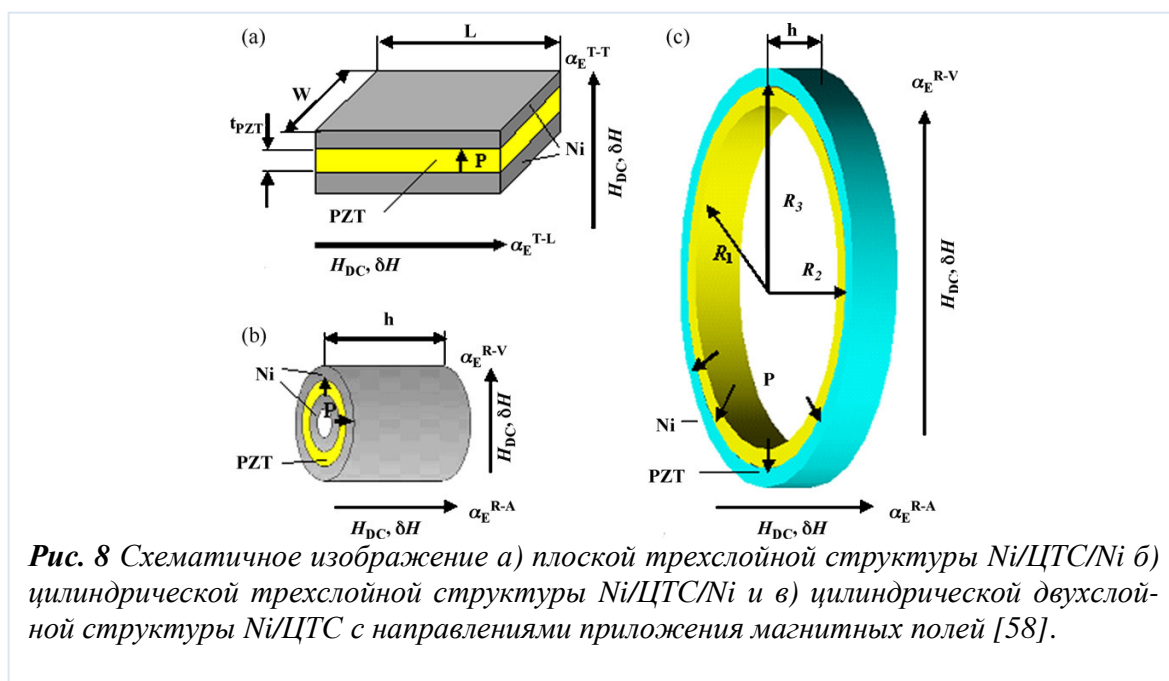


Рис. 7 (a) Зависимости α_{ME} от частоты f для различных значений n . (b) Зависимость резонансной частоты f_1 от n [57].

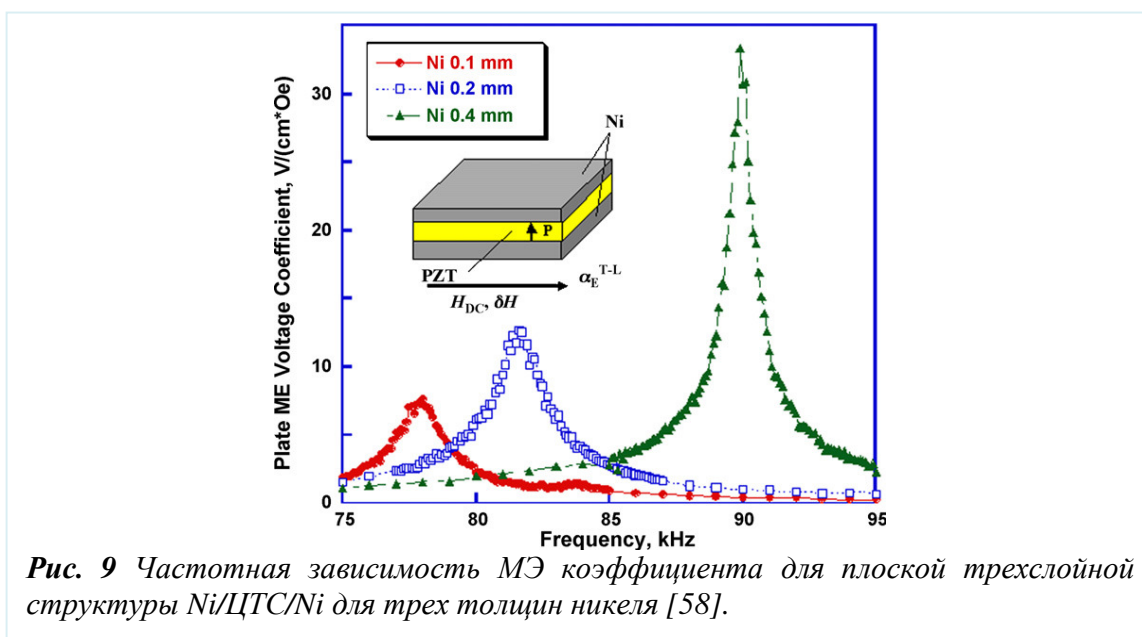
Из экспериментов следует, что изменение соотношения толщин n в исследованных структурах приводит к существенному изменению резонансного значения МЭ коэффициента, а также к смещению резонансной частоты (см. **рисунок 7**). Кроме того, сравнение полученных зависимостей с теорией показало, что существовавшие на тот момент модели для описания МЭ эффекта в композитных структурах не могут с необходимой точностью описать механизм МЭ взаимодействия в условиях резонанса. Также впервые была измерена зависимость эффективного поля смещения от толщины магнитного слоя.

Эксперименты показали, что максимальная эффективность МЭ взаимодействия в структурах с различным числом слоев достигается при соотношениях толщин сегнетоэлектрического слоя и магнестрикционного примерно как 2 : 1.

Интересное исследование было проведено под руководством доктора Пана из Пекинского университета науки и технологии. Были изготовлены и изучены структуры никель/ЦТС не только в форме плоских слоистых структур, но также в форме колец и цилиндров (см. **рисунок 8**) [58].



Были проведены измерения частотных и полевых зависимостей для всех структур, в том числе при разных толщинах слоя никеля (см. **рисунок 9**).

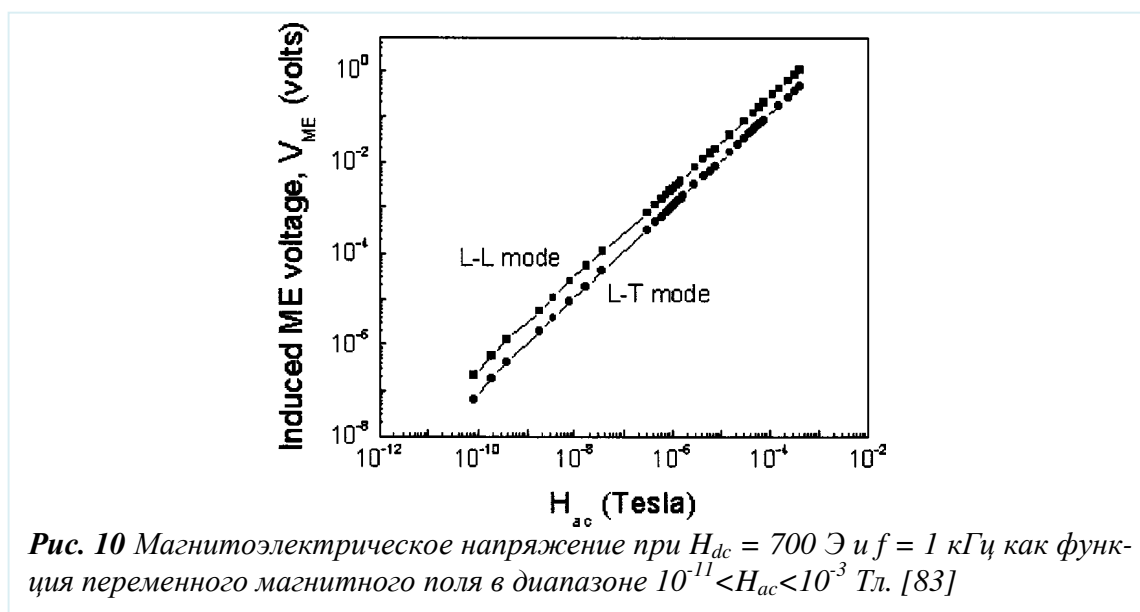


По результатам измерений были сделаны выводы, что магнитоэлектрическое взаимодействие в структурах цилиндрического типа сильнее, нежели в плоских слоистых структурах. Кроме того, показано, что аксиальное приложение поля в случае цилиндрических структур схоже со случаем приложения поля в плоскости слоистого образца. Эти исследования могут принести большую пользу в случае разработки датчиков на основе цилиндрических структур.

Выше было отмечено, что одним из самых важных направлений является поиск и исследование новых магнитных и сегнетоэлектрических материалов, на основе которых возможно изготовление и исследование МЭ структур. За все время исследований было предложено большое их количество: никель (Ni) [59,60], кобальт (Co) [61], пермендюр (FeCoV) [62], никель-цинковый феррит ($\text{NiZnFe}_2\text{O}_4$) [63-65], никель-кобальтовый феррит [66], феррит кобальта (CoFe_2O_4) [67,68], феррит никеля (NiFe_2O_4) [69], галфенол (FeGa) [70-72], терфенол ($\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{1,92}$) [73-76], аморфные магнитные сплавы (FeCoBSi) [77-80], манганиты и т.д. В качестве сегнетоэлектриков чаще всего используют пьезокерамики цирконат-титаната свинца ($(1-x)\text{PbZrO}_3-x\text{PbTiO}_3$), магнониобаты-титаната свинца ($(1-x)\text{PbNb}_{2/3}\text{Mg}_{1/3}\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$), титанат бария (BaTiO_3), нитрид алюминия (AlN) [81,82] и т.д.

Большое число статей было опубликовано на тему исследования МЭ эффекта в композитных структурах, где в качестве магнитного слоя использовался материал Терфенол-Д, обладающий наибольшей магнитострикцией. Несмотря на такие недостатки, как

токсичность, дороговизна и необходимость приложения большого поля смещения для достижения максимального эффекта, на основе структур из этого материала были достигнуты выдающиеся показатели чувствительности структуры. Примером такой работы является статья [83] в которой исследовалась двухслойная структура Terfenol-D/PMN-PT. Наряду с измерениями полевых и частотных зависимостей МЭ коэффициента, были измерены зависимости МЭ коэффициента от амплитуды переменного магнитного поля (см. рисунок 10).



Как видно из рисунка, при комнатной температуре была достигнута чувствительность структуры к магнитному полю, сравнимая с чувствительностью СКВИД-магнитометров при температуре жидкого гелия. Также следует отметить линейную зависимость генерируемого сигнала от поля, что отличает эти структуры от других. Эти результаты послужили причиной интенсификации исследований МЭ эффекта в композитных структурах с целью повышения чувствительности и создания на их основе датчиков переменных магнитных полей.

Интересны результаты, представленные в статье [77], в которой описываются исследования МЭ эффекта в структуре аморфный магнитный сплав/пьезоэлектрический полимер. Такие материалы и структуры позволяют получить значительно большие деформации по сравнению с многими другими материалами. В работе рассмотрены двух и трехслойные структуры. Важной характеристикой структуры является величина поля смещения, в котором достигается максимум пьезомагнитного коэффициента. Для оценки

этого параметра была измерена полевая зависимость магнитострикции и взята производная (см. рисунок 11).

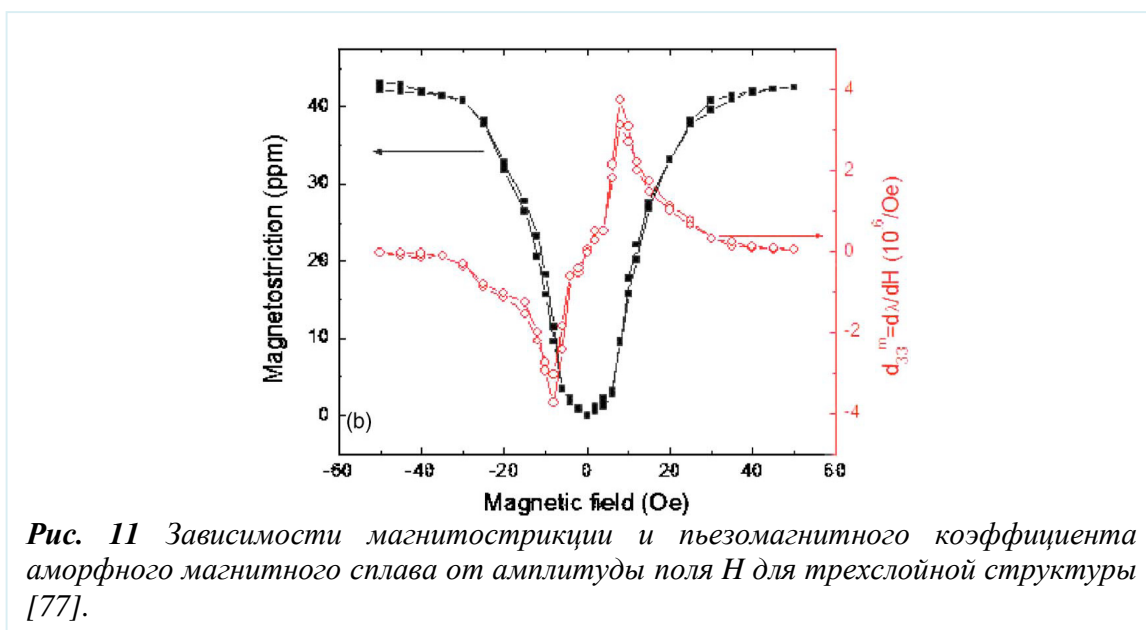


Рис. 11 Зависимости магнитострикции и пьезомагнитного коэффициента аморфного магнитного сплава от амплитуды поля H для трехслойной структуры [77].

Помимо прочего, была продемонстрирована высокая чувствительность этой структуры к амплитуде переменного магнитного поля в диапазоне $10^{-1} < H_{ac} < 10^{-5}$ Тл, измеренная для трехслойной структуры при $H_{dc} = 8$ Э и $f = 50$ кГц. Показана чувствительность структуры к небольшому изменению амплитуды постоянного магнитного поля.

Аморфные магнитные сплавы являются одними из самых перспективных материалов для промышленного изготовления МЭ структур по причине их дешевизны и хороших магнитных свойств. Основным их достоинством, наряду с достаточно большой магнитострикцией, является достижение максимальной эффективности МЭ взаимодействия в малых подмагничивающих полях ~ 5 Э, либо без постоянного поля. Отсутствие постоянного магнита в структурах упрощает и удешевляет их изготовление. Поэтому исследованию таких композитных структур посвящено большое число статей. Показательной является статья, опубликованная группой под руководством профессора D. Viehland [80]. В работе выполнен расчет МЭ коэффициента структуры в зависимости от толщины слоев. Также получены интересные экспериментальные зависимости коэффициента обратного МЭ взаимодействия от амплитуды постоянного магнитного поля для структур с разным числом магнитных слоев (см. рисунок 12).

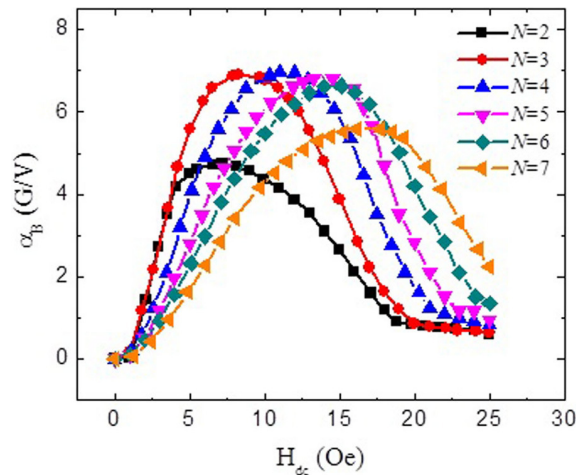


Рис. 12 Зависимость коэффициента МЭ взаимодействия от H_{dc} для структуры Metglas/PZT/Metglas при различном числе (N) магнитных слоев с каждой стороны пьезоэлектрика при $V_{ac} = 50$ В и $f = 1$ кГц [80].

Как видно из рисунка 12, максимальное значение коэффициента достигалось для структур с $N = 3-5$, кроме того, с ростом N максимум МЭ коэффициента смещался в сторону увеличения H_{dc} . Получено гигантское значение обратного коэффициента $\alpha_B=6.94$ Гаусс/В вне резонанса для структуры с оптимальным числом слоев и $\alpha_B=79.5$ Гаусс/В в резонансе на частоте 29.6 кГц. Результаты имеют большое значение как для дальнейших исследований обратного МЭ эффекта, так и для проектирования устройств на основе таких структур.

Особо следует выделить новаторскую работу по использованию материалов с памятью формы Ni-Mn-Ga в качестве магнитного слоя и пьезоэлектрического полимера поливинилиденфторида в качестве пьезослоя. Такие структуры открывают достаточно интересное направление исследования не только МЭ эффекта, но также магнитных и механических свойств данных материалов [84]. Кроме того, в структуре с данным полимером был получен один из самых больших МЭ коэффициентов [85]. Другие примеры рассмотрены в статьях [86-88].

Отдельно следует выделить исследования обратного магнитоэлектрического эффекта [75, 89]. К примеру, в работе, проведенной международной группой исследователей под руководством профессора Шварцмана из университета Дюйсбурга-Эссена, были получены интересные результаты, демонстрирующие необычную связь между намагниченностью и поляризацией в композитных структурах типа 0-3 [89].

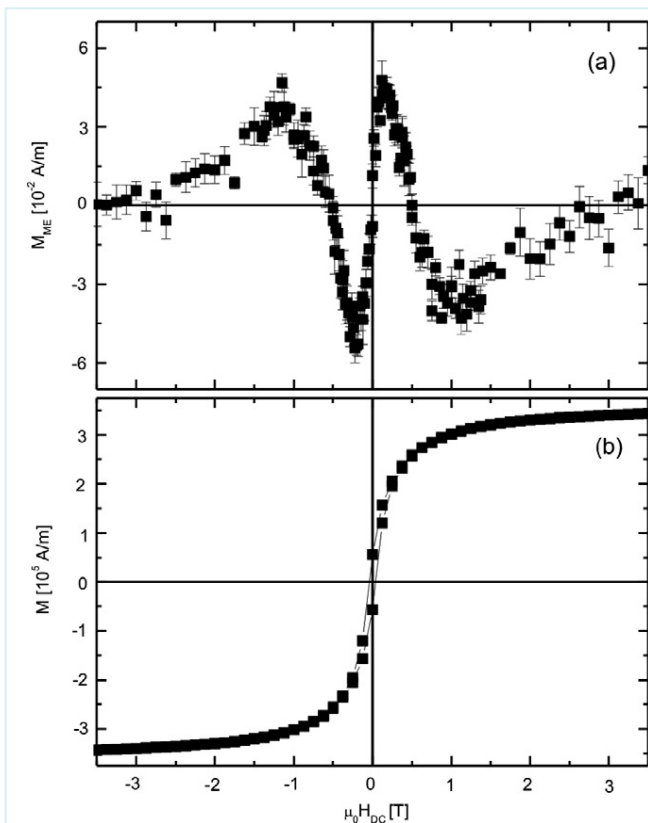


Рис. 13 (a) Зависимость намагниченности от поля при электрическом возбуждении структуры $\text{CoFe}_2\text{O}_4\text{-BaTiO}_3$ (50/50) при $E_{ac} = 250 \text{ В см}^{-1}$, $f_{ac} = 10 \text{ Гц}$, $T = 280 \text{ К}$. (b) Полевая зависимость намагниченности, измеренная при $T = 280 \text{ К}$ [89].

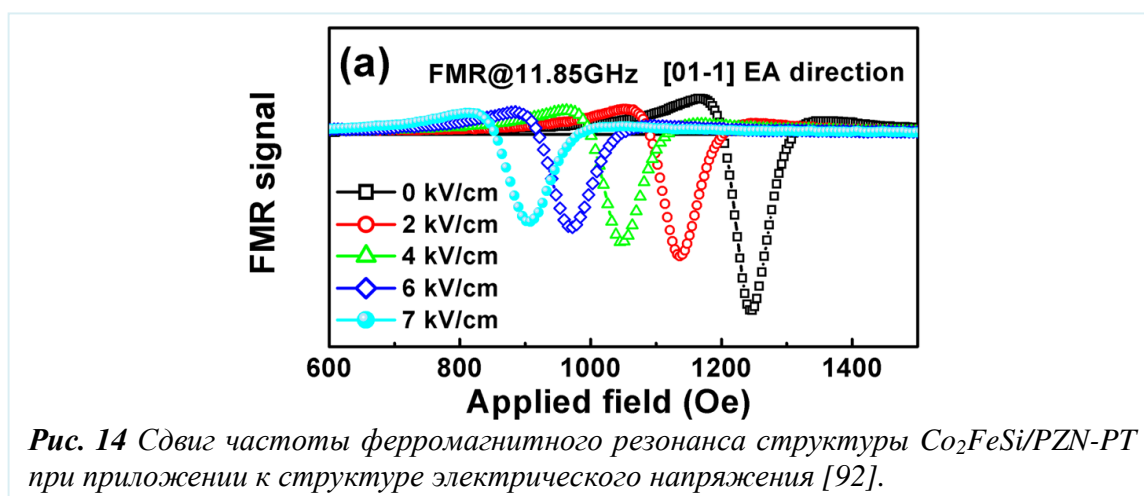
В работе проведено сравнение зависимостей намагниченности слоя CoFe_2O_4 от магнитного поля (см. рисунок 13). В первом случае измерения проводились при помощи обратного магнитоэлектрического эффекта, а во втором случае – с помощью магнитооптического эффекта Керра. Такое существенное отличие в форме зависимостей авторы связывают, прежде всего с тем, что при измерении обратного магнитоэлектрического эффекта огромную роль играет полевая зависимость магнитострикции, которая в широком диапазоне полей не является линейной функцией. В первой производной этой функции по полю имеются максимумы, которые, по-видимому, проявляются на кривой (a) в достаточно

малых полях порядка 0.3 Тл. Кроме того, не стоит забывать о влиянии на зависимости таких факторов как анизотропия, домены и т.д. Таким образом, очевидно, что исследование обратного МЭ эффекта может дать большое количество фундаментальной информации о взаимодействии магнитной и сегнетоэлектрической фаз в различных типах композитов.

Другие примеры работ по исследованию обратного МЭ эффекта в слоистых композитных структурах даны в работах [90, 91]. О больших перспективах применения обратного МЭ эффекта будет сказано ниже.

Перспективным направлением является изучение влияния пьезоэлектрических деформаций в магнитоэлектрических структурах на параметры ферромагнитного резонанса (ФМР) и другие высокочастотные свойства. Интерес вызван возможностью создания сверхвысокочастотных устройств, перестраиваемых электрическим полем. Статья [92], опубликованная группой китайских и американских исследователей, является

одной из последних по данному направлению. Эта работа интересна не только с точки зрения возможности управления частотой резонанса и параметрами гистерезиса, но также тем что в ней описывается магнитоэлектрический эффект в структуре со сплавом Гейслера Co_2FeSi в качестве магнитоэлектрического слоя (см. **рисунок 14**). Обнаружено существенно изменение параметров петли гистерезиса структуры под действием электрического поля. Коэрцитивная сила с ростом приложенного электрического напряжения от 0 до 6 кВ/см менялась с 18 Э до 270 Э. Измерения сдвига резонансной частоты показали, что H_r меняется на 348 Э, что соответствует МЭ коэффициенту 58 Э·см/кВ.



Измерения сдвига частоты ФМР показали, что при приложении напряжения 7 кВ/см она смещается с 2.2 ГГц до 6.1 ГГц. То есть величина сдвига достигает ~ 3.9 ГГц или $\Delta f_{\text{ФМР}}/f_{\text{ФМР}} = 177\%$. Обнаружено также, что магнитоэлектрическое взаимодействие между слоями структуры не только смещает резонансную частоту, но и уменьшает магнитные потери в СВЧ диапазоне, что важно для применений.

В последнее время значительно расширились исследования характеристик МЭ взаимодействий в условиях акустического резонанса. Основной причиной является то, что в момент резонанса амплитуда сигнала увеличивается в раз число раз, равное механической добротности структуры, что существенно повышает чувствительность структур и эффективность МЭ взаимодействия в них. Так как даже у самых некачественных структур добротность $Q \sim 30$, то очевидно, что этот метод усиления МЭ эффекта является наиболее эффективным. При создании более качественных структур с лучшими резонансными характеристиками возможно усилить МЭ эффект в тысячи раз, что является недостижимым результатом для других методов.

Впервые резонансное МЭ взаимодействие было описано в статье Бичурина М.И. [93], где исследовались структуры с ферритом никеля, ферритом кобальта и ферритом лития в качестве магнитных слоев, и керамика ЦТС в качестве пьезоэлектрического слоя. В работе впервые предложена феноменологическая теория, позволяющая моделировать МЭ взаимодействие в условиях резонанса. Пример рассчитанных в статье зависимостей для трех структур показан на **рисунке 15**.

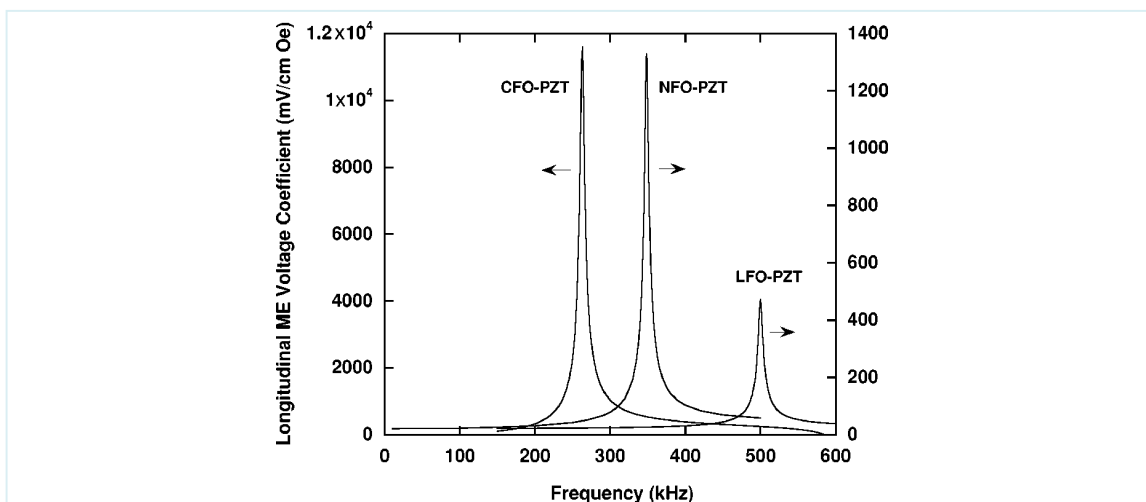


Рис. 15 Рассчитанные частотные зависимости резонансного МЭ эффекта в двухслойных структурах феррит никеля – ЦТС, феррит кобальта - ЦТС и феррит лития – ЦТС [93].

Расчеты и измерения показывают увеличение МЭ коэффициента в резонансе более, чем на 2 порядка, по сравнению с коэффициентом вне резонанса (см. **рисунок 16**).

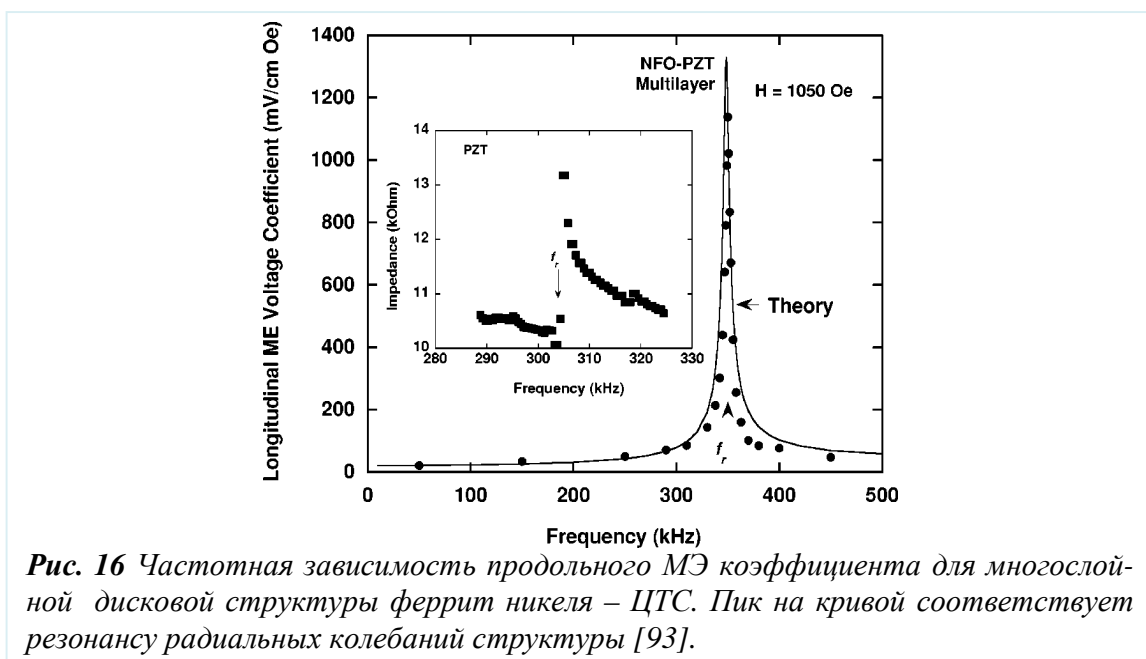


Рис. 16 Частотная зависимость продольного МЭ коэффициента для многослойной дисковой структуры феррит никеля – ЦТС. Пик на кривой соответствует резонансу радиальных колебаний структуры [93].

Максимальное значение МЭ коэффициента в работе составило $\alpha_E = 23 \text{ В/Э}\cdot\text{см}$. Рассчитанная из экспериментальных данных добротность - $Q = 600$. Эта работа показала большую перспективность использований резонансных МЭ взаимодействий. И стимулировала дальнейшие исследования в этом направлении.

Более подробно теоретические исследования магнитоэлектрических взаимодействий в резонансных условиях описаны в работах [94,95]. В этих работах, наряду с общей теоретической моделью МЭ эффекта, рассматриваются резонансы продольных и изгибных колебаний в случае продольного и поперечного эффекта на примере структур $\text{SrTiO}_3/\text{PZT}/\text{NFO}$ и пермендюр/ЦТС. Впервые получены теоретические формулы для магнитоэлектрического коэффициента в случае прямого МЭ эффекта для изгибных колебаний:

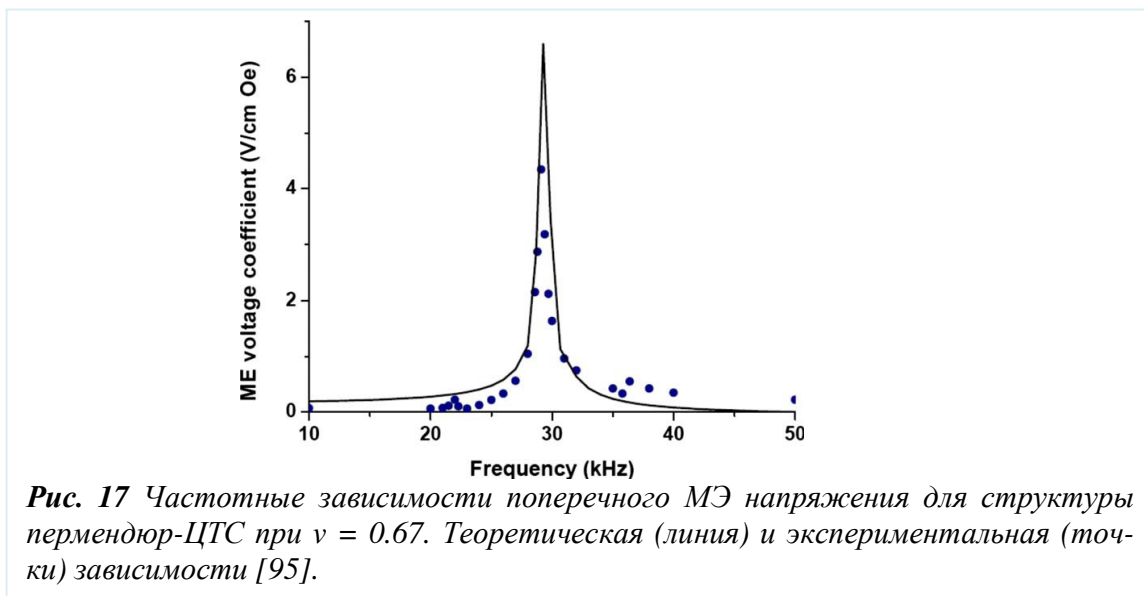
$$\alpha_{E31} = \frac{E_3}{H_1} = - \frac{d_{31}^p \int_{-p/2}^{p/2} (T_1^p + T_2^p) dz}{t H_1 \epsilon_{33}^p} . \quad (1)$$

Где $t = t^m + t^n + t^s$ – полная толщина рассматриваемой структуры, T_1 и T_2 – компоненты напряжения пьезоэлектрического слоя, d_{31} – пьезомодуль пьезоэлектрика, H_1 – амплитуда магнитного поля, приложенного вдоль оси 1.

Выражение для коэффициента в случае поперечного МЭ эффекта:

$$\alpha_{E31} = \frac{E_3}{H_1} = - \frac{\int_{z_0-t^p}^{z_0} d_{31}^p T_1^p dz}{t H_1 \epsilon_{33}^p} . \quad (2)$$

Теоретические расчеты по данным формулам находятся в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными (см. **рисунок 17**).



Отдельно следует упомянуть изучение нелинейных МЭ эффектов в композитах как новое направление исследований. Опубликовано всего несколько работ, где наблюдали нелинейные явления в МЭ структурах. Так, обнаружено удвоение частоты и генерация гармоник в многослойных структурах феррит - цирконат титанат свинца при возбуждении структур магнитным полем с частотой 10^{-3} - 1 Гц и амплитудой до 1 кЭ [96, 97] и в двухслойных структурах аморфный сплав FeBSiC-PZT при возбуждении полем с частотой до 2 кГц и амплитудой до 40 Э [98]. Удвоение частоты наблюдали также в объемных МЭ композитах никелевый феррит-ЦТС при медленной модуляции поля с амплитудой до 1 кЭ. [99]. Продемонстрировано увеличение эффективности генерации гармоник в условиях резонансного возбуждения механических колебаний в структуре FeBSiC-PZT на частоте 3.6 кГц [100]. Обнаружен эффект переноса частоты при возбуждении двух- и трехслойных структур аморфный сплав-ЦТС переменными магнитными полями с разными частотами [101,102]. Авторы указывают, что какие-либо теоретические модели, за исключением [100,103], объясняющие наблюдаемые нелинейные явления, до сих пор отсутствуют.

Развитие техники, а также большие потенциальные возможности применений МЭ структур, делают актуальным переход к более детальному исследованию пленочных мультиферроидных структур. Подробнее о них расскажем в следующем разделе.

§1.3 МЭ эффект в пленочных структурах

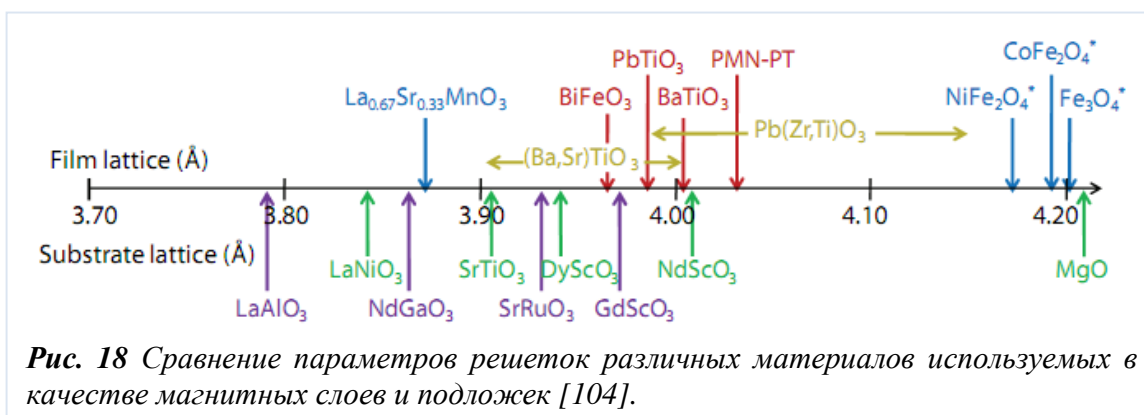
Резкое увеличение интереса к исследованию и разработке пленочных магнито-электрических структур вызвано многими причинами, среди которых основными можно считать следующие:

- Прогресс в технологиях изготовления пленочных структур.
- Появление большого числа интересных физических эффектов при работе с пленочными композитными структурами.
- Большее число параметров, по сравнению с обычными композитными структурами, с помощью которых можно сильно влиять на свойства структур.
- Потребность современной нано- и микроэлектронной промышленности в разного рода многофункциональных пленочных структурах.

Это привело к взрывному росту работ в данной области, который наблюдается в течение последних нескольких лет. Исследования пленочных структур подробно освещены в обзорах [104-106]. Существенная часть в обзорах посвящена рассмотрению перспектив применения и вопросам, которые возникают при изучении этих структур. Рассмотрим эти проблемы. Применения будут рассмотрены в соответствующем параграфе.

Наиболее важным направлением исследований является разработка методов изготовления структур на основе хорошо зарекомендовавших себя материалов, таких как терфенол-Д [107], никель-цинковый феррит [108], галфенол [109], пермендюр [110], феррит кобальта [111] и других. При переходе с объемных образцов на пленочные структуры сильно изменяются магнитные и электрические свойства образца, поэтому получение качественных пленок с заданными характеристиками является необходимым условием. Существует большое количество методов изготовления пленочных структур (физические - импульсное лазерное осаждение, молекулярная эпитаксия и распыление; химические – металл-органическое газофазное осаждение) и необходимо исследовать зависимость свойств структур от методик их изготовления.

Как было уже показано в предыдущих параграфах, геометрия, число слоев и материалы сильно влияют на свойства структур, поэтому необходимо подобрать наиболее оптимальные параметры пленочных структур для получения максимального МЭ отклика. Важной проблемой при изготовлении пленочных структур является выбор материала подложки и решения вопросов несовпадения параметров кристаллических решеток подложки и самой пленки (см. **рисунок 18**), что является новой степенью свободы при



изготовлении структур. Из-за несовпадения параметров кристаллических решеток в структуре возникают напряжения, которые могут как улучшить, так и ухудшить свойства слоев и всего образца. Это позволяет работать на атомном уровне для достижения максимально эффективного взаимодействия.

§1.4 Измерение МЭ эффекта в тонких пленках

Определенные трудности представляет собой измерение МЭ эффекта в пленочных структурах, так как величина эффекта значительно меньше для пленок, нежели для объемных образцов. Кроме того пленки более чувствительны к разного рода напряжениям, колебаниям и деформациям. Поэтому при измерениях прямого МЭ эффекта динамическим методом чаще всего пользуются селективными усилителями, что существенно повышает чувствительность установки. В случае измерения обратного магнитоэлектрического эффекта, если сигнал слишком мал для измерения его динамическим методом, используют установку для измерения магнитооптического эффекта Керра [114]. По теме исследования магнитоэлектрического эффекта в пленочных композитных структурах уже опубликовано большое количество обзоров [105,120,121].

Измерения обратного магнитоэлектрического эффекта в пленочных структурах также вызывают большой интерес. Так как управление магнитными свойствами при помощи электрического напряжения, приложенного к пьезоэлектрическому слою является сложной и перспективной проблемой.

Существует несколько направлений исследования обратного МЭ эффекта. Среди них наибольший интерес представляют:

- Исследование влияние деформаций на величину и направление намагниченности [112-115].

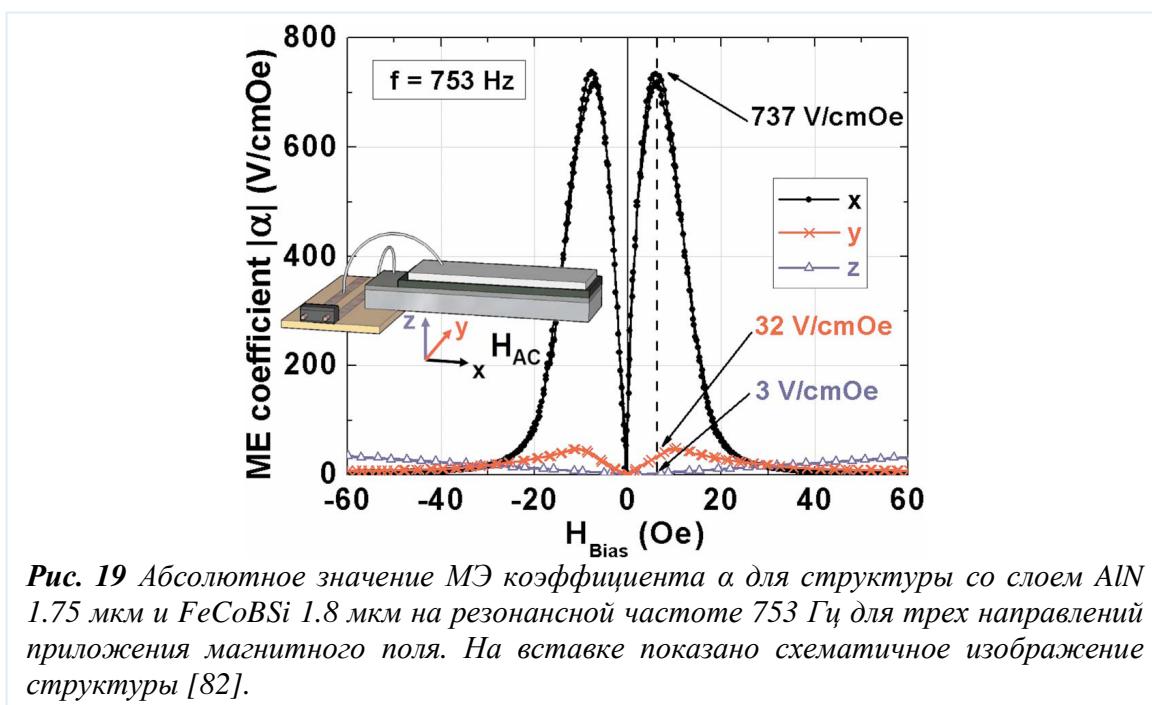
- Исследования влияния деформаций и неоднородностей на структуру магнитных доменов [116].
- Изучение влияния деформаций и напряжений на коэрцитивную силу [117].
- Исследования разного рода взаимодействий (диполь-дипольного, обменного и т.д.) и управление ими в пленочных структурах [118,119].

Теперь приведем примеры несколько наиболее интересных работ, посвященных МЭ эффекту в пленочных магнитоэлектрических структурах, опубликованных в последнее время.

Прежде всего рассмотрим работу [82] в которой исследовали структуру $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$. Это исследование следует упомянуть по нескольким причинам. Во-первых, исследуются новые и перспективные материалы, такие как пьезоэлектрические пленки AlN. Во-вторых, в этом образце были получены гигантские значения магнитоэлектрического коэффициента. На **рисунке 19** показаны зависимости МЭ коэффициента для трех направлений приложения магнитного поля к структуре. Видно что максимальное значение $\alpha = 737 \text{ В/Э}\cdot\text{см}$ достигается в случае приложении образца в плоскости структуры вдоль длинной стороны. Как видно две других зависимости демонстрируют значительно меньшие значения, что свидетельствует об анизотропии свойств устройства на основе этой структуры. Это значение является одним из самых больших для пленочных структур. Измеренный резонанс на частоте 753 Гц имел достаточно высокую добротность $Q = 140$, что говорит о хорошем качестве пленок. Кроме того, авторами была теоретически рассчитана частота по формуле

$$f = \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda_n^2}{L_1^2} \sqrt{\frac{Y_1 h_1^3}{3(\sum_n \rho_n h_n)}}, \quad (3)$$

где n – номер моды, λ – безразмерный параметр соответствующий своей моде, L и h – длина и толщина кантилевера, ρ – плотность материала, Y – модуль юнга. Измерения показали возможность создания на основе такой структуры высокочувствительного датчика магнитных полей, способного измерять ориентацию поля, правда, с уменьшенной чувствительностью по некоторым направлениям.



Следует упомянуть одно из активно развивающихся направлений исследований пленочных магнитоэлектрических структур - исследования и разработки направленные на изготовление стабильных ячеек памяти, в которых перемагничивание происходит благодаря приложенному к пьезоэлектрику напряжению. Эта задача имеет не только практический, но и фундаментальный научный интерес. Основной проблемой является создание таких структур, в которых были бы созданы такие стабильные состояния намагниченности, которые возможно было бы переключать при помощи деформаций.

Примером передовых исследований в этом направлении является работа группы французских ученых под руководством доктора Pernod. В одной из их последних работ описан макет магнитоэлектрической ячейки памяти на основе многослойной наноструктуры [114]. В качестве магнитного слоя предложено использовать сэндвич-структуру 15(TbCo₂(5 нм)/FeCo(5 нм)), с толщинами слоев TbCo – 1.75 мкм и FeCo – 1.8 мкм. В этой структуре достигнуты большие значения магнитострикции порядка 10^{-4} .

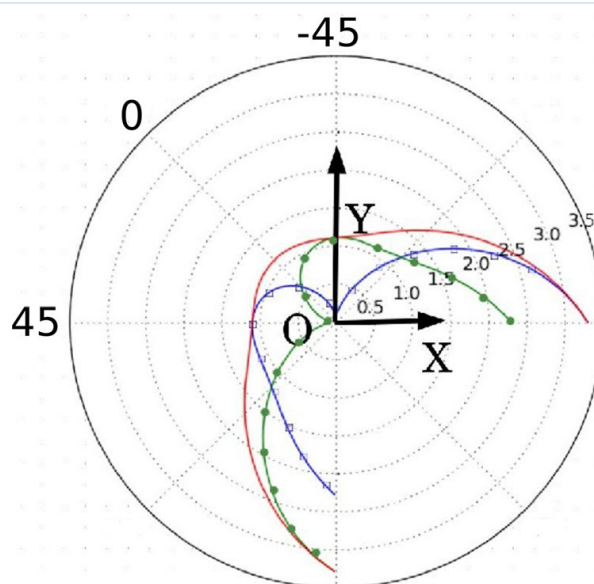


Рис. 20 Угловая зависимость свободной энергии. Для трех типов напряжений. Красная кривая без напряжения. Зеленая – вдоль оси OX и синяя вдоль оси OY [114].

Теоретически работа этой ячейки описывается через свободную энергию. Энергия представляется в виде суммы зеемановской энергии, энергии анизотропии и магнитоупругой энергии.

$$F = V[-\mu_0 M H_s \cos(\phi) - \frac{1}{2} \mu_0 M H_A \sin^2(\phi) + \frac{3}{4} \lambda_s \sigma_{xx} \sin(2\phi)]. \quad (4)$$

Угловые зависимости свободной энергии для трех напряжений показаны на **рисунке 20**. На рисунке видны два ярко выраженных максимума, соответствующих равновесным состояниям намагниченности. Угол между ними составляет 90 градусов. Показана возможность перемагничивания в случае приложения соответствующего электрического напряжения. Для создания реально работающих устройств и решения всех вопросов необходимы дальнейшие исследования, но проделанные исследования показали принципиальную возможность, а также пути достижения цели.

§1.5 Теоретические модели МЭ эффекта

Большое число экспериментальных работ по МЭ эффекту привело к пониманию необходимости разработки теоретической модели, описывающей МЭ взаимодействия в композитных структурах. Первая, работа, в которой был рассчитан МЭ коэффициент многослойной структуры, была выполнена Harshe [122]. Большая часть последующих

работ была основана на формулах, приведенных в этой статье. В последующих статьях эта модель была модифицирована, в ней стали, к примеру, учитывать неидеальность связи между слоями, однако основы остались неизменны.

Существуют два подхода использования этого метода. В первом подходе слоистая структура рассматривается как гомогенный образец, и записывают уравнения, общие для всей структуры [123]. Во втором рассматривают отдельно слои и их взаимодействие [124]. Эта модель учитывает только продольные деформации растяжения-сжатия, не учитывает изгибных и толщинных деформаций, а также не описывает случая резонанса.

Рассмотрим первый случай. Исходные уравнения выглядят так:

$$S_i = s_{ij}T_j + d_{ki}E_k + q_{ki}H_k \quad (5)$$

$$D_k = d_{ki}T_i + \varepsilon_{kn}E_n + \alpha_{kn}H_n \quad (6)$$

$$B_k = q_{ki}T_i + \alpha_{kn}E_n + \mu_{kn}H_n, \quad (7)$$

где s_{ij} – тензор податливости, T – тензор механических напряжений, d – пьезоэлектрический тензор, E_k , D_k , H_k , B_k – компоненты вектора напряженности электрического поля, электрического смещения, напряженности магнитного поля и индукции магнитного поля, q – пьезомагнитный коэффициент, ε_{kn} , α_{kn} , μ_{kn} – эффективные диэлектрическая проницаемость, МЭ коэффициент и магнитная проницаемость. Затем решаются эти уравнения в приближении незамкнутой цепи и при стандартных граничных условиях на напряжения. В зависимости от направления приложенного электрического и магнитного полей выбираются компоненты тензоров. Таким образом, можно рассчитать коэффициенты для продольных и поперечных МЭ эффектов:

Для продольного МЭ эффекта коэффициент имеет вид:

$$\alpha_{E,33} = \frac{-2\nu(1-\nu)^p d_{13}q_{31}^m}{(s_{11}^m + s_{12}^m)\varepsilon_{33}^{T,p}\nu + (s_{11}^p + s_{12}^p)\varepsilon_{33}^{T,p}(1-\nu) - 2(d_{13}^p)^2(1-\nu)}. \quad (8)$$

Для поперечного МЭ эффект:

$$\alpha_{E,31} = \frac{-k\nu(1-\nu)d_{31}^p(q_{11}^m + q_{12}^m)}{(s_{11}^m + s_{12}^m)\varepsilon_{33}^p k\nu + (s_{11}^p + s_{12}^p)\varepsilon_{33}^p(1-\nu) - 2k(d_{13}^p)^2(1-\nu)}. \quad (9)$$

Теперь рассмотрим второй случай. Исходные уравнения:

Уравнение (10) описывает деформации пьезоэлектрического слоя

$$S_1^e = S_{11}^e T_1^e + d_{31}^e E_3. \quad (10)$$

Уравнение (11) описывает деформации магнитострикционного слоя

$$S_1^m = q_{11}^m H + S_{11}^m T_1^m . \quad (11)$$

Уравнение (12) описывает электрическую индукцию в структуре, при условии, что все электрическое поле сосредоточено в объёме пьезоэлектрика.

$$D_3 = \varepsilon \varepsilon_0 E_3 + d_{31}^e T_1^e . \quad (12)$$

Кроме того, необходимо учитывать граничные условия.

Условие (13) на эквивалентность деформаций обоих слоев.

$$S_1^e = S_1^m . \quad (13)$$

Условие равновесия сил приложенных к слоям (14)

$$b^m T_1^m + b^e T_1^e = 0 . \quad (14)$$

Получилась система из 5 уравнений. Решаем её. Выражаем из (11) T_1^m и подставляем в (14). Получаем выражение для T_1^e

$$T_1^e = \frac{q_{11}^m H b^m - d_{31}^e E b^m}{b^m S_{11}^e + b^e S_{11}^m} . \quad (15)$$

Полученное выражение подставляем в (12) и из условия разомкнутой цепи принимаем $D_3 = 0$. Получаем выражение для величины электрического поля в пьезоэлектрике.

$$E_3 = \frac{q_{11}^m H b^m d_{31}^e}{\varepsilon \varepsilon_0 (b^m S_{11}^e + b^e S_{11}^m) - b^m (d_{31}^e)^2} . \quad (16)$$

Для получения величины магнитоэлектрического коэффициента α_{31} необходимо полученное выражение поделить на магнитное поле. Получим

$$\alpha_{31} = \frac{q_{11}^m b^m d_{31}^e}{\mu_0 (\varepsilon \varepsilon_0 (b^m S_{11}^e + b^e S_{11}^m) - b^m (d_{31}^e)^2)} . \quad (17)$$

Дальнейшее развитие этот метод получил в работах Vopsaroiu [124]. В его работах учитывались малые колебания.

Добавлялось еще одно уравнение, описывающее изменение магнитного поля в образце:

$$H_1 = -g_{11}^m T_1^m + \beta_{11} B_1 . \quad (18)$$

Из исходных уравнений выражают деформации слоев и подставляют их в волновое уравнение:

$$-(\rho_e b_e + \rho_m b_m) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \left(\frac{b_e s_{11}^m + b_m s_{11}^e}{s_{11}^e s_{11}^m} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial x^2}, \text{ где } k^2 = \frac{b_e s_{11}^e + b_m s_{11}^m}{\rho_e b_e + \rho_m b_m} s_{11}^e s_{11}^m. \quad (19)$$

Ищется решение в виде $A(x) = C \sin kx + D \cos kx$, получаем, с учетом граничных условий (на концах структуры деформации равны нулю)

$$C = \frac{b_e d_{31}^e s_{11}^m E_3 + b_m g_{11}^m s_{11}^e B_1}{k \cos ka (b_e s_{11}^m + b_m s_{11}^e)}, \text{ а } D = 0. \quad (20)$$

Выражение для электрического смещения

$$D_3(x) = \frac{d_{31}^e}{s_{11}^e} (kC \cos kx - d_{31}^e E_3) + \epsilon_{ee} E_3. \quad (21)$$

После применения условия разомкнутой цепи и интегрирования, получим выражение для МЭ коэффициента

$$(\alpha_{31})_H = \frac{dE_3}{d(\mu_0 H_1)} = \frac{d_{31}^e g_{11}^m s_{11}^e b_m}{\epsilon_{33} s_{11}^e (b_e s_{11}^m + b_m s_{11}^e) - (d_{31}^e)^2 b_m s_{11}^e}. \quad (22)$$

Самые последние результаты в теоретических исследованиях изгибных резонансов в композитных структурах приведены в статье профессора М.И. Бичурина [125].

Кроме приведенного выше метода, было предложено еще несколько: метод эквивалентной цепи [126,127], метод функций Грина [128]. Модель эквивалентной цепи представляет собой попытку рассчитать МЭ коэффициент для различных слоистых структур в условиях резонанса, она достаточно удобна для расчета устройств на основе этих структур.

Для расчетов магнитоэлектрического эффекта в многослойных структурах для случая тонких и толстых пленок предложена модель, основанная на свободной энергии [129]. Плотность свободной энергии структуры представляется как сумма упругих энергий МС и ПЭ слоев, магнитоупругой энергии F_{me} МС слоя и пьезоэлектрической энергии F_{pe} ПЭ слоя. Слои считаются изотропными по всем своим свойствам. Компоненты свободной энергии:

$$F_e = c_{ijkl} U_{ij} U_{kl} = \frac{1}{2} c_{11} (U_{xx}^2 + U_{yy}^2 + U_{zz}^2) + c_{12} (U_{xx} U_{yy} + U_{xx} U_{zz} + U_{yy} U_{zz}) + (c_{11} - c_{12}) (U_{xy}^2 + U_{xz}^2 + U_{yz}^2), \quad (23)$$

где c_{ijkl} -тензор коэффициента упругости, U_{ii} – тензор деформаций.

$$F_{me} = \frac{B}{M_0^2} \left\{ \left(\langle M_x^2 \rangle - \frac{1}{3} M^2 \right) U_{xx}^2 + \left(\langle M_y^2 \rangle - \frac{1}{3} M^2 \right) U_{yy}^2 + \left(\langle M_z^2 \rangle - \frac{1}{3} M^2 \right) U_{zz}^2 \right\},$$

где $M^2 = \langle M_x^2 \rangle + \langle M_y^2 \rangle + \langle M_z^2 \rangle$, а M_0 – намагниченность насыщения.

$F_{pe} = -e_{kij}U_{ij}E_k = -E_3(e_{31}(U_{xx} + U_{yy}) + e_{33}U_{zz})$, где e_{kij} – элементы тензора пьезокоэффициента, а E_k – напряженность электрического поля.

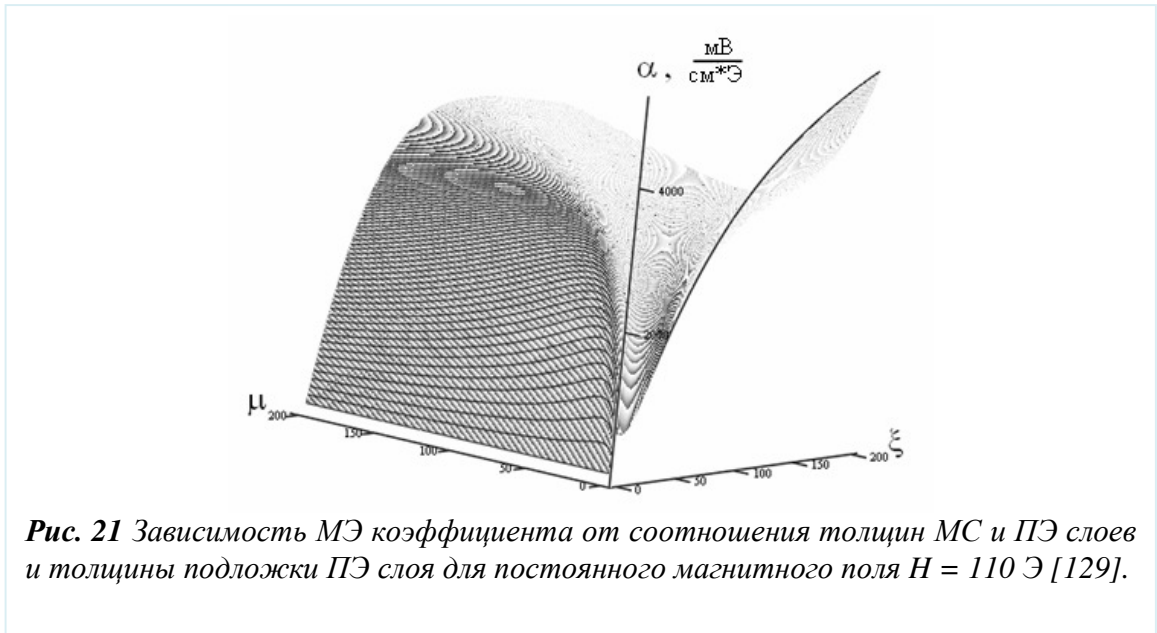
Используя эти выражения, вычисляются деформации через смещения при учёте граничных условий на равенство смещения на границах слоев. Учитывая условие электрически разомкнутой цепи, получают выражение для электрического напряжения, снимаемого с обкладок структуры.

$$U_3 = \frac{(\lambda_{par} + \lambda_{перп})(c_{11} - c_{12})(1 + 2\frac{c_{12}}{c_{11}})}{(e_{31} - e_{33}\frac{c_{12}}{c_{11}})} \frac{d_p}{2} \left[1 - \frac{(1 + \xi)^3}{12\xi} Const \times lm \right] \left[1 + \frac{12\xi}{Const \times (1 + \epsilon)^3 - 2(\xi^3 - \xi^2 + 4\xi)} \right]$$

$$Const = \frac{\epsilon_{33}^T (c_{11} + c_{12} - 2\frac{c_{12}^2}{c_{11}})}{(e_{31} - e_{33}\frac{c_{12}}{c_{11}})^2}, \xi = \frac{d_m}{d_p}. \quad (24)$$

Эта формула учитывает изгибные деформации, при условии совпадения упругих коэффициентов в материалах.

Используя эту модель можно получить зависимость МЭ коэффициента от соотношения толщин МС и ПЭ слоев и толщины подложки ПЭ слоя для постоянного магнитного поля смещения (см. **рисунок 21**). Кроме того, из этой модели можно получить положение нейтрального сечения.



Все вышеперечисленные методики позволяют рассчитать МЭ коэффициенты для структур с произвольным количеством слоев, из разных материалов и различных размеров (толщины, длины и широты).

§1.6 Применения МЭ эффекта

Повышенный интерес к магнитоэлектрическому эффекту вызван, прежде всего, перспективой различного рода применений в разных областях электроники: приборостроение, микро и нанoeлектроника, информационные технологии. В общем случае можно говорить о нескольких областях применения магнитоэлектрического эффекта [121]:

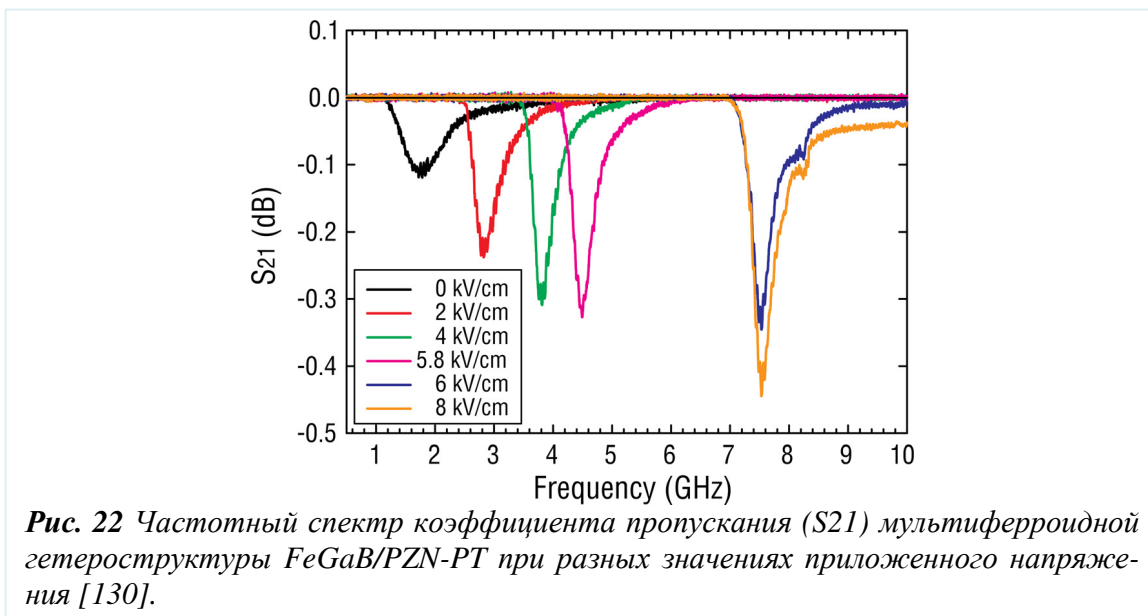
- Применения в высокочастотной электронике.
- Контроль спин-транспорта с помощью электрического поля как в спин-вентильных структурах, так и в структурах со спиновой инжекцией.
- Использование мультиферроидных структур в различного рода логических элементах, элементах памяти и устройствах обработки информации.
- Автономные беспроводные источники энергии.
- Датчики переменных и постоянных магнитных полей.

Теперь приведем примеры исследований и устройств в приведенных выше областях.

Применения в высокочастотной электронике

В дополнение к описанной выше работе [92] кратко расскажем о еще одной работе по данной тематике [130]. Это работа, проведенная учеными из США по изучению сдвига частоты ферромагнитного резонанса при приложении электрического поля к мультиферроидной структуре. В статье рассматривается структура с пленкой FeGaV на монокристаллической подложке PZN-PT.

Из **рисунка 22** видно, что в данной структуре удалось достигнуть сдвига резонансной частоты с 1.75 ГГц до 7.57 ГГц при приложении поля до 6 кВ/см. Величина обратного магнитоэлектрического эффекта составляла $\alpha = 94$ Э·см/В. При дальнейших исследованиях в данном направлении, для практического использования предстоит увеличить величину частотного сдвига.



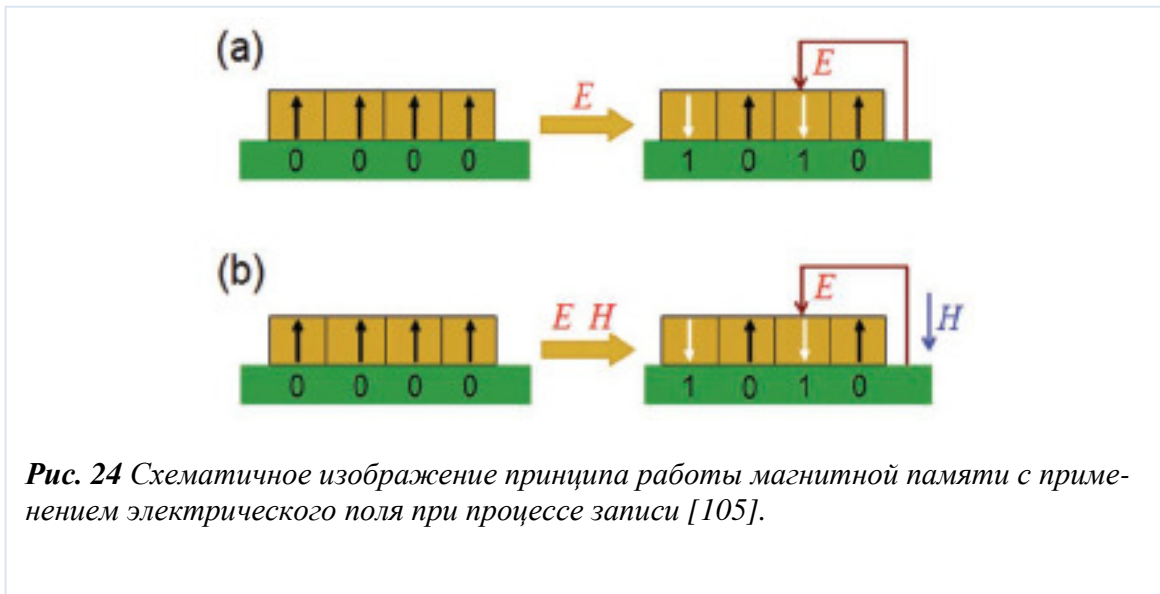
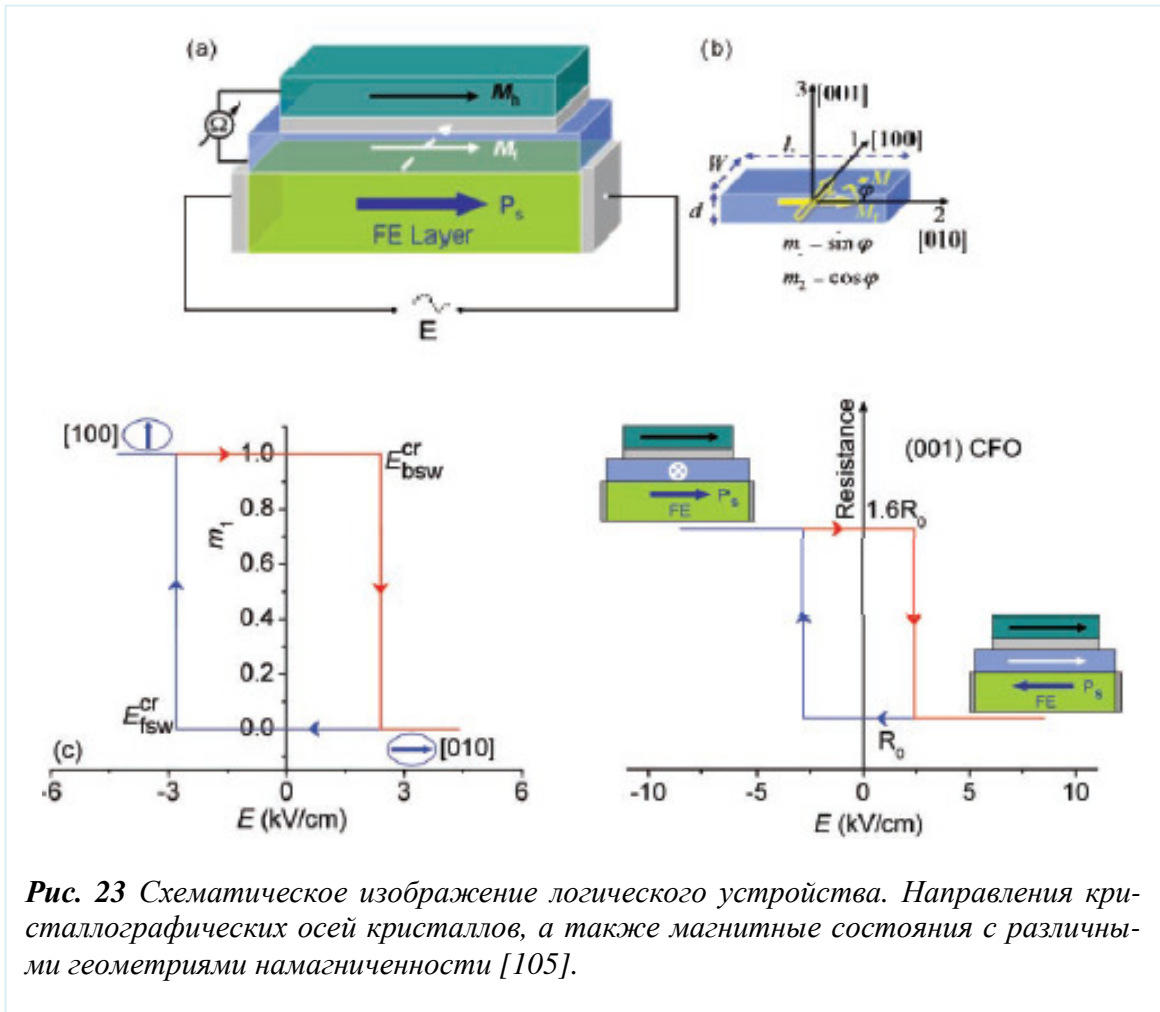
Целью всех этих исследований является увеличение величины сдвига резонанса при приложении минимального электрического поля, что является на данный момент очень перспективным направлением.

Логические элементы. Новые типы памяти.

Перспективным направлением микро- и наноэлектроники является разработка новых логических элементов и новых типов магнитной записи на основе МЭ структур (см. **рисунок 23**). В основе таких элементов лежит возможность управления характеристиками магнитных слоев (доменной структурой, коэрцитивной силой, намагниченностью и т.д.) приложением электрического поля к структуре.

Предлагаются различные решения в области создания новых устройств магнитной памяти. Вкратце рассмотрим их.

1. Прежде всего, следует рассмотреть возможность создания памяти, в которой электрическое поле осуществляет либо полное перемагничивание, либо облегчает этот процесс (см. **рисунок 24**). О проблемах, возникающих в этом направлении, уже было сказано в разделе, посвященном пленочным магнитоэлектрическим структурам [105].



2. Определенный интерес в последнее время появился к исследованиям элементов памяти, где в качестве битов информации используются не состояния с разными направлениями и величинами намагниченности, а с разными значениями коэрцитивной силы. Примером таких работ может служить [131]. В работе предложен макет ячейки магнитной памяти, в котором в качестве магнитного слоя использовалась пленка FeGa, напылённая с помощью магнетронного распыления на подложке из ферроэлектрического оксида $\text{BiScO}_3\text{-PbTiO}_3$ (BSPT). На **рисунке 25** показана зависимость коэрцитивной силы магнитного слоя от приложенного напряжения. Напряженность поля изменялась в диапазоне от -17 кВ/см до +17 кВ/см. Видны два состояния, которые могут быть использованы в качестве битов 1 и 0, состояние с максимальной коэрцитивной силой и минимальной, соответственно.

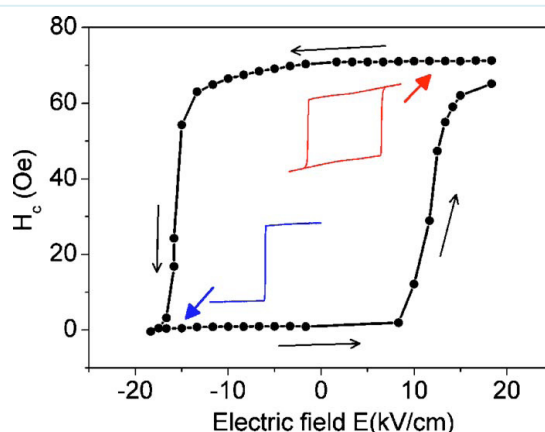


Рис. 25 Зависимость величины коэрцитивной силы от амплитуды приложенного электрического поля. На вставках изображено состояние петель гистерезиса при данном приложенном напряжении, которые соответствуют двум граничным значения коэрцитивной силы [131].

3. Появляются работы, посвященные созданию ячейки памяти, в которой запись и считывание информации производится стандартными методами, однако в отличие от существующей памяти в данных структурах вместо двух состояний существуют 4, определяемые как параметрами магнитного слоя, так и пьезоэлектрического. Примером таких устройств китайскими учеными предложен макет элемента памяти с четырьмя состояниями (см. **рисунок 26**). В такой ячейке, в отличие от традиционных, помимо двух состояний намагниченности вверх и вниз, есть еще 2 пьезоэлектрических состояний, что позволяет создать 4 стабильных состояния структуры [132].

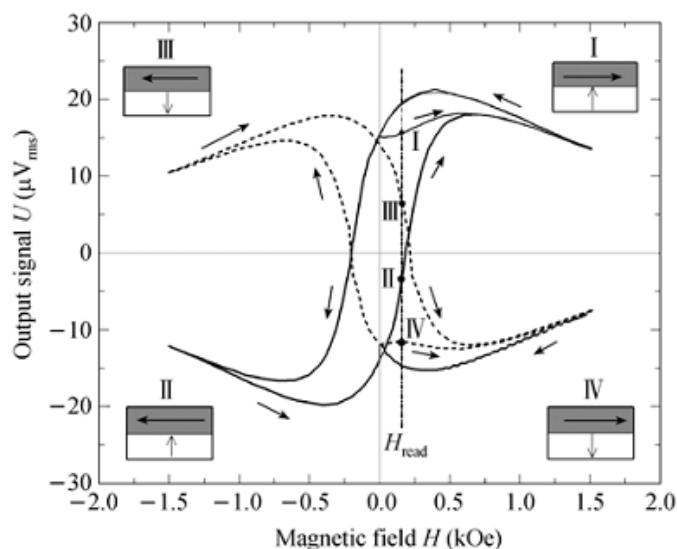


Рис. 26 Петли гистерезиса соответствующие четырем состояниям магнитной памяти [132].

Измеренные значения выходного магнитоэлектрического напряжения составляли 15.8 В, -4.4 В, 5.5 В и -11.3 В. Как видно эти состояния хорошо различимы и достаточно стабильны. Несмотря на присутствие определенных трудностей с записью, считыванием и созданием образцов данное направление представляется достаточно перспективным, что доказано появлением новых работ [133].

Автономные беспроводные источники энергии

Одним из наиболее обещающих направлений современных магнитоэлектрических исследований является создание автономных источников энергии на основе МЭ структур. Интерес к этой теме вызван, прежде всего, возможностью быстрого внедрения в промышленность и большими экономическими перспективами. Их преимуществом, в отличие от, пьезоэлектрических генераторов, является возможность получения энергии не только от механических колебаний, но и от переменных магнитных полей. Такие источники энергии незаменимы для питания разного рода датчиков в системах контроля и безопасности, источников освещения и зарядки карманных электронных устройств (телефонов, пейджеров, КПК и т.д.).

В **Таблице 1** представлены различные объекты и процессы, которые могут служить источниками полей для работы автономных источников энергии.

Таблица 1 Источники переменных магнитных полей

Человеческое тело	Средства транспорта	Инфраструктура	Промышленные объекты	Окружающая среда
Дыхание, кровяное давление, изменение температуры тела, передвижение, движение рук, разговор.	Самолеты, автомобили, вертолеты, поезда, велосипеды, турбины	Мосты, дороги, туннели,	Моторы, компрессоры, конвейеры, насосы и другие источники вибраций	Ветер, океан, акустические волны

К настоящему времени предложено большое количество макетов устройств [134-137]. Построенные модели и макеты показывают, что возможно получение сигнала с образца в десятки вольт (см. **рисунок 27**).

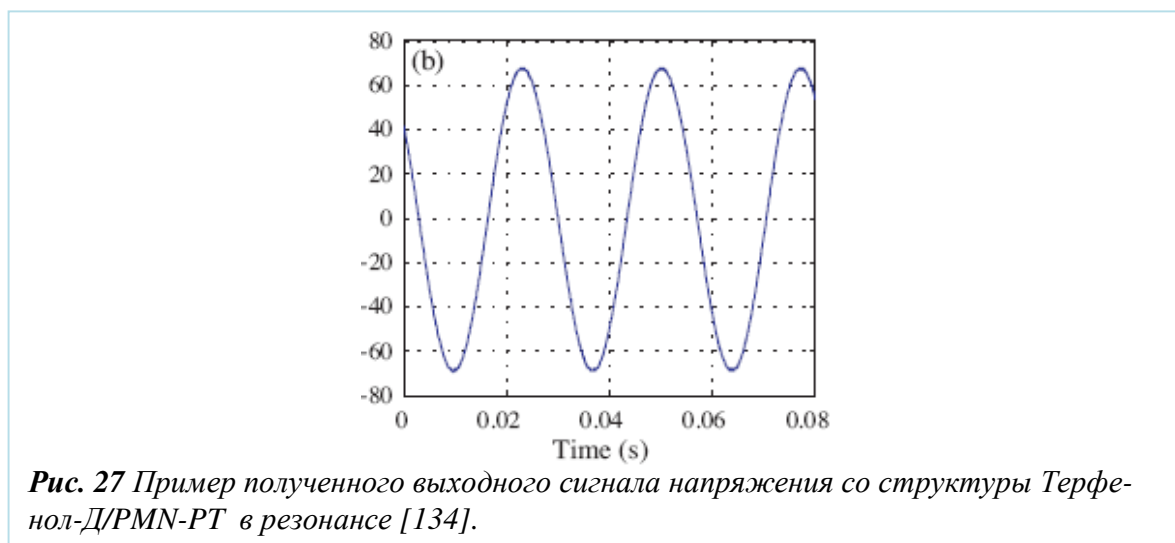


Рис. 27 Пример полученного выходного сигнала напряжения со структуры Терфенол-Д/PMN-PT в резонансе [134].

Особо следует учитывать использование резонанса при моделировании реального устройства, так как эффективность взаимодействия и как следствие сигнал существенно возрастают в данном случае. Однако использование резонанса возможно только в очень узком диапазоне частот, так как при смещении частоты колебаний система выходит из состояния резонанса и мощность, снимаемая с устройства, резко падает. Обойти эту проблему возможно при помощи создания такого образца, в котором используют несколько рабочих элементов с разными резонансными частотами.

Датчики переменных и постоянных магнитных полей.

Наконец, рассмотрим направление исследований, которое является наиболее популярным при использовании магнитоэлектрических структур, и в котором достигнуты наибольшие успехи. Речь идет о разработке датчиков переменных и постоянных магнитных полей. Такие датчики обладают некоторыми существенными преимуществами, по сравнению с датчиками Холла, датчиками на основе магнитосопротивления и т.д.

- Не требуют дополнительного источника питания.
- Линейность относительно амплитуды измеряемого поля.
- Большая чувствительность при комнатной температуре, сравнимая со СКВИД-магнитометром.
- Температурная стабильность.

Среди большого числа работ по созданию датчиков магнитных полей следует упомянуть несколько. Первая работа была проведена группой исследователей из департамента науки о материалах и инженерии технического университета Вирджинии в 2006 [138]. В данной работе продемонстрирована возможность измерять поля порядка 10^{-12} Тесла в частотном диапазоне $10^{-2} - 10^3$ Гц, что сравнимо с чувствительностью СКВИД-магнитометра ($T \sim 4$ К). Главное отличие, что в данном случае все измерения проводились при комнатной температуре.

Другой пример сенсоров на основе структуры пьезоэлектрический полимер/аморфный магнитный сплав [139]. В работе теоретически и экспериментально показана высокая чувствительность датчика не только по амплитуде, но и по ориентации приложенного поля. Большая анизотропия магнитного отклика достигается благодаря использованию сильно анизотропного аморфного сплава.

Также как и в некоторых других работах показана возможность измерения полей амплитудой до 10^{-12} Тл при комнатной температуре (см. **рисунок 28**).

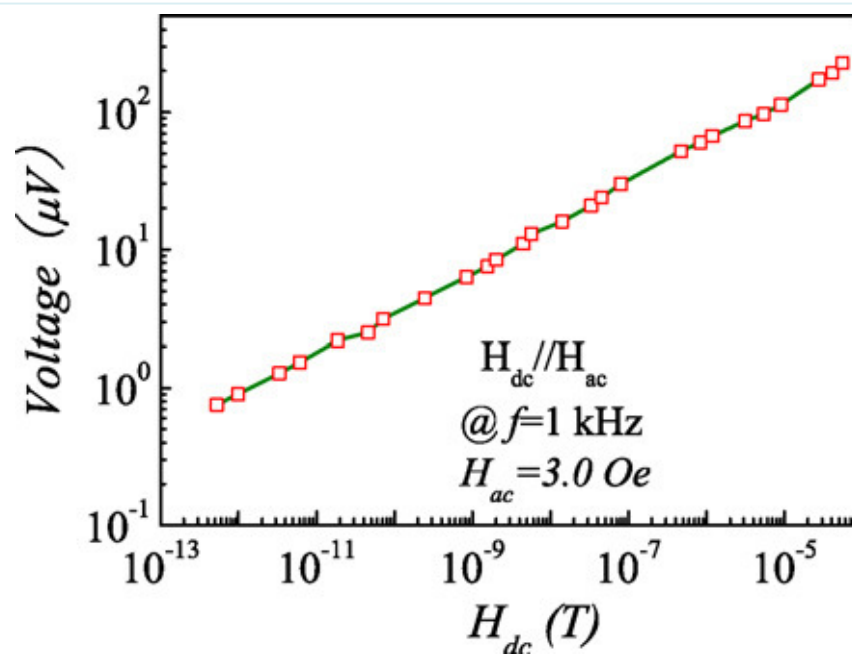


Рис. 28 Частотная зависимость выходного напряжения от амплитуды переменного магнитного поля на частоте 1 кГц и приложенном постоянном поле 3 Э [139].

Глава 2 Экспериментальные методики и материалы

В этом разделе описаны материалы, которые использовались при изготовлении образцов. А также приведены значения их характеристик, таких как плотность, диэлектрическая проницаемость, модуль Юнга и т.д., необходимых для теоретических расчетов.

§2.1 Магнитные материалы

Как было уже показано в литературном обзоре, исследуемые композиты представляют собой структуры, состоящие из чередующихся сегнетоэлектрических и магнитных слоев. Соответственно для достижения максимального магнитоэлектрического взаимодействия необходимо использовать наиболее подходящие для этого магнитные материалы. Основными требованиями к магнитным материалам является: максимальный пьезомагнитный коэффициент ($q = \delta\lambda/\delta H$) в наименьшем поле H и высокая константа магнитострикции. Исходя из этих требований, в работе исследовали следующие магнитные материалы:

- Никель (Ni)

Первым был использован наиболее распространенный и простой материал - никель, обладающий достаточно хорошими магнитными и механическими свойствами. Для изготовления композитных слоистых структур применяли коммерчески доступные пластины поликристаллического никеля.

Из табличных данных берем следующие характеристики: модуль Юнга $Y_N = 21.5 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, плотность $\rho_N = 8.9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Кроме того были проведены измерения магнитострикции и получены следующие значения: константа магнитострикции при насыщении $\lambda \sim -33 \cdot 10^{-6}$ и пьезомагнитный коэффициент $q_{11} \approx 100 \text{ Э}^{-1}$ в поле $\sim 60 \text{ Э}$.

- Галфенол $\text{Fe}_{83}\text{Ga}_{17}$ (FeGa)

Поиск материалов с максимальной магнитострикцией привел к использованию в качестве магнитных слоев различных сплавов на основе железа. Первым рассмотрим сплав железа с галлием, называемый галфенол. Использованный в данной работе галфенол был изготовлен в НИИ Информатики МГТУ МИРЭА. Интерес этот сплав представляет из-за наличия в нем гигантской магнитострикции, которая уступает только магнитострикции терфенола (сплав железа с тербием). Однако в отличие от терфенола

этот материал не является токсичным и значительно дешевле. Анализ элементного состава и рентгенографический анализ были проведены изготовителями.

Для изготовленного галфенола были определены следующие характеристики: плотность $\rho_N = 7.973 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, константы магнитострикции при насыщении λ_{11} и $\lambda_{12} \sim 30 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{13} \sim 240 \cdot 10^{-6}$, пьезомагнитный коэффициент $q_{11} \approx 60 \text{ Э}^{-1}$ в поле $\sim 250 \text{ Э}$, модуль Юнга $Y_N = 12.70 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$.

- Пермендюр $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{V}_2$ (FeCo или P)

Вторым сплавом с железом, использованным в работе, является пермендюр (сплав железа с кобальтом). Этот сплав также обладает достаточно хорошими магнитными и магнитострикционными свойствами, кроме того производится в разных странах в больших количествах и является хорошо изученным материалом. В работе были использованы материалы от разных производителей: Vaccumschmelzeme&Co (Германия), Институт технической акустики (Белоруссия).

Для пермендюра использовались следующие табличные значения: модуль Юнга $Y_N = 18.6 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, плотность $\rho_N = 8.55 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, S_{11} и $S_{12} = 3.1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$. Были измерены константы магнитострикции при насыщении $\lambda_{11} \sim 70 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{12} \sim 10 \cdot 10^{-6}$, показано что максимум пьезомагнитного коэффициента $q_{11} \approx 60 \cdot \text{Э}^{-1}$ достигается в поле $\sim 600 \text{ Э}$.

- Аморфный магнитный сплав $\text{Fe}_{90.3}\text{Si}_{5.2}\text{C}_{1.5}\text{B}_3$ (FeSiCB, АМС или АФ)

Наконец, в качестве магнитного слоя был использован аморфный магнитный сплав, являющийся хорошим магнитномягким материалом. Этот материал широко используется в промышленности и производится в больших количествах. Обладает сравнимой по величине с никелем магнитострикцией, однако максимум пьезомагнитного коэффициента достигается в нем в значительно меньших полях. В работе использовались ленты аморфного сплава от нескольких производителей, характеристики которых практически не отличались друг от друга: ЦНИИ Чермет (Россия), Vaccumschmelzeme&Co (Германия), Metglas inc (США).

Были использованы следующие табличные значения: модуль Юнга $Y_N = 18.6 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, плотность $\rho_N = 8.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, коэффициенты тензора упругости $s_{11} + s_{12} = 8 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$. Кроме того были измерены следующие параметры: константы магнитострикции при насыщении $\lambda_{11} \sim 37 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{12} \sim -6 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{13} \sim 4 \cdot 10^{-6}$, пьезомагнитный коэффициент $q_{11} \approx 400 \text{ Э}^{-1}$ в полях смещения $H_{//} \sim 30 - 60 \text{ Э}$, а в случае перпендикулярно намагниченной ленты, коэффициент на порядок меньше и достигает максимума $q_{13} \approx 35 \text{ Э}^{-1}$ в поле смещения $H_{\perp} \sim 400 \text{ Э}$.

§2.2 Сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические материалы

По аналогии с магнитными материалами в качестве сегнетоэлектрических слоев выбирались такие материалы, которые обладали наибольшим пьезоэффектом:

- Цирконат - титанат свинца $Pb_{0.51}Zr_{0.49}TiO_3$ (ЦТС или PZT)

Первым материалом, который был использован для изготовления магнитоэлектрических структур, является сегнетоэлектрическая керамика цирконат-титаната свинца. Эта керамика широко используется в промышленности и её свойства достаточно хорошо изучены. По величине пьезоэффекта эта керамика является одной из лучших, что обусловило её использование в исследованиях. На настоящий момент этот материал является наиболее часто используемым в исследованиях магнитоэлектрического эффекта. Однако в тоже время она обладает существенным недостатком, таким как наличие сегнетоэлектрического гистерезиса. Кроме того добротность механических колебаний для этого материала не превышает 100. В работе использовалась керамика цирконата-титаната свинца от разных производителей: ЗАО “Элпа” (Россия), American Piezo Inc. (США), CeramTec AG, Lauf (Германия). По данным производителей, подтвержденным проведенными исследованиями керамика обладает следующими характеристиками: пьезомодуль $d_{31} = 175 \cdot 10^{-6}$ пКл/Н, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 1750$.

- Магниониобат - титанат свинца $(1-x)PbNb_{2/3}Mg_{1/3}O_3 - xPbTiO_3$ (PMN-PT)

Второй исследуемой сегнетоэлектрической керамикой является магниониобат - титанат свинца, также получивший большое распространение в промышленности. Её выбор в качестве материала для пьезоэлектрического слоя композитной структуры обусловлен в первую очередь большим по величине пьезоэффектом, чем у ЦТС, а также большей величиной диэлектрической проницаемости. Как и рассмотренная выше керамика эта обладает схожими недостатками: большим по величине гистерезисом и малой добротностью. Имеет следующие табличные характеристики: пьезомодуль $d_{31} = 600$ пКл/Н; диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 4000$.

- Кварц

Исследования, проведенные с использованием сегнетоэлектрических керамик, показали перспективность использования пьезоэлектрических материалов для изготовления магнитоэлектрических структур. Так как в этих пьезоэлектриках, к примеру, отсутствует сегнетоэлектрический гистерезис. Прежде всего, был испробован такой ши-

роко распространенный и хорошо изученный материал как кварц. Для измерения была использована коммерчески доступная пластина кварцевого резонатора.

В работе использовались следующие табличные данные: модуль Юнга $Y_{\text{кв}} = 7.8 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, плотность $\rho_{\text{кв}} = 2.65 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, константа пьезоэффекта $d_{11} \sim 2.3 \cdot 10^{-6} \text{ пКл/Н}$, $S_{11} = 12.8 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$, температура Кюри кварца $T_{\text{к}} = 570 \text{ }^\circ\text{С}$.

- Лангатат ($\text{La}_3\text{Ga}_5.5\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$) или LGT

Дальнейшим развитием направления применения пьезоэлектрических материалов для изготовления МЭ структур является использование монокристалла лантангаллиевого танталата. По своим характеристикам он намного превосходит кварц. Кристаллы лангатата были выращены в Москве компанией “Фомос-Материалс” методом Чохральского. Основные достоинства лангатата следующие:

- отсутствие фазовых переходов вплоть до температур плавления $1450 \text{ }^\circ\text{С}$;
- отсутствие пироэлектрического эффекта;
- отсутствие гистерезиса физических свойств;
- постоянный, в диапазоне температур до $600 \text{ }^\circ\text{С}$, пьезомодуль d_{11} (изменение d_{11} до температуры $450 \text{ }^\circ\text{С}$ не более 5%);
- высокое удельное сопротивление (не менее $10^8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ при температуре $540 \text{ }^\circ\text{С}$)

Лангатат обладает следующими характеристиками: модуль Юнга $Y_{\text{лгт}} = 11 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, плотность $\rho_{\text{лгт}} = 6,13 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, пьезомодуль $d_{11} \sim 6.5 \cdot 10^{-6} \text{ пКл/Н}$, $S_{11} = 9 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$.

§2.3 Экспериментальные установки и методики исследований

Выше было сказано, что подбор магнитных и сегнетоэлектрических материалов осуществлялся исходя из их свойств. Для магнитных материалов важным было наличие большой магнитострикции и пьезомагнитного коэффициента, а также большой магнитной проницаемости. Для сегнетоэлектрических материалов определяющей была величина пьезоэлектрического эффекта и диэлектрической проницаемости. Кроме того важную информацию относительно материалов и структур можно получить из частотных зависимостей диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических материалов. В этом разделе приведены описания экспериментальных установок и методик измерения характеристик магнитных и сегнетоэлектрических материалов, а также установки для измерения магнитоэлектрических характеристик структур, использованных в работе.

Вибрационный магнитометр

Исследования магнитных характеристик ферромагнитных материалов и структур были выполнены на вибрационном магнитометре фирмы Lake Shore серии 7407.

Принцип работы вибрационного магнитометра основан на использовании индукционного способа измерения переменных магнитных полей и поясняется схемой, показанной на **рисунке 29**. Образец, имеющий магнитный момент M , помещен в постоянное магнитное поле H между полюсами электромагнита. На полюсах размещены четыре измерительные электромагнитные катушки, по две на каждом полюсе. Катушки на одном полюсе соединены «встречно», а пары катушек между собой – «последовательно». Образец закреплен на вертикальном штоке, который приводится в колебательное

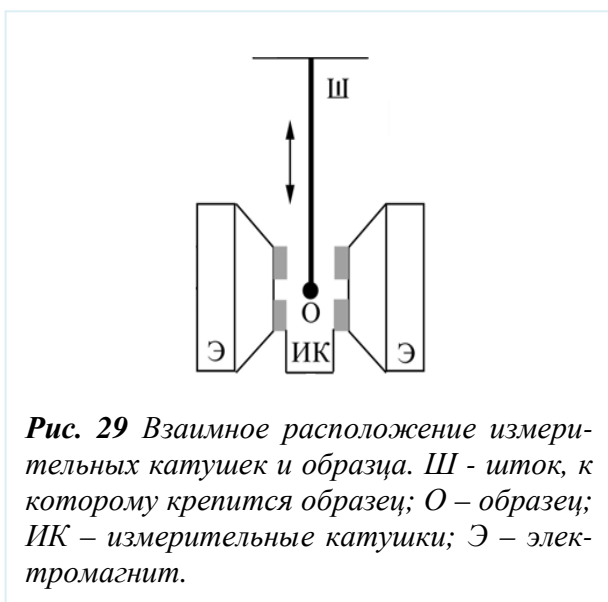


Рис. 29 Взаимное расположение измерительных катушек и образца. Ш - шток, к которому крепится образец; О – образец; ИК – измерительные катушки; Э – электромагнит.

движение по вертикали с помощью вибратора.

Работает магнитометр следующим образом. При подаче управляющего гармонического сигнала на вибратор приводится в движение шток, и образец начинает совершать колебательные движения «вверх-вниз». При движении образца вверх увеличивается магнитный поток в верхних катушках и уменьшается поток в нижних катушках, что вызывает появление электродвижущей силы индукции

(ЭДС) в каждой катушке. Возникающие в верхней и нижней катушках ЭДС имеют разные знаки, но, благодаря встречному включению катушек, складываются. Аналогичным образом генерируется ЭДС и при движении образца вниз. В то же время изменение однородного поля электромагнита создает в катушках сигналы противоположной полярности, которые компенсируют друг друга. Таким образом, на выходе катушек формируется переменный сигнал, амплитуда которого пропорциональна магнитному моменту образца $U \sim M$. Такая схема соединения катушек позволяет выделить полезный сигнал от образца и минимизировать паразитные сигналы от внешних однородных полей.

Генерируемая в катушках ЭДС, определяется потокоцеплением с образцом, поэтому зависит не только от магнитного момента образца, но и от геометрии катушек, размеров и формы образца. Вследствие этого прямые измерения абсолютных значений

магнитного момента образца затруднены. Как правило, используют метод сравнения с эталонным образцом, который имеет размеры и форму, близкую к исследуемому образцу и известные магнитные характеристики. В качестве эталона в измерениях использовали никелевую сферу.

Вибрационный магнитометр позволяет измерять величину магнитного момента образца M при медленном увеличении или уменьшении поля H и регистрировать зависимости $M(H)$, по которым можно определить величину намагниченности насыщения материала $4\pi M_s$, коэрцитивное поле H_c , остаточную намагниченность и другие магнитные характеристики материала.

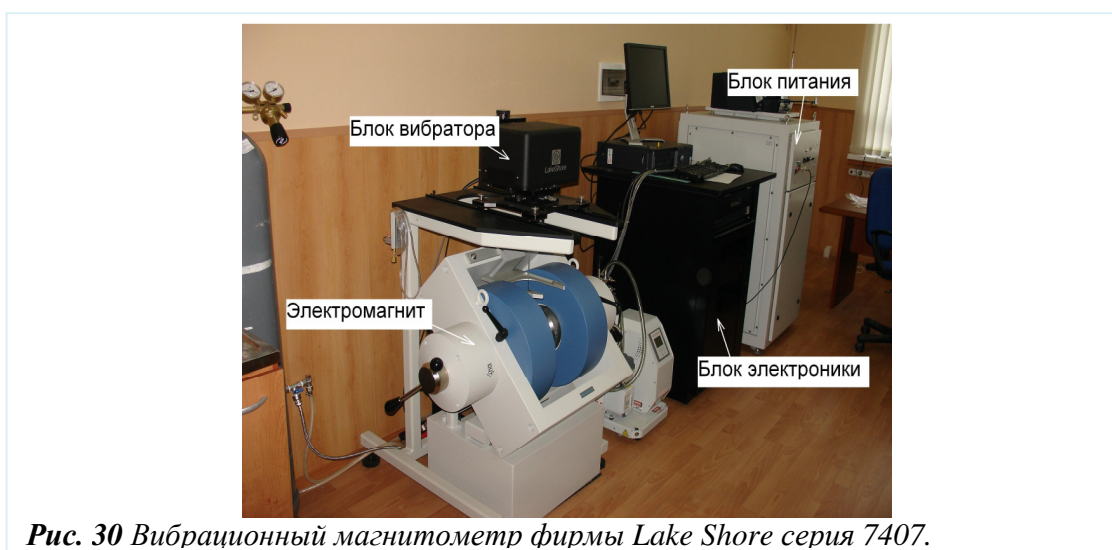


Рис. 30 Вибрационный магнитометр фирмы Lake Shore серия 7407.

Внешний вид вибрационного магнитометра Lake Shore серии 7407 показан на **рисунке 30**. Установка состоит из четырех отдельных блоков: электромагнит, блок питания электромагнита; вибратор и блок электроники (содержит блоки управления и измерения сигналов)

Электромагнит создает постоянное однородное магнитное поле напряженностью до 23 кЭ, которое измеряется датчиком Холла, помещенным в непосредственной близости от образца. Двухполярный источник напряжения с внешним управлением обеспечивает питание электромагнита током силой до 50 А. Изменение направления постоянного поля осуществляется за счет изменения направления тока через электромагнит. Вибратор приводит в движение шток с закрепленным на нем образцом на частоте 80 Гц с амплитудой смещения до 1 мм. Сигнал усиливается и обрабатывается блоком электроники. Источник питания, датчик Холла, вибратор и электронная схема регистрации сиг-

налов подключены к компьютеру. В итоге для изменения или считывания каких-либо параметров эксперимента достаточно обратиться к управляющей программе.

Образец к штоку крепится двумя способами: с помощью клея БФ-6 либо с помощью ленты фум. Способ крепления образца выбирается исходя из вида и формы образца.

Основные параметры установки следующие: максимальное поле, достижимое на установке, равно 23 кЭ, дискретность изменения поля – 1 Э, точность измерения поля – 0.1 Э, точность измерения величины магнитного момента – 10^{-6} Гс*см³.

Установка для измерения магнитострикции

Измерения зависимостей магнитострикционных деформаций от величины магнитного поля проводились тензометрическим методом. Достоинства этого метода заключаются в простоте измерений, хорошей точности, а также в возможности измерения магнитострикции плоских образцов произвольной формы.

Принцип работы установки заключается в следующем. К образцу с помощью клея крепится тензодатчик, представляющий собой металлический проводник в форме меандра, нанесенный на эластичную подложку. Образец с тензодатчиком помещается в качестве переменного сопротивления в мостовую схему постоянного тока. При приложении к структуре магнитного поля, образец и, как следствие, датчик деформируются из-за магнитострикции, что приводит к изменению сопротивления тензодатчика. Результатом этого является разбаланс напряжения на мосту и появление некомпенсированного напряжения, измеряемого вольтметром. Измеренное напряжение пропорционально величине магнитострикции образца.

Внешний вид измерительной установки показан на **рисунке 31**. Установка состоит из следующих частей:

1. Мостовая схема.
2. Образец с тензодатчиком. Образец крепится к держателю с помощью резинового клея, который не препятствованию магнитострикционным деформациям.
3. Для измерения напряжения используется милливольтметр переменного тока АР-РА 207.
4. Величину магнитного поля измеряли с помощью тесламетра: Lakeshore 421.
5. Источник питания мостовой схемы: НУ1803D.
6. Катушки Гельмгольца для создания постоянного магнитного поля.
7. Источник питания катушек: Laboratory DC power supply GPC-6030D.

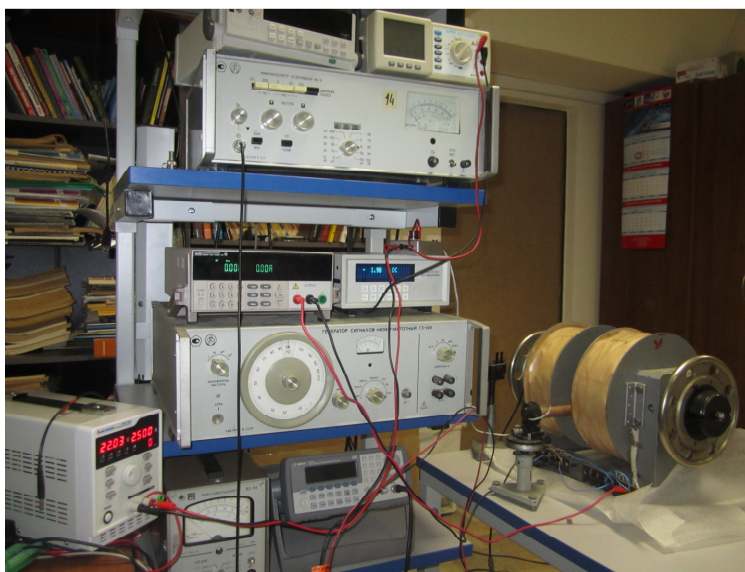


Рис. 31 Внешний вид установки для измерения магнитострикции.

Порядок работы с установкой следующий. После включения приборов подождать в течение 10 минут для стабилизации температуры контактов и тензодатчика в мостовой схеме. Переменное сопротивление позволяет установить нулевое значение напряжения моста при отсутствии внешнего магнитного поля, тем самым, компенсируя температурные эффекты. Во время проведения измерений также возможна разбалансировка моста из-за температурных флуктуаций. Их влияние можно скомпенсировать двумя способами. Либо провести измерения за малый промежуток времени, чтобы температурный сдвиг не повлиял на результаты, либо после измерения каждой отдельной точки зависимости выставлять внешнее поле на нулевое значение и компенсировать дополнительное напряжение.

Данная установка была собрана в НИИ информатики МГТУ МИРЭА и позволяет измерять зависимости магнитострикции от поля с точностью до 10^{-6} в полях до 800 Э. Этого поля достаточно для измерения магнитострикции большинства образцов.

Измерение коэффициента пьезоэффекта

Для измерения пьезоэлектрического коэффициента использовалась стандартная измерительная установка, производства компании American Piezo Ceramics Inc. (Model 8000) Piezo d_{33} Tester. С помощью этого прибора можно измерить величину пьезокоэффициента с точностью до 4 знака после запятой.

Измерение диэлектрической проницаемости ϵ и её частотной зависимости

Как показывают экспериментальные и теоретические исследования, эффективность МЭ взаимодействия в композитных структурах зависит не только от величины

пьезоэлектрического эффекта в сегнетоэлектрике, но также от величины диэлектрической проницаемости образца во всем рабочем частотном диапазоне. Для нахождения зависимости диэлектрической проницаемости от частоты использовался RLC измеритель фирмы АКТАКОМ модель АМ-3026. Он позволяет измерять частотные зависимости емкости, сопротивления и индуктивности в диапазоне от 20 Гц до 5 МГц.

Измерение магнитоэлектрического эффекта модуляционным методом

Исследование МЭ эффекта в слоистых композитных структурах в работе проводили модуляционным методом. Образец помещается в постоянное магнитное поле H , одновременно к нему прикладывается переменное магнитное поле $h \cdot \cos(2\pi ft)$, с малой амплитудой $h \ll H$ и частотой f , направленное параллельно постоянному полю смещения. Измеряется амплитуда u генерируемого образцом электрического напряжения $u \cdot \cos(2\pi ft)$ на частоте f .

Была создана измерительная установка, блок-схема которой показана на **рисунке 32**. Установка состоит из следующих частей:

1. Электромагнит
2. Блок питания электромагнита РУ5003
3. Низкочастотный генератор ГЗ-117, напряжение с которого подавалось на модулирующие катушки
4. Цифровой осциллограф Tektronix TDS3032B для регистрации напряжения со структуры.

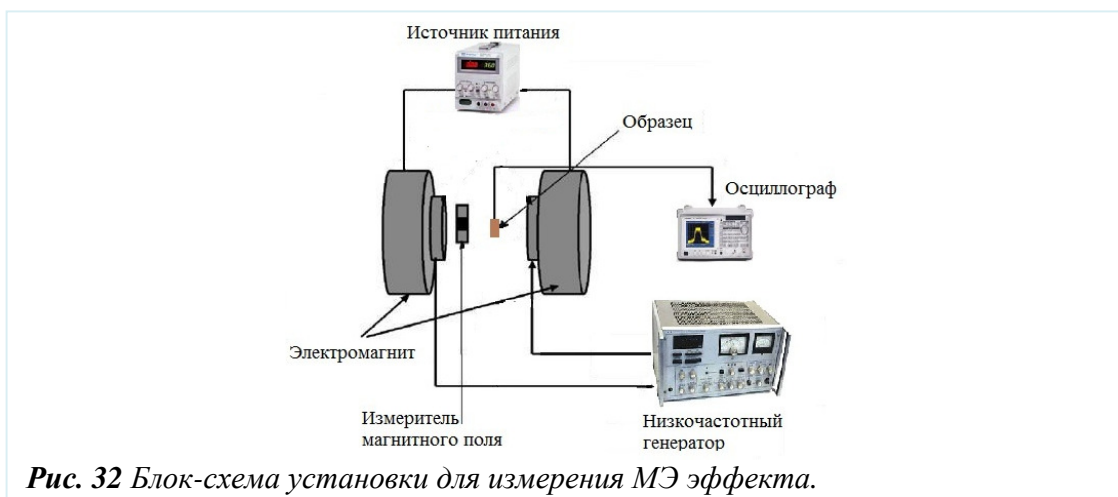


Рис. 32 Блок-схема установки для измерения МЭ эффекта.

Принцип работы установки следующий. Электромагнит создает однородное постоянное магнитное поле смещения H , величина которого изменяется в пределах

± 3 кЭ путем изменения тока через электромагнит. Модулирующее переменное магнитное поле вида $h(t)=h_0\cos(2\pi ft)$ создают две катушки, расположенные между полюсами электромагнита. Направление переменного поля совпадает с направлением постоянного магнитного поля смещения. Катушки были намотаны на каркасах из пластмассы диаметром 15 мм и шириной 5 мм и содержали по 100 витков медного провода диаметром 0,2 мм и подключаются к генератору синусоидального напряжения ГЗ-117 (диапазон частот 20 Гц - 220 кГц, максимальное выходное напряжение 10 В, сопротивление нагрузки 50 Ом). Эти катушки создают в месте расположения образца переменное модулирующее поле с той же частотой. Амплитуда модулирующего поля h_0 изменяется в диапазоне от 0 до 10 Э.

Сигнал с выхода усилителя регистрируется с помощью цифрового осциллографа, обладающего чувствительностью ~ 0.5 мВ/дел. Все полученные зависимости записываются в виде файлов данных (10000 точек) и затем обрабатывались с помощью компьютера.

В зависимости от типа и размеров структуры возможны несколько способов крепления образцов к держателю. Чаще всего образец с помощью двух тонких проводов припаивается к держателю и подвешивается в магнитном поле. Также возможно крепление образца с помощью фиксирующей проводящей лапки, без припаивания проводов, что сохраняет структуру для последующих измерений.

При измерениях обратного магнитоэлектрического эффекта на образец наматывается катушка, с помощью которой измеряется генерируемое структурой магнитное поле. Для этого, на образец подается переменное напряжение, с помощью припаянных к электродам проводов, пьезоэлектрик деформируется, эти деформации передаются магнитному слою, что приводит к изменению магнитного потока через катушку, в которой возникает ЭДС.

Экспериментальная установка позволяет регистрировать зависимости МЭ напряжения $U(f)$, где f - частота модулирующего магнитного поля h при фиксированном поле H и зависимости напряжения U от полей H и h на фиксированной частоте f при комнатной температуре в диапазоне постоянных полей $H = 0 - 3$ кЭ, при амплитуде модулирующего поля h до 10 Э и частоте модулирующего поля в диапазоне $f = 20$ Гц - 220 кГц.

Измерения нелинейного магнитоэлектрического эффекта

Экспериментальное измерение нелинейного магнитоэлектрического эффекта под воздействием двух приложенных магнитных полей проводилось без использования электромагнита. Для этих измерений была изготовлена специальная измерительная часть, фотография которой показана на **рисунке 33**.



Рис. 33 Внешний вид измерительной части для исследования нелинейных МЭ эффектов.

На каркас, изготовленный из немагнитной пластины оргстекла, в который помещался композитный образец, были намотаны две катушки. Эти катушки были подключены к двум источникам переменного тока и создавали поля с амплитудами до 15 Э и до 40 Э. Катушки были намотаны одна на другую таким образом, что создаваемые переменные магнитные поля были параллельны друг другу и приложены в плоскости образца вдоль его

длинной стороны. Образец крепится на держателе с одного конца, в то время как второй конец свободен.

При приложении к образцу двух переменных магнитных полей с разными частотами, с него снимается суммарное магнитоэлектрическое напряжение. Такая методика позволяет измерять зависимости магнитоэлектрического коэффициента от частоты одного из переменных магнитных полей, а также от амплитуды магнитного поля на заданной частоте.

Установка для проведения импульсных измерений

Блок-схема импульсной измерительной установки показана на **рисунке 34**. Образец помещался внутрь катушки *M-Coil 50/30aw* промышленной установки для намагничивания *M-Pulse 2k2s*. Намагничивающий импульс магнитного поля имеет форму половины синусоидальной волны с постоянной длительностью 450 мкс и амплитудой, изменяемой в диапазоне от 500 Э до 38.5 кЭ. Форма и амплитуда импульса контролируются с помощью измерительной катушки (3 витка провода диаметром 0.3 мм) диаметром 11 мм, расположенной внутри намагничивающей катушки вблизи образца. Импульсы напряжения, генерируемые пьезоэлектрическим слоем структуры, регистрировали при помощи цифрового осциллографа *Tektronix (DPO 2014)* с внутренним сопротивлением 1 МОм. Установка позволяла снимать зависимости амплитуды и формы импульса

МЭ напряжения от амплитуды возбуждающего импульса магнитного поля. Файлы со-
держали в себе 125000 точек. Частотный спектр импульса МЭ напряжения получали с
помощью преобразования Фурье в среде LabView.

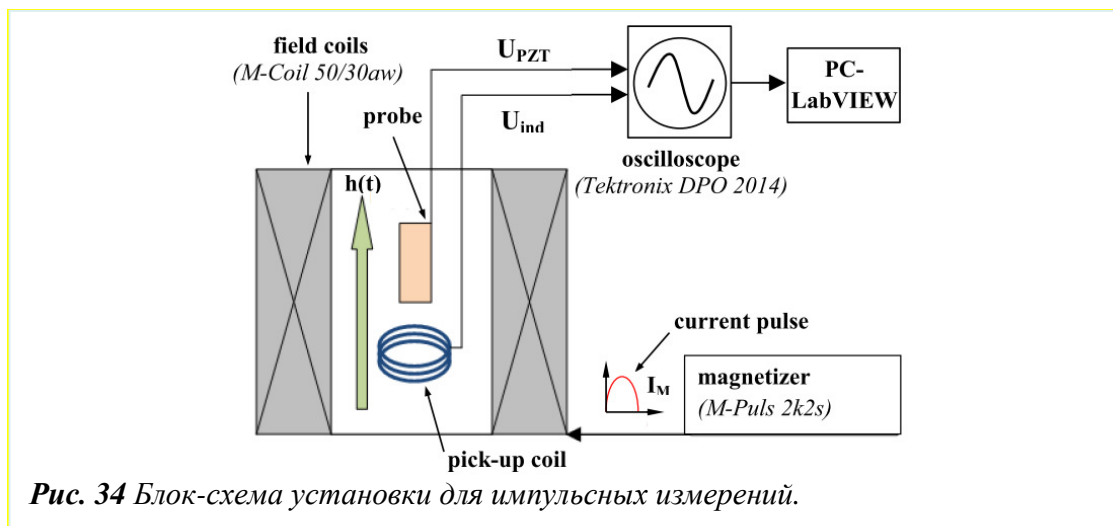


Рис. 34 Блок-схема установки для импульсных измерений.

Глава 3 Магнитоэлектрический эффект в композитных структурах с разными магнитными и пьезоэлектрическими материалами

Характеристики МЭ взаимодействий в композитных структурах, как было показано ранее, зависят от свойств отдельных слоев структуры, ее геометрии, направления намагничивания и т.д. В частности, на эффективность МЭ взаимодействия существенно влияют магнитные и магнитострикционные характеристики магнитного слоя, величина пьезомодуля и диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя, акустические характеристики структуры в целом.

В первом параграфе настоящей главы описаны результаты экспериментальных исследований магнитных и магнитострикционных характеристик всех магнитных материалов, использованных для изготовления структур. Второй параграф посвящен описанию резонансных МЭ взаимодействий в структурах различной геометрии, содержащих магнитные слои из исследованных материалов. В третьем параграфе приведены результаты исследований МЭ характеристик структур, в которых вместо сегнетоэлектриков использованы пьезоэлектрические слои.

§3.1 Магнитные материалы структур

Основными критериями отбора материалов для магнитных слоев структур являются величина намагниченности насыщения, величина магнитострикции насыщения, а также магнитное поле, в котором это насыщение достигается. Чем выше магнитострикция материала и меньше поле насыщения, тем выше, как правило, эффективность прямого и обратного МЭ взаимодействий в таких структурах. Соответственно, для изготовления магнитных слоев были выбраны перечисленные ниже материалы, которые удовлетворяют этим критериям и достаточно доступны.

Никель.

Никель является одним из самых распространенных материалов и обладает достаточно высокой магнитострикцией [140]. На **рисунке 35** показаны петли гистерезиса пластины чистого поликристаллического никеля толщиной 0.2 мм с размерами в плоскости $5 \times 10 \text{ мм}^2$, измеренные для двух ориентаций приложенного магнитного поля (в плоскости и перпендикулярно плоскости образца). Как видно из рисунка, насыщение образца при намагничивании в плоскости происходило в полях $\sim 2 \text{ кЭ}$ и намагниченность

насыщения достигала ~ 6 кГс. При ориентации поля перпендикулярно плоскости образца намагниченность росла до того же значения, но насыщение происходило в поле ~ 5 кЭ. Коэрцитивная сила для пластины никеля не превышала ~ 50 Э.

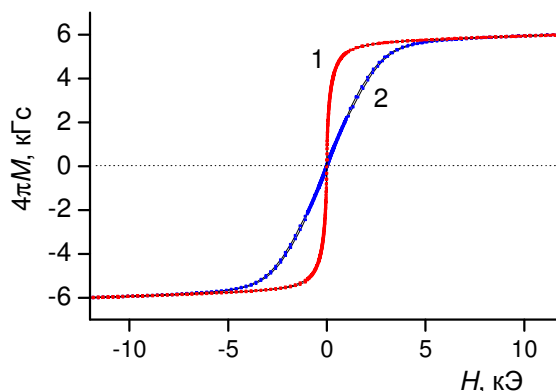


Рис. 35 Полевая зависимость намагниченности $M(H)$ пластинки никеля при ориентации \mathbf{H} в плоскости (1) и перпендикулярно (2) плоскости образца.

Далее проводились измерения магнитострикции никеля. На **рисунке 36** схематично показана геометрия измерений магнитострикции пластины. С помощью наклеенного на поверхность образца тензодатчика регистрировали магнитострикционную деформацию материала $\lambda = \Delta u/u$ вдоль оси u при увеличении напряженности поля H для различных ориентаций поля, задаваемых углом φ между полем \mathbf{H} и осью u и углом β между полем \mathbf{H} и осью z .

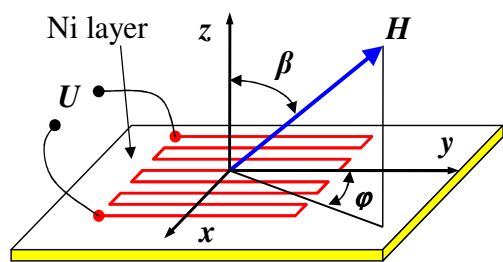


Рис. 36 Геометрия измерения магнитострикции с использованием тензодатчика.

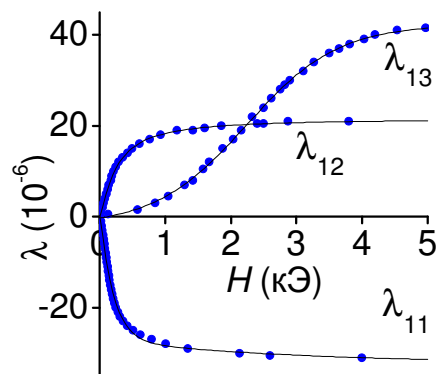


Рис. 37 Магнитострикция никеля для базовых ориентаций поля \mathbf{H} .

На **рисунке 37** приведены полевые зависимости магнитострикции слоя Ni толщиной 0.2 мм для трех базовых ориентаций поля относительно плоскости образца: λ_{11} – продольная магнитострикция ($\varphi = 0, \beta = 90^\circ$); λ_{12} – поперечная магнитострикция ($\varphi =$

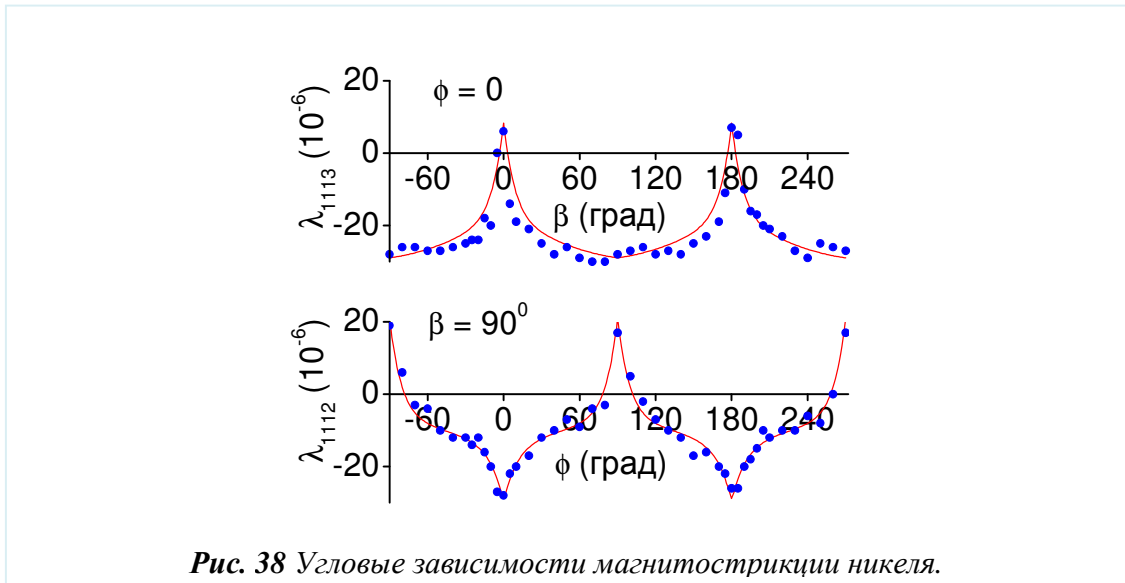


Рис. 38 Угловые зависимости магнитострикции никеля.

90° , $\beta = 90^\circ$) и λ_{13} – перпендикулярная магнитострикция (φ – любой, $\beta = 0$). Максимальная величина продольной магнитострикции пластины Ni, намагниченной в плоскости, составляла $\lambda_{11} \sim -25 \cdot 10^{-6}$ при поле насыщения $H \sim 1.5$ кЭ, наибольшая величина перпендикулярной магнитострикции пластины Ni достигала значения $\lambda_{13} \sim 40 \cdot 10^{-6}$ в поле $H \sim 6$ кЭ. Увеличение поля насыщения магнитострикции при намагничивании слоя перпендикулярно к плоскости, по сравнению с намагничиванием в плоскости, обусловлено эффектами размагничивания. Из **рисунка 37** следует, что для Ni коэффициент q достигает максимума в полях ~ 100 Э при намагничивании в плоскости и в полях ~ 2.5 кЭ при намагничивании слоя перпендикулярно к плоскости.

Управлять магнитострикционной деформацией магнитного слоя можно, изменяя не только напряженность, но и ориентацию намагничивающего поля. Если поле H не совпадает с какой-либо осью системы координат на **рисунке 36** и приложено в произвольном направлении, задаваемом углами φ и β , то величина деформации пленки, очевидно, будет зависеть от всех трех компонент магнитострикции λ_{11} , λ_{12} и λ_{13} . В этом случае для нахождения деформации пленки $\lambda = \Delta y / y$ вдоль оси y можно использовать экспериментально измеренные зависимости, показанные на **рисунке 37**, и формулу 25.

$$\lambda(H, \varphi, \beta) = \lambda_{11}(H \sin \beta \cos \varphi) + \lambda_{12}(H \sin \beta \sin \varphi) + \lambda_{13}(H \cos \beta). \quad (25)$$

При выводе этой формулы предполагали, что каждая компонента поля дает свой вклад в результирующее значение магнитострикции.

Для проверки предложенной методики расчета были проведены измерения зависимости магнитострикции слоя Ni от угла β при вращении поля постоянной напряжен-

ности $H = 1.18$ кЭ от перпендикулярного направления до касательного к плоскости образца ($\varphi = 0$) и при вращении поля постоянной напряженности $H = 1.18$ кЭ в плоскости образца ($\beta = 90^\circ$). Результаты измерений обозначены на **рисунке 38** точками. Сплошными линиями на том же рисунке показаны угловые зависимости, рассчитанные по формуле (25) с использованием экспериментально найденных зависимостей (см. **рисунок 37**), которые при расчетах аппроксимировали аналитическими функциями. Из сравнения теории с экспериментом следует, что предложенная методика позволяет достаточно точно рассчитывать магнитострикцию образцов, намагниченных в произвольном направлении.

Аморфный магнитный сплав

Малые поля смещения и большая магнитная проницаемость позволяют использовать для изготовления МЭ структуры аморфные ферромагнетики [141]. На **рисунке 39**

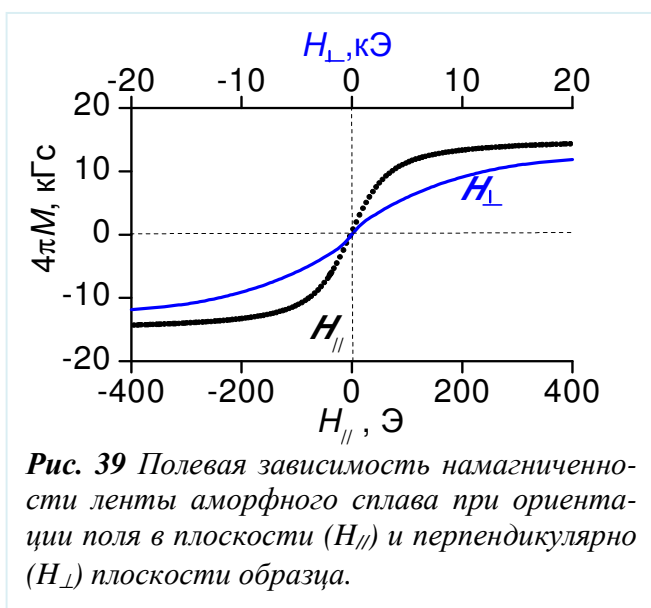
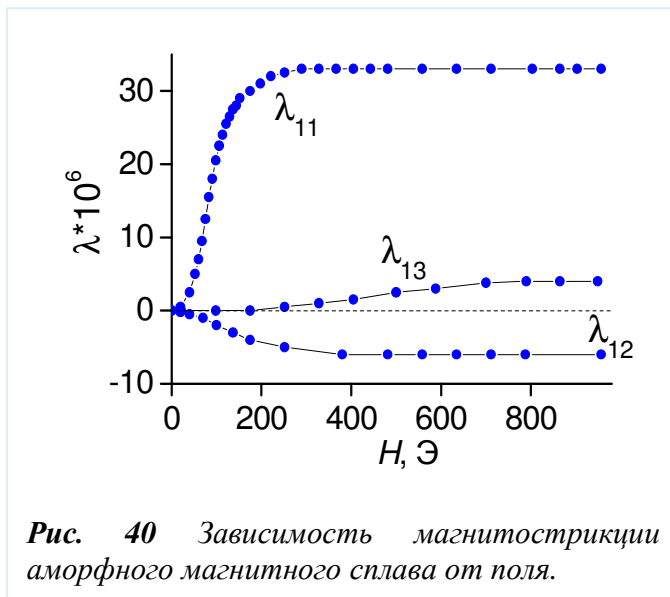


Рис. 39 Полевая зависимость намагниченности ленты аморфного сплава при ориентации поля в плоскости ($H_{||}$) и перпендикулярно (H_{\perp}) плоскости образца.

приведены измеренные зависимости намагниченности $4\pi M$ аморфного магнитного сплава от поля H . Нижняя горизонтальная ось соответствует намагничиванию параллельно плоскости (кривая $H_{||}$), верхняя горизонтальная ось – перпендикулярно плоскости (кривая H_{\perp}). При ориентации поля в плоскости образца намагниченность достигает насыщения $4\pi M_S = 17.4$ кГс в полях $H_S \sim 100$ Э. Кривые намагничивания для H ,

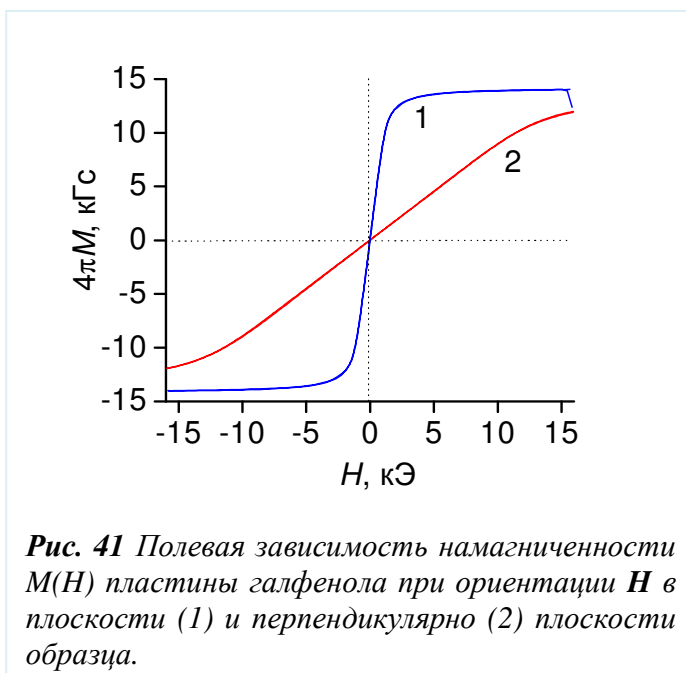
приложенного в плоскости вдоль и поперек технологической текстуры ленты, отличались не более чем на ~ 2 Э. При ориентации поля перпендикулярно плоскости $4\pi M$ растет вплоть до полей $H \sim 14$ кЭ, приближаясь к той же величине насыщения. Величина коэрцитивной силы для всех ориентаций поля не превышала $H_c \sim 2$ Э. В области малых полей ($H < 40$ Э) измеренная магнитная проницаемость пленки намагниченной в плоскости составляла $\mu \approx (3-6) \cdot 10^3$.



20...40 Э и достигает значения $q_{11} = 400 \text{ Э}^{-1}$. При намагничивании ленты перпендикулярно плоскости образца магнитострикция λ_{13} насыщается в области полей $H \sim 1 \text{ кЭ}$, что обусловлено эффектами размагничивания. Коэффициент $q_{13} = \partial\lambda_{13}/\partial H$ для перпендикулярно намагниченной ленты максимален в области полей $H \sim 400 \text{ Э}$ и по величине значительно меньше, чем в случае ленты, намагниченной в плоскости.

Галфенол

Сплав FeGa считается одним из наиболее перспективных для применений в МЭ



На рисунке 40 показаны измеренные полевые зависимости магнитострикции аморфной магнитной ленты для различных ориентаций поля. Видно, что при намагничивании в плоскости продольная магнитострикция насыщается на уровне $\lambda_{11} \approx 33 \cdot 10^{-6}$, а поперечная – на уровне $\lambda_{12} \approx -6 \cdot 10^{-6}$ в поле $H \sim 100 \text{ Э}$. Причем коэффициент q для обеих кривых максимален в области полей $H \sim$

структурах, его магнитострикция на порядок превосходит магнитострикцию никеля и аморфного магнитного сплава [142, 143].

Типичные кривые намагничивания пластины галфенола показаны на рисунке 41 Сплав с концентрацией Ga $x = 0.17$, обладает наибольшей намагниченностью насыщения $4\pi M_S = 15.4 \text{ кГс}$. Намагниченность сплавов падала до $4\pi M_S \sim 13 \text{ кГс}$ при увеличении концентрации Ga до $x = 0.3$. При

ориентации поля H в плоскости пленки намагниченность $4\pi M$ насыщалась в поле $H \sim 3$ кЭ, при ориентации поля перпендикулярно плоскости образца намагниченность образца росла практически линейно вплоть до полей насыщения $H \sim 15$ кЭ. Исследованные пластины галфенола имели узкую петлю гистерезиса. Для образца состава $\text{Fe}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}$ при намагничивании в плоскости коэрцитивная сила H_c составляла ~ 23 Э, а при нормальном намагничивании – не более 5 Э. На **рисунке 42** показаны измеренные аналогичным образом

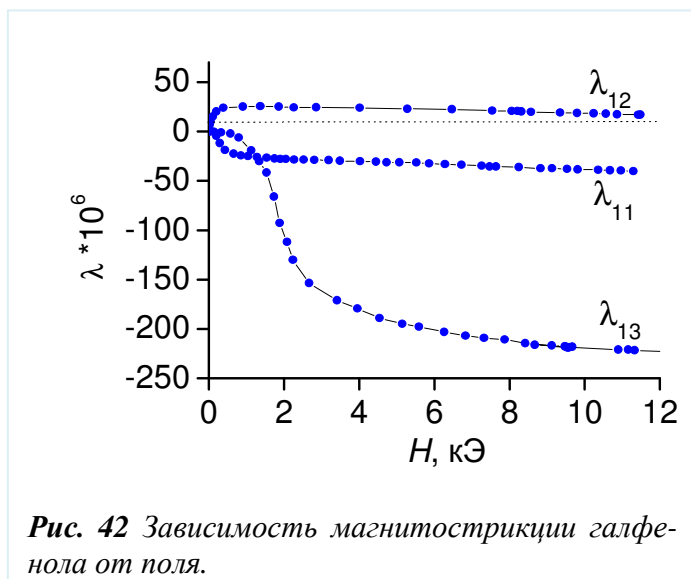


Рис. 42 Зависимость магнитострикции галфенола от поля.

полевые зависимости магнитострикции поликристаллической пластинки галфенола размерами 10×10 мм² и толщиной 0.2 мм для трех базовых ориентации намагничивающего поля. При намагничивании пластины в плоскости магнитострикции λ_{11} и λ_{12} растут и достигают величин $\sim 30 \cdot 10^{-6}$ в полях технического намагничивания до 1 кЭ.

При дальнейшем увеличении поля

в области парапроцесса $H > 1$ кЭ, λ_{12} медленно уменьшается, а λ_{11} плавно растет. При намагничивании пластины перпендикулярно плоскости λ_{13} мала в полях менее 1 кЭ, возрастает по модулю в области полей $\sim 1.5 \dots 4$ кЭ и затем достигает насыщения $\lambda_s \sim 240 \cdot 10^{-6}$ в полях выше 10 кЭ. Из **рисунка 42** следует, что для FeGa пьезомагнитный коэффициент q достигает максимума в полях ~ 300 Э при намагничивании в плоскости и в полях ~ 2 кЭ при намагничивании слоя перпендикулярно плоскости. Большое поле насыщения при намагничивании пластины перпендикулярно к плоскости, по сравнению с намагничиванием в плоскости, обусловлено эффектами размагничивания.

Пермендюр

Отдельный интерес представляет собой изучение магнитоэлектрического эффекта в структурах с пермендюрором. Причин интереса к данному материалу было несколько. Во-первых, он производится на коммерческой основе и широко распространен. Во-вторых, обладает лучшими магнитными свойствами в сравнении с никелем или пермаллоем (большей по величине магнитострикцией) и, в-третьих, практически не использовался в магнитоэлектрических исследованиях.

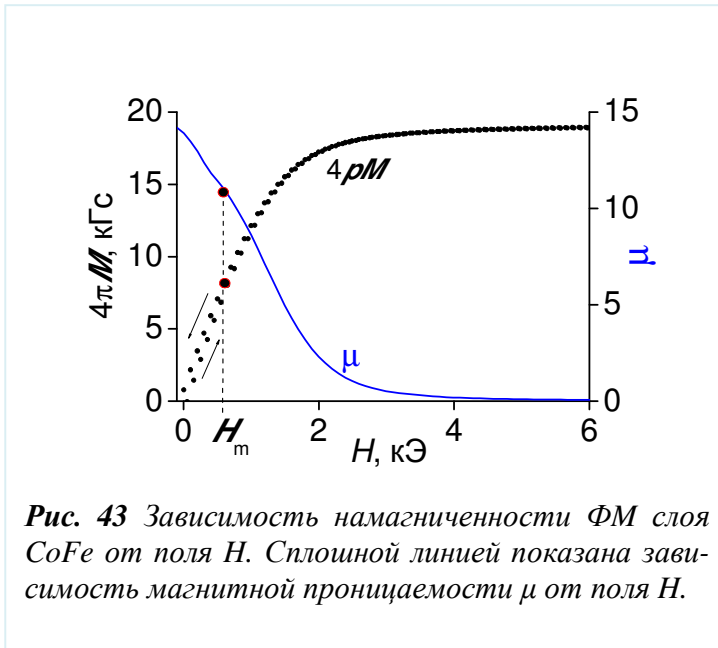


Рис. 43 Зависимость намагниченности ФМ слоя CoFe от поля H . Сплошной линией показана зависимость магнитной проницаемости μ от поля H .

Размеры пластин пермендюр в плоскости составляли $10 \times 5 \text{ мм}^2$, а толщина равнялась 0.35 мм . Магнитострикцию λ_s и кривые намагничивания измеряли с помощью методик описанных в Главе 2.

На рисунке 43 показана измеренная петля гистерезиса для пластинки пермендюр при намагничивании образца в плоскости. Из рисунка видно, что намагниченность образца насыщается в полях $H_S \sim 4 \text{ кЭ}$ и достигает значения $4\pi M = 17.5 \text{ кГс}$, величина коэрцитивной силы составляет не более $\sim 10 \text{ Э}$, а магнитная проницаемость максимальна $\mu_m \approx 200$

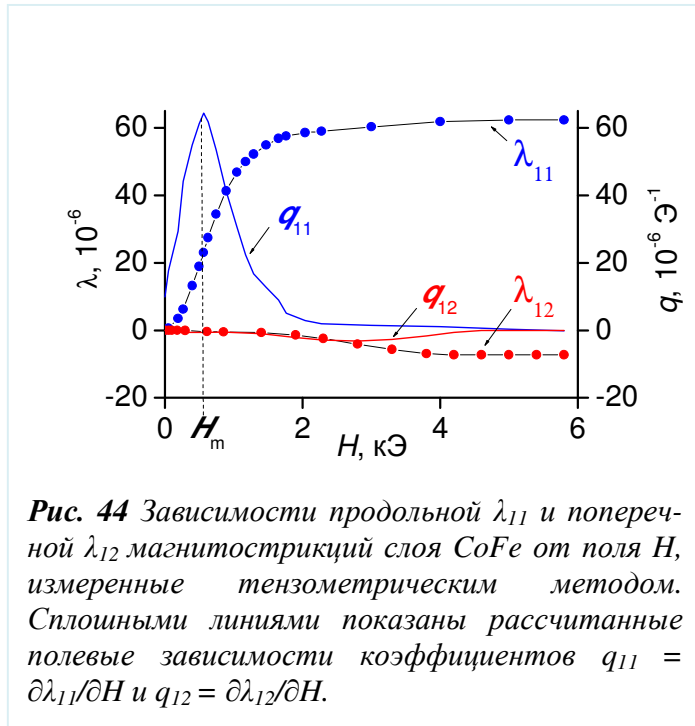


Рис. 44 Зависимости продольной λ_{11} и поперечной λ_{12} магнитострикций слоя CoFe от поля H , измеренные тензометрическим методом. Сплошными линиями показаны рассчитанные полевые зависимости коэффициентов $q_{11} = \partial\lambda_{11}/\partial H$ и $q_{12} = \partial\lambda_{12}/\partial H$.

вблизи поля H_m .
На рисунке 44 для пластины CoFe приведены измеренные зависимости магнитострикции $\lambda(H)$ и рассчитанные величины коэффициентов q . Видно, что величина продольной магнитострикции λ_{11} много больше величины поперечной магнитострикции λ_{12} в области малых полей $H < 2 \text{ кЭ}$, и поэтому именно продольная магнитострикция λ_{11} определяет полевые характеристики МЭ взаимодействий. Магнитострикция λ_{11} материала насыщается на уровне $\lambda_s \approx 60 \cdot 10^{-6}$ в полях $H_S \sim 4 \text{ кЭ}$, коэффициент q достигает максимума $q_{11} = \partial\lambda_{11}/\partial H = 55 \cdot 10^{-6} \text{ кЭ}^{-1}$ при $H_m \approx 600 \text{ Э}$, а затем спадает практически до нуля при дальнейшем увеличении H .

Заклучение

В заключение этого параграфа проведем сравнение магнитных характеристик

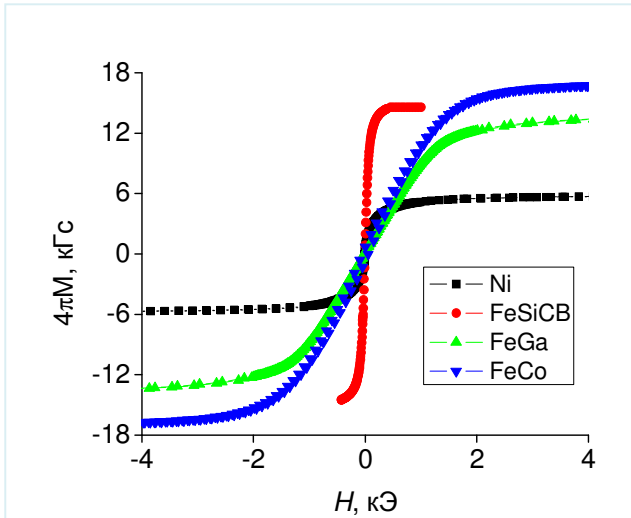


Рис. 45 Петли гистерезиса для материалов FeCo, FeGa, Ni, FeSiCB.

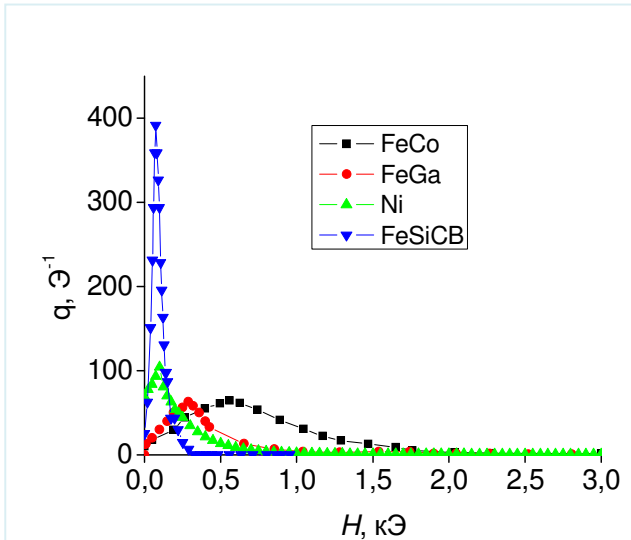


Рис. 46 Полевые зависимости коэффициентов q для материалов FeCo, FeGa, Ni, FeSiCB.

исследованных материалов. Наибольшей намагниченностью насыщения обладает сплав FeCo ~ 17.5 кГс, в то время как наименьшее значение у никеля ~ 5.3 кГс (см. рисунок 45). Насыщение аморфного сплава происходит в полях порядка 300-400 Э, никеля ~ 600 Э, а галфенол и пермендюр насыщаются в значительно больших полях ~ 2 кЭ.

Сравнение коэффициентов q материалов приведено на рисунке 46. Как видно, наибольшим по величине коэффициентом q обладает аморфный магнитный сплав FeSiCB ($q \sim 400$ Э $^{-1}$). Для никеля, пермендюра и галфенола значения равны 100 Э $^{-1}$, 60 Э $^{-1}$ и 60 Э $^{-1}$, соответственно. Другой важной характеристикой является напряженность поля, в котором достигается максимум. Наименьшее значение было получено для аморфного магнитного сплава $H_m = 70$ Э, значение поля для никеля $H_m = 100$ Э. Как следует из результатов магнитных измерений, наилучшими

стрикционными характеристиками обладает аморфный магнитный сплав FeSiCB. Магнитные характеристики аморфных сплавов от различных производителей сильно отличаются по своим свойствам. Наименьшее значение поля, в котором достигается максимум пьезомагнитного коэффициента, было получено для аморфного образца от фирмы Metglas Inc. $H_m = 7-10$ Э.

Таким образом, в этом параграфе рассмотрены результаты измерения магнитных свойств материалов, использованных для изготовления магнитоэлектрических структур,

а также проведено сравнение этих свойств. Которое показало, что наиболее подходящим материалов является аморфный магнитный сплав.

§3.2 Резонансный магнитоэлектрический эффект в композитных структурах

В этом параграфе будут проанализированы результаты измерений резонансных МЭ характеристик исследованных структур. Важными параметрами являются значения резонансных частот структур, соответствующие возбуждению в структурах изгибных и планарных колебаний. Приведем формулы для их расчета, которые взяты из [144].

Частоты изгибных колебаний рассчитываются по следующим формулам.

В зависимости от формы структуры (дисковая слоистая структура или структура прямоугольной формы) используются две разные формулы для нахождения резонансных частот изгибных колебаний.

$$f_1 = \frac{k^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{Y \cdot I}{\rho \cdot S}} \quad - \text{ для случая прямоугольного резонатора и} \quad (26)$$

$$f = \alpha_{ns} \frac{b}{2\pi R^2} \sqrt{\frac{Y}{12\rho(1-\nu^2)}} \quad - \text{ для случая дискового резонатора.} \quad (27)$$

Где $S = b(a_m + a_p)$ – площадь поперечного сечения структуры, $I = b(a_m + a_p)^3/12$ – момент инерции, $k = 4.73$ – коэффициент для низшей моды изгибных колебаний, ν – коэффициент Пуассона, b – толщина диска, R – радиус диска. В обоих случаях Y и ρ – эффективные модуль Юнга и плотность структуры. Так как эти параметры различные для каждого из слоев (магнитные и пьезоэлектрические) то необходимо для расчета брать эффективные значения, которые находятся по формулам:

$$Y = \frac{Y_m a_m + Y_p a_p}{a_m + a_p} \quad \text{и} \quad \rho = \frac{\rho_m a_m + \rho_p a_p}{a_m + a_p},$$

где Y_m , Y_p и ρ_m , ρ_p – модули Юнга и плотности магнитного и пьезоэлектрического слоев, соответственно.

Частоты продольных или радиальных колебаний рассчитываются по следующим формулам:

$$f_2 = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \quad - \text{ для прямоугольного резонатора и} \quad (28)$$

$$f = \frac{\beta}{2\pi R} \sqrt{\frac{Y}{\rho(1-\nu^2)}} - \text{для случая дискового резонатора.} \quad (29)$$

Здесь L – длина слоев, $\beta = 2.088$ – константа низшей моды радиальных колебаний.

Кроме того, при расчетах магнитоэлектрических коэффициентов для двух- и трехслойных структур использовались формулы, которые получены на основе методики расчета, описанной в литературном обзоре в теоретическом разделе. Для расчета магнитоэлектрического эффекта в случае двухслойной структуры использовалась формула 22.

Структура с галфенолом

Для исследования МЭ эффектов были изготовлены двухслойные структуры, со-

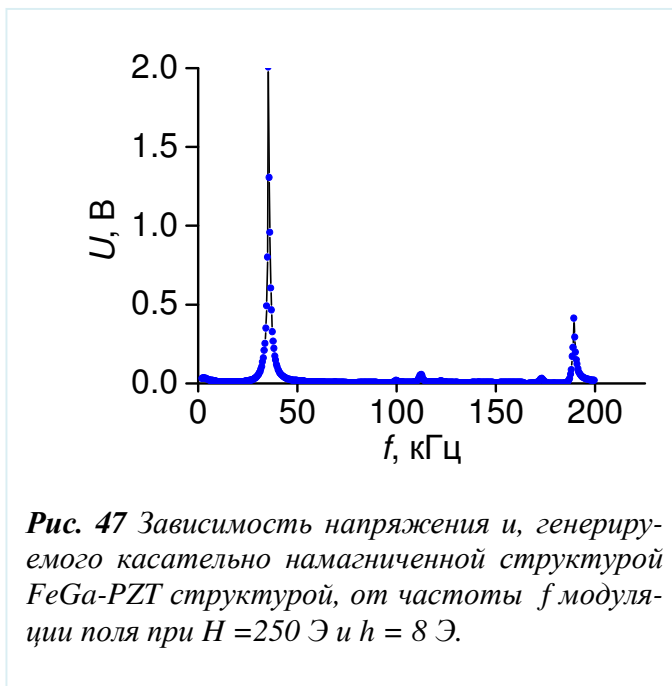


Рис. 47 Зависимость напряжения u , генерируемого касательно намагниченной структурой FeGa-PZT структурой, от частоты f модуляции поля при $H = 250$ Э и $h = 8$ Э.

держащие пластину галфенола и пластину PZT, обе размерами $5 \times 10 \times 0.5$ мм³. Механический контакт между пластинами обеспечивался, за счет их соединения с помощью клея марки «Loctite» [142, 143].

Прежде всего, была измерена частотная зависимость МЭ напряжения $u(f)$, генерируемого структурой в продольных магнитных полях (возбуждающее переменное и постоянное поле смещение). Во всем исследуемом диапа-

зоне частот амплитуда поля смещения составляла 250 Э (см. Видно, что напряжение имеет локальный максимум в области низких частот и резонансно увеличивается до ~ 2 В на частоте $f_1 = 33.4$ кГц и до ~ 0.41 В — на частоте $f_2 = 184$ кГц. Добротность резонансов составляла соответственно $Q(f_1) = 20$ и $Q(f_2) = 31$. Формирование резонансов связано с возбуждением в структуре основных мод изгибных и планарных механических колебаний.

На **рисунке 48** приведена измеренная зависимость напряжения $u(H)$, генерируемого структурой, от магнитного поля H при частоте модуляции $f = 100$ Гц и амплитуде модулирующего поля $h = 8.4$ Э. При продольном намагничивании структуры значение

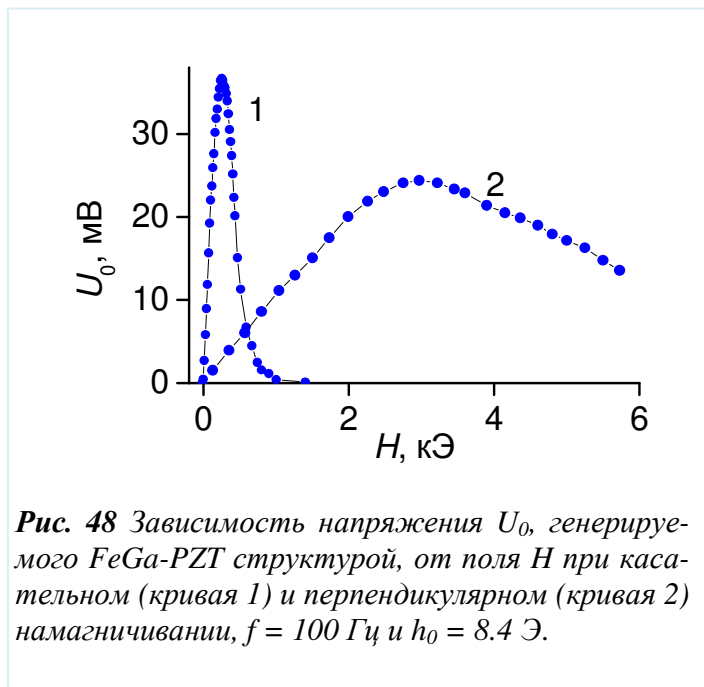


Рис. 48 Зависимость напряжения U_0 , генерируемого FeGa-PZT структурой, от поля H при касательном (кривая 1) и перпендикулярном (кривая 2) намагничивании, $f = 100$ Гц и $h_0 = 8.4$ Э.

u_0 достигает максимума в поле ~ 250 Э и затем монотонно спадает практически до нуля в полях выше 1 кЭ. При намагничивании структуры перпендикулярно плоскости u_0 сначала растет примерно линейно с H , достигает максимума в поле ~ 3 кЭ, а затем снова уменьшается. Для других частот модуляции поля, включая резонансные частоты f_1 и f_2 , получены полевые зависимости аналогичного вида, которые от-

личались только величиной u_0 в максимуме, в соответствии с данными **рисунка 47**.

Форма кривой $U_0(H)$ объясняется видом зависимости констант магнитострикций λ_{11} , λ_{12} и λ_{13} пластины галфенола от поля H (см. **рисунок 42**). Генерируемое продольно намагниченной структурой напряжение $U_0 \sim (q_{11} + q_{12}) \cdot d_{13}$, где $q_{11} = \partial\lambda_{11}/\partial H$ и $q_{12} = \partial\lambda_{12}/\partial H$, d_{13} – пьезокоэффициент PZT слоя. Как следует из **рисунка 42**, именно в поле $H \sim 250$ Э, сумма $q_{11} + q_{12}$ и, следовательно, генерируемое напряжение U_0 максимально. Для структуры, намагниченной перпендикулярно плоскости, $U_0 \sim q_{13} \cdot d_{13}$, где $q_{13} = \partial\lambda_{13}/\partial H$. Коэффициент q_{13} и амплитуда напряжения U_0 , достигают максимума в области полей $H = 2 - 3$ кЭ, что согласуется с данными, представленными на **рисунке 42**.

На **рисунке 49** показаны измеренные угловые зависимости напряжения $U_0(\varphi)$, генерируемого структурой на частоте $f = 100$ Гц, при изменении направления поля H (угол φ) от лежащего в плоскости до перпендикулярного плоскости структуры. Кривые 1–3 соответствуют фиксированным значениям полей $H = 250, 400$ и 1600 Э соответственно. Форму кривых на **рисунке 49** хорошо качественно объясняют измеренные зависимости $U_0(H)$, приведенные на **рисунке 48**.

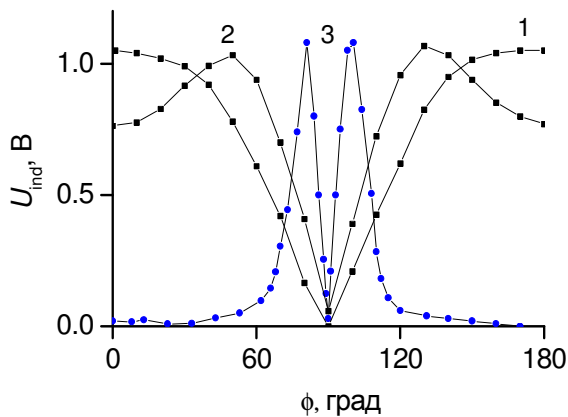


Рис. 49 Угловая зависимость напряжения U_0 , генерируемого FeGa-PZT – структурой при $f = 100$ кГц, $h_0 = 8.4$ Э и полях: 1 – 250 Э, 2 - 400 Э, 3 – 1600 Э.

В поле $H = 250$ Э амплитуда U_0 максимальна для структуры, намагниченной в плоскости ($\varphi = 0^\circ$ и 180°) и мала $U_0 \approx 2$ мВ при перпендикулярном ($\varphi = 90^\circ$) намагничивании структуры, когда $q_{13} \approx 0$ (см. **рисунок 42**). В поле $H = 400$ Э, несколько большем поля максимума кривой 1 на **рисунке 48**, генерируемое структурой ($\varphi = 0^\circ$ и 180° - поле в плоскости структуры) напряжение U_0 меньше, чем в предыдущем случае. Амплитуда U_0

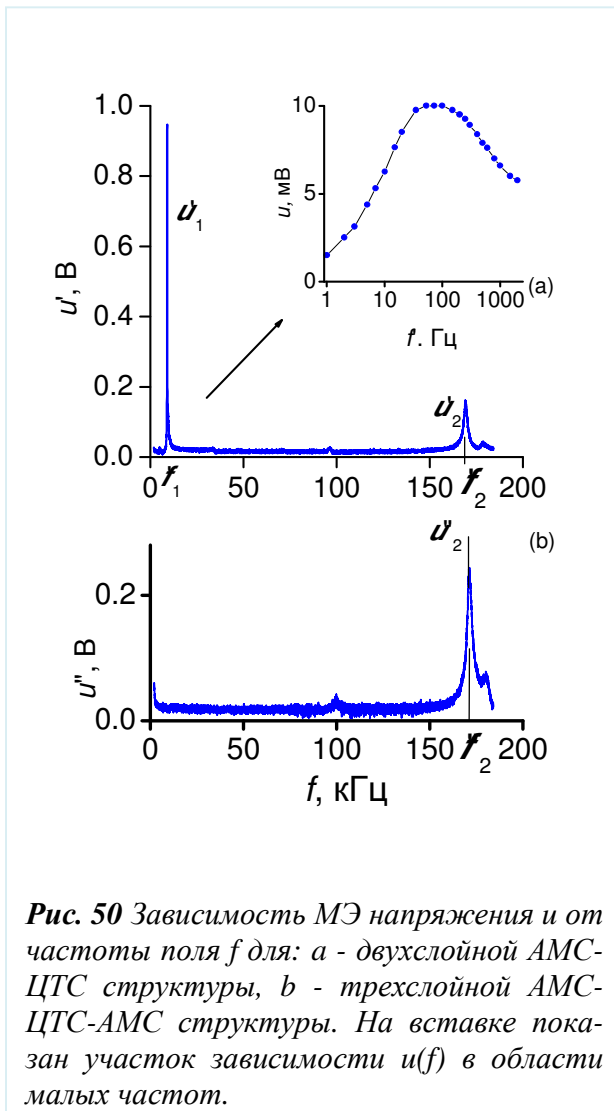
достигает максимума в случае ориентации поля H под углами $\varphi \approx 50^\circ$ и 130° , когда проекция поля на плоскость структуры $H \cos\varphi \approx 257$ Э, т. е. отвечает максимуму кривой 1 на **рисунке 48**. Аналогично в поле $H = 1600$ Э, значительно большем поля максимума на **рисунке 48**, амплитуда $U_0 \approx 0$ для магнитного поля лежащего в плоскости структуры ($\varphi = 0^\circ$ и 180°). Напряжение U_0 достигает максимума при ориентации H под углами $\varphi \approx 81^\circ$ и 99° , когда проекция поля на плоскость структуры опять равна ~ 250 Э. При ориентации поля под углом $\varphi = 90^\circ$ напряжение падает до конечной величины $U_0 = 8$ мВ, определяемой кривой 2 на **рисунке 48**. Угловые зависимости $U_0(\varphi)$ аналогичного вида, но с большей максимальной амплитудой, были получены также для резонансных частот f_1 и f_2 .

Коэффициент прямого МЭ-преобразования в рассматриваемом случае равен $\alpha_E = E/h_0 = (U_0/b_p)/h_0$. В этой формуле при оценках следует брать только толщину слоя PZT b_p , поскольку электрическое поле в проводящем слое FeGa отсутствует. Используя данные **рисунка 48** для структуры, намагниченной в плоскости, при $H = 250$ Э и принимая во внимание уменьшение амплитуды поля h_0 с ростом частоты модуляции, получаем: $\alpha_E = 90$ мВ $\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ на частоте $f = 230$ Гц низкочастотного максимума; $\alpha_{E1} = 8.7$ В $\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ на резонансной частоте f_1 изгибных колебаний и $\alpha_{E2} = 4.1$ В $\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ на частоте f_2 планарных колебаний структуры. Коэффициент преобразования возрастает примерно в Q раз при совпадении частоты модуляции поля f с частотой механических колебаний структуры из-за резонансного увеличения деформаций в слое PZT. Зависимость коэф-

коэффициента прямого МЭ-преобразования от частоты $\alpha_E(f)$ имеет качественно такой же вид, как и зависимость $U_0(f)$, показанная на **рисунке 47**.

Таким образом, для прямого МЭ-взаимодействия в двухслойной FeGa–PZT структуре достигнутый коэффициент преобразования $\alpha_{E1} = 8.7 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ хорошо согласуется со значением $\alpha_E = 5.7 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$, измеренным для аналогичной трехслойной FeGa/PZT структуры, несколько выше коэффициента $\alpha_E = 4.6 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ для трехслойной Ni/PZT структуры [145] и значительно меньше максимального коэффициента $\alpha_E = 70 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$, полученного для трехслойной Terfenol/PMN–PT-структуры [146].

Структура с аморфным магнитным сплавом



Исследования МЭ эффекта проводили в двух- и трехслойных структурах, имеющих форму дисков и содержащих один слой ЦТС и один слой АМС, либо один слой ЦТС, расположенный между двумя слоями АМС. Такие структуры называются симметричными. Диски аморфного ферромагнетика были вырезаны из лент, изготовленных методом сверхбыстрого охлаждения на вращающемся барабане. Каждый диск имел диаметр 15 мм и толщину 40 мкм. Диски ЦТС состава $\text{Pb}_{0.52}\text{Zr}_{0.48}\text{TiO}_3$ имели диаметр $D = 15$ мм и толщину $b = 210$ мкм.

На **рисунке 50** показаны зависимости амплитуды переменного напряжения u , генерируемого двух- и трехслойной АМС-ЦТС структурами, от частоты f переменного магнитного поля [141]. Зависимости измерены для намаг-

ниченных структур в постоянном поле смещения $H = 40$ Э, отвечающем максимальной эффективности МЭ взаимодействия. Магнитные поля прикладывались в плоскости образца.

Напряжение u' , генерируемое двухслойной АМС-ЦТС структурой (см. **рисунок 50а**), в целом монотонно уменьшалось с ростом частоты из-за уменьшения поля h и во всем диапазоне частот не превышало 10 мВ. В области частот $f < 100$ Гц величина u' падала из-за рассогласования измерительной схемы вследствие увеличения сопротивления ЦТС слоя с понижением частоты. Это привело к формированию локального максимума напряжения вблизи частоты ~ 70 Гц, что видно на вставке к **рисунку 50**. Амплитуда u' резонансно возрастала до $u'_1 = 0.94$ В на частоте $f'_1 = 8.24$ кГц, до $u'_2 = 0.16$ В на частоте $f'_2 = 170$ кГц. Добротности резонансов имели значения $Q'_1 = 190$ и $Q'_2 = 139$, соответственно. Увеличение u на частотах f'_1 и f'_2 связано с резким увеличением деформаций в слое пьезоэлектрика при возбуждении в дисковом резонаторе основных мод изгибных и планарных акустических колебаний, соответственно. На **рисунке 50а** при $f \approx 96$ кГц виден также слабый резонанс, который соответствует, по-видимому, субгармонике основной моды планарных колебаний. Далее будем рассматривать только основные пики с частотами f_1 и f_2 .

Напряжение u'' , генерируемое симметричной трехслойной АМС-ЦТС-АМС структурой (см. **рисунок 50б**), также в целом монотонно уменьшалось с ростом f и име-

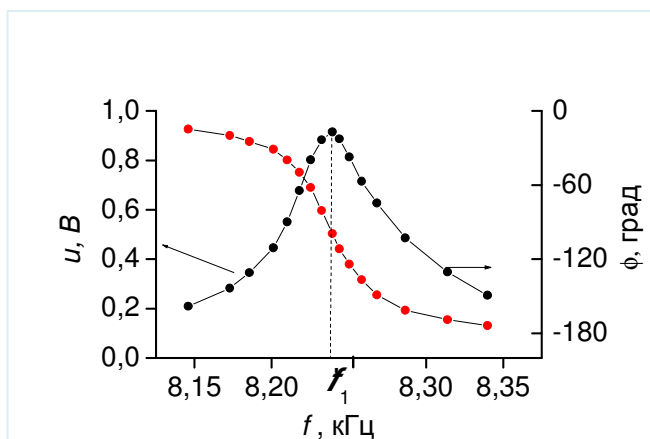


Рис. 51 Зависимость амплитуды u и сдвига фазы ϕ МЭ напряжения от частоты вблизи частоты изгибного резонанса f_1 .

ло максимум вблизи частоты ~ 70 Гц.

Во всем диапазоне частот u'' приблизительно в 2 раза превышало напряжение u' , генерируемое двухслойной структурой, что объясняется увеличением величины деформации ЦТС структуры, за счет действия напряжений на обе ее поверхности. Естественно, что такой механизм деформации резко уменьшал величину изгибных колебаний. Для трехслойной структуры значение u'' резонансно

возрастало до $u''_2 = 0.24$ В вблизи частоты $f_2'' = 173.6$ кГц. Добротность резонанса составляла $Q_2'' = 85$. Как уже отмечалось вид зависимости $u''(f)$ свидетельствует, что в симметричной трехслойной структуре изгибная мода колебаний не возбуждается, а эф-

фективно возбуждаются только планарные акустические колебания. Частота планарных колебаний несколько выше $f_2'' > f_2'$, а добротность меньше $Q_2'' < Q_2'$, чем для двухслойной структуры, возможно, из-за увеличения числа демпфирующих слоев клея.

Зависимости $u(f)$, аналогичные показанным на **рисунке 50**, были получены и при намагничивании двух- и трехслойных резонаторов перпендикулярно к плоскости. При тех же значениях резонансных частот f_1 и f_2 , амплитуда u генерируемого МЭ напряжения была на порядок меньше, что, скорее всего, связано с малостью недиагональных компонент тензора магнитострикции.

На **рисунке 51** показаны амплитудная и фазовая характеристики МЭ напряжения в

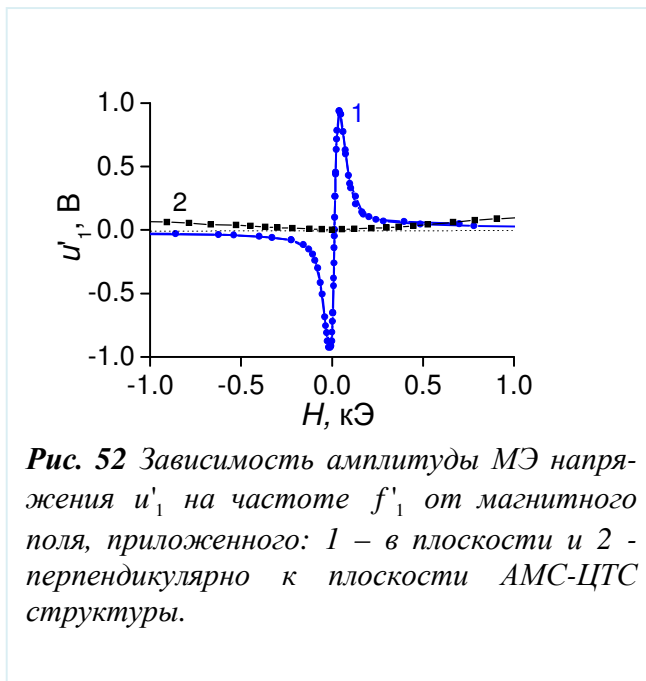


Рис. 52 Зависимость амплитуды МЭ напряжения u'_1 на частоте f'_1 от магнитного поля, приложенного: 1 – в плоскости и 2 – перпендикулярно к плоскости АМС-ЦТС структуры.

области частот изгибных колебаний для двухслойного АМС-ЦТС резонатора, намагничиваемого в плоскости полем $H = 25$ Э. Видно, что МЭ напряжение u' отстает по фазе от модулирующего поля h . Сдвиг по фазе ϕ между напряжением и полем на частоте резонанса f'_1 достигает $\phi(f'_1) = 15^\circ$, что, частично, связано с поглощением энергии в измерительной цепи напряжения. При прохождении частоты сигнала через резонанс сдвиг по фазе изменяется на $\sim 180^\circ$, что типично для резонансных систем.

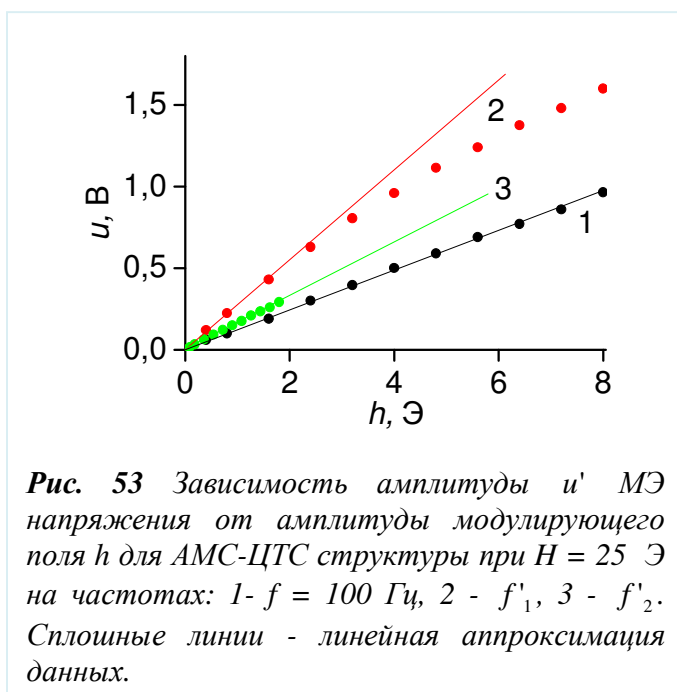
Зависимости, аналогичные показанной на **рисунке 51**, наблюдались также на частоте планарных колебаний двухслойной структуры f'_2 и вблизи резонансной частоты f''_2 трехслойной структуры.

График на **рисунке 52** демонстрирует зависимость амплитуды напряжения u'_1 , генерируемого АМС-ЦТС структурой на частоте изгибных колебаний f'_1 , от величины и ориентации поля H . Амплитуда модулирующего поля составляла $h = 4$ Э. При намагничивании резонатора в плоскости образца $u'_1 = 0$ в отсутствие поля, достигает максимума $u'_1 = 0.94$ В в поле $H \approx 40$ Э и затем вновь монотонно спадает до нуля с увеличением поля. Отрицательные значения u'_1 в области графика $H < 0$ символизируют изменение фа-

зы генерируемого напряжения на π по сравнению с областью $H > 0$. Величина гистерезиса зависимости $u'_1(H)$ при медленном циклическом изменении поля не превышала 2 Э. При намагничивании структуры перпендикулярно к плоскости u'_1 сначала линейно растет с H , достигает максимума $u'_1 \approx 0.1$ В при $H \sim 1$ кЭ и затем монотонно спадает до нуля в области больших полей. Фаза генерируемого сигнала не изменялась при инверсии направления H . Аналогичного вида зависимости, но с меньшей амплитудой напряжения, были получены также на частоте изгибных колебаний f'_2 и в нерезонансных условиях.

При увеличении поля H наблюдалось изменение частот изгибных f'_1 и планарных f'_2 колебаний структуры. Так, частота изгибных колебаний АМС-ЦТС структуры, равная $f'_1 = 8.2426$ кГц при $H = 5$ Э возрастала примерно линейно до 8.2663 кГц с увеличением поля до 100 Э, а затем оставалась постоянной при дальнейшем росте H . Зависящее от поля изменение частоты составляло не более 0.3 %. Эффект обусловлен изменением модуля Юнга АМС слоя во внешнем магнитном поле (ΔE эффектом).

На **рисунке 53** приведены зависимости МЭ напряжения u' , генерируемого двух-



слойной АМС-ЦТС структурой, подмагниченной полем $H = 25$ Э, от амплитуды переменного поля h , измеренные на разных частотах. Для кривой 1 на **рисунке 53** значения напряжения увеличены в 10 раз. Видно, что при нерезонансном возбуждении структуры на частоте 100 Гц, когда амплитуда поля достигает больших значений $h \sim 8$ Э, но напряжение невелико $u' < 0.1$ В, генерируемое напряжение линейно растет с увеличением h . На частоте планарных колебаний f'_2 , когда

амплитуда поля мала $h < 1.8$ Э и напряжение относительно невелико $u'_2 < 0.3$ В, генерируемое напряжение также линейно растет с h . На частоте изгибных колебаний f'_1 ,

когда амплитуда модулирующего поля велика $h \sim 8 \text{ Э}$ и амплитуда генерируемого напряжения достигает $\sim 1.5 \text{ В}$, зависимость $u'(h)$ отклоняется от линейной в сторону уменьшения напряжения уже при $h > 2 \text{ Э}$, что, очевидно, связано с неупругими потерями энергии при больших амплитудах колебаний.

Теперь рассчитаем эффективности МЭ преобразования для 2-х и 3-слойных АМС-ЦТС и АМС-ЦТС-АМС структур, используя данные **рисунка 50**. Для 2-слойной структуры, намагниченной в плоскости, коэффициент МЭ преобразования составлял: $\alpha'_E = 120 \text{ мВ}\cdot\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ на частоте 100 Гц, $\alpha'_{E1} = 11.9 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ на частоте изгибных колебаний f'_1 и $\alpha'_{E2} = 8.5 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ на частоте планарных колебаний f'_2 . Для трехслойной намагниченной в плоскости структуры коэффициент равнялся $\alpha'_E = 220 \text{ мВ}\cdot\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ в области низкочастотного максимума и $\alpha''_{E2} = 13.2 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ на частоте планарных колебаний резонатора. Для структуры, намагниченной перпендикулярно к плоскости полем $H \sim 1 \text{ кЭ}$, коэффициент МЭ преобразования достигал на частоте изгибных колебаний f'_1 максимальной величины $\sim 1.2 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$.

Структура с пермендюрором

Аналогичные частотные и полевые измерения были проведены для структуры с пермендюрором. Для экспериментальных исследований были изготовлены три композитных планарных структуры, составы которых приведены в **Таблице 2**.

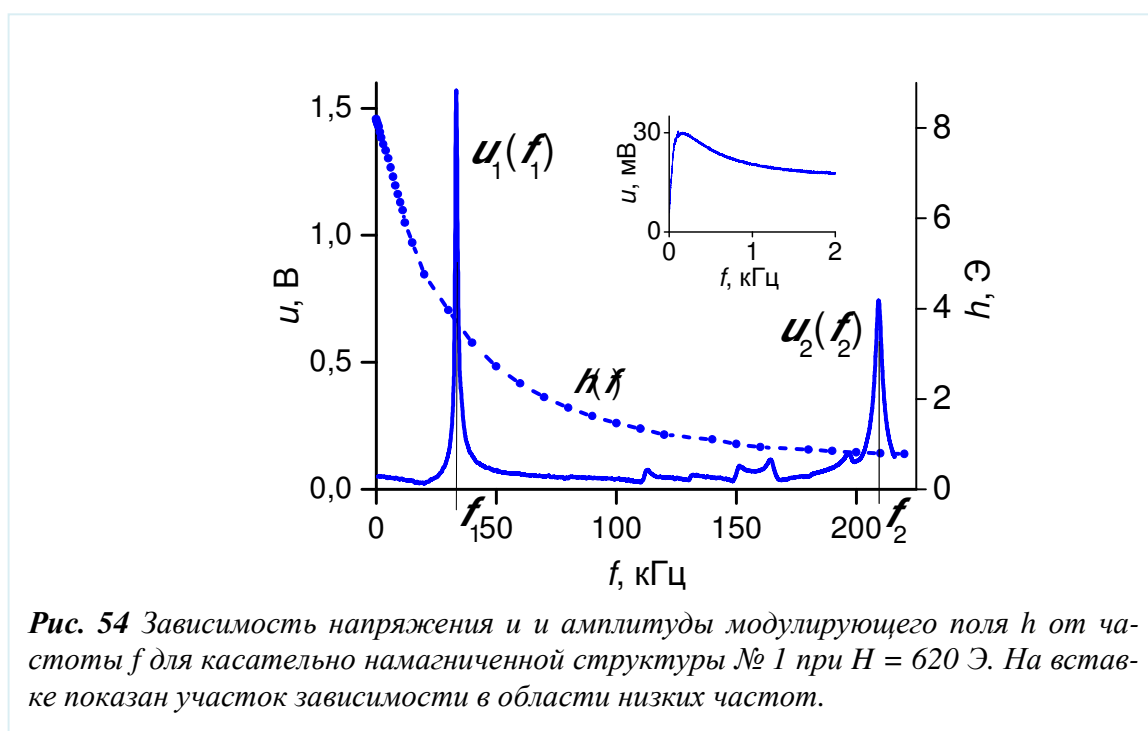
Таблица 2 Составы МЕ структур

	Структура 1	Структура 2	Структура 3
ФМ слой	Vacoflux 50	Vacoflux 50	Vacoflux 50
ПЭ слой	Vibrit 1100	Sonox P5	Vibrit 1100
Клей	Loctite-19	Loctite-19	Elecolit 325

Каждая структура содержала один ФМ слой и один СЭ слой, механически соединенные с помощью клея. Ферромагнитные слои структур были изготовлены из сплава Vacoflux 50 состава $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ (производитель Vacuumschmelztechnik&Co. KG, Hanau). Пьезоэлектрические слои были изготовлены из пьезокерамик VIBRIT 1100 (производитель Jonson Matthey Piezoproducts, Redwitz) или SONOX P5 (производитель CeramTec AG, Lauf). Слои структур соединяли с помощью быстро твердеющего клея Loctite-19

или проводящего клея Eлесолit 325. На поверхности ЦТС пластин были нанесены проводящие электроды толщиной ~ 4 мкм и они были электрически поляризованы перпендикулярно к плоскости. Толщина клеевого соединения для всех изготовленных структур составляла не более ~ 5 мкм. По данным производителей, материал Vibrit 1100 имел диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{33} = 4500$ и пьезомодуль $d_{31} = -315$ пКл/Н, а материал Sonoх P5 - $\epsilon_{33} = 1850$ и $d_{31} = -180$ пКл/Н.

На рисунке 54 приведены измеренные зависимости напряжения $u(f)$, генерируемого МЭ структурой № 1, от частоты модулирующего поля f при напряженности приложенного в плоскости структуры поля смещения $H = 620$ Э. Амплитуда поля h с ростом f уменьшалась от 8 Э в области частот ниже 2 кГц до 3.7 Э на частоте 33 кГц и до 0.8 Э на частоте ~ 210 кГц из-за влияния индуктивности модулирующих катушек. На вставке в крупном масштабе показан участок зависимости $u(f)$ в области низких частот $f < 2$ кГц. Видно, что практически во всем диапазоне частот амплитуда МЭ напряжения не превышает ~ 20 мВ. Низкочастотный максимум $u \approx 30$ мВ вблизи частоты $f \approx 150$ Гц формируется из-за конечной проводимости слоев структуры. На зависимости $u(f)$ видны также два резонанса:



на частоте $f_1 = 33.2$ кГц с амплитудой $u_1 = 1.56$ В и добротностью $Q_1 \approx 43$ и на частоте $f_2 = 209.3$ кГц с амплитудой $u_2 = 0.74$ В и добротностью $Q_2 \approx 70$. Возникновение резонан-

сов, обусловлено возбуждением в структуре изгибных и планарных акустических колебаний.

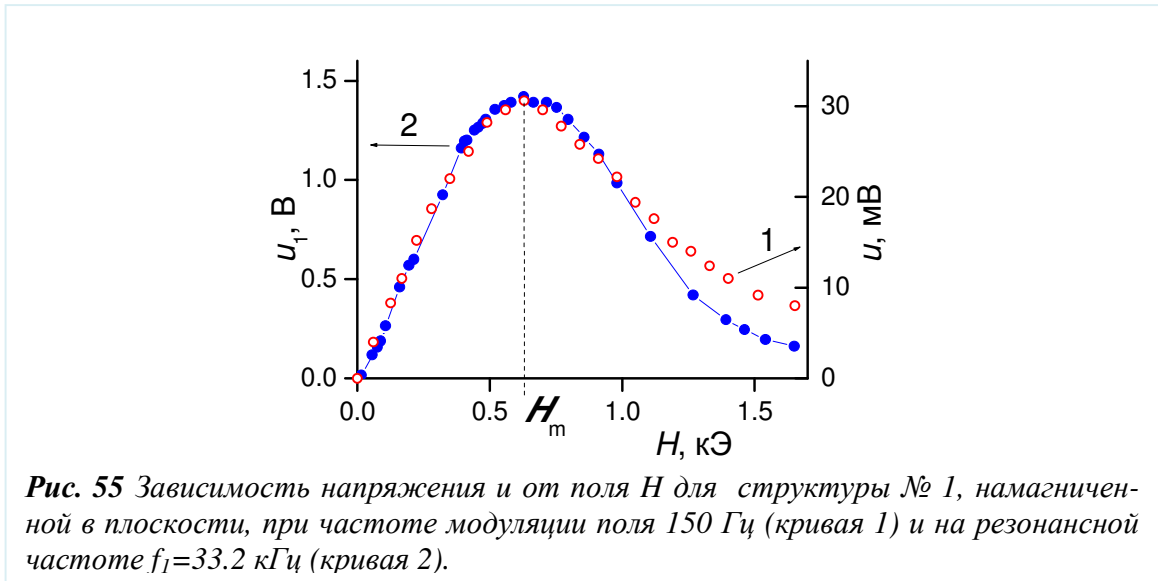


Рис. 55 Зависимость напряжения u от поля H для структуры № 1, намагниченной в плоскости, при частоте модуляции поля 150 Гц (кривая 1) и на резонансной частоте $f_1=33.2$ кГц (кривая 2).

Зависимости амплитуды напряжения u , генерируемого структурой № 1 при частоте модулирующего поля 150 Гц и на резонансной частоте $f_1=33.2$ кГц, от постоянного поля H , приведены на **рисунке 55**. Видно, что во всем диапазоне частот, амплитуда напряжения растет примерно линейно в области малых полей $H < 300$ Э, достигает максимума в поле $H_m \approx 620$ Э, а затем монотонно уменьшается до нуля с ростом H . Кривые для разных частот практически полностью накладываются друг на друга, за исключением области больших полей. Такая форма зависимости $u(H)$ формируется вследствие зависимости магнитострикции CoFe сплава от поля $\lambda(H)$ (см. **рисунок 44**). Показано [147], что амплитуда напряжения, генерируемого МЭ структурой в переменном поле, пропорциональна $u \sim (q_{11}+q_{12})d_{13}h$. В поле $H_m \approx 600$ Э коэффициент $q_{11} = \partial\lambda_{11}/\partial H$ магнитного слоя структуры достигает максимума, что и приводит к максимуму u . При дальнейшем увеличении H магнитострикция насыщается, коэффициент q_{11} уменьшается практически до нуля и генерируемое напряжение падает.

На **рисунке 56** показаны измеренные зависимости амплитуды u генерируемого структурой № 1 напряжения от поля h при $H_m = 620$ Э для двух частот модуляции поля. Как вдали от резонанса, так и на резонансной частоте f_1 , напряжение практически линейно растет с увеличением модулирующего поля.

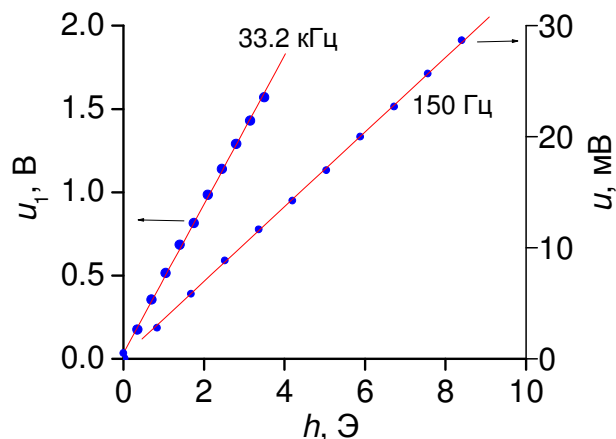


Рис. 56 Зависимости напряжения u от модулирующего поля h для структуры № 1 при частотах модуляции поля 150 Гц и $f_1 = 33.2$ кГц.

Зависимости, аналогичные показанным на **рисунке 54**, были измерены для всех МЭ структур, перечисленных в **Таблице 2**. На основании данных **Таблицы 3**, где приведены основные характеристики прямого МЭ взаимодействия для структур различного состава, можно сделать следующие выводы:

- Частота резонанса f_1 для структур, содержащих слой ЦТС толщиной 1 мм, в ~2 раза выше, чем для структур, содержащих слой ЦТС толщиной 0.5 мм. Частоты резонансов f_2 для структур из различных материалов и различной толщины отличаются незначительно;

- Механическая добротность Q структур, соединенных клеем Loctite-19, в 1.5-2 раза выше, чем для структур, соединенных клеем Elecolit 325;

- Для структуры № 3 величина генерируемого МЭ напряжения как вдали от резонанса, так и на резонансных частотах f_1 и f_2 примерно в 2 раза меньше, чем для остальных структур;

- Наибольшая эффективность прямого МЭ взаимодействия достигается в структуре № 1 со слоями из CoFe сплава и ЦТС Vibrit 1100.

Таблица 3 Характеристики прямого МЭ взаимодействия

Номер структуры	Структура 1	Структура 2	Структура 3
Частота f_1 , кГц / Q	33.2 / 43	69 / 55	33.6 / 27
Амплитуда u_1 , В	1.56	1.32	0.97
Частота f_2 , кГц	209	210	190
Амплитуда u_2 , В	0.74	0.85	0.34
Амплитуда u (1 кГц), мВ	20	20	13
Поле максимума H_m , Э	620	600	576
МЕ коэффициенты на частотах 1 кГц/ f_1/f_2 α_{E1} , мВ/Э см	0.05/8.4/18.5	0.0025/6.6/10.6	0.032/5.24/8.5

Эффективность прямого МЭ в исследованных структурах рассчитаем, используя данные **рисунка 54** и **Таблицы 3**. Так, для структуры № 1 эффективность МЭ взаимодействия вдали от резонанса на частоте 1 кГц составляла $\alpha_E = ul/hb = 0.05 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{ см}^{-1}$, эффективность увеличивалась до $\alpha_{E1} = 8.4 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{ см}^{-1}$ на частоте f_1 изгибных колебаний структуры и до $\alpha_{E2} = 18 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{ см}^{-1}$ на частоте f_2 планарных колебаний структуры. Рассчитанные аналогичным образом значения эффективностей прямого МЭ взаимодействия для остальных структур приведены в последней строке **Таблицы 3**.

Обратный магнитоэлектрический эффект в структуре с перпендиюром

Наряду с измерениями прямого МЭ эффекта нельзя забывать о важности исследования обратного МЭ эффекта, использование которого во многих случаях является очень перспективным направлением, о чем было уже сказано в Главе 1.

Характеристики обратного МЭ взаимодействие измеряли для структуры № 1, которая показала наибольшую эффективность прямого МЭ взаимодействия. Регистрировали амплитуду сигнала u_{in} , индуцированного в измерительной катушке, содержащей 205 витков провода диаметром 0.1 мм, при приложении к электродам ЦТС слоя гармонического напряжения с амплитудой $U = 1-10 \text{ В}$, которое создавало в слое переменное электрическое поле с амплитудой $E = 0-200 \text{ В/см}$.

На **рисунке 57** приведена измеренная зависимость напряжения u_{in} от частоты f при намагничивании в плоскости структуры полем $H = 620$ Э и $U = 10$ В. Видно, что форма зависимости $u_{in}(f)$ на **рисунке 57** качественно отличается от зависимости $u(f)$ для прямого МЭ эффекта. Амплитуда напряжения u_{in} растет с увеличением частоты f , что и следовало ожидать для индукционного способа регистрации. На кривой видны также два максимума на частотах, совпадающих с резонансными частотами измеренными для прямого МЭ эффекта: $u_{in1} = 0.3$ В при $f_1 \approx 33$ кГц и $u_{in2} = 2$ В при $f_2 \approx 210$ кГц.

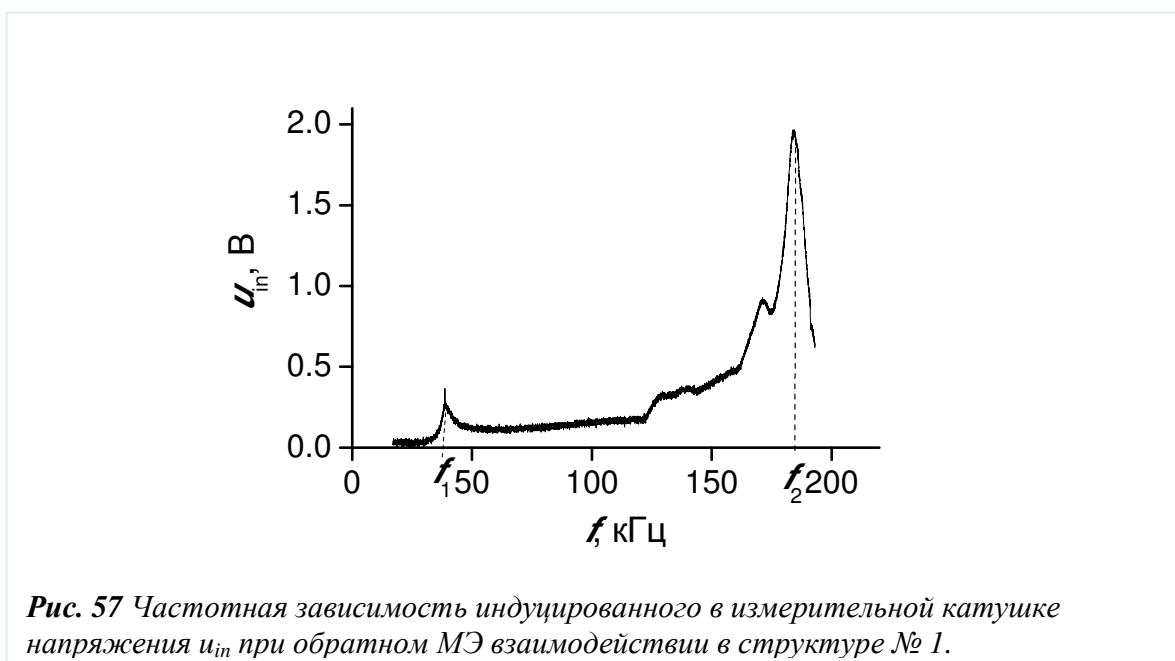


Рис. 57 Частотная зависимость индуцированного в измерительной катушке напряжения u_{in} при обратном МЭ взаимодействии в структуре № 1.

На **рисунке 58** приведены измеренные зависимости индуцированного в катушке напряжения u_{in2} на частоте f_2 от постоянного поля H при $E = 200$ В/см и от приложенного к ЦТС слою электрического поля E при $H = 620$ Э. Видно, что максимум генерируемого напряжения, как и при прямом эффекте (см. **рисунок 48**), достигается в поле $H = 620$ Э, соответствующем максимуму пьезомагнитного коэффициента q для ФМ слоя. Зависимость $u_{in}(E)$ линейна во всей исследованной области полей, что свидетельствует о линейности обратного пьезоэффекта в ЦТС слое в малых электрических полях E .

Пользуясь формулами (27 и 29), получаем для структуры № 1 частоту низшей моды изгибных колебаний $f_1 \approx 34.3$ кГц и частоту основной моды планарных колебаний $f_2 \approx 190$ кГц. Из формул видно, что частота изгибных колебаний $f_1 \sim b$ и для структуры № 2 с более толстым слоем ЦТС должна быть выше, чем для структур № 1 и 3, что согласуется с экспериментом. Рассчитанные значения частот хорошо совпадает с изме-

ренными, что подтверждает резонансное увеличение эффективности МЭ взаимодействия при возбуждении изгибных и планарных колебаний в структурах.

Эффективность обратного МЭ взаимодействия для структуры № 1 оценим, используя данные **рисунка 57**. Для этого найдем сначала амплитуду изменения индукции магнитного поля в структуре B_0 . Амплитуда генерируемого катушкой напряжения дается формулой $u_{in} = N \cdot \partial(B_0 S) / \partial t$, где N - число витков, S - площадь сечения катушки. В рассматриваемой структуре МЭ взаимодействие изменяет поле B_0 только в магнитном слое, поэтому в качестве S следует брать площадь поперечного сечения CoFe слоя, а не всю площадь поперечного сечения измерительной катушки. Тогда, учитывая, что частота модуляции равна f , получаем выражение для амплитуды изменения индукции $B_0 = u_{in} / (NS2\pi f)$. Подставляя в это выражение значение $u_{in} = 2$ В, частоту $f_2 = 180$ кГц и соответствующие эксперименту

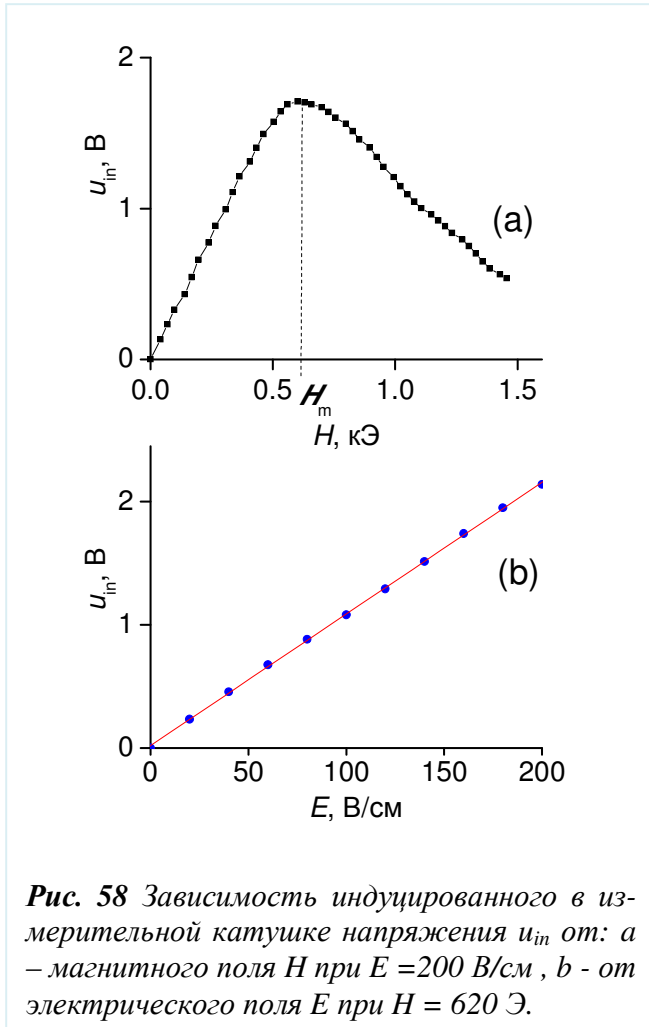


Рис. 58 Зависимость индуцированного в измерительной катушке напряжения u_{in} от: *a* – магнитного поля H при $E = 200$ В/см, *b* – от электрического поля E при $H = 620$ Э.

значения параметров $N = 205$, $S = 1.75 \cdot 10^{-6}$ м², получаем $B_0 \approx 49.3$ Гс. Окончательно, для эффективности обратного МЭ взаимодействия в структуре № 1 на частоте планарных колебаний находим $\alpha_B = B_0 / E \approx 0.25$ Гаусс·см·В⁻¹.

Обратный магнитоэлектрический эффект в структуре с галфенолом

Обратный МЭ эффект исследовали в структуре с галфенолом, по методике, описанной в соответствующей главе [143]. Сначала была измерена частотная зависимость $U_{ind}(f)$ напряжения, индуцированного в катушке касательно намагниченной структуры во всем исследованном диапазоне частот в поле $H = 250$ Э, отвечающем максимальной эффективности МЭ взаимодействия и $E_0 = 200$ В/см. Величина U_{ind} не превышала уровня шумов (~ 1 мВ) в области значений частоты до 16 кГц, а затем увеличивалась на тех

же частотах акустических резонансов структуры, что и при прямом МЭ эффекте: до $U_{ind1} \sim 0.24$ В на частоте $f_1 = 33.4$ кГц и до $U_{ind2} \sim 1$ В на частоте $f_2 = 184$ кГц. Добротность резонансов при обратном МЭ взаимодействии $Q(f_1) = 18$ и $Q(f_2) = 30$ соответствовала добротности резонансов при прямом МЭ взаимодействии.

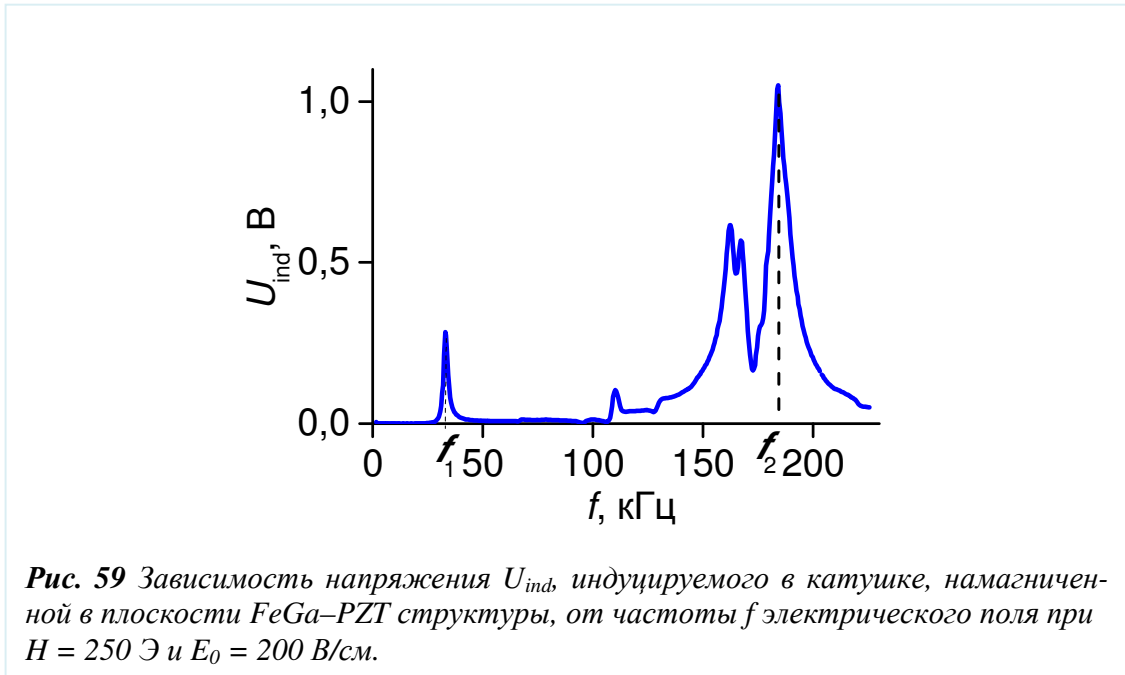


Рис. 59 Зависимость напряжения U_{ind} , индуцируемого в катушке, намагниченной в плоскости FeGa–PZT структуры, от частоты f электрического поля при $H = 250$ Э и $E_0 = 200$ В/см.

При регистрации обратного МЭ взаимодействия с помощью измерительной катушки в случае постоянной E_0 величина U_{ind} , обусловленная изменением магнитной индукции структуры, прямо пропорциональна f . Поэтому U_{ind} - мала в области низких частот и возрастает с увеличением f . Это приводит к отличию вида частотной зависимости $U_{ind}(f)$ для обратного МЭ эффекта, показанной на **рисунке 59**, от частотной зависимости $U_0(f)$ для прямого МЭ эффекта, приведенной на **рисунке 47**.

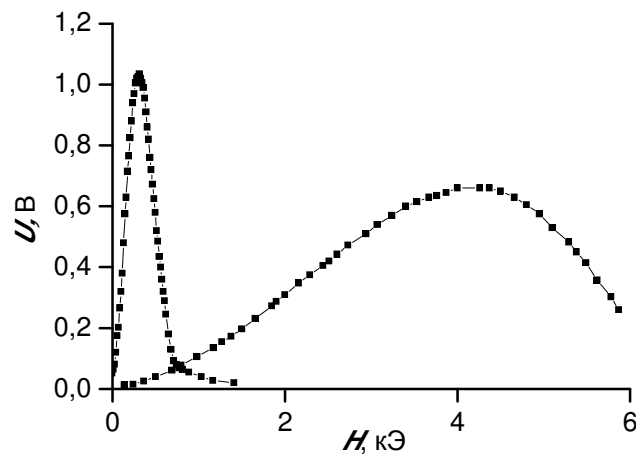


Рис. 60 Зависимость напряжения U_{ind} , индуцируемого в катушке в плоскости (1) и перпендикулярно (2) намагниченной FeGa-PZT-структуре от поля H на частоте $f_2 = 184$ кГц при $E = 200$ В/см.

На **рисунке 60** показаны измеренные зависимости U_{ind} от поля H для продольно и перпендикулярно намагниченной структуры на резонансной частоте f_2 . Видно, что кривые для обратного МЭ эффекта качественно повторяют кривые для прямого МЭ эффекта, показанные на **рисунке 48**. Эффективность обратного МЭ взаимодействия достигает максимума в продольно намагниченной структуре при $H = 250$ Э и в перпендикулярно намагниченной структуре при $H \sim 4$ кЭ. Именно при этих полях коэффициенты q пластины галфенола достигают наибольших значений. Зависимости, аналогичные показанным на **рисунке 60**, получены и для других значений частоты поля E . Кривые отличались только величиной U_{ind} в максимуме, в соответствии с данными **рисунка 59**.

Угловые зависимости напряжения $U_{ind}(\varphi)$, индуцированного в измерительной катушке структуры, при изменении направления поля H от лежащего в плоскости до перпендикулярного плоскости структуры имели вид, аналогичный зависимостям на **рисунке 49**. Зависимость U_{ind} от ориентации поля H возникает, как и для прямого МЭ-эффекта, из-за полевой зависимости магнитострикции пластины галфенола. Амплитуда напряжения U_{ind} достигала максимума, когда в плоскости структуры компонента поля равнялась $H \cos \varphi \sim 250$ Э, и резко падала при аналогичном намагничивании структуры большим полем или при намагничивании структуры перпендикулярно плоскости малым полем.

Коэффициент обратного МЭ преобразования найдем так же, как его определяли для структур с пермендюрором. Используя данные **рисунка 59** для структуры, помещен-

ной в магнитное поле $H = 250$ Э и параметры структуры, получаем: $B_{01} = 24$ Гаусс на резонансной частоте f_1 и $B_{02} = 16.3$ Гаусс на частоте f_2 . Коэффициенты обратного МЭ преобразования равны соответственно $\alpha_{B1} = 0.12$ Гаусс·см·В⁻¹ на частоте f_1 и $\alpha_{B2} = 0.09$ Гаусс·см·В⁻¹ на частоте f_2 .

Изменение индукции B_0 структуры при постоянном поле H обусловлено изменением ее намагниченности, поэтому $B_0 = \delta(4\pi M)$. Намагниченность пластины галфенола в поле $H = 250$ Э (намагничивание в плоскости образца), как следует из **рисунка 42**, составляет $4\pi M = 2.6$ кГаусс. Следовательно, относительное изменение намагниченности FeGa–PZT структуры, обусловленное обратным МЭ взаимодействием в условиях акустического резонанса на частоте f_1 , составило $\delta(4\pi M)/4\pi M = 0.9\%$. Полученное значение примерно соответствует изменению намагниченности структуры Ni–PZT под действием поля E той же величины.

Магнитоэлектрический эффект в несимметричной структуре

Добиться увеличения эффективности магнитоэлектрического взаимодействия в композитных структурах можно не только используя новые магнитные материалы с большой магнитострикцией, но также разрабатывая новые типы структур. В этом разделе рассматривается способ усиления МЭ взаимодействия в трехслойной структуре в условиях резонанса изгибных колебаний. Для этого, предложена и исследована биморфная несимметричная структура, содержащая два поляризованных навстречу другу слоя PZT, расположенных между двумя магнитными слоями из магнитных материалов с разными знаками магнитострикции (см. **рисунок 61**). В качестве магнитных слоев использовалась пластинка никеля Ni ($\lambda > 0$) и лента аморфного магнитного сплава AF ($\lambda < 0$) [148, 149]. В такой структуре изгибные колебания эффективно возбуждаются в однородном поле подмагничивания, что обеспечивает высокую эффективность МЭ взаимодействия.

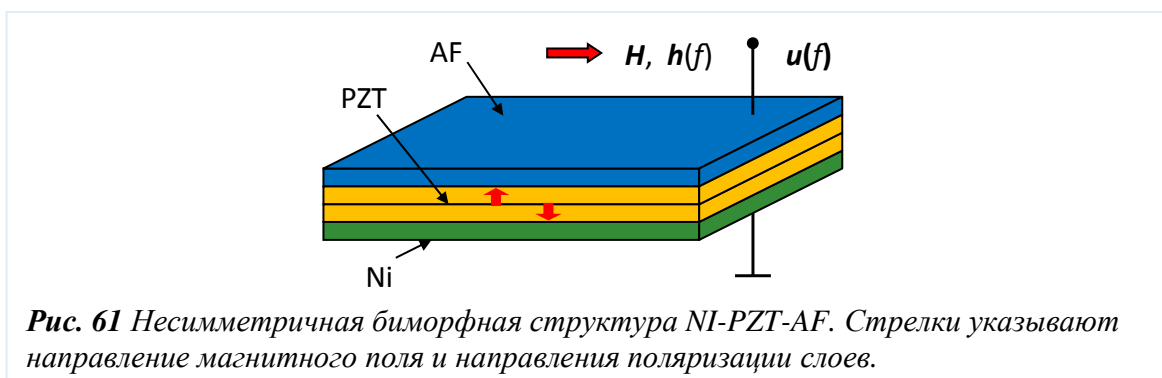


Рис. 61 Несимметричная биморфная структура NI-PZT-AF. Стрелки указывают направление магнитного поля и направления поляризации слоев.

На **рисунке 62** показана измеренная зависимость амплитуды генерируемого структурой напряжения от частоты возбуждающего магнитного поля при $H = 120$ Э и амплитуде модулирующего поля $h = 7$ Э. В области частот от нуля до 30 кГц видны несколько резонансных пиков. Два нижних пика имеют частоты $f_1 = 5.12$ кГц и $f_2 = 12.9$ кГц, добротности $Q_1 = 61$ и $Q_2 = 30$ и амплитуды $u_1 = 2.54$ В и $u_2 = 0.78$ В, соответственно. В области более высоких частот, до 200 кГц, каких-либо дополнительных пиков не наблюдали. Резонансное увеличение МЭ напряжения на отдельных частотах связано с возбуждением в структуре изгибных колебаний. Эффективность МЭ взаимодействия для исследованной структуры составляла $\alpha_{E0} \approx 0.7 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{ см}^{-1}$ в нерезонансных условиях на частоте 10 кГц и возростала до $\alpha_{E1} \approx 18 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{ см}^{-1}$ на частоте основной моды изгибных колебаний структуры. Это на порядок выше эффективности МЭ взаимодействия в двухслойных структурах Ni-PZT с аналогичными параметрами и сравнимыми размерами.

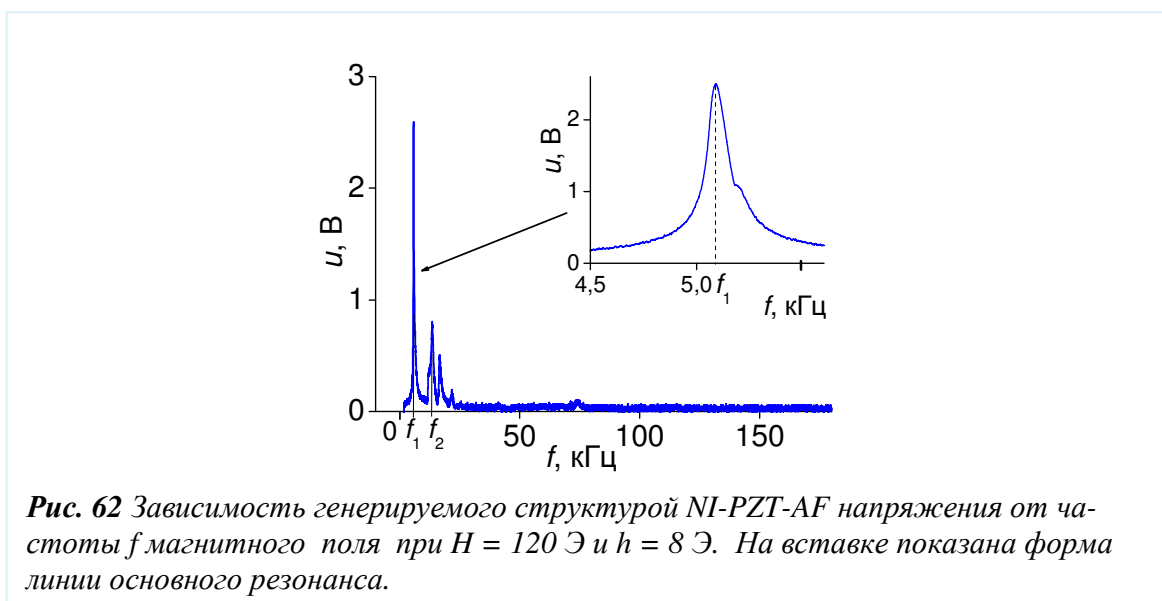


Рис. 62 Зависимость генерируемого структурой NI-PZT-AF напряжения от частоты f магнитного поля при $H = 120$ Э и $h = 8$ Э. На вставке показана форма линии основного резонанса.

На **рисунке 63** приведены зависимости амплитуды генерируемого структурой напряжения от постоянного магнитного поля H , измеренные на частотах низших мод резонансов f_1 , и f_2 . Для обоих резонансов в малых полях амплитуда растет примерно линейно с ростом H и достигает максимума при одном и том же поле $H_m \sim 120$ Э. При насыщении магнитных слоев в полях свыше 800 Э, амплитуды обоих резонансов падают до нуля.

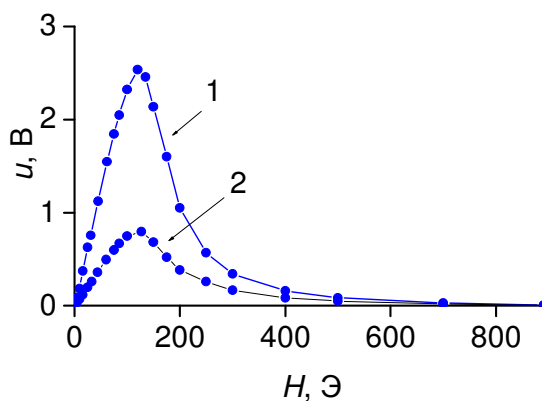


Рис. 63 Зависимость генерируемого структурой NI-PZT-AF напряжения U от магнитного поля H на частотах f_1 (1) и f_2 (2) при $h = 7$ Э.

Для объяснения экспериментальных данных рассмотрим особенности МЭ взаимодействия в несимметричной биморфной структуре.

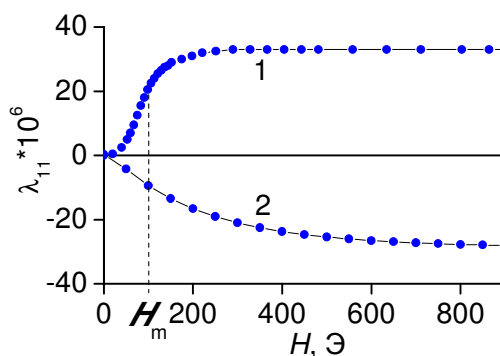


Рис. 64 Зависимость продольной магнитострикции λ_{11} пленки аморфного сплава (1) и никеля (2) от магнитного поля H .

На **рисунке 64** приведены зависимости продольной (λ_{11}) магнитострикции АФ сплава и Ni, измеренные для касательно намагниченных пленок с помощью тензодатчика (поперечную магнитострикцию λ_{12} , которая существенно меньше по величине, учитывать не будем.). Видно, что при приложении поля H лента АФ растягивается ($\lambda_{11}^{AF} > 0$), а пленка Ni - сжимается ($\lambda_{11}^{Ni} < 0$) в направлении поля. Магнитные материалы специально выбраны таким образом, что для них значения величин магнитострикции насыщения

примерно одинакова $|\lambda_{11}| \approx 30 \cdot 10^{-6}$ и коэффициенты $q = \partial \mathcal{M} / \partial H$ достигают максимума примерно в одном и том же поле $H_m \sim 10^2$ Э (вертикальная штриховая линия на **рисунке 64**). Это означает, что под действием поля H изображенная на **рисунке 61** биморфная структура будет изгибаться, слоем АF наружу. При приложении к структуре переменного магнитного поля $h(f)$ малой амплитуды, в ней будут эффективно возбуждаться изгибные колебания. Амплитуда колебаний достигает максимума в поле смещения $H_m \sim 10^2$ Э. Изгиб структуры приводит к сжатию одного слоя PZT и растяжению другого слоя. Так как PZT слои поляризованы в противоположных направлениях, то напряжения, генерируемые на электродах каждого слоя, будут складываться. При возбуждении в описанной биморфной структуре планарных колебаний деформации обоих слоев PZT имеют одинаковый знак, а генерируемые ими напряжения – противоположные знаки. Это приводит к подавлению практически до нуля генерируемого МЭ напряжения на частотах планарных колебаний, что и видно на **рисунке 62**.

Используя формулу для оценки резонансной частоты структуры, получим частоту низшей моды изгибных колебаний $f_1 = 5.9$ кГц. Для частоты низшей моды планарных колебаний аналогичная оценка дает ~ 120 кГц. Рассчитанное значение частоты f_1 хорошо совпадает с измеренным значением, что подтверждает наблюдение МЭ взаимодействия при возбуждении изгибных колебаний в структуре.

Таким образом, показано, что использование аналогичных структур позволяет существенно увеличить эффективность МЭ взаимодействия в композитных структурах, особенно в условиях изгибного резонанса.

Основные результаты

1. Были исследованы магнитные свойства материалов, использованных для изготовления структур. Как следует из полученных результатов наибольшей намагниченностью, а также пьезомагнитным коэффициентом q обладает аморфный магнитный сплав FeSiCB ($q \sim 400$ Э⁻¹). Кроме того, дополнительным достоинством этого материала является то, что максимум пьезомагнитного коэффициента достигается в меньшем поле, по сравнению с остальными материалами, за исключением никеля, но МЭ взаимодействие в структуре с никелем намного меньше.
2. Были измерены магнитоэлектрические характеристики слоистых композитных структур с различными магнитными материалами: галфенол, пермендюр и аморфный

магнитный сплав. Получены коэффициенты для частот изгибных и планарных резонансов.

Таблица 4 МЭ коэффициенты для различных структур

материалы	FeGa	FeCo	FeSiCB
$\alpha_{E1}, \text{В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{см}^{-1}$	8.7	8.4	11.9
$\alpha_{E2}, \text{В} \cdot \text{Э}^{-1} \text{см}^{-1}$	4.1	18	13.2

Как видно из **Таблицы 4**, наибольший по величине коэффициент был получен для структуры с аморфным магнитным сплавом на обеих резонансных частотах. За исключением коэффициента структуры FeCo на частоте планарных колебаний, однако это значение было достигнуто в постоянном поле 600 Э. Кроме того величину МЭ взаимодействия можно увеличить с помощью более качественного изготовления структур и контактов.

3. Проведены измерения обратного МЭ эффекта для структур с галфенолом и пермендюром. Для этих структур получены большие значения коэффициентов $\alpha_B = 0.25 \text{ Гс} \cdot \text{см} \cdot \text{В}^{-1}$ и $\alpha_B = 0.12 \text{ Гс} \cdot \text{см} \cdot \text{В}^{-1}$ соответственно. Эти значения превышают соответствующие значения для структур Terfenol-PZT ($\alpha_B = 0.055 \text{ Гс} \cdot \text{см} \cdot \text{В}^{-1}$ [150]) и Terfenol-PMN-PT ($\alpha_B = 0.115 \text{ Гс} \cdot \text{см} \cdot \text{В}^{-1}$ [151]), но они меньше, чем коэффициент обратного МЭ преобразования для структуры Ni-PZT $\alpha_B = 0.27 \text{ Гс} \cdot \text{см} \cdot \text{В}^{-1}$ [152].

Как следует из теоретического рассмотрения (§3.2) возможно менять величины резонансных частот, подбирая разные геометрии структур (форма, толщина, число слоев и т.д.). Кроме того, в случае использования трехслойных структур возможно как погасить, так и усилить изгибные колебания. Усиление происходит в случае использования структуры с магнитными слоями, магнитострикции которых имеют разные знаки, как это было показано при исследований несимметричной структуры. В случае одинаковых значений магнитострикций изгибные колебания демпфируются, а планарные, в свою очередь, усиливаются.

§3.3 Магнитоэлектрический эффект в структурах с пьезоэлектрическими материалами

Неоднократно было указано на важность подбора магнитных материалов для использования в качестве магнитострикционных слоев в композитных магнитоэлектрических структурах. Этот выбор заключается в поиске материала с максимальным значением пьезомагнитного коэффициента достигаемого в минимальном магнитном поле. Аналогично, при выборе сегнетоэлектрических материалов предпочтение отдавали материалам с максимальным пьезоэффектом. Однако, увеличения эффективности МЭ взаимодействия можно добиться, как будет показано ниже, и другим путем.

Все структуры, рассмотренные в предыдущем параграфе, изготавливались с использованием керамики цирконата-титаната свинца. Этот материал представляет собой сегнетоэлектрическую керамику с большим пьезокоэффициентом. Однако её основными недостатками являются сегнетоэлектрический гистерезис и достаточно низкая акустическая добротность, что при работе в режиме резонанса существенно снижает чувствительность структуры. Кроме того, отрицательным фактором является слабая температурная стабильность её электрических свойств.

В этом разделе приведены результаты исследования магнитоэлектрического эффекта на основе пьезоэлектрических монокристаллов, таких как кварц и лангитат. Несмотря на значительно меньший пьезоэффект, эти материалы обладают высокой акустической добротностью, малой диэлектрической проницаемостью и в них отсутствует пьезоэлектрический гистерезис. Благодаря этому в структурах с этими материалами удалось получить хороший МЭ эффект.

Магнитоэлектрический эффект в структуре с кварцем.

Первыми приведем результаты исследования структур с таким известным и хорошо изученным материалом как кварц [153].

В работе использовали двухслойную композитную структуру, схематически изображенную на **рисунке 65**. Пластина монокристаллического кварца имела размеры в плоскости $15 \times 10 \text{ мм}^2$ и толщину 200 мкм. На поверхности кварца были нанесены проводящие Ag электроды толщиной 1 мкм. В качестве магнитного слоя использовали ленту аморфного магнитного сплава марки 2605SA1 производства фирмы Metglas. Толщина аморфной ленты составляла $\sim 40 \text{ мкм}$, а размеры в плоскости - $12 \times 8 \text{ мм}^2$. Слои были ме-

ханически соединены с помощью клея “Loktite 499”. Измерения проводились по методике, описанной в главе 2.

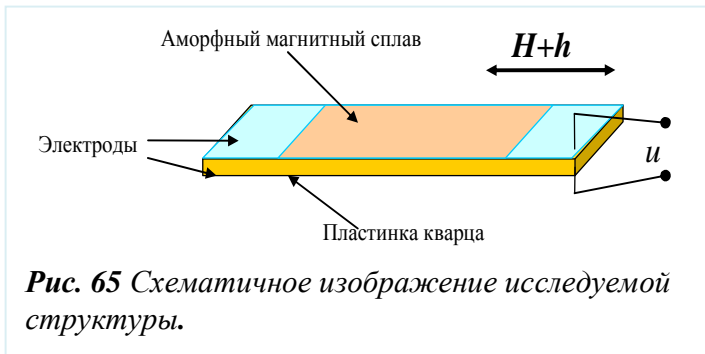


Рис. 65 Схематичное изображение исследуемой структуры.

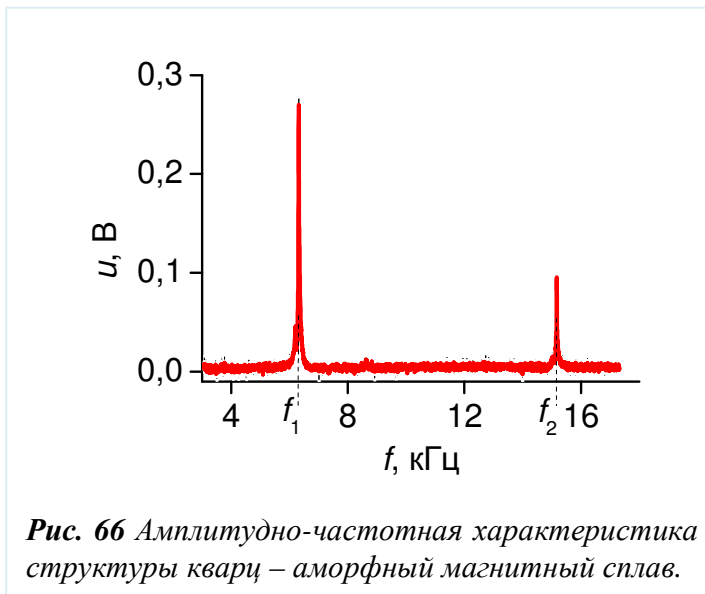


Рис. 66 Амплитудно-частотная характеристика структуры кварц – аморфный магнитный сплав.

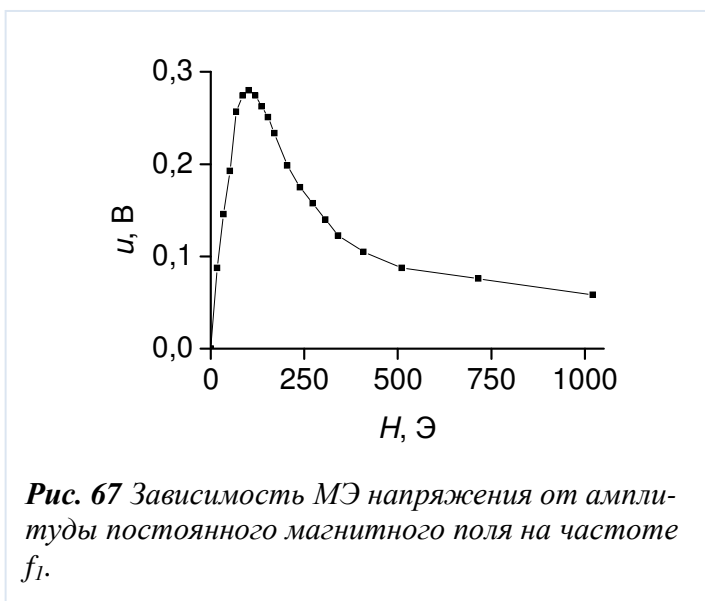


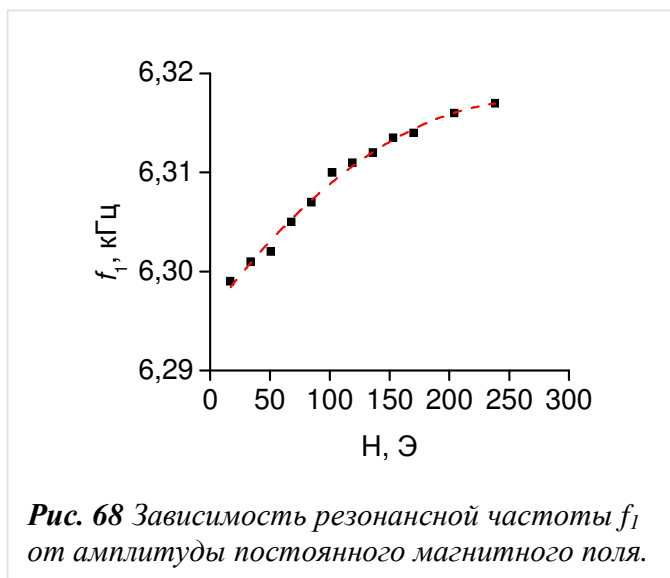
Рис. 67 Зависимость МЭ напряжения от амплитуды постоянного магнитного поля на частоте f_1 .

На **рисунке 66** показана измеренная зависимость амплитуды МЭ напряжения u , генерируемого структурой, от частоты переменного магнитного поля f при амплитуде поля $h=6$ Э и поле смещения $H = 100$ Э. Видны два резонансных максимума с частотами и амплитудами $f_1 = 6.3$ кГц, $u_1 = 0.28$ В и $f_2 = 15.2$ кГц, $u_2 = 0.15$ В. Эти резонансы соответствуют возбуждению различных мод изгибных колебаний структуры. Значения МЭ коэффициентов равны $\alpha_1 \approx 2$ В·Э⁻¹·см⁻¹ и $\alpha_2 \approx 0.85$ В·Э⁻¹·см⁻¹. Измеренные добротности резонансов составляли $Q_1 = 400$ и $Q_2 = 687$, что является рекордным для композитных МЭ структур. Амплитуда МЭ напряжения вне резонансов составляла ~10 мВ во всем диапазоне частот.

На следующем **рисунке 67** показана зависимость амплитуды генерируемого структурой МЭ напряжения на резонансной частоте f_1 от напряженности постоянного магнитного поля. Кривая имеет максимум в поле H

= 100 Э, соответствующем наибольшему значению пьезомагнитного коэффициента q аморфного магнитного сплава, используемого в структуре.

Обнаружено также, что частоты резонансов f_1 и f_2 достаточно сильно зависят от



приложенного магнитного поля H .

Из **рисунка 68** видно, что f_1 увеличивается от 6.30 кГц при 20 Э до 6.32 кГц в поле 250 Э, что превосходит ширину линии резонанса $\Delta f \approx 16$ Гц. Аналогично с увеличением поля возрастала и частота второго резонанса f_2 . Частоты резонансов сдвигаются из-за изменения модуля Юнга ферромагнетика в магнитном поле.

Используя теоретические формулы для расчета резонансных частот и величины магнитоэлектрического эффекта, получили значения резонансных частот $f_1 \approx 5.39$ кГц и $f_2 \approx 14.07$ кГц, достаточно хорошо совпадающие с экспериментом и $\alpha_E \approx 4.6$ мВ·см⁻¹·Э⁻¹. В момент резонанса величина коэффициента достигает значений $\alpha_E \cdot Q \sim 1.84$ В·см⁻¹·Э⁻¹. Погрешность между экспериментальными и теоретическими значениями, скорее всего, обусловлена недостаточным качеством, как образца кварца, так и структуры в целом.

Структуры с лангататом

Гораздо лучшие результаты были получены при использовании такого материала как лангатат [154]. Монокристаллический лангатат впервые был изготовлен в России в Институте кристаллографии РАН и промышленно изготавливается компанией ОАО «Фомос-Материалс». Отличительными особенностями материала являются: малый пьезоэффект, отсутствие сегнетоэлектрического гистерезиса, большая температура фазового перехода и температурная стабильность, а также малая диэлектрическая проницаемость. Кроме того, использование монокристалла позволяет получить резонансное возбуждение с большой добротностью.

Образцы представляли собой пластинки размерами 25x4.5 мм², толщина слоя лангатата составляла 0.4 мм², а пермендюра – 0.16 мм. Измерялись свойства двух и трехслойных структур LGT-P и P-LGT-P. Размеры слоев PZT и PMN-PT, с которыми проводилось сравнение, составляли 25x4.5x0.4 мм³ и 20x5x0.3 мм³ соответственно.

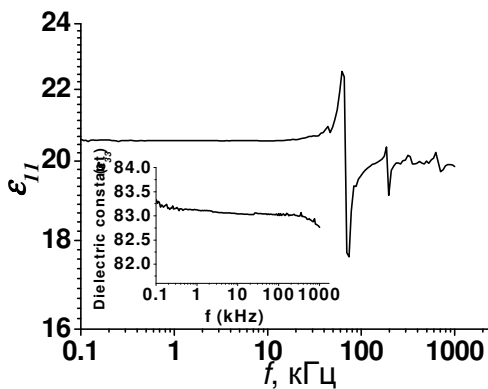


Рис. 69 Зависимость относительная диэлектрической проницаемости ϵ_{11} от частоты f . На вставке показана зависимость ϵ_{33} .

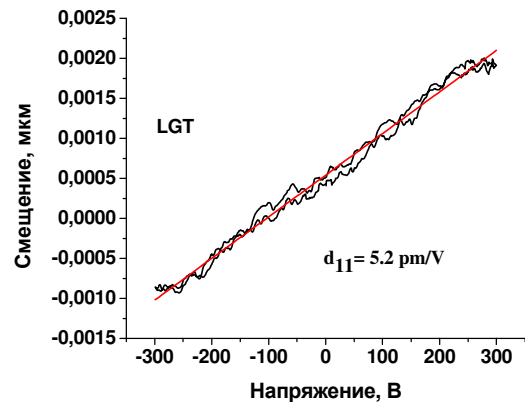


Рис. 70 Зависимость удлинения пьезоэлектрика d от приложенного напряжения.

Были измерены следующие важные параметры лангатата: относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_{11} и пьезоэлектрическая константа d_{11} . Частотная зависимость диэлектрической проницаемости лангатата показана на **рисунке 69**. Зависимость смещения образца от приложенного напряжения показана на **рисунке 70**.

На **рисунке 71** показаны зависимости МЭ коэффициентов для трех структур от

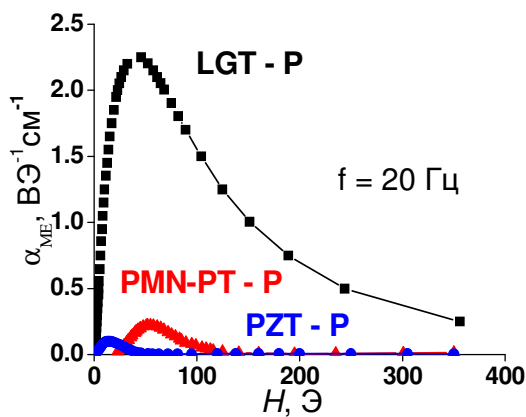


Рис. 71 Зависимости МЭ коэффициентов от величины постоянного магнитного поля H для двухслойных структур LGT – P, PZT – P, PMN-PT – P на частоте 20 Гц.

величины постоянного магнитного поля H при заданной частоте 20 Гц. Наблюдается резкое увеличение коэффициента у всех образцов с последующим уменьшением вплоть до нуля. Наличие этого максимума связано с полевой зависимостью пьезомагнитного коэффициента q пермендюра, которая также имеет максимум. Наибольшие значения коэффициентов составляют 2.3, 0.23, и 0.1 $\text{В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ для структур с LGT, PMN-PT и PZT, соответственно. Наблюдается увеличение

МЭ коэффициента более чем на порядок, при использовании вместо сегнетоэлектрической керамики монокристаллического лангатата.

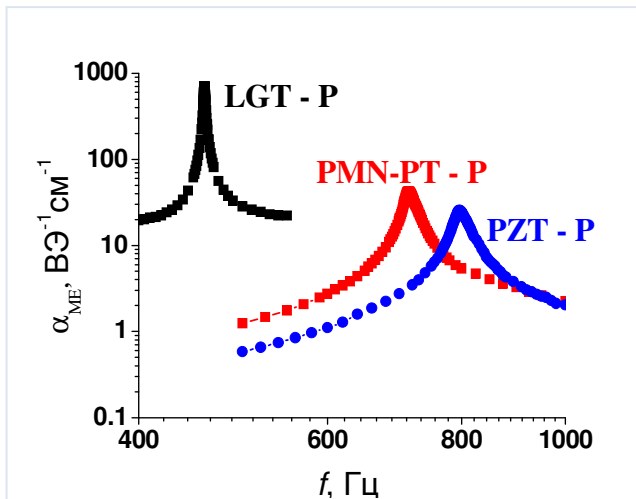


Рис. 72 Зависимости МЭ коэффициентов от частоты переменного магнитного поля h для двухслойных структур LGT – P, PZT – P. PMN-PT – P.

ют возбуждению в структуре изгибных колебаний. Добротность резонансов меняла значение от 230 для структуры с LGT до 33 для структуры с PZT. Структура PZT – P демонстрирует увеличение амплитуды МЭ коэффициента по сравнению с низкочастотным значением примерно в 330 раз.

Аналогичные измерения проводились для симметричных трехслойных структур.

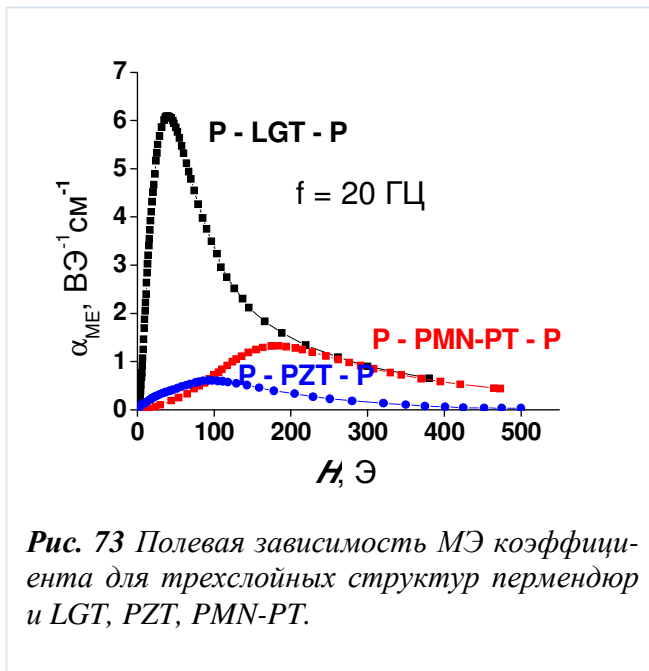
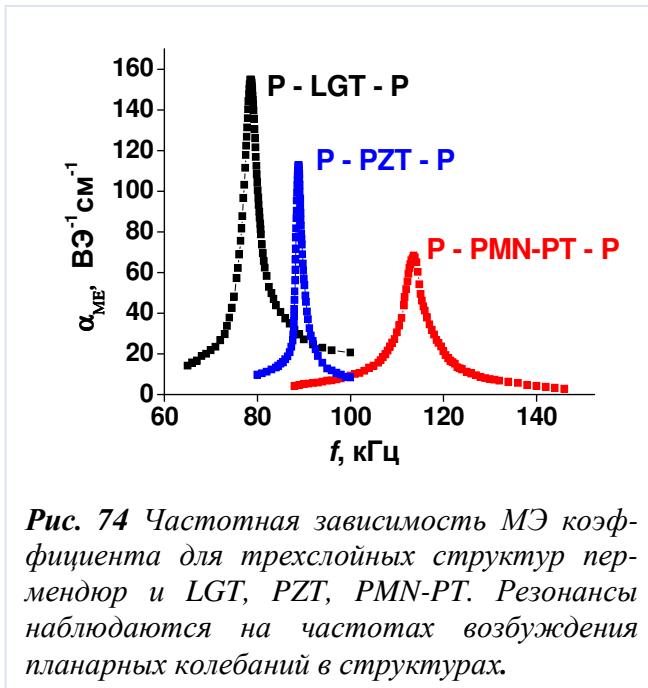


Рис. 73 Полевая зависимость МЭ коэффициента для трехслойных структур перпендикулярно LGT, PZT, PMN-PT.

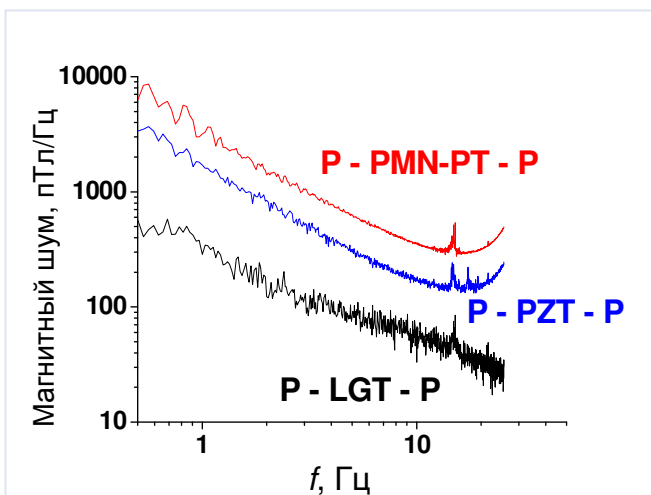
Частотные зависимости МЭ коэффициентов были измерены при максимальном постоянном поле H (см. рисунок 72). Во время измерения зависимостей один из концов закреплялся, а второй оставался свободным. Поле смещение соответствовало максимуму, полученному на рисунке 71. На графике видны резонансы зависимости МЭ коэффициента с амплитудами 720, 43 и 26 $\text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ для образцов с LGT, PMN-PT и PZT. Резонансы в диапазоне 460 - 800 Гц соответствую-

т зависимости МЭ коэффициента от амплитуды постоянного магнитного поля показана на рисунке 73. Наибольшее значение МЭ коэффициента $6.3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ достигнуто на структуре с LGT, а наименьшее – $0.6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ для трехслойной структуры PZT. Таким образом, структура с ланггатом демонстрирует на порядок больший по величине МЭ коэффициент в сравнении с другими структурами.



лангатом, причем эффективность трехслойной структуры приблизительно в 4 раза меньше эффективности двухслойной структуры. Это связано с хорошим возбуждением изгибных колебаний в двухслойной структуре и отсутствием их в симметричных трехслойных структурах.

МЭ коэффициент для образцов, намагниченных в плоскости прямо пропорционален d_{11}/ϵ_{11} для лангатата и d_{13}/ϵ_{33}



для PZT и PMN-PT. Используя данные рисунка 69 для лангатата, $d_{13} = 175$ пТл/В, $\epsilon_{33} = 1750$ для PZT и $d_{13} = 600$ пТл/В, $\epsilon_{33} = 4000$ для PMN-PT, получаем $d_{11}/\epsilon_{11} = 0.25, 0.1, 0.15$ пТл/В, для структур с LGT, PZT, и PMN-PT.

Частотные зависимости МЭ коэффициента на рисунке 74 схожи с данными рисунка 72, но на частотах соответствующих возбуждению в структурах планарных акустических колебаний. Амплитуда резонансных пиков меняется с максимального значения $155 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ для структуры с лангатом до $70 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ для PMN-PT.

Как следует из приведенных выше зависимостей, наибольшее значение МЭ коэффициента на малых частотах достигается для структур с

Также были измерены зависимости величины магнитного шума для всех трехслойных образцов на низких частотах, чтобы оценить перспективность их использования в магнитных сенсорах. Измерения проводились в диапазоне 0.5 - 10 Гц. Измеренный шум N (где $N = \text{Тл}/(\text{Гц})^{1/2}$) показан на рисунке 75. Для

образца с лангатом шум уменьшается с $350 \text{ пГл/ (Гц)}^{1/2}$ на частоте 1 Гц до $60 \text{ пГл/ (Гц)}^{1/2}$ на 10 Гц. Величина шума для структуры с лангатом на частоте 1 Гц в 20-100 раз меньше шума для PZT и PMN-PT.

Так как в наших исследованиях размеры были одинаковыми, то можно сделать вывод, что шумовые характеристики структур с лангатом значительно лучше, чем для структур с PZT и PMN-PT.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что использование пьезоэлектрических материалов вместо сегнетоэлектрических позволяет достигнуть значительного увеличения МЭ взаимодействия в композитных структурах. Было показано, что использование в качестве пьезоэлектрического слоя монокристалла лангата приводит к увеличению МЭ коэффициента на порядок в условиях резонанса, по сравнению с сегнетокерамикой. Кроме того, добротность резонансных пиков также увеличивается на порядок. Объяснение такого результата заключается в следующем.

В общем случае выражение для МЭ коэффициента имеет следующий вид.

$$\alpha_{\text{ME}} \sim Q \frac{d_{11}q_{11}}{\epsilon}, \quad (30)$$

где d_{11} – константа пьезоэффекта, q_{11} – пьезомагнитный коэффициент, ϵ – диэлектрическая проницаемость, Q – добротность резонанса. Как видно из этого выражения учитывать пьезоэлектрические параметры следует не только через величину пьезоэффекта, но также и величину диэлектрической проницаемости. То есть для величины МЭ эффекта важно отношение d_{11}/ϵ . В таблице 5 показано сравнение этого параметра для исследованных пьезоэлектрических и сегнетоэлектрических материалов.

Таблица 5 Параметры различных сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков

Материал	d_{11}	ϵ_{11}	d_{11}/ϵ_{11}
Лангатат	5.2	22	0.25
PZT	175	1750	0.1
PMN-PT	600	4000	0.15

Видно, что искомое соотношение для лангата в несколько раз больше, чем это же соотношение для керамик.

Глава 4 Управление МЭ эффектом электрическим полем

В предыдущей главе описывали в той или иной степени влияние магнитного поля на величину магнитоэлектрического эффекта. Так как исследуемые структуры состоят как из магнитного, так и из пьезоэлектрического слоя, то логично рассмотреть влияние электрического поля на МЭ характеристики. В 4-й главе будут представлены результаты исследования влияния электрического поля на МЭ характеристики, а также результаты одновременного приложения к специально изготовленной структуре магнитного и электрического поля.

§4.1 Влияние электрического поля на МЭ эффект

В этом параграфе рассматривается возможность усиления МЭ эффекта или управления его эффективностью с помощью приложенного к структуре электрического поля [140, 155]. Как описывалось в предыдущих главах, большая часть исследований заключались в приложении к структуре переменных и постоянных магнитных полей, связанных с пьезомагнитным коэффициентом q нижеприведенной формулой:

$$\alpha_E = A \frac{q \cdot d_{13}}{\epsilon - B d_{13}^2}. \quad (31)$$

Показано [156], что коэффициент α_E зависит от напряженности и ориентации постоянного магнитного поля H , приложенного к структуре. Зависимость возникает вследствие изменения пьезомагнитного коэффициента $q(H)$ магнитного слоя. Для структур, содержащих магнитные слои из металлов Ni и Fe, ферритов, сплавов галфенол и терфенол, коэффициент $q(H)$ имеет максимум в полях $H \sim 10 \text{ Э} - 1 \text{ кЭ}$ и стремится к нулю при насыщении ферромагнетика.

Коэффициент α_E , как следует из данной формулы, должен зависеть также и от постоянного электрического поля E , приложенного к структуре. Поле E может существенно изменять пьезомодуль и диэлектрическую проницаемость сегнетоэлектрика. Ниже показаны результаты исследования этой зависимости. Методика и материалы описаны в Главе 2

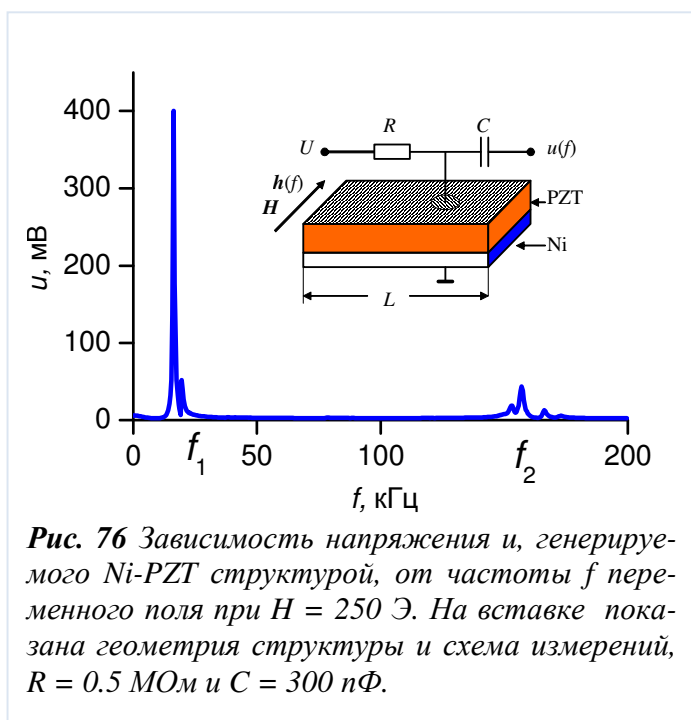


Рис. 76 Зависимость напряжения u , генерируемого Ni-PZT структурой, от частоты f переменного поля при $H = 250$ Э. На вставке показана геометрия структуры и схема измерений, $R = 0.5$ МОм и $C = 300$ нФ.

В исследованиях использовали структуру, содержащую пластину никеля (Ni) и пластину цирконата-титаната свинца (PZT) (см. вставку на **рисунке 76**). Пластина Ni имела толщину $a_m = 0.2$ мм, пластина PZT имела толщину $a_p = 0.5$ мм. Размеры структуры в плоскости оставляли: ширина $b = 5$ мм, длина $L = 11$ мм. На поверхности пластины PZT были нанесены электроды из Ag толщиной ~ 2 мкм. Пластина PZT была предварительно поляризована

перпендикулярно к плоскости путем нагрева до 100°C , приложения к электродам постоянного напряжения 1 кВ и последующего медленного охлаждения до комнатной температуры. Слои были соединены с помощью проводящего эпоксидного клея.

На **рисунке 76** показана частотная зависимость $u(f)$ напряжения, генерируемого МЭ структурой в отсутствие электрического поля $E = 0$. Кривая снята в поле $H = 250$ Э, соответствующем максимуму пьезомагнитного коэффициента $q = 57 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$ для слоя Ni. Амплитуда МЭ напряжения во всей полосе частот не превышала $u = 6$ мВ и возрастала до $u_1 = 400$ мВ на частоте $f_1 = 17.0$ кГц и до $u_2 = 43$ мВ на частоте $f_2 = 157$ кГц.

Используя данные главы 2 по характеристикам материалов, и формулы главы 3, получим рассчитанные значения резонансных частот $f_1 = 17.2$ кГц и $f_2 = 211$ кГц, удовлетворительно совпадающие с экспериментом.

Измеренные добротности изгибных и планарных колебаний равны $Q_1 = 112$ и $Q_2 = 57$, соответственно. Оценка эффективности МЭ преобразования дает: $\alpha_E = 19 \text{ мВ} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ на частоте $f = 1$ кГц, $\alpha_{E1}(f_1) = 1.4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$ и $\alpha_{E2}(f_2) = 0.54 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$. Приведенная на **рисунке 76** форма зависимости и измеренные значения эффективности МЭ преобразования качественно совпадают с данными для аналогичной двухслойной структуры Терфенол - ЦТС.

На рисунке 77 показаны измеренные зависимости амплитуды u_1 МЭ напряжения

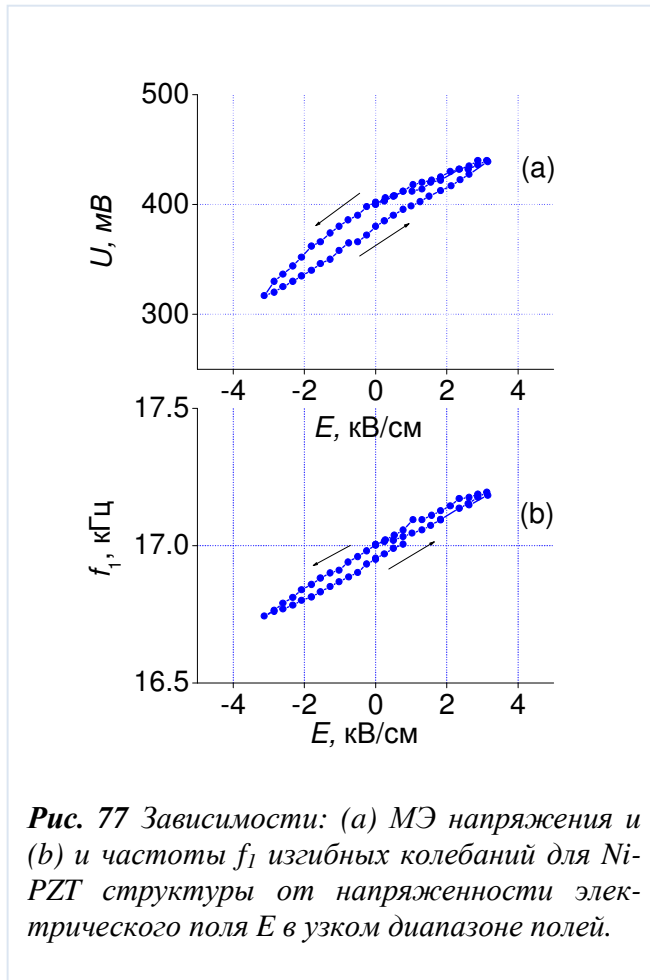


Рис. 77 Зависимости: (а) МЭ напряжения и (б) и частоты f_1 изгибных колебаний для Ni-PZT структуры от напряженности электрического поля E в узком диапазоне полей.

(а) и частоты f_1 изгибных колебаний структуры (б) от поля E , приложенного к ЦТС пластине, при $H = 250$ Э. Стрелками указаны направления изменения E .

При циклическом изменении поля в узком диапазоне $|E| < 2$ кВ/см, зависимость $u_1(E)$ имеет двухзначный гистерезисный вид. Амплитуда u_1 и частота f_1 растут примерно линейно с увеличением E и уменьшаются при инверсии направления поля. В области $E \sim 0$ коэффициент перестройки амплитуды равен $du/dE \sim 20$ мВ/(кВ/см), а коэффициент перестройки частоты равен $df/dE \sim 70$ Гц/(кВ/см).

На рисунке 78 показаны зависимости амплитуды u_1 МЭ напряже-

ния и частоты f_1 изгибных колебаний при циклическом изменении поля в широком диапазоне $|E| < 15$ кВ/см. Вид зависимостей кардинально меняется. Амплитуда u_1 сначала нелинейно возрастает от 400 мВ до 550 мВ при увеличении E от нуля до +15 кВ/см, затем u падает до прежнего уровня 400 мВ при уменьшении E до нуля и продолжает уменьшаться после инверсии направления E . При пороговом поле $E_C = -6.5$ кВ/см амплитуда u обращается в нуль, а затем скачком возрастает до величины ~ 450 мВ и продолжает нелинейно расти по мере увеличения $|E|$. Время установления амплитуды в ходе скачка составляло $\sim 10-100$ с, в зависимости от превышения $|E|$ над порогом E_C . При последующем изменении E от -15 кВ/см до $+15$ кВ/см процесс повторяется и формируется гистерезисная зависимость $u(E)$ типа «бабочка». Зависимость частоты колебаний f_1 от электрического поля при циклическом изменении E также имеет форму «бабочки». Скачок частоты происходил при тех же полях $E_C = \pm 6.5$ кВ/см, что и скачок амплитуды

напряжения. Максимальное изменение частоты изгибных колебаний структуры, вызванное электрическим полем E , достигало $\Delta f_1 = 2.0$ кГц, или $\sim 12\%$.

Аналогичные зависимости амплитуды МЭ напряжения $u_2(E)$ имели место и на

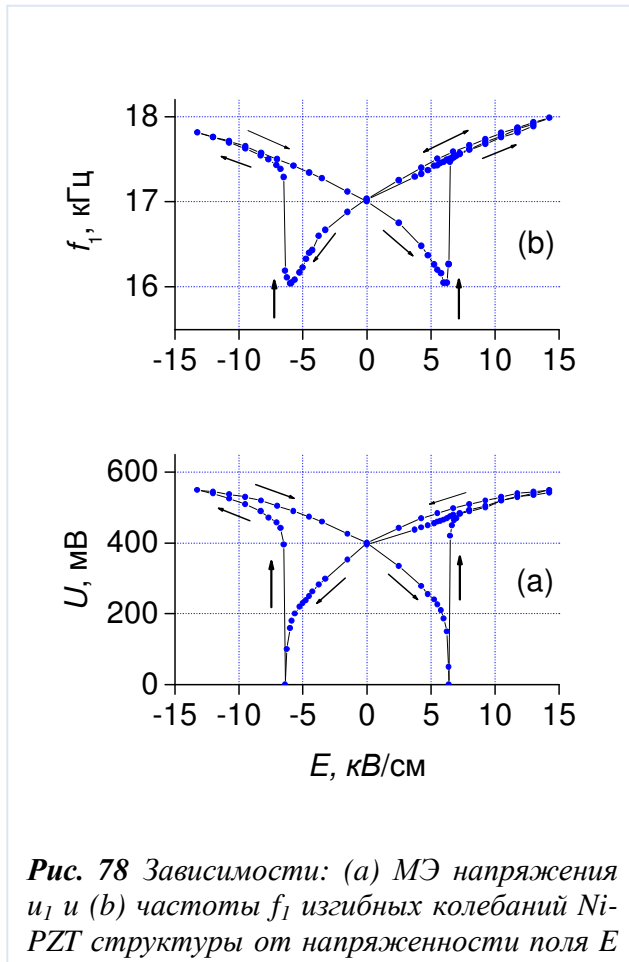


Рис. 78 Зависимости: (а) МЭ напряжения u_1 и (б) частоты f_1 изгибных колебаний Ni-PZT структуры от напряженности поля E

частоте f_2 планарных колебаний Ni - PZT структуры. При перестройке поля в диапазоне $|E| < 2$ кВ/см вблизи $E \sim 0$ кВ/см коэффициент изменения амплитуды составлял $du/dE \sim 2$ мВ/(кВ/см), а коэффициент перестройки частоты равнялся $df/dE \sim 250$ Гц/(кВ/см). При перестройке поля в диапазоне $|E| < 15$ кВ/см вызванное полем E изменение частоты колебаний достигало $\Delta f_2 \sim 6$ кГц, или $\sim 4\%$.

На **рисунке 79** для сравнения приведены измеренные зависимости амплитуды u_1 МЭ напряжения и частоты f_1 изгибных колебаний структуры от постоянного магнитного поля H при $E = 0$. Видно, что u_1 сильно зависит от магнитного поля и достигает максимума в поле $H = 250$ Э, соответствующем

наибольшему коэффициенту q . Однако, магнитное поле слабо влияет на резонансную частоту структуры - изменение f_1 не превышает $\sim 0.35\%$. При этом минимум зависимости $f_1(H)$ расположен примерно в том же поле $H = 250$ Э, что и максимум зависимости $u_1(H)$.

Объяснить влияние поля E на эффективность МЭ взаимодействия в структуре Ni-PZT можно, используя формулу (31) и приняв во внимание зависимость проницаемости ϵ и пьезомодуля d_{13} диэлектрического слоя от напряженности поля E .

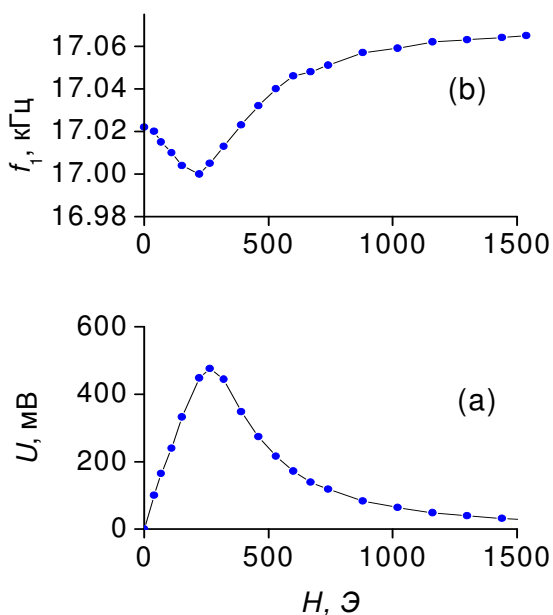


Рис. 79 Зависимости: (а) МЭ напряжения u_1 и (б) частоты f_1 изгибных колебаний Ni-PZT структуры от напряженности магнитного поля H .

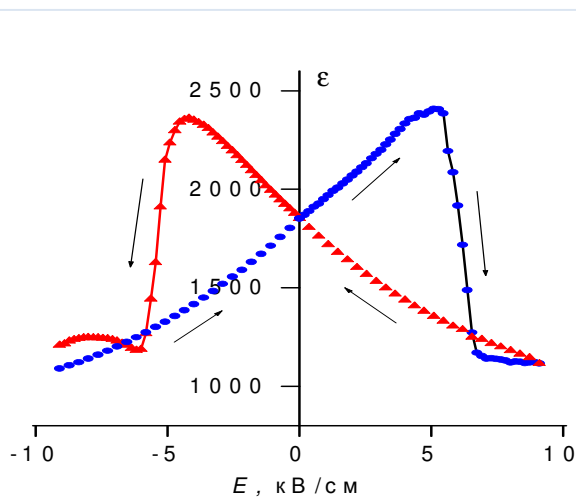


Рис. 80 Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ PZT слоя от электрического поля E .

На **рисунке 80** приведена зависимость диэлектрической проницаемости ϵ слоя PZT от E , измеренная на частоте 1 кГц. Стрелки на рисунке указывают направления изменения поля. Видно, что при увеличении E от нуля до 10 кВ/см проницаемость сначала нелинейно растет от ~ 1850 до ~ 2450 , затем резко падает при $E_C = 5.5$ кВ/см до значения ~ 1000 и после этого почти не изменяется. При уменьшении E от максимального значения до нуля и смене направления поля ϵ монотонно увеличивается до значения ~ 2400 по другой кривой. В поле $E_C = -5.5$ кВ/см вновь наблюдается резкое падение ϵ . Зависимость $\epsilon(E)$ на **рисунке 80** типична для сегнетоэлектриков и демонстрирует переполяризацию слоя во внешнем электрическом поле [157]. Поля переполяризации на **рисунке 80** $E_C = \pm 5.5$ кВ/см совпадают с полями резкого изменения амплитуды u_1 МЭ напряжения и частоты f_1 колебаний на **рисунке 78**. Таким образом, обусловленное полем изменение проницаемости в ~ 2.5 раза, в соответствии с уравнением (31), приводит к изменению МЭ напряжения в ~ 2.5 раза при изменении E от -5 кВ/см до $+15$ кВ/см, что хорошо видно на **рисунке 78а**.

В полях переполяризации E_C , дипольный момент пьезоэлектрического слоя P меняет направление, проходя через ноль. Пьезомодуль сегнетоэлектрического слоя, ве-

личина которого $d_{13} \sim P$, в этой точке также обращается в ноль. Это приводит к падению амплитуды МЭ напряжения до нуля, что видно на **рисунке 78а**. Фаза МЭ напряжения в области полей $E \sim E_c$ изменялась на π , что подтверждает инверсию направления P пьезоэлектрика.

Отметим, что в области полей $E \sim E_c$ возрастают также диэлектрические и акустические потери в слое PZT [158]. Это приводит к уменьшению добротности Q_1 изгибных колебаний структуры и соответствующему падению амплитуды u_1 генерируемого МЭ напряжения. Однако выделить вклад потерь в уменьшение u_1 не представляется возможным из-за значительно более сильного эффекта обращения в ноль пьезомодуля.

Перестройка частоты f_1 изгибных колебаний свидетельствует об изменении эффективного модуля Юнга структуры под действием электрического и магнитных полей. Электрическое поле E селективно меняет модуль Юнга Y_p пьезоэлектрического слоя, а магнитное поле H - модуль Y_m ферромагнитного слоя, причем вклад каждого эффекта пропорционален толщине соответствующего слоя.

Вызванный полем E максимальный сдвиг частоты $\Delta f_1 = 2.0$ кГц (см. **рисунок 79**) соответствует изменению модуля Юнга PZT слоя на $(Y_{\max} - Y_{\min})/Y(0) \approx 25$ %. Вызванный полем H максимальный сдвиг частоты $\Delta f_1 = 0.06$ кГц (см. Рис. 4), соответствует изменению модуля Юнга слоя никеля на $(Y_{\max} - Y_{\min})/Y(0) \approx 0.7$ %. Отсюда следует, что электрическое поле E более, чем на порядок, сильнее влияет на жесткость PZT, чем магнитное поле на жесткость Ni. Приведенные оценки согласуются данными о влиянии поля E на скорость распространения акустических волн в керамике PZT [147].

§4.2 МЭ эффект в трехслойной структуре

В предыдущем параграфе рассматривалось влияние электрического поля на МЭ характеристики. Следующий шаг заключается в исследовании возможности одновременного управления МЭ характеристиками структуры при помощи электрического и магнитного полей. В этом параграфе исследована специальная трехслойная структура, позволяющая изучить и сравнить характеристики взаимодействий при одновременном магнитном и электрическом возбуждении [159].

Рассматриваемая композитная структура, изготовленная методом пленочной керамической технологии, схематически изображена на **рисунке 81**.

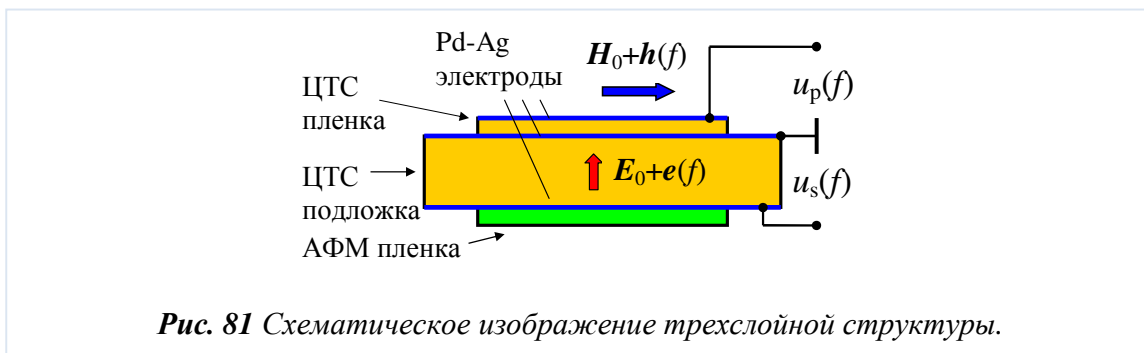


Рис. 81 Схематическое изображение трехслойной структуры.

Основу структуры составляет СЭ подложка толщиной a_s и длиной L_s . На одну поверхность подложки нанесена СЭ пленка толщиной b_p и длиной L_p , а на другую сторону - ФМ пленка толщиной b_m и длиной L_m . На поверхности СЭ подложки, СЭ пленки и между ними нанесены проводящие электроды. Все компоненты структуры механически соединены друг с другом. СЭ подложка и пленка поляризованы по нормали к плоскости структуры. Структура помещена во внешнее постоянное магнитное поле H , направленное параллельно плоскости слоев.

В качестве материала для подложки и пленки использовали порошок цирконата-титаната свинца (ЦТС-46). Применение одного и того же материала с низкой температурой спекания для подложки и пленки позволило обеспечить равномерную усадку (на ~20%) заготовки в процессе спекания и избежать ее растрескивания при охлаждении. После спекания на поверхности образцов с помощью Ag пасты были нанесены проводящие электроды толщиной ~ 4 мкм. Подложку и пленку структуры поляризовали путем нагрева до ~ 100 °С, приложения к электродам постоянного напряжения, создающего электрическое поле ~ 25 кВ/см, и медленного охлаждения под напряжением до комнатной температуры. На заключительном этапе изготовления структуры на свободную поверхность подложки с помощью эпоксидного клея приклеивали пленку толщиной ~ 40 мкм из аморфного ферромагнитного (АМС) сплава состава $Fe_{90.3}Ni_{1.5}Si_{5.2}B_3$.

Изготовленная таким образом структура имела следующие размеры: ЦТС подложка толщиной $a_s = 200$ мкм и длиной $L_s = 10.5$ мм, ЦТС пленка толщиной $a_f = 40$ мкм и длиной $L_f = 4.5$ мм, пленка из аморфного сплава толщиной $a_m = 40$ мкм и длиной $L_m = 4.5$ мм. Ширина всех слоев структуры составляла $b = 5$ мм.

Магнитное возбуждение структуры осуществляли переменным магнитным полем $h \cos(2\pi ft)$ с амплитудой до $h = 8$ Э и частотой $f = 20$ Гц - 220 кГц, направленным параллельно постоянному полю. Поле создавали электромагнитные катушки с малой индуктивностью, подключенные к генератору. Обусловленная магнитострикцией λ де-

формация ФМ пленки передается СЭ подложке и приводит, вследствие пьезоэффекта, к генерации переменного напряжения $u_s(t)$ на электродах подложки и напряжения $u_f(t)$ на электродах пленки.

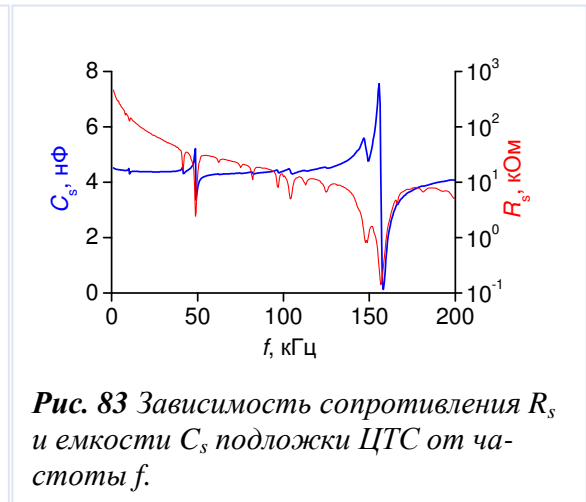
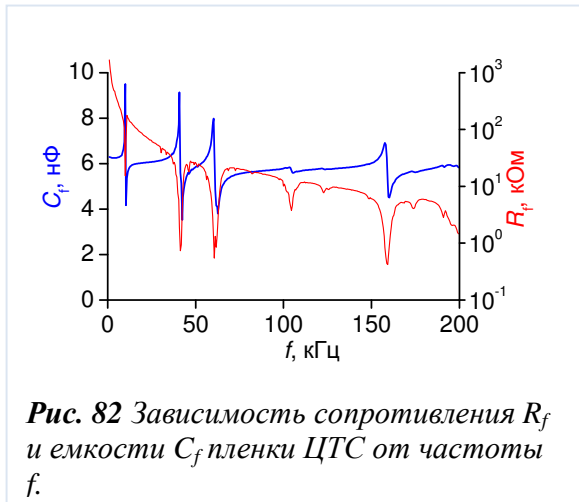
Электрическое возбуждение структуры осуществляли, прикладывая переменное напряжение $U \cos(2\pi ft)$ с амплитудой $U = 0-0.1$ В и частотой $f = 20$ Гц - 220 кГц к электродам структуры. Это напряжение создавало в СЭ слоях структуры переменное электрическое поле $e \cos(2\pi ft)$, амплитуда e которого в пленке достигала $U/a_f = 25$ В/см, а в подложке $U/a_m = 5$ В/см. Исследованы два случая. В первом случае возбуждали СЭ пленку и регистрировали напряжение $u_s(t)$, генерируемое на электродах подложки. Во втором случае возбуждали СЭ подложку и регистрировали напряжение $u_f(t)$ на электродах пленки..

При двойном возбуждении структуру помещали в переменное магнитное поле $h \cos(2\pi f_m t)$ с частотой f_m и одновременно прикладывали переменное электрическое поле $e \cos(2\pi f_f t)$ с частотой f_f к СЭ пленке. Генерируемое структурой напряжение $u_s(t)$ снимали с электродов СЭ подложки.

Регистрировали частотные зависимости напряжения, генерируемого СЭ подложкой или СЭ пленкой, при магнитном или электрическом возбуждении структуры полями различной амплитуды. Для управления параметрами структуры ее помещали в постоянное магнитное поле $H_0 = 0 - 5$ кЭ между полюсами электромагнита (поле приложено в плоскости образца), а к подложке прикладывали постоянное электрическое поле $E_0 = 0 - 4$ кВ/см.

Частотные зависимости R и C структуры

На **рисунке 82** приведены частотные зависимости емкости C_f и сопротивления R_f для ЦТС пленки структуры. Видно, что емкость пленки во всем диапазоне частот составляет примерно $C_f \approx 6$ нФ, что соответствует диэлектрической проницаемости материала пленки $\epsilon \approx 1200$. Сопротивление пленки R_f с ростом частоты уменьшается на 3 порядка: от ~ 1.5 МОм на частоте 20 Гц до ~ 1.5 кОм на частоте 200 кГц. При этом вблизи частот $f_1 \approx 10$ кГц, $f_2 \approx 50$ кГц и $f_3 \approx 159$ кГц видны резонансы. Формирование резонансов связано с возбуждением в структуре изгибных и планарных акустических колебаний, соответственно.

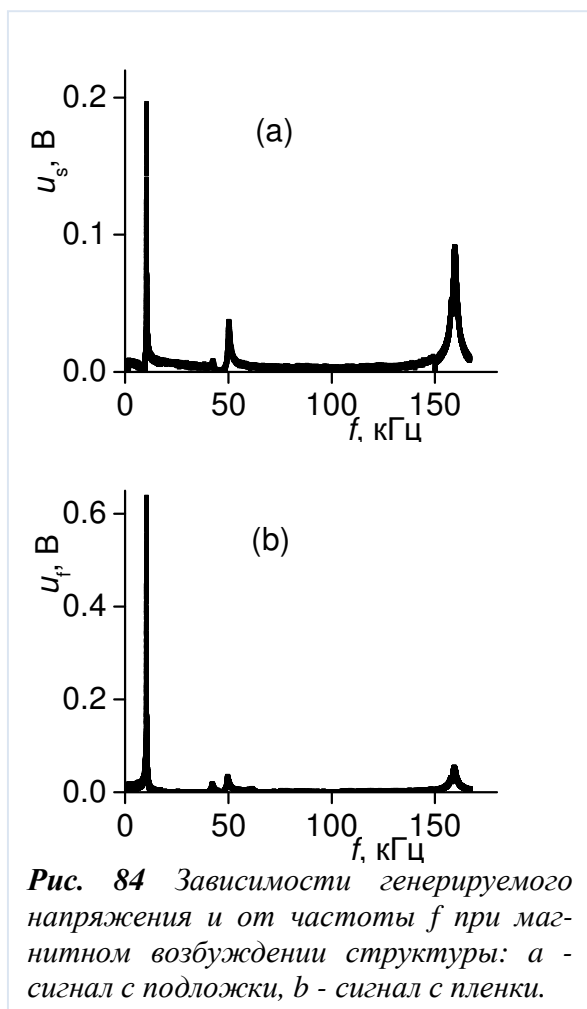


Аналогичные частотные зависимости емкости C_s и сопротивления R_s для ЦТС подложки структуры приведены на **рисунке 83**. Емкость подложки во всем диапазоне частот, за исключением областей, где наблюдается резонансное возбуждение, составляла $C_s \approx 4.5$ нФ, что соответствует диэлектрической проницаемости материала подложки $\epsilon \approx 1970$. Сопротивление подложки с ростом частоты уменьшалось примерно на 2 порядка: от ~ 0.5 МОм до ~ 5 кОм. На зависимостях видны резонансы вблизи частот $f_2 \sim 50$ кГц и $f_3 \approx 159$ кГц. Вблизи частоты $f_1 \approx 10$ кГц резонансы на зависимостях отсутствовали, что свидетельствует о низкой эффективности возбуждения изгибных колебаний при приложении электрического напряжения к подложке.

Магнитное возбуждение структуры

При магнитном возбуждении структуры эффективность МЭ взаимодействия иллюстрирует **рисунок 84**, на котором приведены частотные зависимости напряжения $u_s(f)$, генерируемого ЦТС подложкой (**рисунок 84а**) и напряжения $u_f(f)$, генерируемого ЦТС пленкой (**рисунок 84б**). Кривые измерены в поле $H_0 = 80$ Э, соответствующем максимальной эффективности МЭ взаимодействия и $E_0 = 0$. При этом амплитуда возбуждающего магнитного поля падала с $h \approx 8$ Э в диапазоне частот 20 Гц - 10 кГц до $h \approx 1.8$ Э на частоте 160 кГц из-за влияния индуктивного сопротивления катушек.

На обоих графиках **рисунка 84** видны максимумы с центральными частотами $f_1 = 10.22$ кГц, $f_2 = 49.2$ кГц и $f_3 = 159.2$ кГц, имеющие добротности $Q_1(f_1) \approx 146$, $Q_2(f_2) \approx 85$ и $Q_3(f_3) \approx 100$, соответственно. Максимум на частоте f_1 отвечает возбуждению в струк-



туре низшей моды изгибных колебаний, максимум на частоте f_3 – возбуждению низшей моды планарных колебаний, а максимум с частотой f_2 отвечает, по видимому, возбуждению изгибной моды более высокого порядка. Видно, что на частоте изгибных колебаний f_1 амплитуда сигнала, генерируемого ЦТС пленкой, в ~ 3 раза превышает амплитуду сигнала, генерируемого подложкой. А на частоте планарных колебаний f_3 наоборот, амплитуда сигнала, генерируемого ЦТС подложкой, в ~ 2 раза превышает амплитуду сигнала с пленки. В обоих случаях амплитуда сигнала на частоте изгибных колебаний превышала амплитуду сигнала на частоте планарных колебаний. На резонансной частоте f_2 амплитуда генерируемых подложкой и пленкой сигналов была значительно меньше

Электрическое возбуждение структуры

При электрическом возбуждении структуры эффективность генерации напряжения иллюстрирует **рисунок 85**. На **рисунке 85а** показана частотная зависимость напряжения $u_s(f)$, генерируемого ЦТС подложкой при возбуждении пленки полем с амплитудой $e = 25$ В/см, а на **рисунке 85b** - частотная зависимость напряжения $u_f(f)$, генерируемого ЦТС пленкой при возбуждении подложки полем с амплитудой $e = 5$ В/см. Обе кривые измерены в отсутствие приложенных к структуре постоянных полей ($H_0 = 0$ и $E_0 = 0$). Амплитуда возбуждающего электрического поля e в обоих случаях была постоянна во всем диапазоне частот.

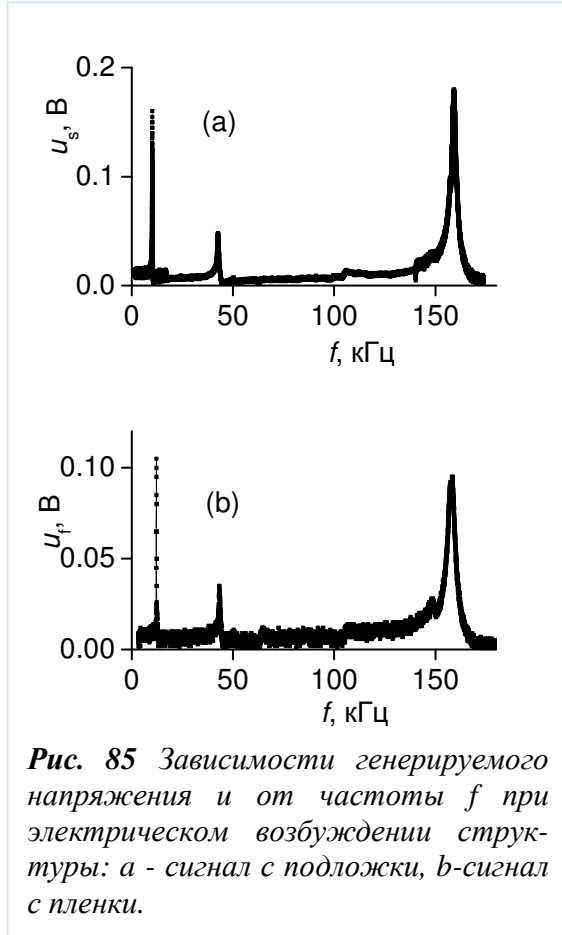


Рис. 85 Зависимости генерируемого напряжения u от частоты f при электрическом возбуждении структуры: *a* - сигнал с подложки, *b*-сигнал с пленки.

На графиках **рисунка 85** виден постоянный фон величиной около ~ 8 мВ во всей полосе частот и максимумы с теми же центральными частотами $f_1 = 10.2$ кГц и $f_3 = 159.2$ кГц и добротностями $Q_1(f_1) = 180$ и $Q_3(f_3) = 85$, отвечающие возбуждению в структуре основных мод изгибных и планарных колебаний. При фиксированной амплитуде 0.1 В приложенного к подложке или пленке напряжения, максимальная амплитуда сигнала с пленки u_f (при возбуждении подложки) была в ~ 1.4 раза выше максимальной амплитуды сигнала с подложки u_s (при возбуждении пленки). Амплитуды сигналов на частоте изгибных колебаний примерно равнялись амплитудам сигналов на частоте планарных колебаний. На **рисунке 85** видны также максимумы вблизи частоты $f_2 = 43$ кГц, отвечающие, по-видимому, возбуждению высших изгибных мод. Частота этих максимумов была несколько ниже, чем при магнитном возбуждении структуры. Далее эти слабые резонансы рассматривать не будем.

Влияние постоянных магнитного и электрического полей

При исследовании влияния постоянного поля H_0 на характеристики МЭ взаимодействий возбуждение структуры проводили переменным магнитным полем h_0 при $E_0 = 0$. На **рисунке 86** показаны измеренные зависимости напряжения u_s , генерируемого ЦТС подложкой структуры на частоте изгибных колебаний f_1 , и самой резонансной частоты f_1 от поля H_0 . Амплитуда напряжения равнялась нулю при $H_0 = 0$, достигла максимума в поле $H_0 \approx 80$ Э, а затем снова падала до нуля при дальнейшем увеличении H_0 . Формирование такого вида зависимости $u_s(H_0)$ целиком обусловлено зависимостью

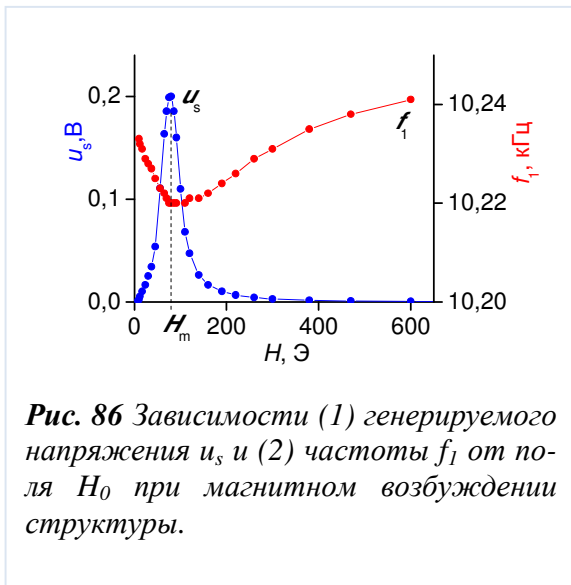


Рис. 86 Зависимости (1) генерируемого напряжения u_s и (2) частоты f_1 от поля H_0 при магнитном возбуждении структуры.

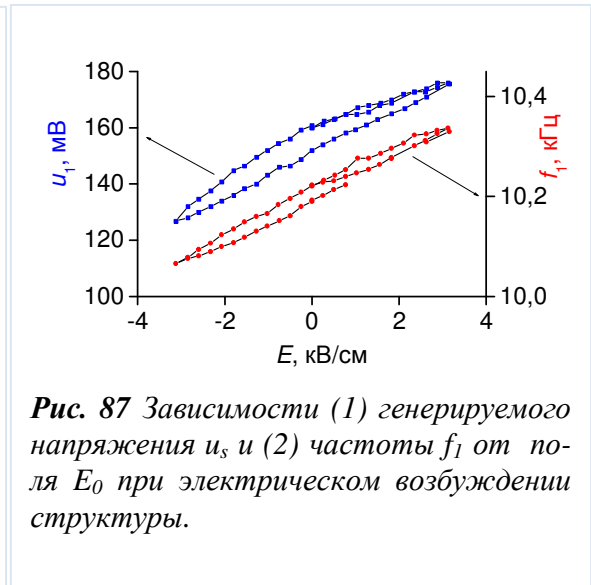


Рис. 87 Зависимости (1) генерируемого напряжения u_s и (2) частоты f_1 от поля E_0 при электрическом возбуждении структуры.

пьезомагнитного коэффициента $q = \partial\lambda/\partial H$ аморфного магнитного слоя от поля H_0 . Максимум u_s достигается в поле, соответствующем наибольшей величине q , а затем с увеличением H_0 пьезомагнитный коэффициент падает из-за насыщения магнитострикции, что и вызывает уменьшение напряжения. Резонансная частота f_1 с увеличением H_0 сначала опускалась до минимального значения $f_1 = 10.22$ кГц при том же значении поля $H_0 = 80$ Э, при котором амплитуда генерируемого напряжения была максимальна, а затем вновь возрастала. Изменение частоты f_1 изгибных колебаний структуры при изменении H_0 достигало $\sim 0.3\%$ и обусловлено зависимостью модуля Юнга АМС слоя структуры от H_0 .

Для исследования влияния постоянного поля E_0 на характеристики взаимодействий возбуждение структуры проводили переменным электрическим полем $e = 25$ В/см, приложенным к ЦТС пленке, при $H_0 = 0$. Постоянное поле $E_0 = 0 - 4$ кВ/см прикладывали в ЦТС подложке. На **рисунке 87** показаны зависимости напряжения u_s , генери-

руемого ЦТС подложкой на частоте изгибных колебаний f_1 , и самой резонансной частоты f_1 от поля E_0 . Видно, что увеличение E_0 приводит к росту как амплитуды напряжения u_s , так и резонансной частоты f_1 . Изменение направления поля на противоположное ($E_0 < 0$) вызывало уменьшение напряжения u_s и частоты f_1 . На зависимостях $u_s(E_0)$ и $f_1(E_0)$ присутствует гистерезис при циклическом изменении E_0 . Петля формируется из-за гистерезисной зависимости деформации ЦТС подложки от поля E_0 . Коэффициент перестройки напряжения u_s электрическим полем для исследуемой структуры составлял $\delta u_s / \delta E_0 \approx 8 \cdot 10^{-6}$ см, а коэффициент перестройки частоты – $\delta f_1 / \delta E_0 \approx 40$ Гц·кВ⁻¹см. Изменение частоты f_1 изгибных колебаний структуры под действием электрического поля обусловлено зависимостью модуля Юнга ЦТС керамики от E_0 .

Теоретические оценки

На основе формул главы 3 для резонансных частот, получены следующие значения $f_1 \approx 8.72$ кГц и $f_3 \approx 158.6$ кГц. Полученные значения частот, хорошо совпадают с измеренными, что подтверждает возбуждение изгибных и планарных колебаний в структуре. Кроме того, проведенные измерения, описанные в предыдущих разделах, позволяют сравнить эффективности взаимодействий в структуре при магнитном и электрическом возбуждении. Рассчитанные по экспериментальным данным (см. **рисунок 84** и **рисунок 85**) значения эффективностей на частотах изгибных f_1 и планарных f_3 колебаний приведены в **Таблице 5**. При магнитном возбуждении структуры эффективность определена как отношение генерируемого в ЦТС подложке или ЦТС пленке электрического поля к возбуждающему магнитному полю $\alpha_s = u_s / (a_s h)$ и $\alpha_f = u_f / (a_f h)$, соответственно. При электрическом возбуждении структуры эффективность определена как отношение генерируемого в ЦТС подложке (или ЦТС пленке) электрического поля к возбуждающему электрическому полю, приложенному к ЦТС пленке (или ЦТС подложке): $\beta_s = (u_s / a_s) / (U / a_f)$ и $\beta_f = (u_f / a_f) / (U / a_s)$, соответственно. Эти величины безразмерны.

Таблица 6 МЭ коэффициенты при магнитном (h) и электрическом (e) возбуждении структуры для двух резонансных частот

Тип колебаний в структуре	Магнитное возбуждение, $E_0=0$	Электрическое возбуждение, $H_0=0$
Изгибные колебания на частоте f_1	$\alpha_{s1} = 1.25 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ $\alpha_{f1} = 19.3 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\beta_{s1} = 0.32$ $\beta_{f1} = 5$
Планарные колебания на частоте f_3	$\alpha_{s3} = 2.5 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ $\alpha_{f3} = 5 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\beta_{s3} = 0.4$ $\beta_{f3} = 5$

Из **Таблицы 6** видно, что в случае магнитного возбуждения структуры эффективность МЭ взаимодействия наибольшая при регистрации сигнала с ЦТС пленки как на частоте изгибных колебаний f_1 , так и на частоте планарных колебаний f_3 . Максимальное достигнутое значение $\alpha_{f1} = 19.3 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в ~ 1.5 раза превышает измеренное ранее для двухслойной структуры ЦТС – АМС. В случае электрического возбуждения структуры эффективность взаимодействия при регистрации сигнала с пленки также на порядок выше, чем при регистрации сигнала с подложки. При этом эффективности взаимодействия на частотах f_1 и f_3 примерно одинаковы.

Из данных **рисунка 84** и **рисунка 85** следует, что амплитуды снимаемых с подложки напряжений на частоте изгибных колебаний f_1 равны при воздействии на АМС пленку магнитным полем с амплитудой $h = 1 \text{ Э}$ или возбуждении ЦТС пленки структуры электрическим полем $e = 2.5 \text{ В/см}$. На частоте планарных колебаний f_3 действие на структуру магнитного поля $h = 1 \text{ Э}$ эквивалентно действию на ЦТС пленку электрического поля $e = 7 \text{ В/см}$.

Резонансное суммирование сигналов

Возможность возбуждения трехслойной структуры магнитным и электрическим полем позволяет использовать ее как сумматор электрических сигналов. Структуру следует поместить в переменное магнитное поле с частотой f_m , к ЦТС пленке приложить электрическое поле с частотой f_p и регистрировать напряжение u_s , генерируемое на электродах ЦТС подложки. На **рисунке 88** приведены временные огибающие и спектры частот на выходе структуры для двух случаев резонансного суммирования сигналов с различными частотами.

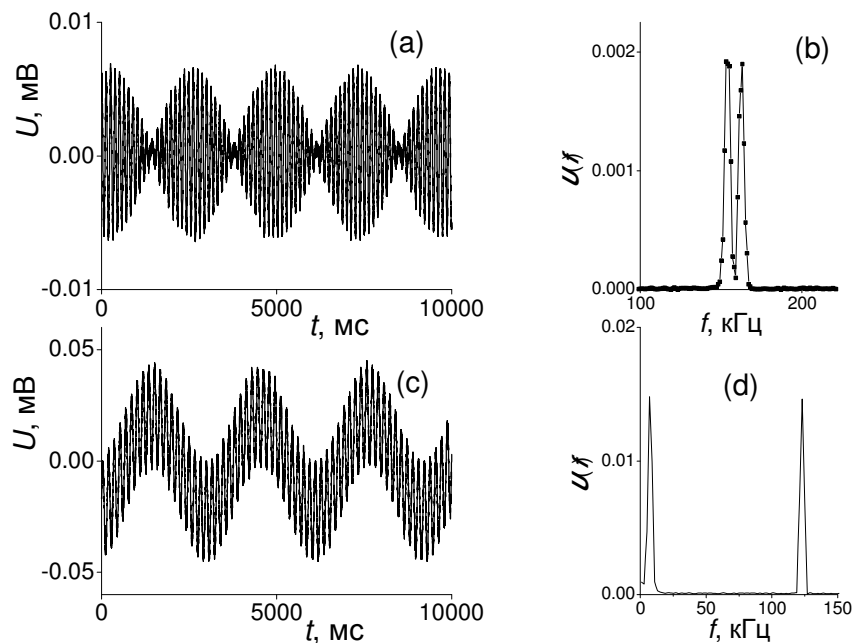


Рис. 88 Смешение сигналов с близкими (a-b) и различными (c-d) частотами в при одновременном магнитном и электрическом возбуждении трехслойной структуры.

В первом случае (см. рисунки 88 «а» и «б») частоты магнитного и электрического поля выбраны близкими друг к другу и примерно равными частоте изгибных колебаний структуры $f_m \approx f_p \approx f_1$. Амплитуды возбуждающих h и e полей подобраны так, чтобы напряжения, генерируемые на электродах подложки при раздельном магнитном и электрическом возбуждении, были равны. Величина магнитного поля смещения $H_0 = 80$ Э соответствует максимальной эффективности МЭ взаимодействия. Видно, что сигнал с ЦТС подложки представляет собой биения с периодом $T = 1/(f_m - f_p)$

Во втором случае (см. рисунок 88 «с» и «д») частота магнитного поля выбрана равной частоте изгибных колебаний структуры $f_m \approx f_1$, а частота электрического поля совпадает с частотой планарных колебаний структуры $f_p \approx f_3$. Амплитуды возбуждающих h и e полей опять подобраны так, чтобы напряжения, генерируемые подложкой при раздельном магнитном и электрическом возбуждении, были примерно равны. Величина магнитного поля смещения равна $H_0 = 80$ Э. Сигнал, генерируемый ЦТС подложкой, представляет собой суперпозицию двух синусоид с частотами f_p и f_m .

Заключение

По результатам исследования двухслойной структуры Ni – PZT была показана возможность управления характеристиками магнитоэлектрического эффекта с помощью приложенного электрического поля. Напряжение, приложенное к структуре, не только приводит к изменению амплитуды МЭ сигнала, но также приводит к сдвигу резонансной частоты. Измерения показали, что в диапазоне от – 3 кВ/см до 3 кВ/см этот сдвиг почти линеен, при увеличении поля до 15 кВ/см зависимость принимает форму “бабочки”. Как показало исследование, такая зависимость объясняется видом полевой зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической керамики (см. **рисунк 80**). Сдвиг резонансной частоты составил 12% в то время, как напряжение менялось с 400 мВ в отсутствие поля до 550 мВ при 15 кВ/см. Следует ожидать, что при использовании сегнетоэлектрического материала с линейной зависимостью диэлектрической проницаемости от приложенного напряжения, возможно, добиться существенного изменения МЭ коэффициента и линейного смещения резонансной частоты

Измерения трехслойной структуры также продемонстрировали возможность управления МЭ эффектом с помощью магнитного и электрического полей, приложенных как одновременно, так и по отдельности к одной и той же структуре. В обоих случаях параметры модуляции выходного сигнала при неизменных возбуждающих полях можно регулировать в широких диапазонах, изменяя магнитное поле смещения H_0 или величину приложенного к подложке электрического поля E_0 . Приложение электрического поля ($E < 3$ кВ/см) привело к сдвигу резонансной частоты с 10.1 кГц до 10.5 кГц и изменению напряжения с 110 мВ до 170 мВ. Обе зависимости были почти линейны по полю.

§ 4.3 Нелинейные МЭ эффекты

Этот параграф посвящен новому направлению исследований магнитоэлектрического взаимодействия в композитных структурах. До сих пор практически все исследования проводились в случае линейных процессов, при которых отклик структуры наблюдали на частоте возбуждающего поля, и амплитуда отклика линейно зависела от амплитуды поля. Вместе с тем известно, что магнитострикция практически всех ФМ материалов нелинейно зависит от H , а величина пьезоэффекта СЭ материалов нелиней-

но зависит от E . Это должно приводить, при определенных условиях и достаточно больших амплитудах возбуждающего магнитного или электрического полей, к различным нелинейным явлениям.

Нелинейный МЭ эффект при возбуждении структуры с частотой вдвое меньшей резонансной

В этом разделе описываются результаты исследования эффекта возникновения резонансного МЭ сигнала при возбуждении структуры аморфный магнитный сплав – биморфная структура цирконат-титаната свинца переменным магнитным полем с частотой вдвое меньшей резонансной. Размеры пластины ЦТС составляли в плоскости $8 \times 17 \text{ мм}^2$ и толщину каждого слоя $a_p = 150 \text{ мкм}$. На поверхностях пластины и между ЦТС слоями были нанесены Pd-Ag электроды толщиной $\sim 3 \text{ мкм}$. Размеры аморфного слоя были в плоскости $8 \times 15 \text{ мм}$ и толщина $a_m \approx 30 \text{ мкм}$. Биморфная ЦТС пластина и магнитная лента были соединены быстросохнущим акриловым клеем. Методика измерения описана в главе 2.

На **рисунке 89а** приведена зависимость амплитуды $u(f)$ генерируемого структурой

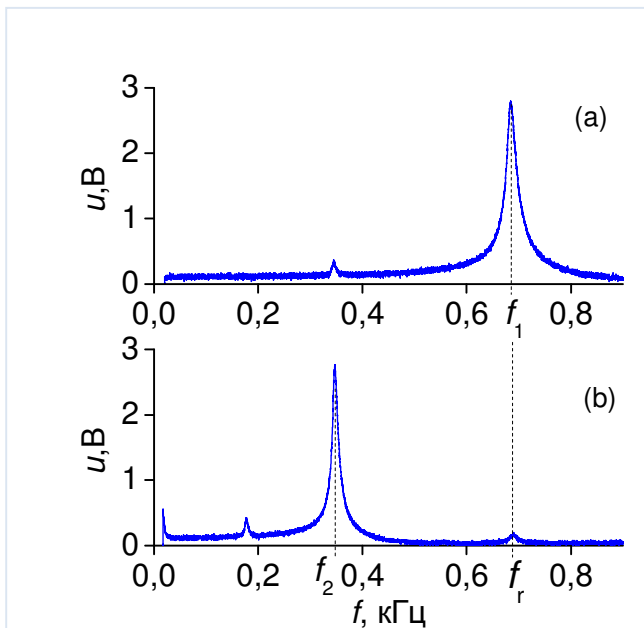


Рис. 89 Частотные зависимости МЭ напряжения генерируемого структурой FeBSiC – PZT: а) Линейное возбуждение ($H = 18 \text{ Э}$) б) нелинейное возбуждение ($H = 0$).

ной напряжения от частоты f возбуждающего поля при амплитуде поля $h_1 = 2.8 \text{ Э}$. Кривая измерена в постоянном поле смещения $H_m = 18 \text{ Э}$, отвечающем максимуму пьезомагнитного коэффициента $q = \partial \mathcal{M} / \partial H$ магнитного слоя. Резонанс с амплитудой $u_1 = 4.2 \text{ В}$ и добротностью $Q_1 \approx 40$, расположенный вблизи частоты $f_1 = f_r \approx 695 \text{ Гц}$, соответствует возбуждению изгибных колебаний структуры. Расчет частоты основной моды изгибных колебаний с соответствующими эксперименту параметрами по методике, описанной выше, дает резонансную частоту $\sim 760 \text{ Гц}$, совпадающую с измеренной.

На **рисунке 89b** приведена аналогичная зависимость амплитуды $u(f)$ генерируемого структурой напряжения от частоты f возбуждающего поля при амплитуде поля $h_2 = 14$ Э, измеренная в отсутствие постоянного поля $H = 0$ Э. В этом случае частота генерируемого структурой напряжения при любой частоте f ровно в 2 раза превышала частоту возбуждающего поля. Резонанс с амплитудой $u_2 = 3$ В и добротностью $Q_2 \approx 37$ расположен вблизи частоты $f_2 \approx 350$ Гц, равной половине частоты резонанса изгибных колебаний структуры $f_2 = f_r/2$. Отметим, что из-за достаточно высокой добротности акустического резонанса, форма выходного напряжения на частоте f_r была с высокой точностью гармонической.

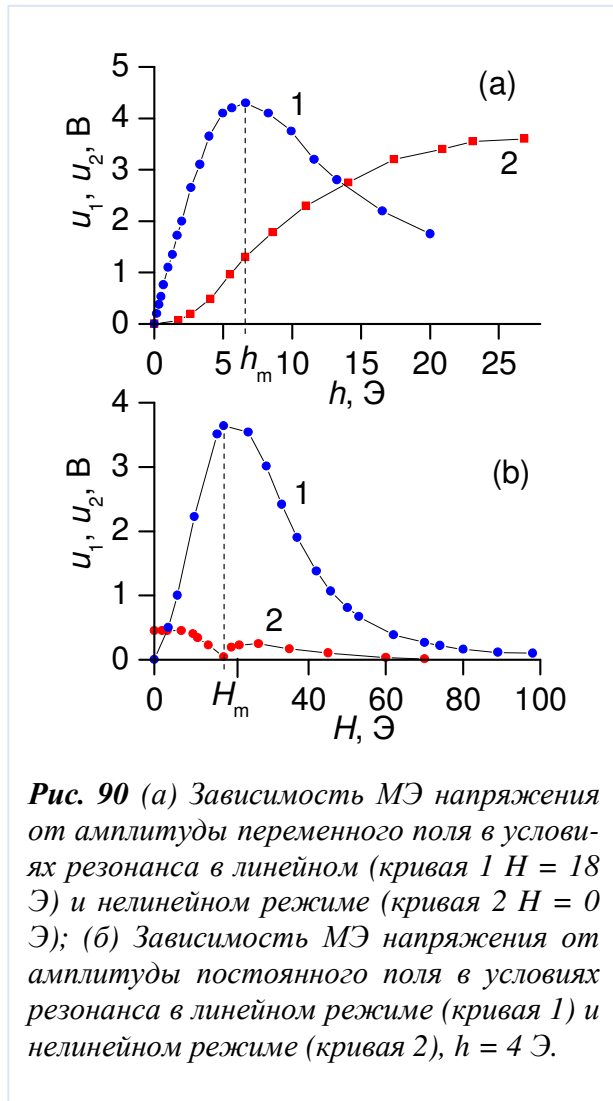


Рис. 90 (а) Зависимость МЭ напряжения от амплитуды переменного поля в условиях резонанса в линейном (кривая 1 $H = 18$ Э) и нелинейном режиме (кривая 2 $H = 0$ Э); (б) Зависимость МЭ напряжения от амплитуды постоянного поля в условиях резонанса в линейном режиме (кривая 1) и нелинейном режиме (кривая 2), $h = 4$ Э.

Рисунок 90а демонстрирует зависимость амплитуды резонансов, показанных на **рисунке 89**, от амплитуды возбуждающего поля h . При постоянном поле $H_m = 18$ Э (кривая 1) амплитуда сигнала, имеющего частоту f_r , сначала линейно растет с увеличением h , затем достигает максимума при $h_m \approx 7$ Э, а потом монотонно падает при дальнейшем увеличении h . Видно, что линейный режим реализуется при возбуждающих полях $h \leq 4$ Э. В поле смещения $H = 0$ (кривая 2) амплитуда сигнала, имеющего ту же частоту f_r , растет нелинейно с увеличением амплитуды поля, а затем насыщается в полях $h \sim 20$ Э.

Рисунок 90b позволяет сравнить полевые зависимости амплитуды генерируемого МЭ напряжения при резонансном возбуждении структуры полем с частотой f_1 (кривая 1) и при резонансном возбуждении полем с частотой f_2 (кривая 2). В обоих случаях амплитуда возбуждающего поля равнялась $h = 4$ Э. Видно, что в случае линейного МЭ взаимодействия напряжение имеет максимум при $H_m = 18$ Э, что неоднократно наблюдали ранее. Коэффициент линейного МЭ преобразования в нашем случае достигал мак-

симального значения $\alpha_E^L = u_1 / (2a_p h) = 22.8 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$. В случае нелинейного МЭ взаимодействия напряжение максимально при $H \approx 0$, обращается в нуль при $H = H_m$, затем вновь достигает максимума и монотонно стремится к нулю с увеличением H . Наибольшая амплитуда генерируемого напряжения при линейном возбуждении структуры ($H = H_m$) примерно в ~ 6 раз превосходила амплитуду напряжения при нелинейном возбуждении структуры ($H = 0$). Коэффициент нелинейного МЭ взаимодействия при удвоении частоты достигал максимального значения $\alpha_E^{NL} = u_2 / (2a_p h^2) = 0.7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$. Это в $\sim 10^3$ раз выше, чем эффективность нелинейного взаимодействия в нерезонансных условиях и в ~ 25 раз выше, чем эффективность нелинейного взаимодействия в структуре с одинарным слоем ЦТС.

Для объяснения полученных результатов представим выражение для напряжения, генерируемого композитной ФМ - СЭ структурой, помещенной в касательное магнитное поле $H = H_0 + h(f)$ (где $h \ll H_0$), в общем виде

$$u = Ad_{31}\lambda(H). \quad (32)$$

Здесь A зависит от механических и электрических параметров материалов слоев, размеров слоев и вида деформаций структуры, d_{31} - пьезомодуль СЭ слоя, $\lambda(H)$ - продольная магнитострикция ФМ слоя. Разложим магнитострикцию $\lambda(H)$ вблизи поля H_0 в ряд Тейлора и оставим два первых члена разложения

$$\lambda_{11}(H) = \lambda(H_0) + q \cdot h + (1/2)p \cdot h^2 \dots \quad (33)$$

Коэффициенты $q = \left. \frac{\partial \lambda}{\partial H} \right|_{H_0}$ и $p = \left. \frac{\partial^2 \lambda}{\partial H^2} \right|_{H_0}$ обозначают первую и вторую производные магнитострикции по полю при $H = H_0$. Подставляя выражение (33) в уравнение (32) и принимая гармоническую зависимость поля от времени $h \cdot \cos(2\pi ft)$, после преобразований получаем:

$$u = u_0 + u_1 \cdot \cos(2\pi ft) + u_2 \cdot \cos(4\pi ft), \quad (34)$$

где обозначено

$$u_0 = Ad_{31}[\lambda(H_0) + (1/4)ph^2], \quad u_1 = Ad_{31}qh \quad \text{и} \quad u_2 = (1/4)Ad_{31}ph^2. \quad (35)$$

Из выражения (34) следует, что в спектре частот генерируемого структурой МЭ напряжения должна быть постоянная составляющая u_0 , напряжение u_1 с частотой возбуждающего поля f и напряжение u_2 с удвоенной частотой $2f$. Из выражения (35) видно, что напряжение u_1 достигает максимума в поле H_m , соответствующему максимуму первой производной q магнитострикции по полю, а напряжение u_2 пропорционально второй производной p магнитострикции по полю. Приведенный анализ показывает, что удвоение частоты МЭ напряжения имеет место не только вблизи $H = 0$, где зависимость $\lambda(H)$ симметрична, но и при любом H , где $p \neq 0$.

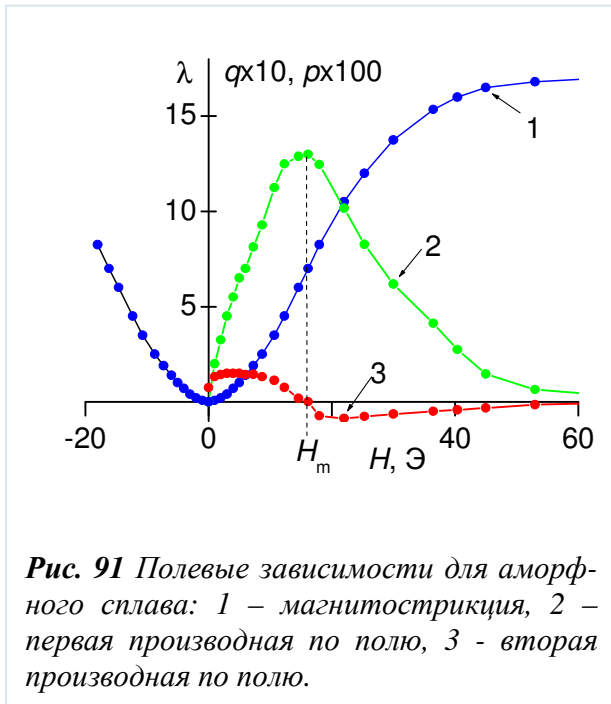


Рис. 91 Полевые зависимости для аморфного сплава: 1 – магнитострикция, 2 – первая производная по полю, 3 – вторая производная по полю.

На рисунке 91 приведена зависимость продольной магнитострикции $\lambda(H)$ пленки аморфного сплава от магнитного поля. На том же рисунке показаны зависимости первой $q(H)$ и второй $p(H)$ производных магнитострикции, рассчитанные с использованием кривой $\lambda(H)$ численным методом. Цифры по вертикальной оси общие для всех трех величин с учетом соответствующих множителей при q и p . Производная q максимальна в поле $H_m \approx 18$ Э, а производная p максимальна вблизи $H \approx 0$, обращается в ноль при H_m , затем меняет знак и стремится к нулю в больших полях.

Видно, что форма кривых 2 и 3 на рисунке 91 хорошо качественно описывает наблюдаемые в эксперименте зависимости напряжений u_1 и u_2 от поля H . Смена знака коэффициента p при переходе через поле $H = H_m$ соответствует изменению на π фазы напряжения u_2 , что наблюдали и в эксперименте.

Нелинейный МЭ эффект при возбуждении структуры двумя переменными магнитными полями

Следующий шаг изучения нелинейных МЭ эффектов заключается в рассмотрении возбуждения структуры двумя магнитными полями, аналог того, что было проделано в главе 6, но вместо одного электрического поля к структуре прикладывается дополнительное магнитное поле. В эксперименте использовалась структура, описанная в предыдущем параграфе. Методика измерения описана в главе 2.

Сначала были измерены частотные характеристики линейного МЭ взаимодействия. На **рисунке 92а** приведена зависимость $u(f_1)$ генерируемого напряжения от частоты f_1 при возбуждении структуры полем $h_1 = 2.8$ Э от первой катушки. Постоянное поле $H_m = 18$ Э соответствует максимуму пьезомагнитного коэффициента q для аморфной ферромагнитной пленки. Во всей по-

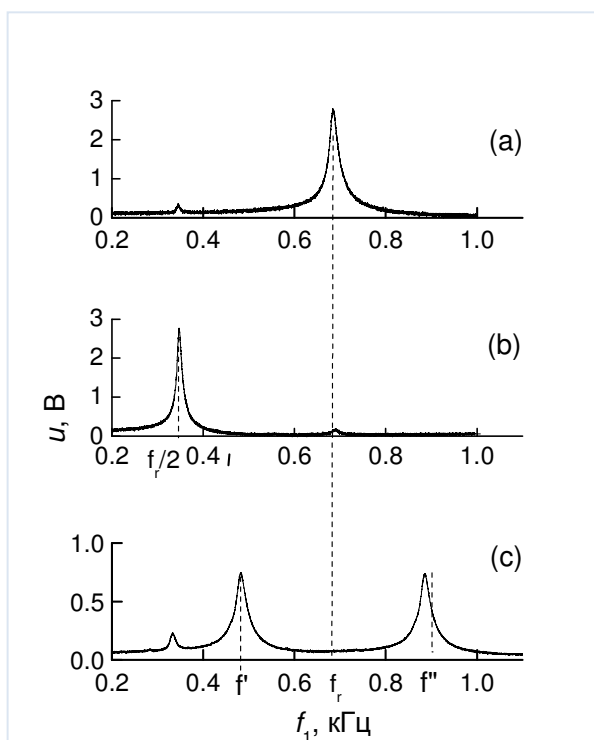


Рис. 92 Зависимость генерируемого напряжения u от частоты f_1 : а – при линейном МЭ эффекте, $H_m = 18$ Э, $h_1 = 2.8$ Э; б – при удвоении частоты, $H_0 = 0$, $h_1 = 14$ Э; при нелинейном смещении полей, $H_0 = 0$, $h_1 = 10$ Э, $f_2 = 0.2$ кГц, $h_2 = 10$ Э.

лосе частот напряжение не превышало ~ 0.1 В. Вблизи частоты $f_r = 0.695$ кГц виден резонанс с амплитудой $u_1 \approx 2.8$ В и шириной $\Delta f_r \approx 16$ Гц по уровню 0.7, что соответствует добротности $Q_r \approx 42$. Расчет частоты основной моды колебаний с параметрами, соответствующими параметрам эксперимента, дал величину $f_r = 0.76$ кГц. Рассчитанная частота хорошо совпадает с измеренной, что свидетельствует о резонансном возбуждении в эксперименте основной моды изгибных колебаний структуры. Частотная зависимость напряжения $u(f_2)$, аналогичная показанной на **рисунке 89а**, была также получена при возбуждении структуры полем h_2 от второй катушки при $H_m = 18$ Э. Амплитуда напряжения в резонансе зависела от H_0 , в соответствии с полевой зависимостью первой производной от маг-

нитострикции $q(H_0)$. На частоте резонанса максимальная величина коэффициента ли-

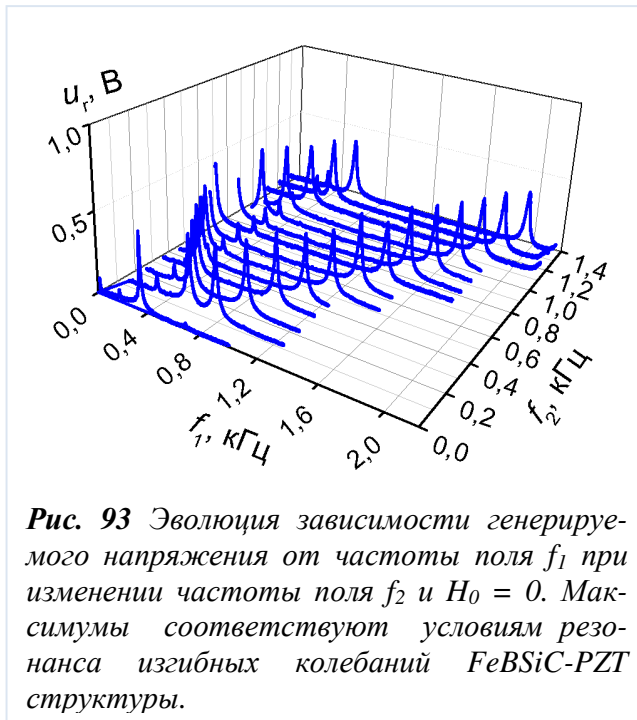
нейного МЭ преобразования в описанной структуре составляла $\alpha_E = u/(2a_m h) \approx 33 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$.

Затем была исследована генерация второй гармоники в описанной структуре. На **рисунке 92b** показана частотная зависимость напряжения $u(f_1)$, генерируемого структурой при возбуждении полем с амплитудой $h_1 = 14 \text{ Э}$ от первой катушки, но при $H_0 = 0$. В этом случае частота генерируемого структурой напряжения всегда в два раза превышала частоту возбуждающего поля. При частоте возбуждающего поля $f_1 = f_r / 2$, когда частота генерируемого напряжения в точности равна частоте изгибных колебаний структуры f_r , на **рисунке 92b** виден пик с амплитудой $\sim 2.8 \text{ В}$ и шириной $\Delta f \approx 8.5 \text{ Гц}$ по уровню 0.7. Добротность этого пика равна $Q \sim 41$, т.е. совпадает с добротностью резонанса изгибных колебаний структуры. Амплитуда сигнала второй гармоники с частотой f_r зависела от поля H_0 : достигала максимума при $H_0 = 0$ и обращалась в ноль при $H_0 = H_m$, в соответствии с полевой зависимостью второй производной магнитострикции $p(H_0)$. Аналогичное удвоение частоты в структуре наблюдали также при ее возбуждении полем h_2 от второй катушки. Максимальная эффективность нелинейного МЭ преобразования при удвоении частоты в исследованной структуре достигала $\alpha_E^{NL} = u/(2a_m h) = 0.7 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-2}$.

На **рисунке 92c** приведена измеренная частотная зависимость напряжения $u(f_1)$, генерируемого структурой при ее возбуждении двумя переменными магнитными полями одновременно. Частота первого поля f_1 изменялась в диапазоне 0.2 - 1.2 кГц при постоянной амплитуде $h_1 = 10 \text{ Э}$, а частота второго поля была равна $f_2 = 0.2 \text{ кГц}$ при $h_2 = 10 \text{ Э}$. В этом случае, как показано ранее, нелинейность магнитострикции должна приводить к генерации переменных электрических напряжений с суммарной и разностной частотами. При выполнении условий

$$f_1' + f_2 = f_r \quad f_1'' - f_2 = f_r \quad (36)$$

когда частота генерируемого магнитного поля совпадает с частотой f_r изгибных колебаний структуры, имеет место резонансное увеличение амплитуды генерируемого структурой напряжения. Именно эти два пика вблизи частот $f_1' \approx 0.5 \text{ кГц}$ и $f_1'' \approx 0.9 \text{ кГц}$ с одинаковыми амплитудами $u_1' \approx u_1'' \approx 0.75 \text{ В}$ видны на **рисунке 92c**. Частота генерируемого структурой напряжения в максимуме обоих пиков была в точности равна частоте изгибных колебаний структуры $f_r = 0.695 \text{ кГц}$. Ширины пиков по уровню 0.7 были при-



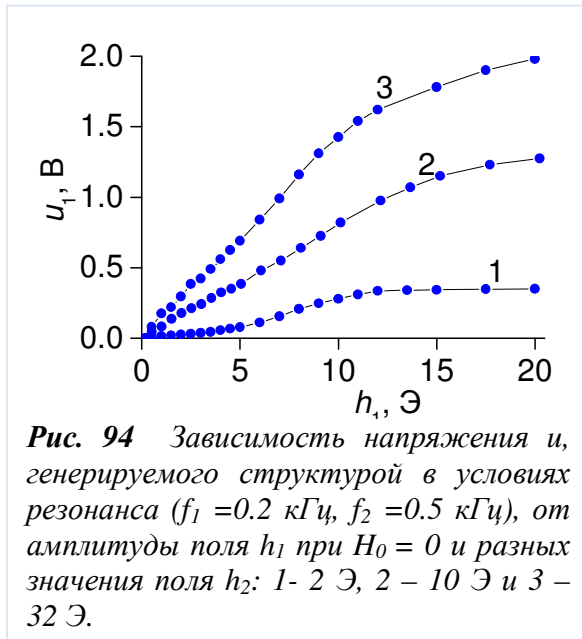
мерно одинаковы и равны $\Delta f_1' \approx 20$ Гц и $\Delta f_1'' \approx 22$ Гц, по уровню 0.7, что дает добротности пиков $Q_1' \approx 23$ и $Q_1'' \approx 41$, соответственно.

Рисунок 93, демонстрирует эволюцию частотных характеристик МЭ напряжения в структуре при изменении частоты f_2 второго магнитного поля. Видно, что при $f_2 = 0$ (второе поле отсутствует) генерируемое напряжение и резонансно возрастает при $f_1 \approx 0.35$ кГц = $f_r/2$, что соответствует описанному ранее процессу удвоения частоты. Затем, при малых

$f_2 < 50$ Гц, амплитуда пика с частотой $f_1 \approx 0.35$ кГц резко падает, но одновременно на характеристике появляются два дополнительных пика вблизи f_r : низкочастотный с частотой $f_1' < f_r$ и высокочастотный с частотой $f_1'' > f_r$ (см. **рисунок 92с**). Расстояние между этими пиками растет с увеличением f_2 . При $f_2 = f_r \approx 0.7$ кГц частота низкочастотного пика обращается в нуль $f_1' = 0$, а частота высокочастотного пика равна удвоенной частоте акустического резонанса структуры $f_1'' = 2f_r$. При увеличении частоты второго поля в области $f_2 > f_r$, вновь появляется низкочастотный пик с частотой f_1' и оба пика смещаются в область высоких частот. Резонансные условия при этом, вместо (36), принимают следующий вид:

$$f_2 - f_1' = f_r \quad f_1'' - f_2 = f_r. \quad (37)$$

Как следует из (37), расстояние между низкочастотным и высокочастотным пиками при этом остается постоянным и равным $f_1'' - f_1' = 2f_r$, что полностью согласуется с экспериментом. Во всем диапазоне изменения частоты f_2 ширины обоих пиков на характеристике $u(f_1)$ оставались примерно постоянными и равными $\Delta f_1' \approx \Delta f_1'' \approx 20$ Гц. Ширина пиков при приложении суммарного поля в $\sim \sqrt{2}$ раз превышала ширину линии резонансного МЭ взаимодействия в линейном режиме $\Delta f_1' \approx \sqrt{2}\Delta f_r$, что типично для про-



цессов взаимодействия двух некогерентных колебаний. Добротности резонансных пиков, соответственно, возрастали при увеличении их частот. Нелинейное смещение колебаний в описанной МЭ структуре наблюдали вплоть до частот $f_1, f_2 \sim 6$ кГц, когда амплитуды полей h_1 и h_2 постепенно падали из-за влияния индуктивного сопротивления катушек.

На **рисунке 94** приведены измеренные зависимости напряжения u , генерируемого МЭ структурой, от амплитуд

полей h_1 и h_2 в условиях возбуждения структуры полями с частотами $f_1 = 0.2$ кГц и $f_2 = 0.5$ кГц. Видно, что при малой амплитуде поля $h_2 = 2$ Э (кривая 1) напряжение u нелинейно зависит от h_1 . Однако при $h_2 > 10$ Э (кривые 2 и 3) зависимость $u(h_1)$ становится примерно линейной вплоть до значений $h_1 \sim 10$ Э, а затем выходит на насыщение. Уровень насыщения увеличивается с ростом амплитуды поля h_2 . В области полей $h_1 < 10$ Э эффективность нелинейного смещения частот, определенная по наклону кривой 2 на **рисунке 91**, составляла $\alpha_E^{NL} = u/(2a_p h_1 h) \approx 0.25$ В·см⁻¹·Э⁻¹. Зависимости, аналогичные приведенным на **рисунке 94**, были получены и при резонансном смещении колебаний, возбуждаемых магнитными полями с другими частотами f_1 и f_2 .

Как было показано ранее теоретически, эффективность удвоения частоты и воздействия суммарного магнитного поля в МЭ структуре пропорциональна второй производной от магнитострикции по полю $p(H)$. Для проверки была измерена зависимость напряжения u от постоянного поля H_0 при возбуждении структуры полями с фиксированными частотами $f_1 = 0.2$ кГц и $f_2 = 0.5$ кГц и амплитудами $h_1 = 6$ Э и $h_2 = 10$ Э. Измеренная кривая показана на **рисунке 95b**. Видно, что u максимальна при $H_0 = 0$, и обращается в ноль в поле $H_0 \approx 18$ Э, затем достигает максимума и вновь стремится к нулю при дальнейшем увеличении H_0 . Для сравнения на **рисунке 95a** приведена зависимость $p(H_0)$ для пленки FeBSiC. Кривая рассчитана с использованием зависимости $\lambda(H)$, измеренной тензометрическим методом. Видно, что вторая производная от магнитострикции также имеет максимум вблизи $H_0 \approx 0$ и обращается в ноль при поле $H_m = 18$ Э, которое

отвечает максимуму пьезомагнитного коэффициента q . В области полей $H_0 > H_m$ произ-

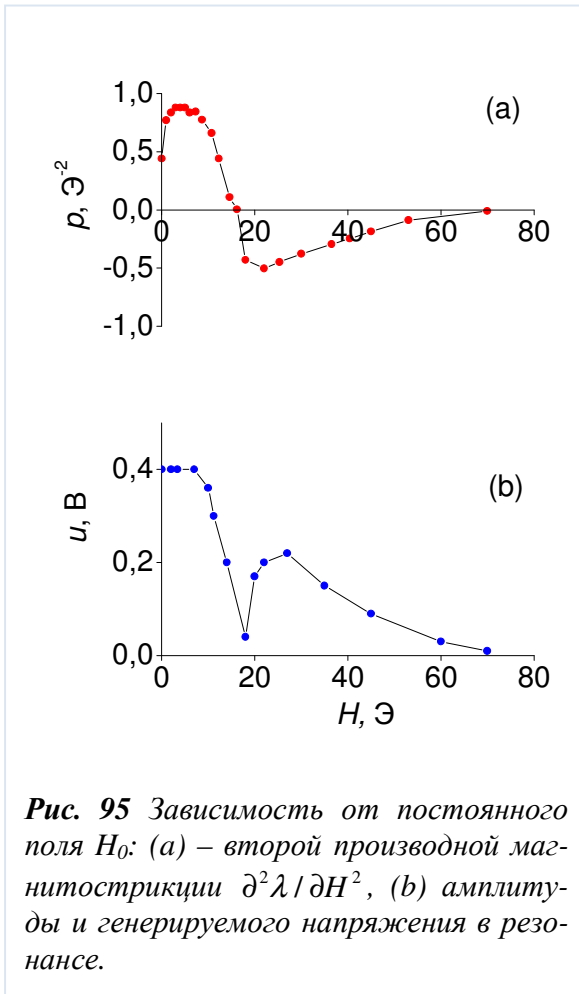


Рис. 95 Зависимость от постоянного поля H_0 : (а) – второй производной магнитострикции $\partial^2 \lambda / \partial H^2$, (б) амплитуды и генерируемого напряжения в резонансе.

водная p меняет знак, что приводит к изменению на π фазы генерируемого МЭ напряжения. Хорошее качественное совпадение формы кривых на **рисунке 95а** и **рисунке 95б** подтверждает, что именно вторая производная от магнитострикции $p(H_0)$ определяет эффективность нелинейного смещения колебаний в МЭ структуре.

Для теоретического подтверждения данного утверждения приведем следующий расчет. Рассмотрим двухслойную структуру, содержащую слой ферромагнетика (ФМ) и слой сегнетоэлектрика (СЭ) с электродами. Пусть слои структуры ориентированы в плоскости «1»-«2» и механически связаны друг с другом на границе раздела. Слой ФМ имеет толщину a_m , а слой СЭ – толщину a_p . Структура помещена во внешнее поле H , направленное параллельно плоскости вдоль оси «1».

В простейшем случае, при деформации структуры только в плоскости «1»-«2», деформации S , механические напряжения T , магнитное поле H в ФМ слое, электрическое поле E и электрическое смещение D в СЭ слое связаны соотношениями:

$$S_1^p = s_{11}^p T_1^p + d_{31} E_3 \quad (38)$$

$$S_1^m = s_{11}^m T_1^m + \lambda(H) \quad (39)$$

$$D_3^p = \epsilon \epsilon_0 E_3 + d_{31} T_1^p \quad (40)$$

Здесь индексы “p” и “m” отвечают СЭ слою и ФМ слою, $\lambda(H)$ – продольная магнитострикция ФМ слоя, d_{31} – пьезомодуль СЭ слоя, s_{11}^p и s_{11}^m – механические податливости материалов слоев, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная, ϵ – диэлектрическая проницаемость СЭ слоя. Используя условия равенства деформаций на границе

раздела слоев $S_1^p = S_1^m$, условие равновесия структуры вдоль оси «1» $a_p T_1^p + a_m T_1^m = 0$ и условие разомкнутого контура $D_3^p = 0$, из уравнений (38-40) получаем выражение для напряжения u , генерируемого между электродами СЭ слоя:

$$u = a_3 E_3 = - \frac{d_{31} \lambda(H) a_p}{\varepsilon \varepsilon_0 \left(\frac{s_{11}^p}{a_p} + \frac{s_{11}^m}{a_m} \right) - \frac{d_{31}^2}{a_p}} = Ad_{31} \lambda(H). \quad (41)$$

В выражении (41) коэффициент «А» зависит только от механических, геометрических и электрических параметров слоев структуры.

Разложим магнитострикцию в ряд Тейлора вблизи поля H_0 :

$$\lambda(H) = \lambda(H_0) + qh + (1/2)ph^2 + \dots \quad (42)$$

где $q = \left. \frac{\partial \lambda}{\partial H} \right|_{H_0}$ и $p = \left. \frac{\partial^2 \lambda}{\partial H^2} \right|_{H_0}$ - первая и вторая производные магнитострикции по полю

при $H = H_0$, соответственно.

Пусть возбуждающее поле представляет собой сумму двух гармонических полей с частотами f_1 и f_2 и амплитудами h_1 и h_2 ($h_1, h_2 \ll H_0$):

$$h(t) = h_1 \cos(2\pi f_1 t) + h_2 \cos(2\pi f_2 t). \quad (43)$$

Подставляя (44) и (43) в соотношение (41), после преобразований получаем выражение для напряжения, генерируемого между электродами структуры:

$$u = u_0 + u_1 \cos(2\pi f_1 t) + u_2 \cos(2\pi f_2 t) + u_1^{(2)} \cos(4\pi f_1 t) + u_2^{(2)} \cos(4\pi f_2 t) + u_3 \cos[2\pi(f_1 + f_2)t] + u_3 \cos[2\pi(f_1 - f_2)t]. \quad (44)$$

Постоянная составляющая напряжения в (44) $u_0 = Ad_{31}[\lambda(H_0) + (1/2)p(h_1^2 + h_2^2)]$ описывает при $H_0 = 0$ эффект детектирования переменных магнитных полей в МЭ структуре. Переменные составляющие с амплитудами $u_1 = Ad_{31}qh_1$ и $u_2 = Ad_{31}qh_2$ и частотами f_1 и f_2 , соответственно, описывают линейный МЭ эффект в композитной структуре. Амплитуда этих составляющих зависит от H_0 и максимальна при $H_0 = H_m$, соответствующему максимуму пьезомагнитного коэффициента q . Переменные составляющие с амплитудами $u_1^{(2)} = (1/2)Ad_{31}ph_1^2$ и $u_2^{(2)} = (1/2)Ad_{31}ph_2^2$ и частотами $2f_1$ и $2f_2$, соответственно, описывают возбуждение МЭ структуры полем с частотой вдвое

меньшей резонансной. Слагаемые с амплитудой $u_3 = (1/2)Ad_{31}ph_1h_2$ и частотами $f_1 + f_2$ и $f_1 - f_2$ описывают процессы нелинейного смешения сигналов переменных магнитных полей в МЭ структуре. Как следует из приведенных формул, эффективность удвоения частоты и эффективность смешения сигналов зависят от H_0 и пропорциональны второй производной магнитострикции по полю p . Отметим, что при совпадении частоты какого-либо слагаемого в (44) с частотой механических колебаний структуры амплитуда соответствующего напряжения должна возрастать в добротность Q раз из-за резонансного увеличения механических деформаций в структуре.

В заключение следует сказать, что проведенные исследования нелинейных МЭ эффектов имеют не только фундаментальную, но и практическую ценность. Так эффект наблюдения резонансного МЭ напряжения при возбуждении структуры с частотой вдвое меньшей резонансной может быть использован при измерении магнитных полей на сверхнизких частотах. Нелинейный МЭ эффект наблюдаемый при возбуждении структуры двумя магнитными полями может быть использован для создания новых типов датчиков переменных магнитных полей с перестраиваемой частотой.

§ 4.4 Импульсные измерения

Отдельно следует рассматривать импульсные исследования МЭ структур. Отличие от стандартных методик заключается в том, что структура возбуждается не постоянным или гармоническим магнитным полем, а магнитными импульсами [160]. Целью было исследовать МЭ отклик структуры на импульсное возбуждение и показать возможность использования такой методики для исследования характеристик МЭ структур. С практической точки зрения представляет интерес возможность изготовления датчиков импульсных полей на основе МЭ эффекта.

Изучению МЭ эффекта в импульсных полях посвящено всего несколько статей (см. главу 1), и они не дают детальной картины процессов происходящих в структуре. Поэтому целью исследования было детальное описание МЭ эффекта в импульсном поле, особенно в полях много больших полей насыщения магнитных слоев структур и длительности, достаточной для возбуждения в структурах различных акустических колебаний.

Измерения проводились на двух и трехслойных структурах FeCo-PZT и FeCo-PZT-FeCo. Магнитные и сегнетоэлектрические слои имели следующие размеры: длина $L = 10$ мм, ширина $b = 5$ мм. Толщина слоя FeCo составляла $a_m = 0.35$ мм, а толщина слоя пьезокерамики PZT - $a_p = 0.5$ мм. Сегнетоэлектрический слой был поляризован перпендикулярно плоскости образца и на его поверхность были нанесены Ag электроды. Слои были механически соединены при помощи эпоксидного клея толщиной ~ 5 мкм. Импульсы поля прикладывали в плоскости структуры вдоль большей стороны. Методика измерения описана в главе 2.

На **рисунке 96** показаны графики зависимостей МЭ напряжения структуры $h(t)$ и частотного спектра $g(f)$ генерируемых структурой FeCo-PZT для разных амплитуд возбуждающего импульса h_0 . Видно, что с ростом амплитуды импульса вид зависимости существенно не изменяется. В полях до 1.5 кЭ вид кривой $u(t)$ аналогичен форме импульса $h(t)$. Когда амплитуда становится равна 1.5 кЭ, на зависимости напряжения $u(t)$ появляется ровный участок (см. **рисунок 96 а и б**). Максимум генерируемого структурой импульса напряжения достигает порядка 5 В.

При дальнейшем увеличении амплитуды импульса, на кривой проявляются зажатые осцилляции в области максимального значения напряжения и непосредственно после импульса. Эти осцилляции имеют амплитуду u_1 (см. **рисунок 96с**) и частоту $f_1 = 33$ кГц (см. **рисунок 96д**), определяемую по частотному спектру. Эти осцилляции соответствуют возбуждению в структуре изгибных колебаний. Для амплитуд возбуждающего импульса $h_0 \geq 11$ кЭ дополнительно возникают в районе максимума и после импульса высокочастотные колебания с частотой $f \approx 210$ кГц (см. **рисунок 96е**). Их присутствие ясно видно из частотного спектра сигнала структуры (см. **рисунок 96ф**). Эти высокочастотные осцилляции соответствуют возбуждению планарных акустических колебаний структуры.

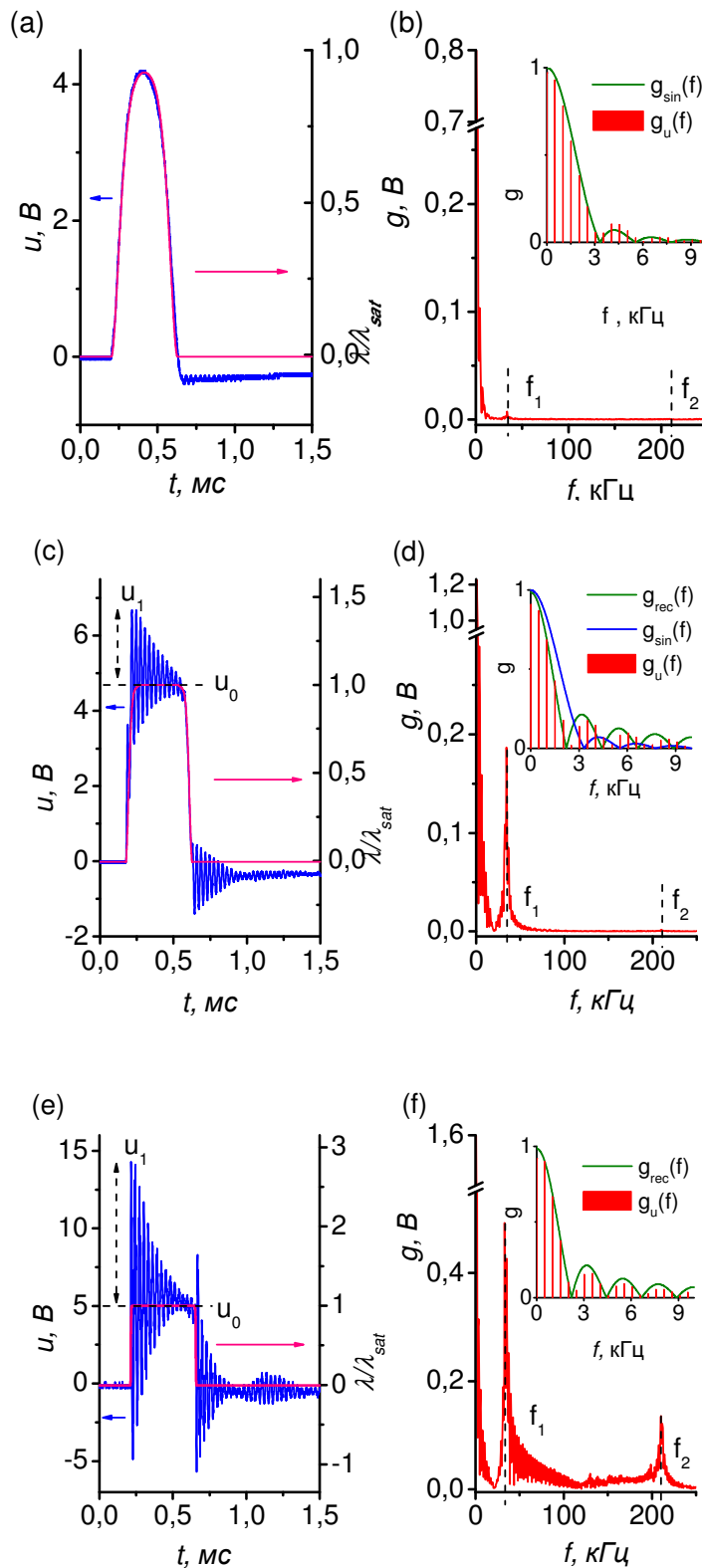


Рис. 96 Временные зависимости $u(t)$ и частотный спектр $g(f)$ импульса напряжения генерируемого трехслойной структурой FeCo-PZT при возбуждении импульсами магнитного поля с различными амплитудами h_0 : (a) и (b) – 1.5 кЭ, (c) и (d) – 6.5 кЭ, (e) и (f) – 38 кЭ.

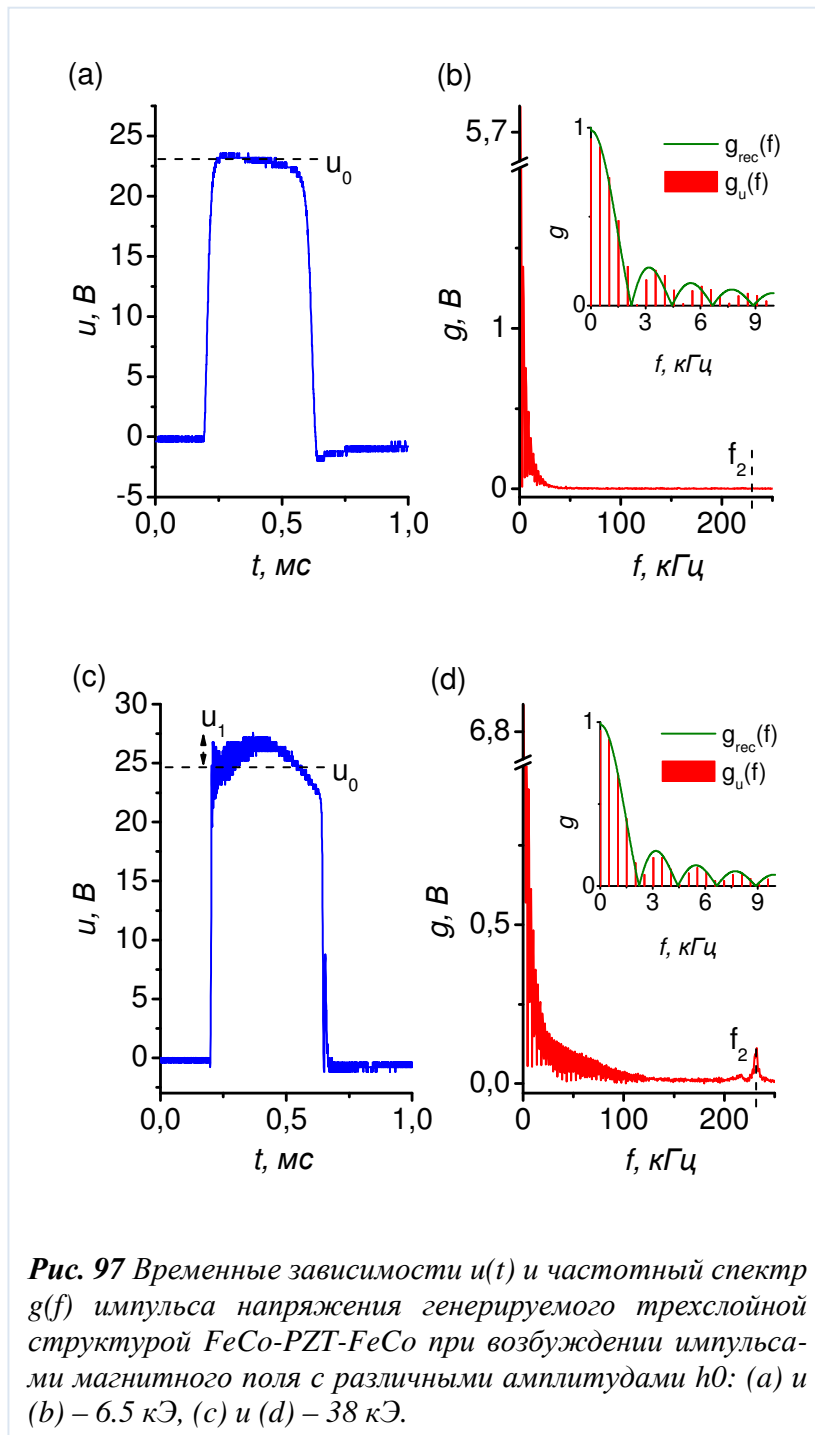
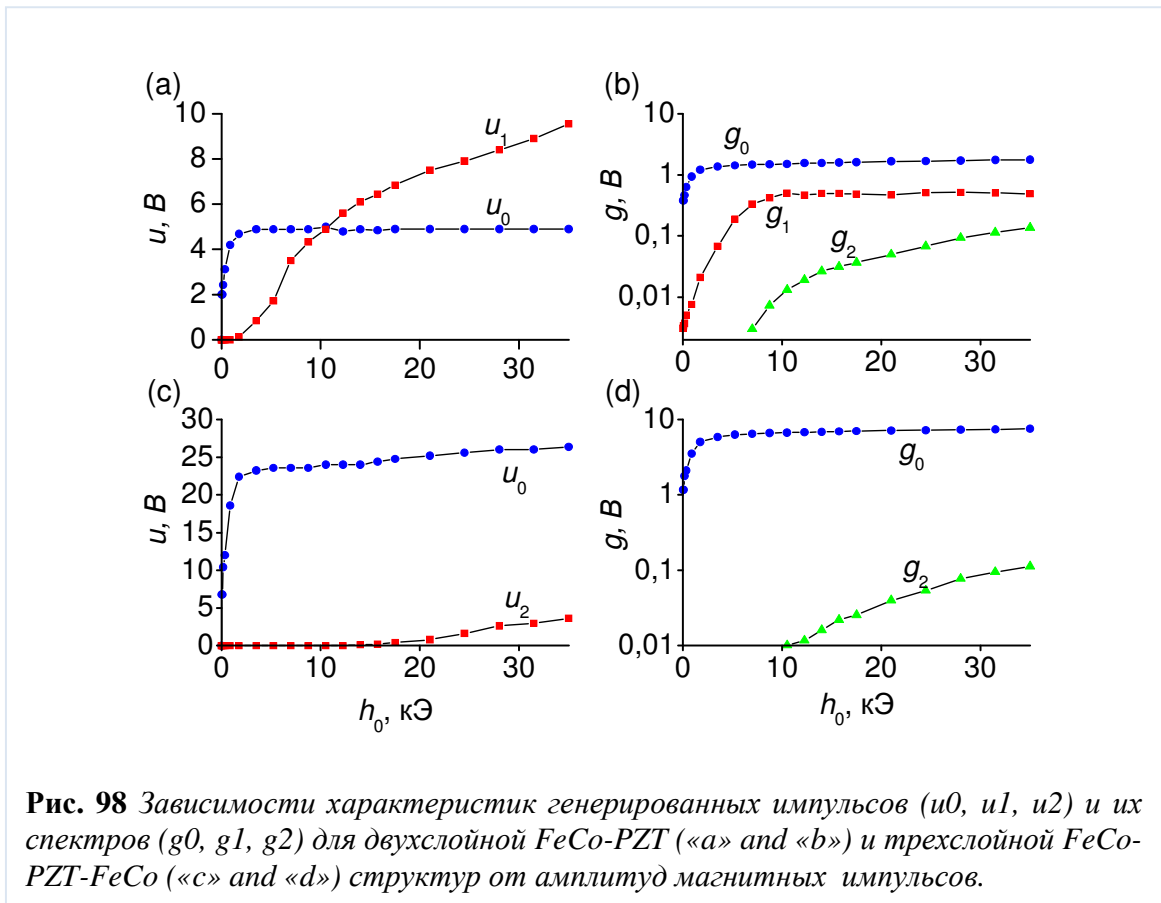


Рис. 97 Временные зависимости $u(t)$ и частотный спектр $g(f)$ импульса напряжения генерируемого трехслойной структурой FeCo-PZT-FeCo при возбуждении импульсами магнитного поля с различными амплитудами h_0 : (a) и (b) – 6.5 кЭ, (c) и (d) – 38 кЭ.

Аналогичные зависимости напряжения $u(t)$ и частотного спектра $g(f)$ для симметричной трехслойной структуры FeCo-PZT-FeCo показаны на **рисунке 97**. В этом случае с увеличением амплитуды импульса h_0 возникает некоторый градиент напряжения в области максимума (см. **рисунок 97а**), а также возрастание амплитуды напряжения до значения $u_0 \approx 24$ В в дополнение к расширению спектра (см. **рисунок 97б**). Отсутствие эффективного возбуждения низкочастотных осцилляций структуры объясняется симметричностью структуры. Как видно из зависимости напряжения (см. **рисунок 97с**) и частотной зависимости (см. **рисунок 97д**), возникновение высокочастотных осцилляций соответствующее возбуждение в структуре планарных колебаний с частотой $f_2 \approx 230$ кГц наблюдается только в области высоких амплитуд $h_0 \geq 17$ кЭ.

На **рисунке 98** продемонстрированы количественные зависимости МЭ отклика



двух и трехслойных структур на их импульсное возбуждение при увеличении амплитуд импульса h_0 . Эти данные построены на основе зависимостей демонстрированных выше, но с различными значениями полей. Видно что для двухслойной структуры с увеличением амплитуды до 1.5 кЭ амплитуда напряжения скачком увеличивается до насыще-

ния $U = 5$ В и затем остается постоянной. Насыщение достигается в поле $h_5^{Co} \approx 1.5$ кЭ, соответствующем насыщению магнитострикции FeCo.

В тоже время амплитуда низкочастотных осцилляций u_1 и соответствующая амплитуда спектра g_1 продолжают расти. Они достигают насыщения в поле $h_0 \approx 6$ кЭ. В этих полях амплитуда высокочастотных осцилляций u_2 и амплитуда соответствующего

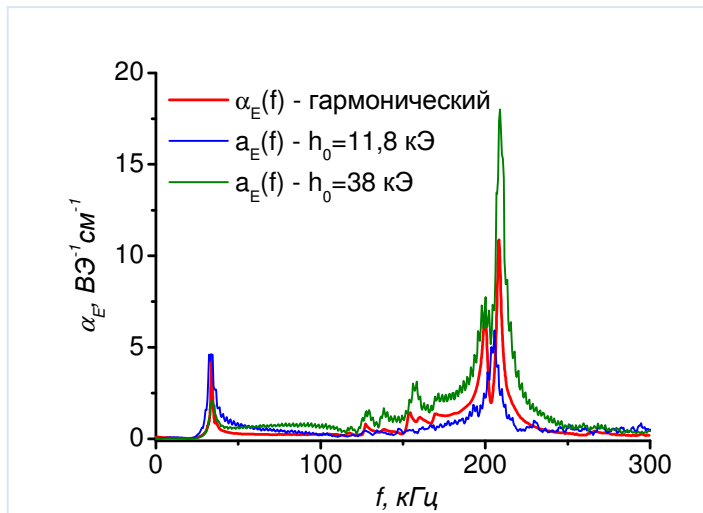


Рис. 99 Частотные зависимости МЭ взаимодействия для двухслойной структуры FeCo-PZT измеренные двумя методами: 1 – импульсным методом, 2 – методом гармонической модуляции поля.

спектра g_2 продолжают монотонно возрастать с ростом h_0 . Для трехслойной структуры FeCo-PZT-FeCo амплитуда генерируемого импульса возрастает с ростом h_0 и выходит на насыщение до значения $u_0 \approx 24$ В в поле $h_{0S} \approx 3.5$ кЭ. Возрастание поля насыщения трехслойной структуры по сравнению с двухслойной происходит из-за увеличения суммарной толщины магнитного слоя, что приводит к увеличению размагничивающего поля [161].

Начиная с поля $h_0 \approx 17$ кЭ, происходит возникновение высокочастотных осцилляций, а их амплитуды u_2 и g_2 монотонно растут с возрастанием амплитуды h_0

Используя соответствующие формулы для теоретического расчета резонансных частот структуры, получаем значения $f_1 \approx 32.2$ кГц and $f_2 \approx 184.5$ кГц. Полученные значения находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами, что подтверждает возбуждение в структуре изгибных и планарных колебаний. Значения добротностей акустических изгибных (Q_1) и продольных (Q_2) колебаний можно определить из скорости экспоненциального убывания амплитуды генерируемого структурой напряжения (см. **рисунок 96с** и **рисунок 97с**). Получаем соответствующие значения $Q_1 = 40$ (56) и $Q_2 = 78$ (90). Значения в скобках получены при измерениях гармоническим методом.

Для того, чтобы найти частотную зависимость $\alpha_E(f)$ образца, используя импульсный метод, необходимо, прежде всего, измерить зависимость $u(t)$ и $h(t)$, затем найти частотные спектры импульсов $h(f)$ и $g(f)$ применяя преобразование Фурье и затем, используя формулу $\alpha_E(f) = (1/a_p) \cdot u(f)/h(f)$ найти искомое выражение (см. **рисунок 99**).

Для сравнения на **рисунке 99** показаны две частотные зависимости МЭ коэффициента $\alpha_E(f)$ двухслойной структуры FeCo-PZT, полученные обычным гармоническим методом и импульсным методом с длительностью импульса 450 мкс и амплитудой 38

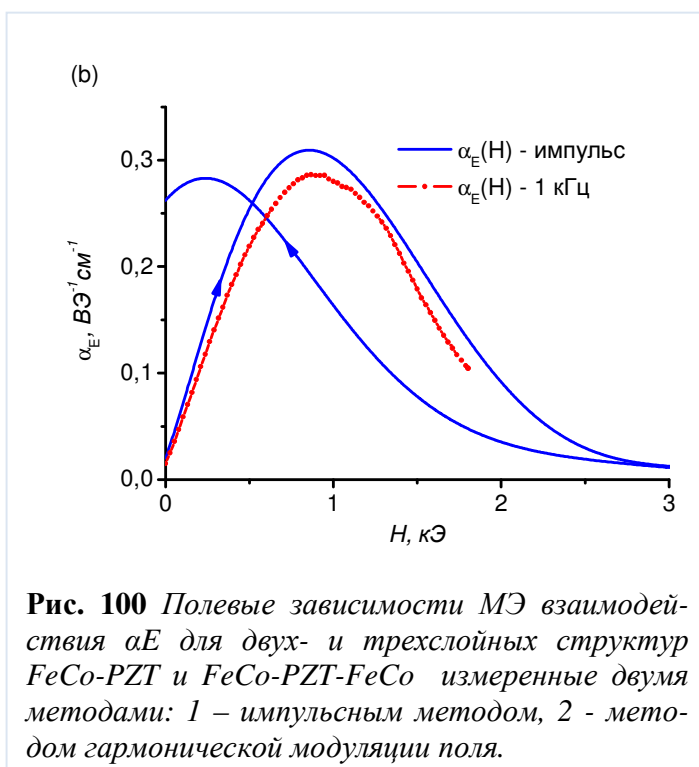


Рис. 100 Полевые зависимости МЭ взаимодействия α_E для двух- и трехслойных структур FeCo-PZT и FeCo-PZT-FeCo измеренные двумя методами: 1 – импульсным методом, 2 – методом гармонической модуляции поля.

кЭ. Видно, что за исключением областей двух резонансных пиков получено практически полное соответствие между двумя кривыми. Чтобы получить полевые зависимости МЭ коэффициента $\alpha_E(H)$ необходимо измерить сначала зависимости $h(t)$ и $u(t)$, затем взять первые производные этих кривых по времени $\delta h(t)/\delta t$ и $\delta u(t)/\delta t$, рассчитать для каждой временной точки значение $\alpha_E = (1/a_p) \cdot (\delta u / \delta h)$ и, затем, построить эту величину как зависимость от поля h для каждого заданного времени [148]. Диапазон поля определяется диапазоном амплитуды импульса h_0 . Как пример на **рисунке 100** показана зависимость $\alpha_E(H)$ для трехслойной структуры, измеренная для импульса длительностью 450 мкс и амплитуды поля 4,5 кЭ. На этом же графике приведена аналогичная зависимость $\alpha_E^{\text{mod}}(H)$, измеренная гармоническим методом.

Таким образом, была продемонстрирована возможность измерения МЭ отклика структуры возбужденной импульсными магнитными полями с амплитудами много большими полей насыщения. Достигнутые результаты говорят о возможности использования МЭ при создании датчиков импульсных магнитных полей.

Заключение.

1. Исследован и объяснен эффект наблюдения резонансного МЭ напряжения на структуре аморфный магнитный сплав-биморфная ЦТС пластина при её возбуждении полем с частотой вдвое меньшей резонансной. Продемонстрировано нелинейное смешение двух сигналов в структуре, вызванное одновременным приложением к ней двух различных переменных магнитных полей.
2. Результаты проведенных исследований открывают новые возможности использования композитных мультиферроидных структур в измерительной технике и электронике. К примеру, нелинейное смешение сигналов от магнитных полей позволяет реализовать на основе МЭ структур широкополосные высокочувствительные датчики переменных магнитных полей. Чувствительность нелинейного МЭ датчика равна $S^{NL} = \alpha_E^{NL} a_p h_2$, где α_E^{NL} - коэффициент нелинейного МЭ преобразования, h_2 – амплитуда переменного поля накачки. Для описанной FeBSiC-PZT структуры при $h_2 = 10$ Э на частоте резонанса чувствительность равнялась $S^{NL} \approx 75$ мВ/Э, т.е. была в ~3 раза выше, чем в линейном режиме. При этом такая чувствительность во всем диапазоне частот при перестройке частоты поля накачки; используя структуру с большей добротностью ~ 1000, можно существенно, на 2 порядка, увеличить чувствительность нелинейного датчика.
3. Показано, что данные импульсных измерений позволяют быстро определить частотные и полевые зависимости МЭ коэффициента. При увеличении амплитуды импульса больше 1.5 кЭ, то есть больше поля насыщения, происходит отсечение амплитуды генерируемого напряжения. При дальнейшем увеличении амплитуды импульса на зависимости напряжения появляются осцилляции соответствующие резонансу изгибных и планарных колебаний. При исследовании симметричных трехслойных структур эффективно возбуждались только высокочастотные осцилляции. Эти измерения демонстрируют возможность создания МЭ датчиков импульсных магнитных полей. Причем наилучшими материалами являются материалы с наибольшими полями насыщения, в отличие от рассматриваемых выше датчиков.

Основные результаты и выводы диссертации

1. Показано, что одними из наиболее перспективных композитных мультиферроидных структур являются структуры с аморфными магнитными сплавами, в которых эффективность МЭ взаимодействия достигает $10 - 10^2 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ в резонансном режиме.

2. Исследованная трехслойная композитная мультиферроидная структура Ni-PZT-FeSiCB на основе магнитных материалов с различными знаками магнитострикции обеспечивает усиление МЭ взаимодействия в ~ 3 раза по сравнению с двухслойными структурами.

3. В композитных структурах на основе пьезоэлектриков, используемых вместо сегнетоэлектрических материалов, эффективность МЭ взаимодействия достигает рекордных значений $\sim 10^3 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Э}^{-1}$ в резонансном режиме.

4. Под действием постоянного электрического поля E , приложенного к композитной структуре, величина МЭ коэффициента изменяется более чем на порядок, при этом резонансная частота структуры может сдвигаться на величину до 12 % для исследованной структуры. Предложено феноменологическое объяснение наблюдаемого эффекта.

5. Установлено, что в композитных мультиферроидных структурах формируется сигнал на акустической резонансной частоте образца при действии переменного магнитного поля с частотой вдвое меньшей.

6. Показано, что при возбуждении структуры с пермендюрором магнитными импульсами с амплитудой, значительно большей полей насыщения (до 38 кЭ), отклик системы несет информацию о видах осцилляций в системе, резонансных частотах, полевых и частотных зависимостях магнитоэлектрического взаимодействия в структуре.

Основные публикации по теме диссертации

Статьи в реферируемых журналах из списка ВАК:

1. **Фетисов Л.Ю.**, Каменцев К.Е., Фетисов Ю.К. Влияние электрического поля на характеристики магнитоэлектрического взаимодействия в композитной структуре ферромагнетик – сегнетоэлектрик //ФТТ. – 2009. – Т. 51. – В. 11. – С. 2175- 2179.
2. **Фетисов Л.Ю.**, Каменцев К.Е., Остащенко А.Ю. Влияние проводимости на частотные характеристики магнитоэлектрического напряжения в многослойной пленочной структуре //Нано- и микросистемная техника . – 2009. – Т. 105. – № 4. – С. 23-26.
3. **Фетисов Л.Ю.**, Буш А.А., Каменцев К.Е., Мещеряков В.Ф., Фетисов Ю.К., Чашин Д.В. Низкочастотный магнитоэлектрический эффект в композитной планарной структуре галфенол – цирконат-титанат свинца //ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – В. 9. – С. 71-77.
4. **Fetisov L.Y.**, Srinivasan G., Fetisov Y.K. Influence of bias electrical on magnetoelectric interactions in ferromagnetic-piezoelectric layered structures//Appl. Phys. Lett. – 2009. – V. 94. – №. 1325007.
5. **Fetisov L.Y.**, Kamentsev K.E., Srinivasan G., Fetisov Y.K. Frequency dependence of magnetoelectric voltage for a multilayer ferrite-piezoelectric structure with ferrite conductivity //Integrated Ferroelectrics. – 2009. – V. 106. – P. 1-6.
6. **Fetisov L.Y.**, Kamentsev K.E., Srinivasan G., Fetisov Y.K., Chashin D.V. Converse magnetoelectric effects in a galphenol and lead zirconate titanate bilayer //J. Appl. Phys. – 2009. – V. 105. – №. 123918.
7. **Фетисов Л.Ю.**, Чашин Д.В., Перов Н.С., Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрический эффект в планарных структурах аморфный ферромагнетик FeNiSiC – пьезоэлектрик //ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – В. 4. – С. 56 – 61.
8. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С., Фетисов Ю.К. Резонансное магнитоэлектрическое взаимодействие в несимметричной биморфной структуре ферромагнетик – сегнетоэлектрик // ПЖТФ. – 2011. – Т. 37. – В. 6. – С. 1-7.
9. **Fetisov L.Y.**, Perov N.S., Fetisov Y.K., Srinivasan G. and Petrov V.M. Resonance magnetoelectric interactions in an asymmetric ferromagnetic-ferroelectric layered structures // J. Appl. Phys. – 2011. - V. 109. - № 053908. – P. 1-4.

10. Sreenivasulu G, **Fetisov L.Y.**, Srinivasan G, Fetisov Y.K. Piezoelectric single crystal langatate and ferromagnetic composites: Studies on low-frequency and resonance magnetoelectric effects // *Appl. Phys. Let.* – 2012. – V. 100. – №. 052901.
11. **Фетисов Л.Ю.** Резонансный магнитоэлектрический эффект в композитной структуре кварц-ферромагнетик // *Нано- и микросистемная техника.* - 2012. – Т. 6. – С. 14-16.
12. **Fetisov L.Y.**, Chashin D.V., Fetisov Y.K., Segalla A.G., and Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in a layered composite under magnetic and electrical excitations // *J. of Appl. Phys.* – 2012. – V. 112. – №. 014103.
13. Kreitmeier F., Chashin D.V., Fetisov Y.K., **Fetisov L.Y.**, Schulz I., Monkman G.J. and Shamonine M. Nonlinear magnetoelectric response of planar ferromagnetic-piezoelectric structures to sub-millisecond magnetic pulses // *Sensors.* – 2012. - V. 12. – P. 14821 – 14837.

Статьи в сборниках трудов:

1. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С., Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрический эффект в структуре аморфный ферромагнетик – пьезоэлектрик // *Сборник трудов XXI Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах».* – 2008. – С. 324-325.
2. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С. Датчики магнитных полей на основе композитных структур ферромагнетик-пьезоэлектрик // *Сборник научных трудов 3 международной научной конференции “Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники”.* - 2010. - С. 237.
3. **Фетисов Л.Ю.**, Крайтмаер Ф, Чашин Д.В., Фетисов Ю.К., Шульц И., Монкман Г.Д., Шамонин М. Нелинейный магнитоэлектрический отклик слоистой композитной структуры под воздействием коротких магнитных импульсов // *Сборник трудов 22 Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах».* – 2012. – С. 598.

Опубликованные тезисы докладов:

1. **Fetisov L.Y.**, Danilichev S., Lebedev S., Srinivasan G. Magnetostriction of an obliquely magnetized ferromagnetic film // *Book of abstracts, International conference “Micro- and nanoelectronics -2007”*, Звенигород – 2007. – Paper P2-20.

2. **Fetisov L.Y.**, Fetisov Y.K., Srinivasan G. Angular dependence of magnetostriction in obliquely magnetized ferromagnetic films // Abstracts of the Moscow International Symposium on Magnetism, Москва – 2008. – Paper PO-8-98.
3. **Fetisov L.Y.**, Fetisov Y.K., Lebedev S. Magnetolectric interaction in obliquely magnetized ferromagnetic-piezoelectric layered structures // Abstracts of Joint European Magnetic Symposia, Dublin, Ireland – 2008. – ab. FM 057.
4. **Fetisov L.Y.**, Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Srinivasan G., Frequency dependence of magnetoelectric voltage for a multilayer ferrite-piezoelectric structure with finite conductivity // Abstract booklet of the 9-th European Conference on Application of Polar Dielectrics, Roma, Italy – 2008. – P.133.
5. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С. Магнитоэлектрический эффект в структуре магнитная пленка – пьезоэлектрик // Материалы докладов Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов»-2009 / Отв. ред. И.А. Алешковский, П.Н. Костылев. [Электронный ресурс] - М.: Издательство МГУ; СП МЫСЛЬ, Москва - 2009.
6. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С. Датчики магнитных полей и автономные источники энергии на основе магнитоэлектрического эффекта в слоистых структурах ферромагнетик – пьезоэлектрик // Сборник тезисов Научно-практической конференции «Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов Физического факультета МГУ», Москва – 2009. – С. 136-137.
7. **Fetisov L.Y.**, Fetisov Y.K., Srinivasan G. Electrical field control of magnetoelectric interaction efficiency in ferromagnetic-piezoelectric structures // Abstracts of the International Conference on Functional Materials, Ukraine, Crimea, Partenit – 2009.
8. Fetisov Y.K., **Fetisov L.Y.**, Srinivasan G. Electrical tuning of magnetoelectric conversion efficiency in layered lead zirconate titanate - ferromagnetic structure // Abstracts of the 12th International Meeting on Ferroelectricity and the 16th IEEE International Symposium on the Applications of Ferroelectrics, Xi'an, China – 2009. – P. KO-012.
9. **Fetisov L.Y.**, Perov N.S., Fetisov Y.K. Magnetolectric interaction in hybrid magnetic-piezoelectric film structures // Abstracts of the Intern. Conference on Magnetism, Karlsruhe, Germany – 2009. – P. 732.
10. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С. Резонансный магнитоэлектрический эффект в структуре аморфный магнитный сплав-пьезоэлектрик-никель // Сборник тезисов 4-й

Байкальской международной конференции “Магнитные материалы. Новые технологии”, Иркутск – 2010. – № О-20.

11. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С., Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрический эффект в мультиферроидной структуре никель - цирконат титанат свинца – аморфный магнитный сплав // Тезисы докладов 19 Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков, Москва – 2011. – S2-55.
12. **Fetisov L.Y.**, Perov N.S., Medvedev M.D., Srinivasan G., and Sreenivasulu G. New magnetoelectric composite structures for magnetic field sensors // 9th European conference on magnetic sensors and actuators, Prague, Czech Republic – 2012. – P. 89.

Список использованной литературы.

1. Rontgen W.C. Ueber die durch Bewegung eines im homogenen electrischen Felde befindlichen Dielectricums hervorgerufene electrodynamische Kraft // *Ann.Phys.*, 1888 – V.35. – P. 264 – 270.
2. Wilson H.A. On the Electric Effect of Roating a Dielectric in a Magneti Field // *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 1905 – V.204. – P. 121 – 137.
3. Curie P. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique // *J. Phys.* 3 (Ser. III), 1894 – P. 393– 415.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ, 1959. – С. 532.
5. Дзялошинский И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ*, 1959. – Т. 37. – С. 881 – 882.
6. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома // *ЖЭТФ*, 1961. – Т. 40. – С. 1035 – 1041.
7. Государственный реестр открытий СССР [Электронный ресурс] // URL: <http://ross-nauka.narod.ru>.
8. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anysotropy of the magnetoelectric effect in Cr_2O_3 // *Phys. Rev. Lett.*, 1961. – V. 6. – № 11. – P. 607 – 608.
9. Magnetoelectric interaction phenomena in crystals / Eds. Freeman A.I., Schmid H. – London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach, 1975. – P. 228.
10. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н. Сегнетомагнетики. – М.: Наука, 1982. – С. 224.
11. Звездин А.К., Пятаков А.П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках // *УФН*, 2004. – Т. 174. – № 4. – С. 465 – 470.
12. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект // *ФТТ*, 1987. – Т. 29. – №11. – С. 3446 – 3448.
13. Кричевцов Б.Б., Писарев Р.В., Селицкий А.Г. Электромагнитооптический эффект в феррите-гранате иттрия $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ // *Письма в ЖЭТФ*, 1985. – Т. 41. – № 6. – С. 259 – 261.
14. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит, 2001. – С. 560.
15. Rado G.T. Mechanism of the magnetoelectric effect in antiferromagnetic // *Phys. Rev. Lett.*, 1961. – V.6. – №11. – P. 609 – 610.

16. Rado G.T. Statistical Theory of Magnetoelectric Effect in Antiferromagnetics // *Phys. Rev.* – 1962. – V. 128. – P. 2546 – 2529.
17. Alexander S., Shtrikman S. On the Origin of Axial Magnetoelectric Effect on Cr_2O_3 // *Sol. State. Comm.*, 1966. - V. 4. – P. 115 – 125.
18. Asher E. The interaction between magnetization and polarization: Phenomenological symmetry consideration. // *J. Phys. Soc. Jap.*, 1969. – V.28. – P. 7 – 16.
19. White R.L. Microscopic Origins of Piezomagnetism and Magnetoelectricity // *Magnetoelectric interaction phenomena in crystals* / Eds. Freeman A.I., Schmid H. - London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach, 1975. – P. 4 – 43.
20. Rado G.T. Present status of the theory of magnetoelectric effect // *Magnetoelectric interaction phenomena in crystals* / Eds. Freeman A.I., Schmid H. – London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach., 1975. – P. 3 – 16.
21. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. К теории линейного магнитоэлектрического эффекта в антиферромагнетиках // *ФТТ*, 1986 – Т. 28. – №9. – С. 2696 – 2699.
22. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект // *ФТТ*, 1987, т.29, в.11, с.3446-3448.
23. Bichurin M.I., Filippov D.A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range // *Ferroelectric*, 1997, v.204, № 1-4, p.225-232
24. Бичурин М.И., Петров В.М. Влияние электрического поля на спектр антиферромагнитного резонанса в борате железа // *ФТТ*. - 1987. – Т. 29. – № 8. – С. 2509 – 2510.
25. Кричевцов Б.Б., Павлов В.В., Писарев Р.В. Невзаимные оптические явления в антиферромагнетике Cr_2O_3 в электрических и магнитных полях // *ЖЭТФ*, 1988. – Т. 94. – Вып 2. – С. 284 – 295.
26. Кричевцов Б.Б. Невзаимное преломление света в борацитах $\text{R}_3\text{B}_7\text{O}_{13}\text{X}$ ($\text{R}=\text{Co}$, Cu , Ni , $\text{X}=\text{I}$, Br) // *ФТТ*, 2001. – Т. 43. – №1. – С. 75 – 79.
27. Тарасенко С.В. Влияние электрического поля на структуру магнетонного спектра ограниченного магнитодиэлектрика // *ФТТ*, 2002. – Т. 44. – №5. – С. 872 – 880.
28. Бучельников В.Д., Шавров В.Г. Новые типы поверхностных волн в антиферромагнетиках с магнитоэлектрическим эффектом // *ЖЭТФ*, 1996. – Т. 109. – № 2. – С. 706 – 716.
29. Бучельников В.Д., Романов В.С., Шавров В.Г. Осциллирующие поляритоны в антиферромагнетиках с магнитоэлектрическим эффектом // *РЭ*, 1998. – Т. 43. – № 1. – С. 85 – 89.

30. Buchelnikov V.D., Romanov V.S., Shavrov V.G. New types of surface waves in anti-ferromagnetics with magnetoelectrical effect // *Ferroelectrics*, 1997. – Vol. 204. – P. 247 – 260.
31. Shavrov V.G., Tarasenko S.V. New mechanism of a surface magnetic polaritons formation in magnet with the linear magnetoelectric effect // *Ferroelectrics*, 2002. – V. 279. – P. 3 – 17.
32. Туров Е. А. Может ли сосуществовать в антиферромагнетиках магнитоэлектрический эффект со слабым ферромагнетизмом и пьезомагнетизмом // *УФН*, 1994. – Т.164. – № 3. – С. 325 – 332.
33. Бичурин М.И., Петров В.М., Фомич Н.Н., Яковлев Ю.М Магнитоэлектрические материалы. Физические свойства на сверхвысоких частотах: обзоры по электронной технике. Сер. 6, 1985. – Вып. 2 (1113) – С. 1 – 80.
34. Бичурин М.И. и др. Магнитоэлектрические материалы: особенности технологии и перспективы применения // *Сегнетомагнитные вещества*. – М.: Наука, - 1990. – С. 118 – 133.
35. Rivera J.-P. A short review of the magnetoelectric effect and related experimental techniques on single phase (multi-) ferroics // *Eur. Phys. J. B*. 2009. – V. 71. – P. 299–313.
36. Khomskii D. Classifying multiferroics: Mechanisms and effects // *Physics*. 209. – V. 2. – P. 20.
37. Пятаков А.П. и Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // *УФН*. 2012. – Т. 182. – № 5. - С. 593 – 620.
38. Van Suchtelen J. Product properties: A New Application of Composite Materials // *Philips Res. Rep.*, 1972. – V. 27. – P. 28 – 37.
39. Van Suchtelen J. Non structural Application of Composite Materials // *Ann. Chem. Fr.*, 1980. – V. 5. – P. 139 – 145.
40. Ryu J., Priya S., Uchino K., Kim H.E. Magnetoelectric Effect in Composites of Magnetostrictive ad Piezoelectric Materials // *J. Of Electroceramics*. 2002. – V. 8. – P. 107 - 119.
41. Newhman R.E., Skinner D.P., Cross L.E. Connectivity and Piezoelectric-Pyroelectric Composites // *Mater. Bull.* – 1978. – V. 13. – P. 525.
42. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D. and Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // *J. of Appl. Phys.* – 2011. – V. 103. – № 031101.

43. Van den Boomgaard J., Terrel D.R., Born R.A.J. и др. An in situ grown eutectic magnetoelectric composite material: Part 1 // *J. Mater. Sci.* – 1974. - V. 9. - P. 1705 - 1710.
44. Van den Boomgaard J., Terrel D.R., Scholing J.H. An in situ grown eutectic magnetoelectric composite material: Part 2 // *J. Mater. Sci.* – 1974. - V. 9. – P. 1710 - 1715.
45. Van den Boomgaard J., Van Run A.M.J.G., Van Suchtelen J. Piezoelectric-Piezomagnetic composites with magnetoelectric effect // *Ferroelectrics.* – 1976. - V. 14. – P. 727 - 732.
46. Van den Boomgaard J. and Born R. A. J., “A sintered magnetostrictive composite material BaTiO₃-Ni(Co,Mn)Fe₂O₄ // *J. Mater. Sci.* – 1978. - V. 13. – P. 1538 - 1539.
47. Ryu J.,Carado A., Uchino K. и др. Piezoelectric and Magnetoelectric properties of Lead Zirconate Titanate / Ni-Ferrite Particulate composites // *J. of Electroceramics.* – 2001. - V. 7. – P. 17 - 24.
48. Patankar K.K., Nipankar R.P, Mathe V.L., Mahajan R.P., Patil S.A. Role of sintering on magnetoelectric effect in CuFe_{1.8}Cr_{0.2}O₄ – Ba_{0.8}Pb_{0.2}Ti_{0.8}Zr_{0.2}O₃ composite ceramics // *Ceramics Int.* 2001. – V. 27. – P. 853 - 858.
49. Srinivasa G., Rasmussen E.T., Bush A.A., Kamentsev K.E., Meshcheryakov V.F. and Fetisov Y.K. Structural and magnetoelectric properties of MFe₂O₄-PZT (M=Ni,Co) and La_x(Ca,Sr)_{1-x}MnO₃-PZT multilayer composites // *Appl. Phys. A.* - 2004. – V. – P. 721 - 728.
50. Laletsin U., Padubnaya N., Srinivasan G., Devreugd C.P. Frequency dependence of magnetoelectric interactions layered structures of ferromagnetic alloys and piezoelectric oxides // *Appl. Phys. A.* - 2004. – V. 78. – P. 33 - 36.
51. Laletsin V.M. and Srinivasan G. Magnetoelectric effects in composites of nickel ferrite and barium lead zirconate titanate // *Ferroelectrics.* – 2002. –V. 280. – P. 342 – 352.
52. Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J., Srinivasan R., Bokhan Yu. and Laletin V.M. Magnetoelectric bilayer and multilayer structures of magnetostrictive and piezoelectric oxides // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 64. – № 214408.
53. Srinivasan G. Magnetoelectric Composites // *Annu. Rev. Mater. Res.* – 2010. – V. 40. – P. 153 – 178.
54. Priya S., Islam R., Dong S., Viehland D. Recent advancements in magnetoelectric particulate and laminate composites // *J. Electroceram.* – 2007. – v. 19. – P. 147 - 164.
55. Fiebig M. Revival of the magnetoelectric effect // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – P. R1 - R30.

56. Dong S., Zhai J., Li J.-F., Viehland D. Magnetolectric effect in Terfenol-D/Pb(Zr,TiO)₃/μ-metal laminate composites // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 89. - № 122903.
57. Fei F., ChangPeng Z., Wei Y. Thickness effects on magnetolectric coupling for Metglas/PZT/Metglas laminates // *SCIENCE CHINA Physics, Mechanics & Astronomy.* – 2010.
58. Pan D.A., Tian J.J., Zhang S.G., Sun J.S., Volinsky A.A., Qiao L.J. Geometry effects on magnetolectric performance of layered Ni/PZT composites // *Materials Science and Engineering B.* – 2009. –V. 163. – P. 114 - 119.
59. Pan D.A., Zhang S.G., Volinsky A.A., Qiao L.J. Shape and size effects on layered Ni/PZT/Ni composites magnetolectric performance // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – V. 41. - № 172003.
60. He Z.L., Wang Y.G., Bi K. Strong magnetolectric coupling in a Ni-Pb(Zr_{0.52}Ti_{0.48})O₃ bilayer derived from the hydrothermal method // *Solid State Communications.* – 2010. – V. 150. – P. 1837 - 1839.
61. Laletin V. M., Paddubnaya N., Srinivasan G. et al. Frequency ad field dependence of megnetolectric interactions in layered ferromagnetic transition metal-piezoelectric lead zirconate titanate // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V. 87. - № 222507.
62. Srinivasan G., Vreugd C.P., Laletin M.V., Paddubnaya et. al. Resonant magnetolectric coupling in trilayers of ferromagnetic alloys and piezoelectric lead zirconate titanate: The influence of bias magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V. 71. - № 184423.
63. Srinivasan G., Rasmussen E.T., Hayes R. Magnetolectric effects in ferrite-lead zirconate titanate layered composites: The influence of zinc Substitution in ferrites // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 67. - № 014418.
64. Srinivasan G., DeVreugd C.P., Flattenery C.S., Laletsin V.M. and Paddubnaya N. Magnetolectric interactions in hot-pressed nickel zinc ferrite and lead zirconate titanate composites // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. –V. 85. - № 13. – P. 2550 - 2552.
65. Mandal S.K., Sreenivasulu G., Petrov V.M., Srinivasan G. Flexural deformation in a compositionally stepped ferrite and magnetolectric effects in a composite with piezoelectrics // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. - № 192502.
66. Sheikh A.D., Fawzi A. and Mathe V.L. Microstructure-property relationship in magnetolectric bulk composites // *JMMM.* – 2011. – V. 323. – P. 740-747.
67. Duong G.V., Turtelli R.S., Groessinger R. Magnetolectric properties of CoFe₂O₄-BaTiO₃ core-shell structure composite studied by a magnetic pulse method // *JMMM.* – 2010. – V. 322. – P. 1582-1584.

68. Chen X.M., Tang Y.H., Chen I.-W., Xu Z.C. and Wu S.Y. Dielectric and Magnetolectric Characterization of $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$ Composites // *J. of Appl. Phys.* – 2004. – V. 64. - № 11. – P. 6520-6522.
69. Zeng M., Wan J.G., Wang Y. et al. Resonance magnetolectric effect in bulk composites of lead zirconate titanate and nickel ferrite // *J. of Appl. Phys.* - 2004. – V. 95. – № 12. – P. 8069-8073.
70. Dong S., Zhai J., Bai F. et al. $\text{FeGa/Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ magnetolectric lamínate composites // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V. 87.- № 222504.
71. Dong. S., Zhai Y., Bai F. et al. Magnetostrictive and magnetolectric behavior of Fe-20 at. % Ga/Pb(Zr, Ti) O_3 laminates // *J. of Appl. Phys.* – 2005. – V. 97. - № 103902.
72. Wang L. Du Z., Fan C. et al. Magnetolectric properties of FeGa/BaTiO_3 laminate composites // *Journal of Alloys and Compounds.* – 2011. – V. 509. – P. 508-511.
73. Nan C.-W., Liu G., Lin Y. Influence of interfacial bonding on giant magnetolectric response of multiferroic laminated composites of $\text{Tb}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_2$ and $\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$ // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 83. - № 21. – P. 4366-4368.
74. Zhang N., Petrov V.M., Johnson T., Mandal S.K. and Srinivasan G. Enhancement of magnetolectric coupling in a piezoelectric magnetostrictive semiring structure // *J. of Appl. Phys.* – 2009. – V. 106. - № 126101.
75. Guo Y.-Y., Zhou J.-P., Liu P. Magnetolectric characteristics around resonance frequency under magnetic field in $\text{Pb}(\text{Zr, Ti})\text{O}_3/\text{Terfenol-D}$ laminate composite // *Curr. Appl. Phys.* – 2010. – V. 10. – P. 1092-1095.
76. Yao Y., Hou Y., Dong S., et al Influence of magnetic fields on the mechanical loss of Terfenol-D/ $\text{PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3/\text{Terfenol-D}$ laminated composites // *Journal of Alloys and Compounds.* – 2011. – V. 509. – P. 6920-6923.
77. Zhai Y., Dong S., Xing Z., Li J. and Viehland D. Giant magnetolectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 89. - № 083506.
78. Park C.-S., Cho K.-H., Arat M.A., Evey J. and Priya S. High magnetic field sensitivity in $\text{Pb}(\text{Zr, Ti})\text{O}_3\text{-Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ single crystal/Terfenol-D/Metglas magnetolectric laminate composites // *J. of Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. - № 094109.
79. Xuan H.C., Wang L.Y., Ma S.C. et al. Large converse magnetolectric effect in Metglas FeCoSiB and $0.7\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.3\text{PbTiO}_3$ laminated composite // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 98. - № 052505.

80. Li M., Wang Y., Hasanyan D., Li J. and Viehland D. Giant converse magnetoelectric effect in multi-push-pull mode Metglas/Pb(Zr, Ti)O₃/Metglas laminates // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 100. - № 132904.
81. Hung D.S., Yao Y.D., Wei D.H. et al. Permittivity study of multiferroic AlN/NiFe/AlN multilayer films // *J. of Appl. Phys.* – 2008. – V. 103. - № 07E318.
82. Greve H., Woltermann E., Quenzer H.-J., Wagner B. and Quandt E. Giant magnetoelectric coefficients in (Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀-AlN thin film composites // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 98. - № 182501.
83. Dong S., Li J.-F., Viehland D. A longitudinal-longitudinal mode TERFENOL-D/Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃-PbTiO₃ laminate composite // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 85. - № 22. – P. 5305-5306.
84. Zeng M., Or W. S., Chan H.L.W. Magnetic Field-Induced Strain and Magnetoelectric Effects in Sandwich Composite of Ferromagnetic Shape Memory Ni-Mn-Ga Crystal and Piezoelectric PVDF Polymer // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control.* 2012. – V. 57. - № 10. – P. 2147 - 2153.
85. Jin J., Lu S.-G., Chanthad C., Zhang Q., Haque M.A., Wang Q. Multiferroic Polymer Composites with Greatly Enhanced Magnetoelectric Effect under a Low Magnetic Bias // *Adv. Mat.* – 2011. – V. 23. – P. 3853 – 3858.
86. Lin Y., Cai N., Zhai J., Liu G., Nan C.-W. Giant magnetoelectric effect in multiferroic laminated composites // *Phys. Rev. B.* - 2005. – V. 72. - № 012405.
87. Gibson R.F. A review of recent research on mechanics of multifunctional composite materials and structures // *Composite Structures.* – 2010. – V. 92. – 2793 – 2810.
88. Espinosa-Almeyda Y., Lypez-Realpozo J.C., Rodriguez-Ramos R., Bravo-Castillero J., Guinovart-Díaz R., Camacho-Montes H., Sabina F.J. Effects of interface contacts on the magneto electro-elastic coupling for fiber reinforced composites // *International Journal of Solids and Structures.* – 2011. – V. 48. – P. 1525 – 1533.
89. Shvartsman V.V., Alawhne F., Borisov P., Kozodaev D and Lupasen D.C. Converse magnetoelectric effect in CoFe₂O₄-BaTiO₃ composites with a core-shell structure // *Smart Mater. Struct.* – 2011. – V. 20. - № 075006.
90. Chen Y., Gao J., Fitchorov T. et al. Large converse magnetoelectric coupling in Fe-CoV/lead zinc niobate-lead titanate heterostructure // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 94. – № 082504.

91. Hockel J.L., Wu T. and Carman G.P. Voltage bias influence on the converse magneto-electric effect of PZT/Terfenol-D/PZT laminates // *J. of Appl. Phys.* – 2011. – V. 109. - № 064106.
92. Li S., Liu M., Lou J. et al. E-field tuning microwave frequency performance of Co₂FeSi/lead zinc niobate-lead titanate magnetolectric coupling composites // *J. of Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. - № 07C705.
93. Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M. et al. Resonance magnetolectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68. - № 132408.
94. Bichurin M.I., Petrov V.M., Petrov R.V. Direct and inverse magnetolectric effect in layered composites in electromechanical resonance range: A review // *JMMM.* – 2010.
95. Bichurin M.I., Petrov V.M., Averkin S.V., Liverts E. Present status of theoretical modeling the magnetolectric effect in magnetostrictive-piezoelectric nanostructures. Part 1: Low frequency and electromechanical resonance ranges // *J. of Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. - № 053904.
96. Jahns R., Greve H., Woltermann E., Quandt E., Knöchel R.H. Noise Performance of Magnetometers With Resonant Thin-Film Magnetolectric Sensors // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* – 2011. - V. 60. - No. 8. – P. 2995-3001.
97. Gao J., Shen Y., Wang Y., Finkel P., Viehland D. Magnetolectric Bending-Mode Structure Based on Metglas-Pb(Zr,Ti)O₃ Fiber Laminates // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroel. Freq. Control.* – 2011. - V. 58. - No. 8. – P. 1545-1549.
98. O'Dell T.H. Pulse measurements of the magnetolectric effect in Chromium oxide // *IEEE Trans on Magnetics.* – 1966. – V. MAG-2. - No. 3. - P. 449-452.
99. Ostashenko A.Y., Kamentsev K.E., Fetisov Y.K. et al. Magnetic response of a multi-layer ferrite-piezoelectric structure to magnetic field pulses // *Technical Phys. Lett.* – 2004. - V. 30. - No. 9. - P. 769-771.
100. Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Ostashenko A.Y., Srinivasan G. Wide-band characterization of a ferrite-piezoelectric multilayer using pulsed magnetic field // *Solid State Communications.* – 2004. - V. 132. - P. 13-17.
101. Bueno-Baques D., Grossinger R., Schonhart M. et al. The magnetolectric effect in pulsed magnetic fields // *J. Appl. Phys.* – 2006. - V. 99. - № 08D908.

102. Duong G. V., Turtelli R.S., Grossinger R. Magnetolectric properties of $\text{CoFe}_2\text{O}_4\text{-BaTiO}_3$ structure composite studied by a magnetic pulse method // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2010. – V. 332. – P. 1581-1584.
103. Liverts E., Grosz A., Zadov B. et al. Demagnetizing factors for two parallel ferromagnetic plates and their applications to magnetolectric laminated sensors // *J. Appl. Phys.* – 2011. - V. 109. - № 07D703.
104. Wilson S.A., Jourdian R.P.J., Zhang Qi et al. New materials for micro-scale sensors and actuators. An engineering review // *Mat. Sci. and Eng. R.* - 2007. – V. 56. – P. 1-129.
105. Ma J., Hu J., Li Z. and Nan C.-W. Recent progress in multiferroic magnetolectric composites: from bulk to thin films // *Adv. Mat.* – 2012. – V. 23. – P. 1062-1087.
106. Martin L.W., Ramesh R. Multiferroic and magnetolectric heterostructures // *Acta materiala.* – 2012.
107. Wang T.-Z., Zhou Y.-H. A theoretical study of nonlinear magnetolectric effect in magnetostrictive-piezoelectric trilayer // *Comp. Str.* – 2011. – V. 93. – P. 1485-1492.
108. Chen W., Zhu W., Chen X.F., Sun L.L. Preparation of $(\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})\text{Fe}_2\text{O}_4/\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$ thick films and their magnetic and ferroelectric properties // *Mat. Chem. and Phys.* – 2011. – V. 127. – P. 70-73.
109. Seguin D., Sunder M., Krishna L., Tatarenko A. and Moran P.D. Growth and characterization of epitaxial $\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}/0.69\text{PMN}-0.31\text{Pt}$ heterostructures // *J. of Crystal Growth.* – 2009. – V. 311. – P. 3235-3238.
110. Chen Y., Gao J., Fitchorov T. et al. Large converse magnetolectric coupling in $\text{Fe-CoV}/\text{lead zinc niobate-lead titanate}$ heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* -2009. – V. 64. - № 082504.
111. Chen W., Shannigrahi S., Chen X.F. et al. Multiferroic behaviour and magnetolectric effect in $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$ thick films // *Solid State Communications.* – 2010. – V. 150. – P. 271-274.
112. Cho Y.-H., Martin L.W., Holcomb M.B. et al. Electric-field control of local ferromagnetism using a magnetolectric multiferroic // *Nature Materials.* – 2008. – V. 7. – P. 478-482.
113. Hu J.-M., Li Z., Wang J. and Nan C.W. Electric-field control of strain-mediated magnetolectric random access memory // *J. of Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. - № 093912.
114. Tiercelin N., Dusch Y., Klimov A. et al. Room temperature magnetolectric memory cell using stress-mediated megnetoelastic switching in nanostructured multilayers // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 99. - № 192507.

115. Wu T., Bur A., Wong K. et al. Electrical control of reversible and permanent magnetization reorientation for magnetoelectric memory devices // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 98. - № 262504.
116. Piramanayagam S.N., Tan H.K., Ranjbar M., et al. Magnetic interaction in perpendicular recording media with synthetic nucleation layers // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 98. - № 152504.
117. Schneider C.S. Effect of stress on the shape of ferromagnetic hysteresis loops // *J. of Appl. Phys.* – 2005. – V. 97. - № 10E503.
118. Binek Ch., Hochstrat A., Chen X. et al. Electrically controlled exchange bias for spintronic applications // *J. of Appl. Phys.* – 2005. – V. 97. - № 10C514.
119. Chen X., Hochstrat A., Borisov P., Kleemann W. Magnetoelectric exchange bias systems in spintronics // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 89. - № 202508.
120. Kambale R.C., Jeong D.-Y., Ryu J. Current Status of Magnetoelectric Composite Thin/Thick Films // *Adv. In Cond. Mat. Phys.* – 2012. - № 824643.
121. Martin L.W., Ramesh R. Multiferroic and magnetoelectric heterostructures // *Acta Materialia.* – 2012.
122. Harshe G., Dougherty J.P., Newnham R.E. Theoretical modeling of multilayer magnetoelectric composites // *Int. J. Appl. Electromag. Mater.* – 1993. – V. 4. – P. 145.
123. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68. - № 054402.
124. Vopsaroiu M., Blackburn J., Cain M.G. A new magnetic recording read head technology based on the magneto-electric effect // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2007. – V. 40. – P. 5027–5033.
125. Бичурин М.И., Петров В.М., Лаврентьева К.В. и Петров Р.В. Изгибные колебания двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры // *Вестник Новгородского Государственного Университета.* – 2011. - № 65. – С. 11 - 13.
126. Dong S., Li J.F., Vieland D. Longitudinal and transverse magnetoelectric voltage coefficients of magnetostrictive/piezoelectric laminate composite: Theory // *IEEE Trans. On Ultrasonics, Ferroelectrics and frequency control.* – 2003. – V. 50. – Is. 10. – P. 1253-1261.
127. Zhou H.-M., Li C., Zuang L.-M., Wei J., Zhao J.-W. Equivalent circuit method research of resonant magnetoelectric characteristic in magnetoelectric laminate composites using nonlinear magnetostrictive constitutive model // *Smart Mater. Struct.* – 2011. – V. 20. - № 035001.

128. Бардзокас Д.И., Зобин А.И., Сенник Н.А., Фильштинский М.Л. Математическое моделирование в задачах механики связанных полей. Т.2 – М.: КомКнига, 2005 – С. 376.
129. Остащенко А.Ю. Магнитоэлектрический эффект в многослойных плёночных структурах ферромагнетик-пьезоэлектрик Дисс. канд. физ.-мат. наук. Москва. – 2006. – 149 с.
130. Lou J., Liu M., Reed D., Ren Y.H. and Sun N.X. Electric field modulation of surface anisotropy and magneto-dynamics in multiferroic heterostructures // *J. of Appl. Phys.*- 2011. – V. 109. - № 07D731.
131. Li Z., Wang J., Lin Y., Nan C.W. A magnetoelectric memory cell with coercivity state as writing data bit // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V 96. - № 162505.
132. Shi Z., Wang S.P., Liu X.P., Nan C.W. A four-state memory cell based on magnetoelectric composite // *Chinese Science Bulletin.* – 2008. – V. 58. - № 14. –P. 2135 - 2138.
133. Fang F., Xu Y.T., Zhu W.P., and Yang W. A four-state magnetoelectric coupling for embedded piezoelectric/magnetic composites // *J. of Appl. Phys.* – 2011. – V. 110. - № 084109.
134. Dai X., Wen Y., Li P., Yang J., Li M. Energy harvesting from mechanical vibrations using multiple magnetostrictive/piezoelectric composite transducers // *Sensors and Actuators: A Physica.* – 2010.
135. Mateu L., Moll F. Review of Energy Harvesting Techniques and Applications for Microelectronics // *the Proceedings of the SPIE Microtechnologies for the New Millennium.* – 2005. – P. 359 – 373.
136. Dai X., Wen Y., Li P., Yang J., Zhang G. Modeling, characterization and fabrication of vibration energy harvester using Terfenol-D/PZT/Terfenol-D composite transducer // *Sensors and Actuators A: Physical.* – 2009. – V. 156. – P. 350–358.
137. Li P., Wen Y., Liu P., Li X., Jia C., A magnetoelectric energy harvester and management circuit for wireless sensor network // *Sensors and Actuators A: Physical.* – 2010. – V. 157. – P. 100–106.
138. Zhai J., Xing Z., Dong S., Li J., and Viehland D. Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. - № 062510.
139. Dong X.W., Wang B., Wang K.F., Wan J.G., Liu J.–M. Ultra-sensitive detection of magnetic field and its direction using bilayer PVDF/Metglas laminate // *Sensors and Actuators A: Physical.* – 2009. – V. 153. – P. 64-68.

140. **Фетисов Л.Ю.**, Каменцев К.Е., Фетисов Ю.К. Влияние электрического поля на характеристики магнитоэлектрического взаимодействия в композитной структуре ферромагнетик – сегнетоэлектрик //ФТТ. – 2009. – Т. 51. – В. 11. – С. 2175- 2179.
141. **Фетисов Л.Ю.**, Чашин Д.В., Перов Н.С., Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрический эффект в планарных структурах аморфный ферромагнетик FeNiSiC – пьезоэлектрик //ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – В. 4. – С. 56 – 61.
142. **Фетисов Л.Ю.**, Буш А.А., Каменцев К.Е., Мещеряков В.Ф., Фетисов Ю.К., Чашин Д.В. Низкочастотный магнитоэлектрический эффект в композитной планарной структуре галфенол – цирконат-титанат свинца //ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – В. 9. – С. 71-77.
143. **Fetisov L.Y.**, Kamentsev K.E., Srinivasan G., Fetisov Y.K., Chashin D.V. Converse magnetoelectric effects in a galphenol and lead zirconate titanate bilayer //J. Appl. Phys. – 2009. – V. 105. – №. 123918.
144. Тимошенко, С.П. Колебания в инженерном деле: Издательство «Наука». - 1967. – С. 444.
145. Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G. Inverse magnetoelectric effect in a ferromagnetic-piezoelectric layered structure // J. Mater. Research. – 2007. – V. 22. – N. 8. – P. 2074-2080.
146. Dong S., Zhai J., Wang N. et al. Fe-Ga(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃-PbTiO₃ magnetoelectric laminate composites // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 87. - № 222504.
147. Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Srinivasan G., Frequency dependence of magnetoelectric voltage for a multilayer ferrite-piezoelectric structure with finite conductivity, Integr. Ferroelctr. 106 (2009) 1-6.
148. **Фетисов Л.Ю.**, Перов Н.С., Фетисов Ю.К. Резонансное магнитоэлектрическое взаимодействие в несимметричной биморфной структуре ферромагнетик – сегнетоэлектрик // ПЖТФ. – 2011. – Т. 37. – В. 6. – С. 1-7.
149. **Fetisov L.Y.**, Perov N.S., Fetisov Y.K., Srinivasan G. and Petrov V.M. Resonance magnetoelectric interactions in an asymmetric ferromagnetic-ferroelectric layered structures // J. Appl. Phys. – 2011. - V. 109. - № 053908. – P. 1-4
150. Record P., Popov C., Fletcher J., Abraham E., Huang Z., Chang H., Whatmore R.W. Direct and converse magnetoelectric effect in laminate bonded Terfenol-D/PZT composites Sens. & Actuat. B 126 (2007) 344-349.

151. Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Chashin D.V., **Fetisov L.Y.**, Srinivasan G., Converse magnetoelectric effects in a galphenol and lead zirconate titanate bilayer. *J. Appl. Phys.* 105 (2009) 123918.
152. Fetisov Y.K., Petrov V.M., Srinivasan G., Inverse magnetoelectric effects in a ferromagnetic piezoelectric layered structure, *J. Mater. Res.* 22 (2007) 2074-2080.
153. Фетисов Л.Ю. Резонансный магнитоэлектрический эффект в композитной структуре кварц-ферромагнетик // *Нано- и микросистемная техника*. - 2012. – Т. 6. – С. 14-16.
154. Sreenivasulu G., Fetisov L.Y., Srinivasan G., Fetisov Y.K. Piezoelectric single crystal langatate and ferromagnetic composites: Studies on low-frequency and resonance magnetoelectric effects // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 100. – №. 052901.
155. Fetisov L.Y., Srinivasan G., Fetisov Y.K. Influence of bias electrical on magnetoelectric interactions in ferromagnetic-piezoelectric layered structures// *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 94. – №. 1325007.
156. Bichurin M.I., Fillipov D.A., Petrov V.M., Laletin U. and Srinivasan G. Resonance Magnetoelectric effects in layered magnetostrictive – piezoelectric composite // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68. – № 132408.
157. Яффе Б., Кук У., Яффе Г. Пьезоэлектрическая керамика//*М.Мир*. – 1974. - С. 288.
158. Bueno-Baques D., Grossinger R., Schonhart M. et al. The magnetoelectric effect in pulsed magnetic fields // *J. Appl. Phys.* – 2006. - v. 99. - №. 08D908.
159. Fetisov L.Y., Chashin D.V., Fetisov Y.K., Segalla A.G., and Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in a layered composite under magnetic and electrical excitations // *J. of Appl. Phys.* – 2012. – V. 112. – №. 014103.
160. Kreitmeier F., Chashin D.V., Fetisov Y.K., Fetisov L.Y., Schulz I., Monkman G.J. and Shamonine M. Nonlinear magnetoelectric response of planar ferromagnetic-piezoelectric structures to sub-millisecond magnetic pulses // *Sensors*. – 2012. - V. 12. – P. 14821 – 14837.
161. Liverts E., Grosz A., Zadov B. et al. Demagnetizing factors for two parallel ferromagnetic plates and their applications to magnetoelectric laminated sensors // *J. Appl. Phys.* – 2011. - v. 109. - №. 07D703.