

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр
Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)
Обособленное подразделение Институт физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук (ИФ СО РАН)

На правах рукописи



Смоляков Дмитрий Александрович

**МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНЫХ
СТРУКТУР Fe/SiO₂/p-Si и Mn/SiO₂/n-Si**

01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Волков Никита Валентинович

Красноярск, 2017

Оглавление

ОГЛАВЛЕНИЕ	1
ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. Гигантский магнитоимпеданс	10
1.1 Магнитный импеданс	10
1.2 Природа гигантского магнитоимпеданса	16
1.3 Условия возникновения	17
1.3.1 Низкочастотный диапазон	18
1.3.2 Диапазон промежуточных частот	20
1.3.3 Высокочастотная область	21
1.4. Гигантский магнитоимпеданс в различных структурах	22
1.4.1 Гигантский магнитоимпеданс в проводах	22
1.4.2 Гигантский магнитоимпеданс в лентах и тонких пленках	25
1.4.3 Гигантский магнитоимпеданс в многослойных лентах и пленках ..	28
1.4.4 Влияние разницы сопротивлений	31
1.5 Применение гигантского магнитоимпеданса	33
Выводы к главе и постановка задач	36
Глава 2. Получение образцов. Экспериментальная геометрия и описание установок	37
2.1. Описание технологии получения образцов	37
2.2. Экспериментальная геометрия	40
2.3. Экспериментальные методы исследования гибридных структур	41
2.4. Установки для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур	44
Основные результаты главы	47

Глава 3. Гибридные структуры Fe/SiO ₂ /n-Si: транспортные и магнитотранспортные свойства на переменном токе	48
3.1. Температурные зависимости	48
3.2. Влияние внешнего магнитного поля	54
3.3. Смещение на диоде и частотные зависимости	61
3.4. Устройство на основе структуры Fe/SiO ₂ /n-Si	67
Основные результаты главы	71
 Глава 4. Гибридные структуры Mn/SiO ₂ /p-Si: транспортные и магнитотранспортные свойства на переменном и постоянном токе	73
4.1. Температурные зависимости, влияние магнитного поля и смещения .	74
4.2. Механизмы, влияющие на транспортные свойства	77
4.3. Смещение выше порогового значения	80
4.4. Транспортные свойства на постоянном токе	84
Основные результаты главы	95
 Заключение	98
Список цитируемых источников литературы	102

Введение

Актуальность темы.

С развитием современной науки, перед исследователями в наши дни ставится огромное количество задач. Чаще всего эти задачи представляют собой поиск, изготовление и исследование новых материалов и структур для нужд современных областей производства. Однако, помимо этого, требуется совершенствование и развитие уже существующих устройств за счет применения новых принципов и идей. Именно поэтому последние десятилетия не утихает интерес вокруг новой области физики магнитных явлений – спинтроники. Главная цель данной науки – создание устройств электроники, в которых будет использоваться не только заряд, но и спин электрона. Такая цель вызывает ряд проблем, которые приходится решать в спинтронике: создание спин поляризованного тока, спиновая инжекция, спиновая аккумуляция и релаксация, спиновое детектирование, а особенно важно эффективное управление спиновым состоянием.

Несмотря на описанные выше проблемы, на сегодняшний день благодаря спинтронике уже реализованы устройства магнитной памяти и сенсоры на основе эффекта магнитосопротивления. А если принимать в расчет, что подобные созданные устройства, могут быть построены при использовании эффекта магнитоимпеданса, что делает их более чувствительными к магнитному полю, то исследования в данном направлении имеют высокую актуальность на сегодняшний день.

Для реализации задач спиновой электроники кажутся очень перспективными гибридные наноструктуры, особенно на основе кремния. Например, это структуры, состоящие из полупроводника и магнитного материала. Для полупроводников хорошо отработана технология производства, а магнитный материал обладает огромным потенциалом управления электронным транспортом, манипулируя спиновым состоянием

электронов или используя спиновый транспорт. На сегодняшний день, полупроводниковая электроника имеет широкое применение, и таким образом, интеграция устройств спинтроники на основе кремния будет иметь большой успех, проще в осуществлении и поспособствует выходу полупроводниковых приборов на качественно новый уровень развития. Благодаря этому, исследование подобных структур особенно вызывает интерес и имеет огромный потенциал дальнейшего применения. Хотя стоит отметить необходимость решения таких вопросов как инжектирование и экстракция спин-поляризованного тока в полупроводник и из полупроводника в гибридных структурах, что может быть осуществлено за счет границы раздела ферромагнетик-полупроводник с сопротивлением, зависящим от спиновой поляризации электронного тока (например, за счет создания туннельных переходов).

Кроме того, подобные структуры могут быть использованы в высокочастотных приборах, что делает необходимым исследование их на переменном токе, то есть исследование импеданса и магнитоимпеданса.

Эффект магнитного импеданса заключается в сильном изменении полного сопротивления проводника переменному току во внешнем магнитном поле. Интерес к данному эффекту связан с обнаружением в некоторых материалах изменения импеданса в магнитном поле в более чем 2 раза. Такое значительное изменение импеданса в литературе обычно называют эффектом гигантского магнитоимпеданса (ГМИ-эффектом).

Как часто бывает в науке, открытия не получают должного внимания у современников или не достаточно точно интерпретируются. Однако, по прошествии десятилетий, с развитием технологий производства и исследовательского оборудования, эти открытия вновь попадают в поле зрения ученых и для них начинается новый виток развития. Именно такая участь была и у эффекта магнитного импеданса, обнаруженного Харрисоном еще в 30х годах прошлого века [1, 2], а развитие получившего после работ

Мори в 1994 году [3]. Данная ситуация объясняется тем, что на начальном этапе исследования технология производства не позволяла получить качественные материалы и обеспечить повторяемость результатов. Помимо этого, изменение импеданса при воздействии магнитного поля было очень малым. Потому и о практическом применении данного эффекта в производстве на тот момент не могло идти речи, хотя авторы такую возможность обозначили.

В современной же физике конденсированного состояния вещества и физике магнитных явлений исследование структур с высокой чувствительностью эффекта гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) к внешнему магнитному полю являются одним из бурно развивающихся направлений [4-7]. Уже существуют различные прототипы датчиков на основе этого эффекта, чьи преимущества в малой энергозатратности, стоимости производства и что самое главное, высокой чувствительности к внешнему магнитному полю. Именно поэтому очень важен дальнейший научный поиск в этой области.

Цель работы. Целью данной работы является изучение явлений магнитоиндуцированного электронного транспорта в гибридных структурах $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$, $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ и простейших устройствах на их основе.

В связи с этим, в работе были поставлены следующие **задачи**:

1. Исследовать поведение импеданса и магнитоимпеданса структуры $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ и устройства $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ на ее основе в широком диапазоне температур, при различных величинах внешнего магнитного поля и различных частотах прикладываемого переменного напряжения.
2. По аналогии исследовать поведение импеданса и магнитоимпеданса структуры $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ и устройства $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ на ее основе в широком диапазоне температур, для различных величин внешнего магнитного поля и различных частот прикладываемого переменного напряжения.

3. Изучить влияние допирования кремния на магнитотранспортные и магнитоимпедансные свойства для структур Fe/SiO₂/n-Si и Mn/SiO₂/p-Si.
4. Определить влияние выбора материала слоя металла в гибридных структурах Fe/SiO₂/n-Si и Mn/SiO₂/p-Si на транспортные и магнитотранспортные свойства данных структур.

Научная новизна.

1. Обнаружены особенности, ниже 40K на температурной зависимости в виде пика реальной $R(T)$ и ступени мнимой $X(T)$ частей импеданса для структур Fe/SiO₂/n-Si и Mn/SiO₂/p-Si. Воздействие внешнего магнитного поля H , проявляется как сдвиг особенностей в область более высоких температур. Так же было исследовано влияние напряжения смещения V_b на диоде и обнаружено различие в отклике на него в зависимости от типа подложки кремния.
2. Для Fe/SiO₂/n-Si при частотах переменного тока от 10Гц до 1МГц было обнаружено, что активное магнитосопротивление MR достигает 300%, а реактивное MX 600%. Для Mn/SiO₂/p-Si значение MR достигает 200%.
3. Данные особенности были объяснены наличием поверхностных центров на границе диэлектрик-полупроводник SiO₂/n(p)-Si и процессами их перезарядки, идущими посредством прямого процесса испускания-захвата электронов с участием зоны проводимости. E_c . Влияние внешнего магнитного поля H , сводится к сдвигу уровней энергии поверхностных центров E_s в область более высоких энергий. Сдвиг особенностей при приложенном смещении так же хорошо согласуется с предложенным нами механизмом.
4. Было обнаружено сильное влияние смещения на структуру Mn/SiO₂/p-Si. При смещениях выше определенного порогового значения, магнитосопротивление на переменном токе увеличилось от 200 % до 10⁵ % и для самых низких частот достигает 10⁷. Что же касается магнитосопротивления на постоянном токе, то оно так же имеет значения

до 10^8 %. Такие большие значения связаны с возникновением явления ударной ионизации, которое подавляется внешним магнитным полем.

5. На основе проделанных исследований, было разработано и запатентовано устройство, представляющее собой МДП-структуру в виде диода на базе структуры Fe/SiO₂/n-Si, основанное на эффекте магнитоимпеданса.

Научная и практическая значимость.

В результате проделанных исследований, были получены данные, которые позволяют дополнить производство магниточувствительных элементов полупроводниковой электроники новыми образцами. Принцип действия этих устройств основан на эффекте магнитоимпеданса, возникающем за счет участия поверхностных центров на границе диэлектрик/полупроводник и процессами их перезарядки. Управление магнитосопротивлением такой структуры возможно за счет частоты переменного тока, внешнего магнитного поля и напряжения смещения. Такие устройства могут быть особенно полезны в областях, где играет важную роль такой критерий как чувствительность к магнитному полю и в изготовлении высокочастотных приборов.

Положения, выносимые на защиту.

1. Результаты исследования транспортных и магнитотранспортных свойств гибридных структур Fe/SiO₂/p-Si и Mn/SiO₂/p-Si на переменном токе, а так же в условиях приложенного внешнего магнитного поля и напряжения смещения.

2. Описание механизмов магнитосопротивления на переменном токе, а также возникновение эффекта гигантского магнитосопротивления при воздействии напряжения смещения.

Апробация работы. Основные результаты работы были доложены в виде устных и постерных докладов. В том числе: «6-ом Московском международном симпозиуме по магнетизму - MISM-2014» (г. Москва, Россия, 2014г.), «Spin physics, spin chemistry and spin technology - SPCT-

2015» (Санкт-Петербург, Россия, 2015г.), «VI Euro-Asian Symposium Trends in magnetism» (г. Красноярск, Россия, 2016 г.). Некоторые результаты исследования были представлены на семинарах и докладах в Институте физики СО РАН.

Публикации. Основное содержание диссертационной работы опубликовано в 13 работах, в том числе 4 статьях в рецензируемых журналах, 9 работ в трудах конференций и 1 свидетельстве о регистрации патента.

Личный вклад автора заключается в проведении всех экспериментов по исследованию гибридных структур при различных температурных условиях и внешних воздействиях. Обработке полученных результатов и построении качественной модели. Автором диссертации проведен анализ и обобщение полного набора экспериментальных и теоретических данных, а также интерпретация полученных результатов.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. **Во введении** рассмотрено научное значение и новизна исследований по теме диссертационной работы. Обоснована актуальность, дана общая характеристика работы, сформулированы цели диссертации. **Первая глава** посвящена описанию явления магнитоимпеданса, его природы и необходимых условий для его возникновения. Кратко рассказана история открытия этого эффекта и приведен обзор работ о его исследованиях в наши дни. Рассмотрены особенности магнитного импеданса в различных материалах: проводках, лентах, тонких пленках и многослойных структурах. Так же приведен обзор различных устройств, реализованных за счет данного эффекта, их достоинствах и недостатках, а так же о перспективности и возможности развития подобных устройств в дальнейшем. **Во второй главе** представлено описание технологии получения гибридных структур на основе кремния и

процесс подготовки исследуемых образцов. Так же в данной главе описана экспериментальная установка для исследования транспортных и магнитотранспортных исследований на переменном токе и геометрия эксперимента. **В третьей и четвертой главе** приведены результаты исследования транспортных и магнитотранспортных свойств гибридных структур на переменном токе. Представлена качественная модель, описывающая эффекты, связанные с влиянием внешних воздействий на исследуемую структуру. Диссертация изложена на 113 страницах машинописного текста, включая 40 рисунков. Библиографический список содержит 105 наименований.

Глава 1. Гигантский магнитоимпеданс

В соответствие с поставленными задачами, достаточно большая и наиболее важная часть представленной работы связана с исследованием структур $Fe/SiO_2/n-Si$ и $Mn/SiO_2/p-Si$ на переменном токе, то есть исследование импеданса и магнитоимпеданса в данных структурах и простейших устройствах, изготовленных на их основе. Связано это с тем, что ранее нашей исследовательской группой был проведен ряд работ по изучению транспортных свойств подобных структур, но на постоянном токе [8-10], и, таким образом, было решено в данной работе сосредоточить внимание на исследовании структур уже на переменном токе.

И раз уж мы в дальнейшем будем достаточно много говорить об эффекте магнитоимпеданса, то следовало бы подробнее остановиться на том, что собой представляет этот эффект вообще. Поэтому в данной главе мы остановимся на том, что такое магнитный импеданс, его природе и необходимых условиях для его возникновения. Кратко остановимся на истории открытия этого эффекта и его исследованиях в наши дни. Кроме того, подробно расскажем о магнитном импедансе в различных материалах: проводках, лентах, тонких пленках и многослойных структурах. И, конечно же, поговорим о различных устройствах, которые уже реализованы за счет эффекта магнитоимпеданса, их достоинствах и недостатках, а так же о перспективности и возможности развития подобных устройств в дальнейшем.

1.1 Магнитный импеданс

Магнитный импеданс – это эффект изменения комплексного сопротивления, $Z = R + iX$, (как действительной, R , так и мнимой части, X) ферромагнитного проводника при протекании через него переменного тока под действием внешнего магнитного поля.

Когда речь идет о величине импеданса, то чаще всего ее представляют как относительное изменение импеданса $\Delta Z/Z$:

$$\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(H_{max})]/Z(H_{max}) \quad (1)$$

где H_e - внешнее магнитное поле и H_{max} - максимальное поле, при котором проводятся измерения. Как правило, в качестве H_{max} принимают достаточно большое значение поля, при котором намагниченность исследуемого образца достигает насыщения.

Кроме того, существует и другое представление относительного изменения импеданса, использующееся в ряде работ:

$$\Delta Z/Z = [Z(H_e) - Z(0)]/Z(0) \quad (2)$$

где $Z(0)$ - значение импеданса в нулевом внешнем поле. Однако определение 2 является менее удобным, так как в этом случае величина относительного изменения импеданса оказывается чувствительной к магнитному состоянию образца в нулевом поле.

Благодаря таким представлениям достаточно удобно описывать общую величину эффекта, но для теоретического описания формула 1 не очень удобна, так как теряется информация о сдвиге фазы, и, кроме того, относительное изменение импеданса оказывается зависящим от произвольно выбранного поля H_{max} [11]. При этом отношение $\Delta Z/Z$ оказывается чувствительным к влиянию измерительной цепи на величину $Z(H_{max})$. В связи с чем, для проведения теоретического анализа более удобным является введение отношения $\Delta Z/R_{dc}$, где R_{dc} - сопротивление образца постоянному току.

Впервые эффект магнитного импеданса (МИ) был открыт около 80 лет назад в работах Е.П. Харрисона с соавторами, выполненных на

железоникелевых проволоках FeCuMnCrSiNi [1,2]. Авторы наблюдали относительно небольшие изменения импеданса, около 17%, и данный эффект был объяснен на основе классического скин-эффекта - зависимостью толщины скин-слоя от эффективной магнитной проницаемости магнитомягкого материала. В этих работах была отмечена возможность практического использования полученных результатов для измерения малых магнитных полей, за счет изменения импеданса во внешнем магнитном поле. Не смотря на это, эффект магнитоимпеданса не получил должного интереса и долгое время оставался без внимания. Главным образом, это было связано, с технологией производства железоникелевых проволок, которая, на тот момент, не могла обеспечить повторяемость результатов. Да и практическое применение осложнялось достаточно малым изменением импеданса во внешнем поле. Стоит отметить, что в первых работах 30х годов, термин “магнитный импеданс” не использовался, как и в первых расчетах проведенных позднее [12].

С развитием технологий и методов производства проводящих аморфных и нанокристаллических материалов с высокой магнитной проницаемостью [13-16], в начале 90-х годов прошлого века, была обеспечена повторяемость результатов исследований магнитоимпеданса и возможность контролируемой разработки материалов для данного направления, за счет чего эффект магнитного импеданса получил новый виток развития. Так в 1991 году В.Е. Махоткин с соавторами создали датчик малых магнитных полей с чувствительным элементом в виде аморфной ленты FeCoSiB , авторы не обсуждали причины возникновения эффекта и не использовали термин “магнитный импеданс”, хотя сам датчик работал на принципе изменения импеданса под воздействием внешнего магнитного поля [17]. В ранних работах, в которых говорилось о магнитоиндуктивном эффекте, термин так же не употреблялся [3,18].

Чуть позже, в серии работ [19-22] было исследовано влияние внешнего продольного магнитного поля на отклик напряжения аморфной проволоки FeCoSiB, возбуждаемой низкочастотным током. Наблюдавшаяся зависимость напряжения, снимаемого с концов образца, от внешнего поля была обусловлена изменениями индуктивности, которая пропорциональна поперечной магнитной проницаемости проволоки. Этот эффект был назван магнитоиндуктивным. В работах [23-25] изменение импеданса аморфных проволок и лент в малых полях при низких частотах интерпретировалось как проявление эффекта гигантского магнитосопротивления. Однако, как было показано позднее [26-27], вклад этого эффекта в магнитоимпеданс имеет очень малое значение.

Интенсивные исследования магнитоимпеданса начались в 1994 г., после того как были обнаружены большие изменения импеданса в магнитомягких аморфных проволоках и лентах на основе кобальта [3, 18, 28-30]. Так как относительное изменение импеданса в магнитомягких проводниках в области слабых внешних магнитных полей (менее 1-10 Э) достигает нескольких сотен процентов, этот эффект получил название гигантского магнитоимпеданса (ГМИ). Эффект гигантского магнитоимпеданса становится заметным при определенных условиях, накладываемых как на материал, так и на способ возбуждения самого эффекта. Принято говорить о ГМИ, когда величина эффекта превышает 100%. Чувствительность ГМИ к внешнему магнитному полю на сегодняшний день достигает 500%/Э [31], что превышает чувствительность всех других известных эффектов.

Типичный пример эффекта гигантского магнитоимпеданса приведен на рисунке 1 ниже.

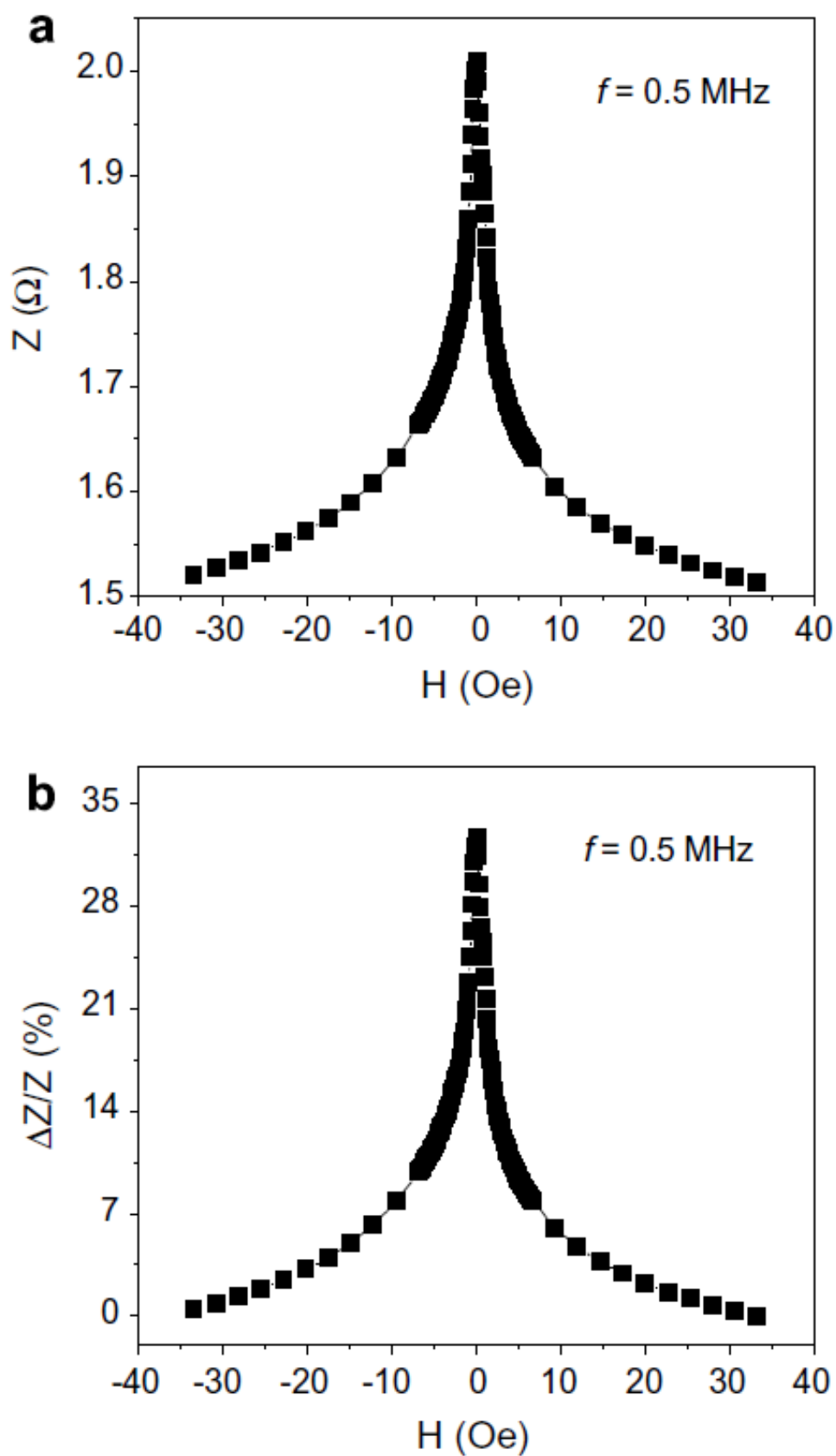


Рисунок 1 - а) импеданс Z , б) ГМИ отношение $\Delta Z/Z(\%)$, изменяющееся как функция от внешнего магнитного поля H для нанокристаллической ленты $\text{Fe}_{71}\text{Al}_2\text{Si}_{14}\text{B}_{8.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_{3.5}$

В последующие годы эффект ГМИ был обнаружен и в других магнитомягких материалах: тонких плёнках [32-35], многослойных плёночных структурах [4, 36-40], пермаллоевых проволоках [41, 42], микропроводах в стеклянной оболочке [43-46], композитных проволоках, состоящих из немагнитной центральной области и магнитомягкой оболочки [47-50], нанокристаллических проволоках [51] и лентах [52, 53] и др.

Стоит так же заметить, что внешние напряжения могут приводить к изменению магнитной структуры магнитомягкого проводника и существенно влиять на эффект ГМИ. Данный эффект достаточно подробно изучен для аморфных материалов при воздействии растягивающих и скручивающих напряжений в результате чего существенно менялась зависимость импеданса от внешнего магнитного поля [54, 55]. Как было показано, это возможно благодаря магнитострикционному происхождению анизотропии в аморфных материалах, и внешние напряжения могут приводить к изменению магнитной структуры магнитомягкого проводника.

Кроме того, если на магнитомягкий образец намотать измерительную катушку, под действием внешнего магнитного поля возникает линейный отклик напряжения, так как прецессия намагниченности под действием поля переменного тока приводит к изменению магнитной индукции. Данный эффект получил название недиагонального магнитоимпеданса и был хорошо исследован для аморфных проволок [56]. Что немаловажно для использования в производстве сенсоров, отклик напряжения в катушке более чувствителен к внешнему полю, а так же к доменной структуре магнитомягких образцов.

При исследовании ГМИ на более высоких амплитудах переменного тока, измеряемый сигнал становится нелинейным и включает в себя множество частотных гармоник. Данный режим называют нелинейным магнитоимпедансом, хотя понятие импеданса применимо только для линейного отклика напряжения, но в литературе зачастую используют

именно этот термин. В нелинейном режиме высшие гармоники имеют высокую чувствительность к внешнему магнитному полю. Эффект в первых работах был исследован на композитных проволоках [47], далее на аморфных проволоках на основе кобальта [57] и в аморфных лентах [58].

1.2 Природа гигантского магнитоимпеданса

Природа ГМИ может быть объяснена в рамках классической электродинамики на основе представлений о скин-эффекте и зависимости толщины скин-слоя от величины эффективной магнитной проницаемости [59]. При пропускании переменного тока через ферромагнитный проводник, его импеданс Z определяется толщиной скин-слоя:

$$\delta_m = c / (2\pi\sigma\mu\omega)^{1/2} \quad (3)$$

где c - скорость света, σ - проводимость, μ - магнитная проницаемость и ω - круговая частота тока. В ферромагнитных материалах μ зависит от частоты и амплитуды переменного тока, а так же от направления и величины внешнего магнитного поля. Изменения внешнего магнитного поля влияют на распределение намагниченности и, следовательно, приводят к изменениям магнитной проницаемости и толщины скин-слоя. В результате импеданс становится функцией магнитного поля.

В магнитомягких проводниках скин-эффект возникает при частотах, которые на несколько порядков ниже, чем в немагнитных материалах с такой же проводимостью. Кроме того, для возникновения ГМИ необходимо, чтобы изменение внешнего поля существенно влияло на магнитную проницаемость. Таким образом, ГМИ наблюдается, когда магнитная проницаемость велика и чувствительна к внешнему полю.

Для проводника в форме линии или проволоки, эффект ГМИ проявляется в виде сильной зависимости поперечной проницаемости переменного тока от продольно приложенного постоянного магнитного поля. Важно понимать, что изменение проницаемости является результатом влияния двух процессов намагничивания: движение доменных стенок и вращение намагниченности. Воздействие слабого магнитного поля приводит к движению доменных стенок, что вызывает расширение доменов с высокой намагниченностью вдоль приложенного поля. Когда большинство доменов выстраивается вдоль приложенного магнитного поля, остаются некоторые ориентированные перпендикулярно ему. Для их переориентации в нужном направлении необходимо затратить большую энергию, для вращения намагниченности от легкой оси к жесткой, в случае существования анизотропии.

1.3 Условия возникновения

Выбор материала, из которого сделан проводник тоже играет важную роль для возникновения гигантского магнитного импеданса. В своих обзорных статьях, С. Tannous и J. Gieraltowski привели ряд важных свойств материалов, за счет которых возможен ГМИ эффект [60].

Эти условия следующие:

1. Материал должен быть магнитомягким, что предполагает обладание небольшими потерями во время цикла намагничивания и легкость намагничивания.
2. Трудная коэрцитивная ось должна иметь значения в доли эрстед.
3. Материал должен обладать четко определенной осью анизотропии, значение поля анизотропии должно быть небольшим (несколько эрстед).

4. Переменный ток должен быть направлен перпендикулярно направлению анизотропии.
5. Материал должен обладать большой намагниченностью насыщения, что повышает влияние внешнего магнитного поля.
6. Наличие напряжений в материале может уменьшить эффект МИ, именно потому материал должен иметь маленькую магнитострикцию.

Из всего вышесказанного, можно сделать вывод, что для реализации эффекта магнитоимпеданса необходимо учитывать множество факторов при выборе материала, для изготовления структур.

Так же за счет способности намагниченности реагировать на магнитное поле, создаваемое переменным током [61], существует возможность управления МИ эффектом посредством изменения его частоты.

С учетом частоты протекающего переменного тока, магнитоимпеданс можно условно классифицировать в зависимости от диапазона частот: низкочастотный диапазон (до нескольких кГц), диапазон промежуточных частот (от 100 кГц до нескольких МГц), высокочастотная область (от нескольких МГц до ГГц).

Чуть подробнее остановимся на каждом из них.

1.3.1 Низкочастотный диапазон

При частотах до нескольких кГц изменение напряжения на образце связано, главным образом, с магнитоиндуктивным эффектом [19], а напряжение на образце соответственно называется магнитоиндуктивным. Влияние же скин-эффекта очень слабое.

Изменение импеданса образца под действием внешнего магнитного поля (H_{dc}) является результатом вклада индукции (L), которая пропорциональна круговой проницаемости (μ_ϕ) для цилиндрического

магнитного проводника (магнитного провода) или поперечной проницаемости (μ_t) для магнитной пленки [32]. При воздействии внешнего магнитного поля, изменение намагниченности, связанное с движением доменных стенок уменьшается, и намагниченность выстраивается вдоль магнитного поля. Это проявляется как уменьшение эффективной проницаемости, так как взаимодействующая с переменным магнитным полем, генерируемым током, компонента намагниченности уменьшается, что приводит к падению магнитоиндуктивного напряжения, вызывая тем самым зависимость импеданса от внешнего магнитного поля.

Комплексный импеданс можно записать:

$$Z = R + j\omega L \quad (4)$$

здесь R - сопротивление, L – индуктивность.

Уравнение выше получено из отношения V_{ac}/I_{ac} , где I_{ac} – амплитуда синусоидального тока $I = I_{ac} \exp(-j\omega t)$, пропущенного через образец, а V_{ac} – напряжение, измеренное на концах проводника.

Для однородного провода, индуктивность может быть задана как:

$$L = \frac{\mu_\varphi}{2} l \quad (5)$$

μ_φ - круговая проницаемость, l - длина провода.

Для образца в виде ленты реальную и мнимую часть импеданса можно записать:

$$R = \frac{\rho l}{wt} \quad (6)$$

$$X = 2\pi fL = \frac{\mu t \pi f l}{4w} \quad (7)$$

где μ - поперечная проницаемость; l - длина ленты; w - ширина образца; t - толщина образца, $f = \omega/2\pi$ - частота переменного тока, текущего через образец.

1.3.2 Диапазон промежуточных частот

Гигантский магнитоимпеданс в случае частот от 100 кГц до нескольких МГц возникает ввиду изменения глубины скин-слоя, что связано с сильным изменением эффективной магнитной проницаемости, вызванным приложенным постоянным магнитным полем. Импеданс обратно пропорционален глубине скин-слоя, который, в свою очередь, обратно пропорционален корню квадратному из поперечной проницаемости, последней можно управлять магнитным полем. Это изменение связано как, изменение действительной и мнимой частей комплексного сопротивления. Главным образом, это изменение связано с резистивной составляющей импеданса. Скин-эффект вызывает протекание тока вблизи поверхности материала, уменьшая эффективную площадь поперечного сечения материала, и, следовательно, приводит к увеличению в резистивной составляющей импеданса (См. уравнение 3 для δ). Для тонкой пленки, зависимость сопротивления от глубины скин-слоя задается следующим образом:

$$Z = R_{DC} \frac{kt}{2} \coth\left(\frac{kt}{2}\right) \quad (8)$$

$$k = \frac{i+1}{\delta} \quad (9)$$

t - толщина образца, δ - глубина скин-слоя.

Доменная структура и магнитные анизотропии играют важную роль в этом процессе. Общее изменение проницаемости является результатом двух различных процессов, а именно движения доменных стенок и вращения намагниченности. На более высоких частотах (где скин-эффект сильнее), вращение намагниченности играет более важную роль из-за вихревых токов вызывающих уменьшение движения доменной стенки.

1.3.3 Высокочастотная область

Как предполагают, появление эффекта гигантского магнитоимпеданса в диапазоне от нескольких МГц до ГГц связано с гироманитным эффектом и ферромагнитной релаксацией. Максимум проявляется в более высоких полях, где образец уже магнитно насыщен [62, 63]. При очень высоких частотах наблюдается ферромагнитный резонанс (ФМР), глубина скин-слоя обычно намного меньше, чем толщина проводника (или диаметра проволоки). В этом диапазоне частот, глубина скин-слоя меняется на огромные значения, что приводит к сильным изменениям импеданса в образце. ФМР может быть описан уравнением,

$$\omega = \gamma * H_{eff} \quad (10)$$

где, ω - угловая частота резонанса; γ - гироманитное отношение; H_{eff} - эффективное магнитное поле, то есть векторная сумма внешних приложенных и внутренних эффективных полей.

1.4. ГМИ в различных структурах

1.4.1 ГМИ в проводах

Из вышесказанного нам теперь стало ясно, что магнитоимпеданс главным образом реализуется за счет эффективной проницаемости μ . Одним из параметров, влияющих на величину проницаемости, является магнитная анизотропия материала. Как правило, анизотропию можно создать искусственно при производстве или обработке материала. Обычно, при производстве проводов, процесс производства представляет собой формирование из расплава, что создает напряжение в образце. Для высоких значений ГМИ эффекта, предпочтительно формирование доменных стенок, перпендикулярных направлению тока. Это гарантирует, что магнитное поле, возникающее за счет переменного тока, лежит в направлении оси легкого намагничивания. Таким образом, это должно увеличить эффективную проницаемость образца.

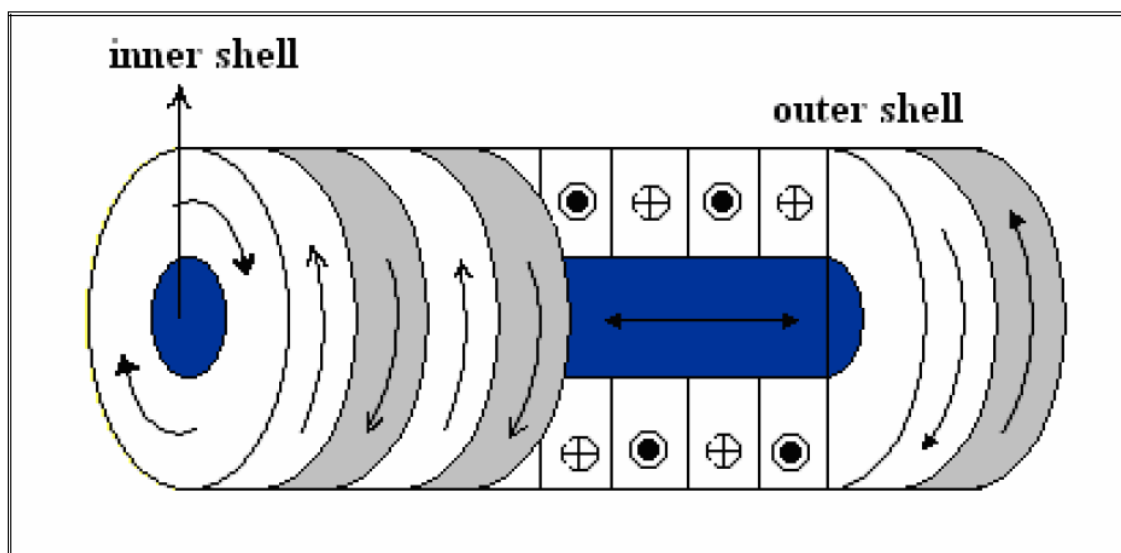


Рисунок 2 - Круговая доменная структура в аморфном проводе. Внутреннее ядро представляет собой один элемент с осевой намагниченностью, проходящий вдоль провода, внешняя оболочка представляет собой мультидоменную структуру, с круговыми намагниченностями.

Напряжение создается быстрым охлаждением проводов. Поэтому за счет различных скоростей закалки около поверхности и в центральной части проволоки, доменная структура состоит главным образом из двух областей, как показано на рисунке 2. Внутреннее ядро представляет собой один элемент с осевой намагниченностью, проходящий вдоль провода, внешняя оболочка представляет собой мультидоменную структуру, с круговыми намагниченностями. Напряжение сжатия в сочетании с отрицательной магнитострикцией, стремится выстроить магнитные моменты в окружном направлении в пользу минимальной энергии системы. Напряжение сжатия в сочетании с отрицательной магнитострикцией, стремятся выстроить магнитные моменты в круговом направлении для создания минимума энергии системы. Исследование магнитоимпеданса на аморфных проводах *FeSiB* Такемурой в 1996 [64] показали, что, путем легкого отжига аморфных проводов, радиальная доменная структура в литом проводе ослабевает, и сменяется кольцевой доменной структурой; что связано с поверхностной кристаллизацией. Это приводит к увеличению магнитоимпеданса, о чем также сообщил Аткинсон в 1995, и выделил важность влияния доменной структуры на эффект магнитоимпеданса.

Для провода с радиусом a , проводимостью σ и проницаемостью μ , выражение для импеданса можно записать:

$$\frac{Z}{R_{DC}} = \frac{R + jX}{R_{DC}} = \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (11)$$

J_i - функция Бесселя i -го порядка, $k = (1 + j) / \delta$ и R_{DC} – сопротивление образца.

Глубина скин-слоя δ для случая провода может быть выражена таким образом:

$$\delta = c / \sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_\varphi} \quad (12)$$

μ_φ - круговая проницаемость, c – скорость света, $f = \omega / 2\pi$ - частота переменного тока.

В случае высокой частоты, где $\delta \ll a$, $a \sim 1$ мм, и $\delta \sim 1$ мкм, мы можем получить:

$$\frac{Z}{R_{DC}} = \frac{(1+j)}{2\delta} a \quad (13)$$

Протекающий через провод переменный ток генерирует движущееся поле вдоль легкой оси, что создает круговую намагниченность при движении доменной стенки. При воздействии продольного постоянного магнитного поля, движение доменной стенки подавляется, и вращательная часть намагниченности растет. В результате этого круговая проницаемость резко падает при приложении внешнего магнитного поля. Эта зависимость круговой проницаемости от внешнего магнитного поля приводит к появлению эффекта магнитоимпеданса в проводах на более высоких частотах.

Один из примеров исследования аморфных проводов представлен в работе [65]. В данной работе были представлены результаты исследования аморфного провода на основе кобальта $\text{Co}_{68.25}\text{Fe}_{4.5}\text{Si}_{12.25}\text{B}_{15}$. Авторы приводят зависимости магнитоимпеданса от частоты переменного тока. Величина магнитоимпеданса достигает 250%, а авторы обращают внимание на влияние частоты переменного тока и связывают его с толщиной скин-слоя.

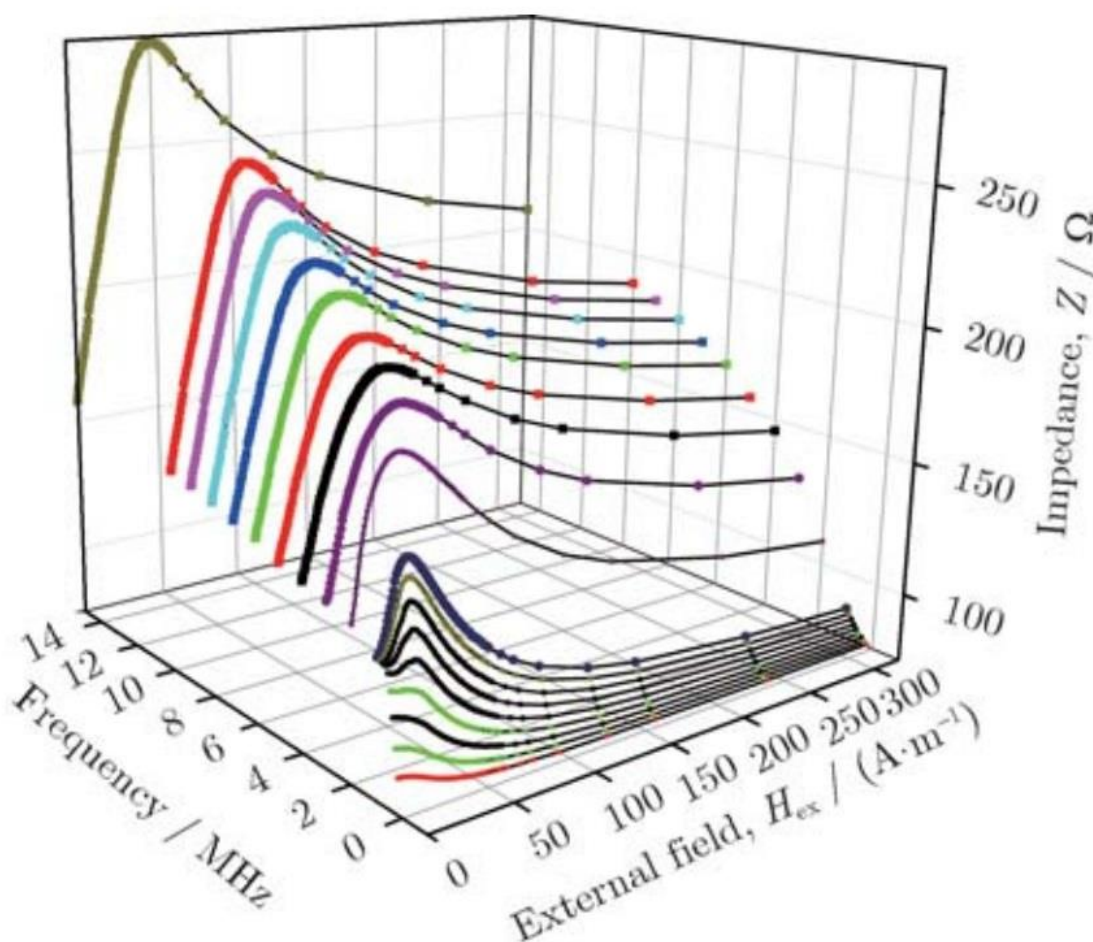


Рисунок 3 - Зависимость импеданса аморфного провода $Co_{68.25}Fe_{4.5}Si_{12.25}B_{15}$ под воздействием внешнего магнитного поля при разных значениях переменного тока.

1.4.2 ГМИ в лентах и тонких пленках

В образцах в виде проводов были обнаружены большие значения ГМИ. Однако для производства устройств, пленки обладают большим преимуществом, например в связи с высоким потенциалом уменьшения размеров. В связи с этим, большие усилия были направлены на увеличение эффекта ГМИ в тонких пленках, до значений, сопоставимых с эффектом ГИМ в проводах. Первоначально исследовались однослойные ферромагнитные структуры. После некоторых достижений, были сделаны и исследованы многослойные структуры. Как оказалось, многослойная геометрия показывает очевидное увеличение эффекта ГМИ по сравнению с

однослойной геометрией [39]. В однослойной структуре, когда переменный ток высокой частоты проходит через магнитную ленту или тонкую пленку, он генерирует небольшое переменное магнитное поле вокруг него, в направлении, перпендикулярном току. Если это направление установлено вдоль легкой оси образца, переменное магнитное поле способствует движению доменных стенок. Когда внешнее постоянное магнитное поле прикладывается в продольном направлении, то есть направлении тяжелой оси образца, движение доменной стенки далее замедляется, что способствует вращению намагниченности. Во время этого процесса, проницаемость магнитного образца уменьшается, пока не достигнет продольного насыщения. Это изменение проницаемости отражается в изменении импеданса через глубину скин-слоя. Такой эффект в лентах и пленках не так высок по сравнению с проводами.

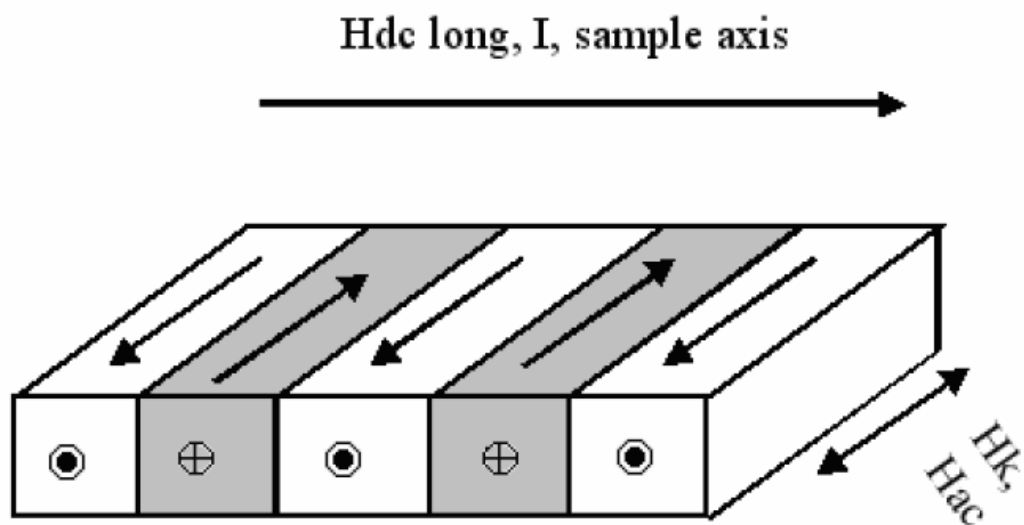


Рисунок 4 - ГМИ в тонкой пленке. Схематически представлено направление постоянного магнитного поля H_{dc} вдоль легкой оси, перпендикулярно ему переменное поле H_{ac}

Когда приложен ток $I_0 e^{j\omega t}$ к пленке толщиной t , то импеданс можно записать как:

$$Z = R_{DC} \frac{kt}{2} \coth\left(\frac{jkt}{2}\right) \quad (14)$$

Где R_{DC} – сопротивление образца, $k = 1 + i/\delta$, δ – глубина скин-слоя для случая пленки:

$$\delta = c/\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_T} \quad (15)$$

μ_T – поперечная проницаемость, c – скорость света, $f = \omega/2\pi$ – частота переменного тока, σ – проводимость.

Тогда в случае низкочастотного магнитоиндуктивного эффекта ($kt/2 \ll 1$):

$$\frac{Z}{R_{DC}} = 1 - \frac{2j}{3} \left(\frac{t}{2\delta}\right)^2 \quad (16)$$

В случае высокочастотного магнитоиндуктивного эффекта ($kt/2 \gg 1$):

$$\frac{Z}{R_{DC}} = 1 - j \left(\frac{t}{2\delta}\right) \quad (17)$$

В последнее время, значительное внимание было уделено эффекту ГМИ в нанокристаллических FeSiNbCuB лентах на основе Fe. Большой магнитоимпеданс был обнаружен в $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ [66]. Авторами данной работы, были получены значения магнитоимпеданса до 400% (рисунок 5). Хотя в данной работе исследовались зависимости магнитоимпеданса от времени отжига пленки, для нас она представляет интерес, как пример реализации магнитоимпеданса в магнитомягких пленках.

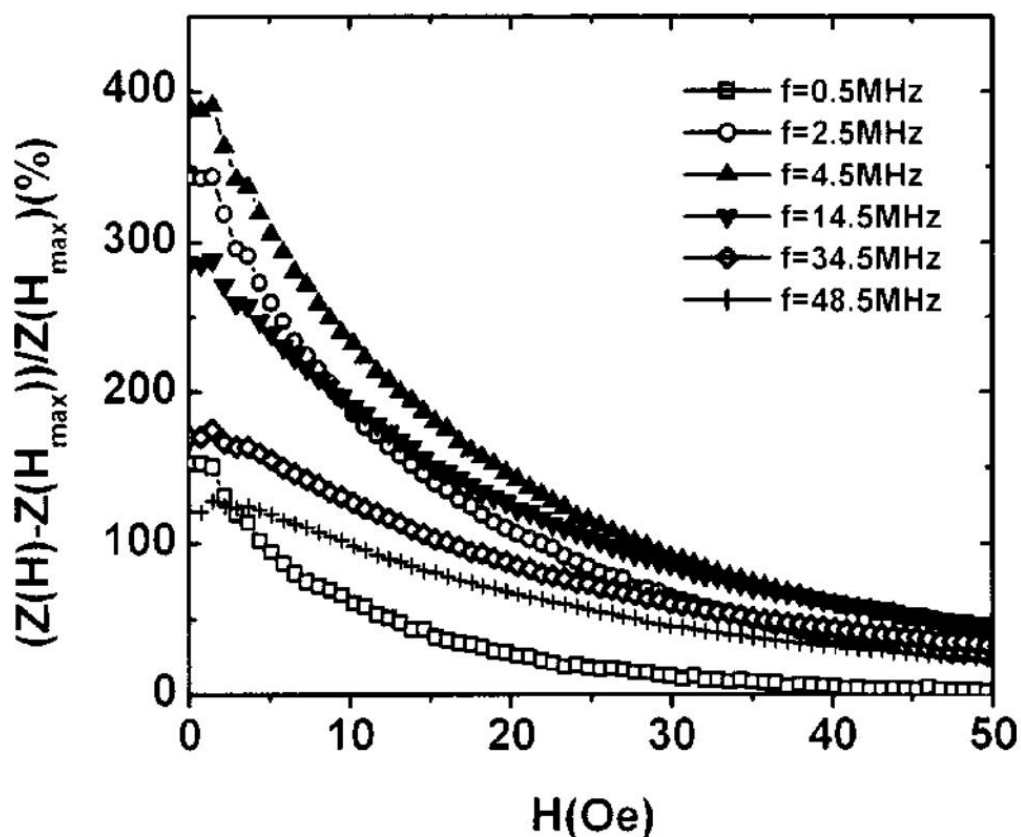


Рисунок 5 Зависимость магнитоимпеданса от приложенного постоянного продольного магнитного поля H в диапазоне переменных частот от 500 кГц до 50 МГц для нанокристаллического $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ образца.

1.4.3 ГМИ в многослойных лентах и пленках

Величина магнитоимпеданса, полученная в однослойных пленках оказалась очень низкой. Для увеличения этого эффекта были изготовлены многослойные структуры и дальнейшие исследования сосредоточились в этом направлении. Многослойная геометрия показывает очевидное увеличение эффекта ГМИ по сравнению с однослойной геометрией. Такая структура состоит из проводящего слоя, зажатой между двумя мягкими ферромагнитными слоями, F (ферромагнитного) / M (проводящий металл) / F (ферромагнитного). В этой структуре, с большой разницей в удельном

сопротивлении слоев F и M, могут быть достигнуты очень большие изменения импеданса.

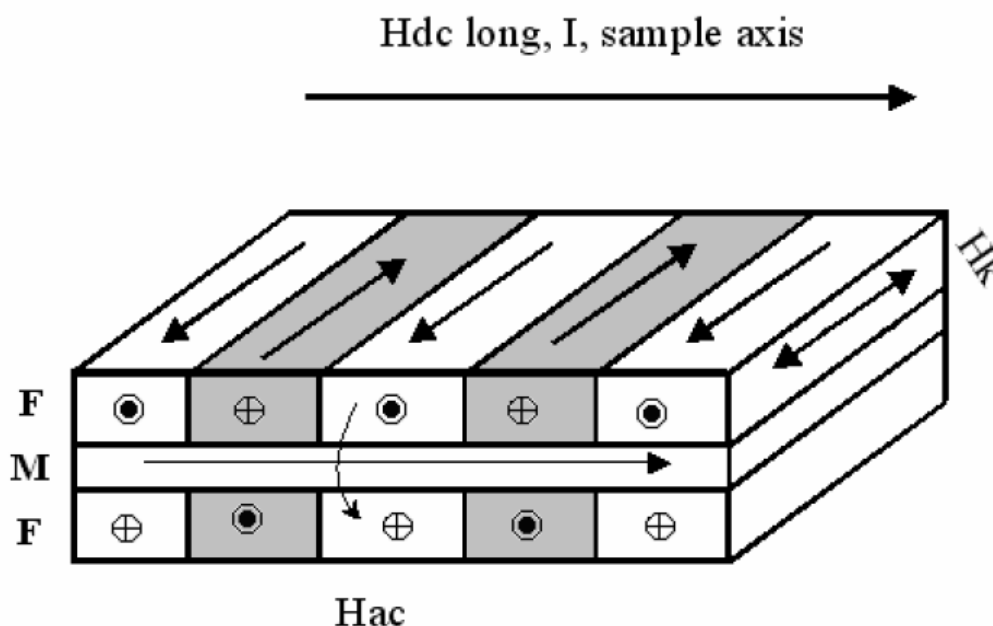


Рисунок 6 ГМИ в многослойной структуре, представляющей из себя F (ферромагнитный слой) / M (проводящий металл) / F (ферромагнитный слой). Схематически представлено направление постоянного магнитного поля H_{dc} вдоль легкой оси, перпендикулярно ему переменное поле H_{ac}

В многослойной структуре, мы видим очень большие изменения импеданса на гораздо более низких частотах, в связи с увеличением индуктивного сопротивления ферромагнитных слоев. Металлический проводящий слой пропускает переменный ток и создает поток в соседнем магнитном слое. Таким образом, эффект усиливается в многослойной геометрии. Кроме того, по сравнению с МИ в однослойных пленках, МИ в слоистых структурах требует меньше рассеиваемой мощности для генерации H_{ac} , и плюс ко всему поле получается более равномерным.

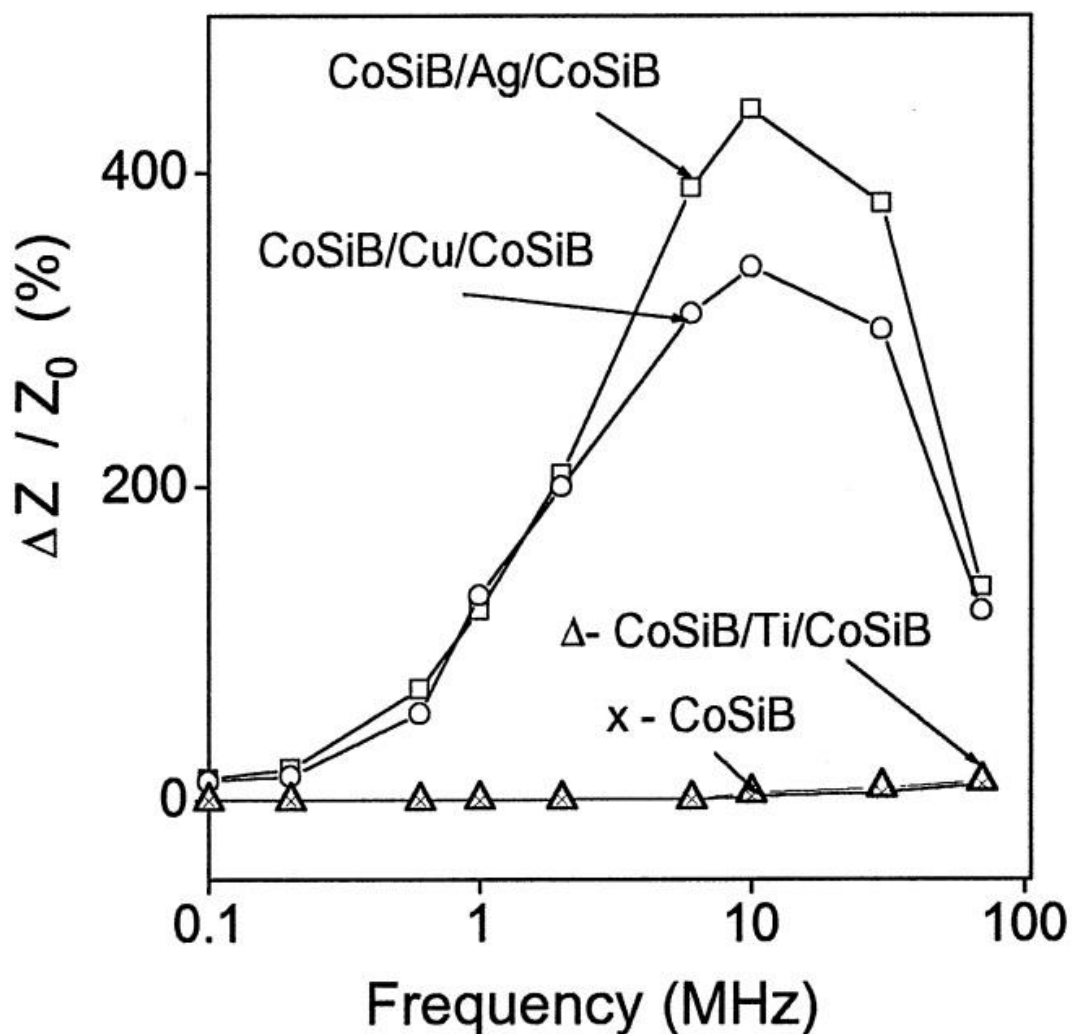


Рисунок 7 Сравнение магнитоимпеданса однослойной и многослойной пленки. Так же можно наблюдать и сильное изменение магнитоимпеданса за счет изменения материала проводящего металла, где удельные сопротивления Ag, Cu, Ti являются 1,62; 1,72; 16 $\mu\Omega\cdot\text{см}$ соответственно

В одной из статей L.V. Panina [39] представлены результаты по исследованию магнитоимпеданса в многослойных структурах, состоящих в основном из двух мягких ферромагнитных пленок F и проводящем внутреннем слое M. На рисунке 7 можно увидеть, что от слоя проводящего металла зависит значение магнитоимпеданса. Тут же для сравнения приведено значение магнитоимпеданса для однослойной структуры, во много раз меньше многослойной, о чем говорилось ранее.

1.4.4 влияние разницы сопротивлений

Разница сопротивлений является очень важным параметром для достижения высоких значений импеданса. Так, значения в 440% при 10 МГц были зарегистрированы Т. Морикавой для CoSiB/Ag/CoSiB структуры [67] по сравнению с 140% для CoSiB/Cu/CoSiB при 1 МГц, как показано на рисунке 7. Напротив, CoSiB/Ti/CoSiB, как сообщается, дают лишь 10 % при 40 МГц, что близко значениям в однослойных структурах. Удельные сопротивления Ag, Cu, Ti являются 1,62; 1,72; 16 $\mu\Omega\cdot\text{см}$ соответственно. Этот эффект менее виден в случае Ti, поскольку ток не эффективно протекает через проводник. Некоторая часть тока стремится течь в магнитных слоях. При большей разности сопротивлений, ток протекает только в проводнике и позволяет избежать распространения плотности тока внутри магнитного слоя. Это помогает получить однородное магнитное поле в магнитных слоях. Кроме того, сопротивление всей структуры снижается из-за введения проводящего слоя.

Значение ГМИ 700% при 20 МГц было обнаружено Морикавой в 1996 в CoSiB/SiO₂/Cu/SiO₂/CoSiB многослойной структуре [37]. Это увеличение связывается с изолятором, который помещен между магнитным слоем и токнесущим проводником (рисунок 8). Данное значение ГМИ в мире тонких пленок является одним из самых высоких на сегодняшний день.

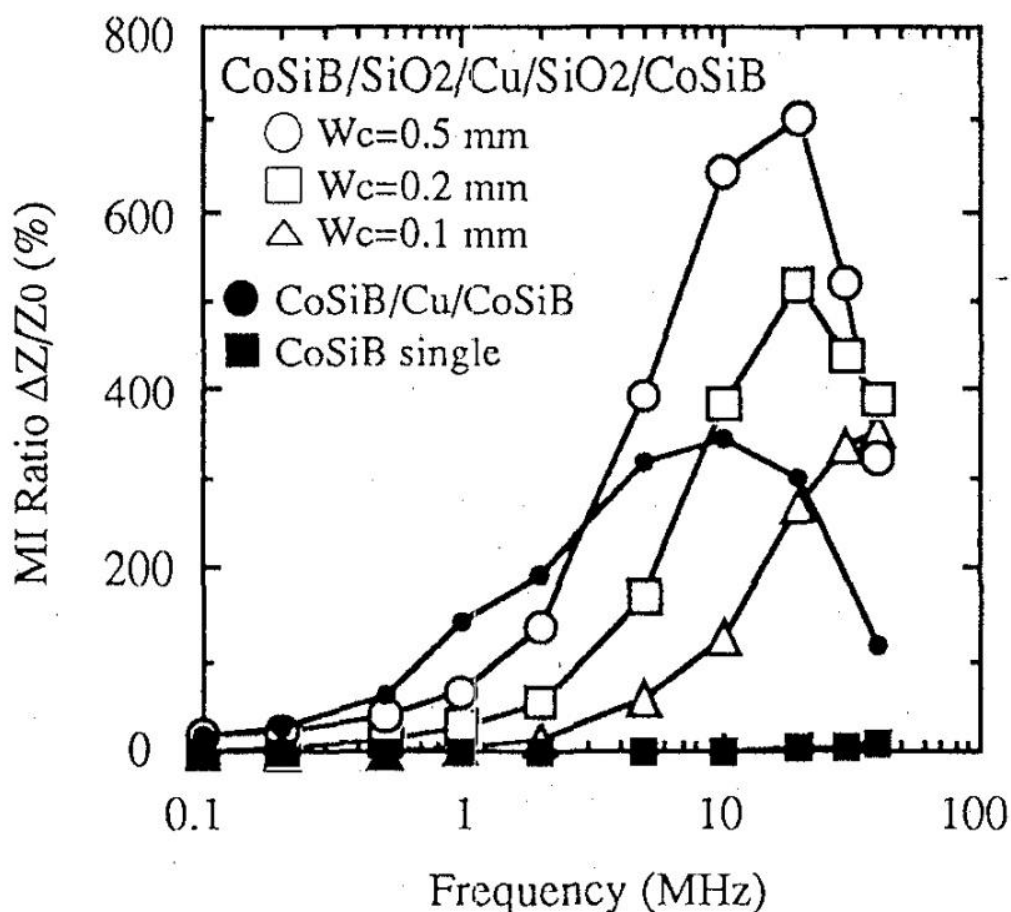


Рисунок 8 – Зависимости магнитоимпеданса от частоты переменного тока для структур CoSiB/SiO₂/Cu/SiO₂/CoSiB с различной шириной слоя меди w_c , CoSiB/Cu/CoSiB и CoSiB. Можно заметить, что структуры со слоями диэлектрика имеют гораздо большее значение магнитоимпеданса, а максимальное значение достигает 700%.

Когда ток проходит через проводник, согласно закону Ампера, он создает небольшое переменное магнитное поле, пропорциональное величине тока, вокруг него (который является легкой осью для соседних ферромагнитных слоев). При внешнем магнитном поле равном нулю, доменная структура пленок показана на рисунке 9(а). При подаче внешнего магнитного поля в направлении, перпендикулярном к направлению переменного поля, поперечная проницаемость увеличивается, как показано на рисунке 9(б). Она продолжает расти, пока внешнее магнитное поле не достигнет значения, равного значению поля анизотропии ферромагнитных

слоев, как показано на рисунке 9(в). В этот момент проницаемость достигает максимума, потому что большинство доменов уже установлены в направлении приложенного поля. Теперь с дальнейшим увеличением внешнего поля, проницаемость быстро падает, вращательный вклад намагниченности увеличивается и начинает преобладать, как показано на рисунке 9(г).

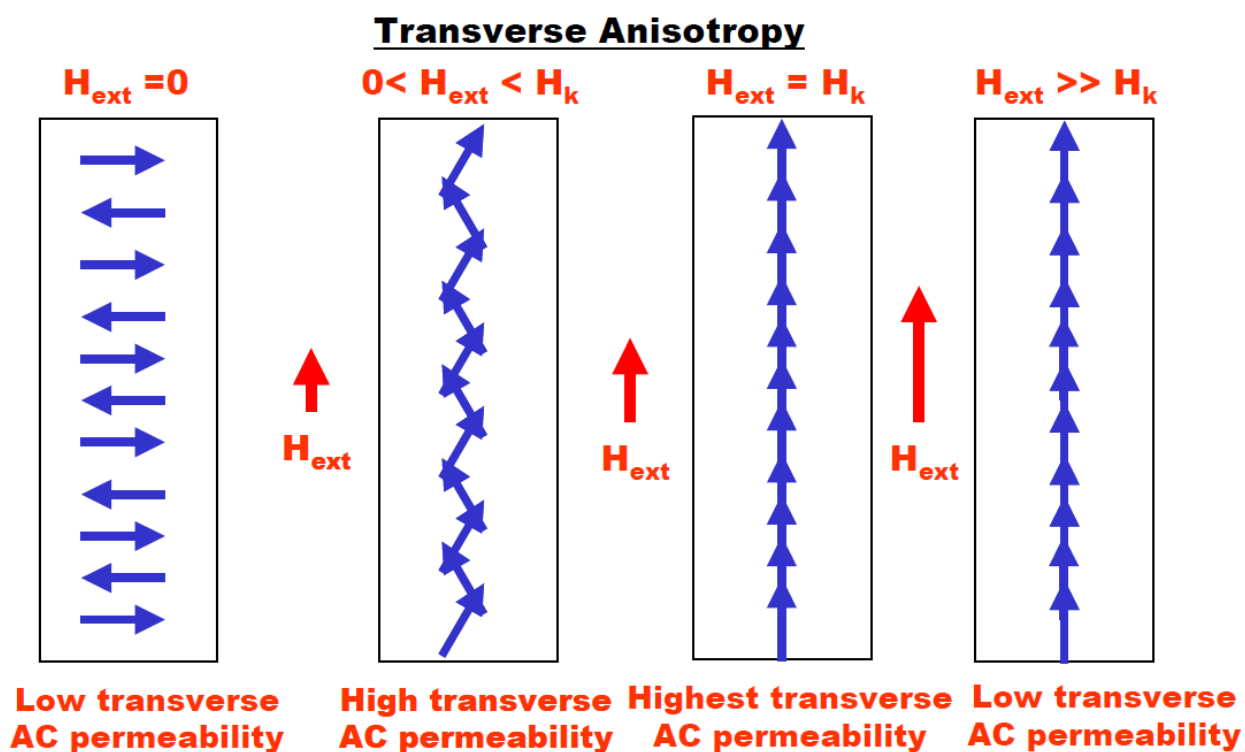


Рисунок 9 - Поведение доменной структуры при воздействии внешнего магнитного поля H_{ext} : а) H_{ext} равно нулю; б) H_{ext} меньше поля анизотропии ферромагнитных слоев H_k ; в) $H_{ext} = H_k$ и г) $H_{ext} \gg H_k$.

1.5 Применение гигантского магнитоимпеданса

Исследование проводников с высокой чувствительностью импеданса к магнитному полю и выявление условий, при которых проявляется эффект ГМИ, являются динамично развивающимися направлениями прикладной электродинамики и физики магнитных материалов. Что же касается практического применения эффекта магнитного импеданса и материалов, на

которых возможно его наблюдение, то в современном приборостроении их применение имеет широкие возможности. За счет высокой чувствительности к внешнему магнитному полю, структуры, в которых наблюдается высокое значение магнитоимпеданса, могут быть использованы, например, для производства магнитных сенсоров. В современной технике магнитные сенсоры (датчики) и их использование играет важную роль в производстве новейших устройств. Это подтверждается их применением в различных инженерных и производственных областях, таких как: магнитная запись, навигация, системы безопасности, обнаружение и сопровождение целей в военном секторе, геомагнитные измерения, исследование космоса, биомагнитные измерения в организме человека и многое другое [68, 69]

В связи с этим, в настоящее время доступно большое разнообразие магнитных датчиков на основе эффекта Холла, индукционных, магнитных, феррозондовых, магнитооптических, сенсоры на основе ГМС (гигантского магнитосопротивления), резонансные магнетометры и сверхпроводящие квантовые интерференционные устройства (SQUID) [70].

Кроме чувствительности к магнитному полю важны затратность в производстве датчиков, а так же их энергопотребление. При учете этих факторов ГМС датчик на данный момент выигрывает конкуренцию, хотя его чувствительность и не самая лучшая. Именно поэтому в настоящее время так интенсивно проводятся исследования в области новых магнитных материалов, а так же их применения в магнитных устройствах и сенсорах.

С открытием эффекта гигантского магнитоимпеданса разработка магнитных устройств получила новый импульс. Датчики на основе этого явления имеют чувствительность к магнитному полю в отличие от ГМС датчиков в десятки раз выше [70], обладают низкой стоимостью производства и высокой гибкостью. Вышеперечисленные факторы открывают большие возможности для дальнейшего развития и применения устройств на основе гигантского магнитоимпеданса.

Датчик магнитного поля, основанный на эффекте ГМИ, был впервые предложен в работе [71]. Дальнейшее совершенствование датчика было направлено на улучшение чувствительности [72]. Проводились исследования влияния различных параметров на поведение датчиков, использовались аморфные проволоки [73] и тонкие плёнки [74].

Магнитоимпедансный датчик постоянного тока с аморфной проволокой на основе кобальта в качестве чувствительного элемента был предложен в работе [75]. В этом датчике постоянный ток протекал по соленоиду, и магнитное поле тока приводило к контролируемому уменьшению импеданса проволоки.

В настоящее время существует множество приложений датчиков на основе эффекта ГМИ [31]. На данный момент использование эффекта гигантского магнитоимпеданса еще не получило должного интереса и в основном датчики существуют на уровне прототипов, однако, некоторые из них уже доступны для использования в системах мониторинга и контроля [76].

Одно из важных приложений в современной технике - магнитная запись в носителях современных компьютеров. В данный момент активно используются датчики на основе гигантского магнитосопротивления, хотя их чувствительность существенно ниже чувствительности датчиков ГМИ. В связи с этим, датчики на основе ГМИ с плёночной структурой в качестве чувствительного элемента представляют большой интерес для будущего развития устройств магнитной записи с высокой плотностью [77].

Если говорить о чувствительности к внешним магнитным полям, то устройства на основе ГМИ особенно важны для обнаружения малых магнитных полей, что делает их очень перспективными для использования в медицинских целях, вследствие их высокой чувствительности (вплоть до 10^{-8} Э) и низкой стоимости. Медицинское направление применения ГМИ

получило большое развитие в последние годы, и был предложен целый ряд различных прототипов биосенсоров [78, 79].

Выводы и постановка задачи

Из представленного выше обзора можно сделать вывод о достаточной важности исследований магнитоимпеданса для современных нужд науки и производства. Хотя исследования данного эффекта идут, начиная с прошлого века, в настоящее время эти исследования все так же актуальны, особенно в области поиска материалов и структур. И ввиду исследований нашей группой гибридных структур металл/диэлектрик/полупроводник (МДП-структур) с барьером Шоттки ранее, можно определить вопросы, интересующие нас в данном направлении:

1. Исследовать явления импеданса и магнитного импеданса в гибридных структурах металл/диэлектрик/полупроводник. Для данных исследований выбрать структуры $\text{Fe/SiO}_2/\text{n-Si}$ и $\text{Mn/SiO}_2/\text{p-Si}$.
2. Изготовить и провести характеризацию простейших устройств на основе МДП-структур $\text{Fe/SiO}_2/\text{n-Si}$ и $\text{Mn/SiO}_2/\text{p-Si}$.
3. Подготовить установку для исследований электронного транспорта под воздействием переменного тока и внешнего магнитного поля.

Глава 2. Получение образцов. Экспериментальная геометрия и описание установок.

2.1. Описание технологии получения образцов

Так как цель данной работы – исследование электронного магнитного транспорта в гибридных структурах, выбор был остановлен на системе металл/диэлектрик/полупроводник. Остановимся подробнее на изготовлении интересующих нас структур.

Нами совместно с лабораторией Физики Магнитных Явлений ИФ СО РАН (С. Н. Варнаковым) были получены гибридные структуры $Fe/SiO_2/n-Si$ и $Mn/SiO_2/p-Si$. В качестве подложки для структуры $Fe/SiO_2/n-Si$ была взята пластина кремния, легированная фосфором и, следовательно, обладающая проводимостью n-типа (удельное сопротивление – $7.5 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$). В свою очередь, при изготовлении структуры $Mn/SiO_2/p-Si$ использовалась подложка p-типа, которая была легирована бором и обладает удельным сопротивлением $5 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$. Для синтеза структур использовалась полированная грань (100). Предварительно поверхность подложки очищалась путем химического травления и термических обработок. Опишем теперь подробно, по этапам, метод получения готовой структуры.

1. Очистка подложки от органических загрязнений:

- кипячение в растворе H_2O (воды): H_2O_2 (перекиси водорода): NH_4OH (аммиака) (в пропорциях 1:1:1) при температуре 80°C - 2÷3 минуты.

Промывка в дистиллированной воде;

2. Очистка подложки от естественного оксида.

Поскольку на воздухе кремний мгновенно окисляется, то все подложки покрыты достаточно толстым слоем SiO_2 . Поэтому следующим этапом подготовки пластины кремния было удаление с нее оксида:

- химическая обработка поверхности подложки в HF (плавиковой кислоте) в течение 15 с;

- промывка в дистиллированной воде.

3. Создание искусственного оксидного слоя.

Для последующей работы нам необходимо было искусственно создать защитный оксидный слой толщиной $\sim 5-10 \text{ \AA}$:

- выдержка в чистом растворе H_2O (воды): H_2O_2 (перекиси водорода): NH_4OH (аммиака) (в пропорциях 1:1:1) при комнатной температуре 15 с;
- промывка в дистиллированной воде;
- сушка подложки парами изопропилового спирта $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$ 5 минут.

4. Термическая очистка и отжиг подложки:

- разогрев и выдержка при температуре 400°C в вакуумной камере ЭПС комплекса «Ангара». Нагрев проводился ступенчато таким образом, чтобы давление в технологической камере было не больше $1 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$. Общее время отжига 4 часа;
- охлаждение до комнатной температуры и откачка системы до базового давления ($6,5 \cdot 10^{-8} \text{ Па}$);
- равномерный нагрев до температуры 650°C , выдержка на этой температуре 5 мин и охлаждение до комнатной температуры. (Таким образом, нами была получена атомарно чистая поверхность кремния с реконструкцией 2×1 (рисунок 10), что контролировалось дифракцией быстрых отраженных электронов (ДОБЭ)).

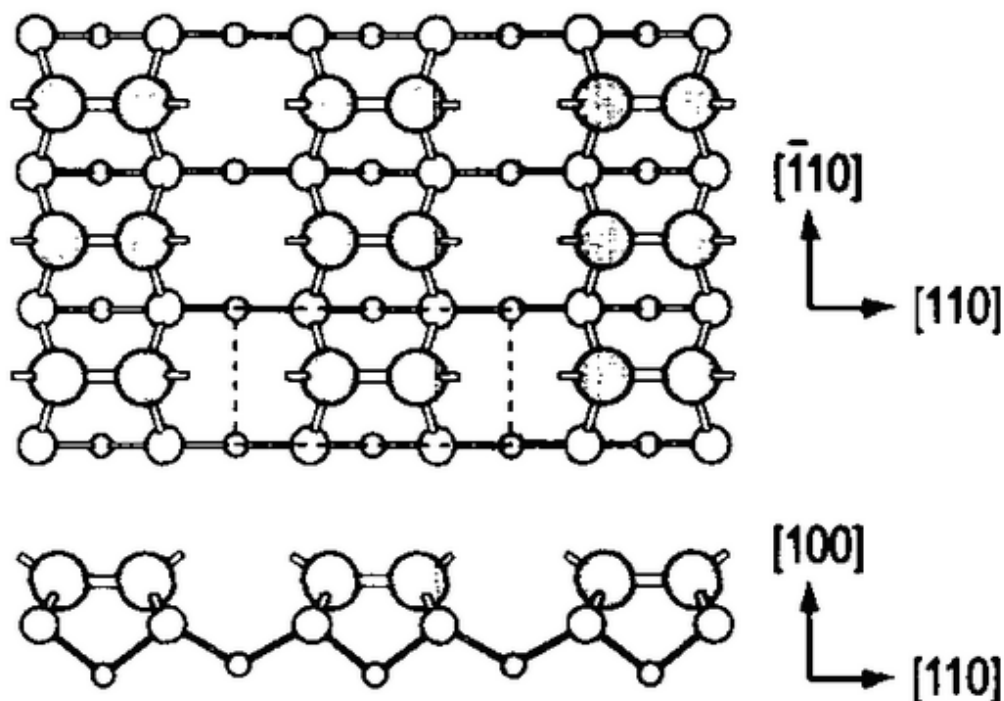


Рисунок 10 – димерная реконструкция 2x1 в Si[100]

5. Получение диэлектрического слоя SiO_2 заданной толщины (производилось после достижения необходимого качества поверхности):

- выдержка в чистом растворе H_2O (воды): H_2O_2 (перекиси водорода): NH_4OH (аммиака) (в пропорциях 1:1:1) при температуре 60°C в течении 30 минут, что позволило сформировать оксид кремни толщиной $\sim 15\text{-}25 \text{ \AA}$;
- промывка в дистиллированной воде и сушка подложки парами изопропилового спирта $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$ в течение 5 минут.

6. Получение пленки железа для $\text{Fe}/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$:

- непосредственно перед напылением Fe подложка помещалась в вакуумную камеру ЭПС комплекса «Ангара», где отжигались при температуре до 200°C , причем нагрев проводился ступенчато таким образом, чтобы давление в технологической камере было не больше $1 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$;
- образцы выдерживались в таком режиме в течение 3 часов, что позволило полностью избавиться от атмосферных загрязнений;

- охлаждение до комнатной температуры и откачка системы до базового давления ($6,5 \cdot 10^{-8}$ Па). В результате подложка монокристаллического кремния Si(100) с тонким буферным слоем SiO_2 (~2 нм) была подготовлена к напылению слоя Fe.
- напыление слоя Fe. Пленка Fe получалась методом термического испарения в сверхвысоком вакууме при комнатной температуре на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Ангара»[42]. Базовый вакуум в технологической камере составлял $6,5 \cdot 10^{-8}$ Па. Скорость роста и толщина слоя Fe контролировалась быстродействующим лазерным эллипсометром ЛЭФ-751М и составляла 0.25 нм/мин. Посредством этого же устройства измерялись толщины SiO_2 . Контроль температуры испарителей, управление заслонками в процессе формирования многослойной структуры осуществлялись автоматизированным программно-аппаратным комплексом [80]. Нами были получены структуры с толщинами пленки Fe 10 нм.

7. Получение пленки марганца для $\text{Mn}/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$:

Что же касается получения пленки марганца, то процесс ее формирования полностью идентичен процессу, описанному в пункте 6 выше. Толщина пленки Mn у полученных образцов составляет около 15 нм.

2.2. Экспериментальная геометрия

Для исследования транспортных и магнитотранспортных свойств в CPP (current perpendicular to plane) геометрии, при которой ток перпендикулярен плоскости интерфейсов структуры, на верхней поверхности структур (пленке железа Fe или марганца Mn) и нижней поверхности кремния n-Si(100) и p-Si(100), были сформированы омические контакты с использованием двухкомпонентного эпоксидного клея EPO-TEC H20S с наполнителем из

мелкодисперсного серебра. Образцы для исследований были разрезаны на прямоугольники 3×8 мм². Экспериментальная геометрия исследуемой структуры представлена на рисунке 11. Внешнее магнитное поле H было направлено параллельно слоям структуры, максимальное значение которого достигало 10кЭ. Смещение V_b подавалось перпендикулярно слоям пленок и было ориентировано перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля. Значения токов смещения варьировались от -5 до +5В.

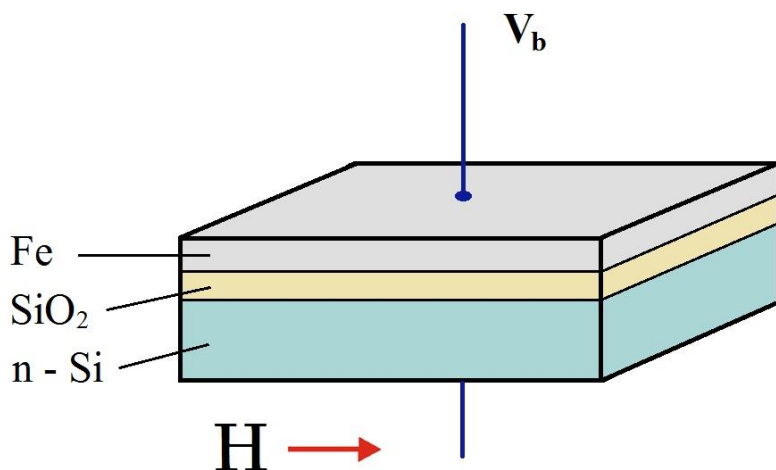


Рисунок 11 – схематическое представление экспериментальной геометрии на примере структуры Fe/SiO₂/n-Si. Слой SiO₂ имеет толщину 1нм, толщина пленки Fe равна 10нм, слой подложки n-Si(100) равен 350мкм.

2.3. Экспериментальные методы исследования гибридных структур

В связи с задачами, поставленными в работе и выбором объектов исследований, на выбор экспериментальных методов исследования структур накладываются определенные требования. Эти методы, прежде всего, должны обладать высокой чувствительностью и информативностью. Основными используемыми методами были методы исследования транспортных и магнитотранспортных свойств. Кроме того, нами были использованы и дополнительные экспериментальные методики, которые помогали характеризовать структуру и микроструктуру исследуемых

образцов, а также определять их основные свойства, что необходимо для обсуждения механизмов наблюдаемых эффектов.

Например, микроструктура образцов исследовалась методами электронной микроскопии. Для этих целей использовались просвечивающий JEOL JEM-2100 и растровый JEOL JSM7001F электронные микроскопы с устройствами для приготовления образцов Gatan Precision Etching/Coating System (PECS), Gatan Precision Ion Polishing System (PIPS). Эти микроскопы позволяют исследовать структуру образца с разрешением до 5нм.

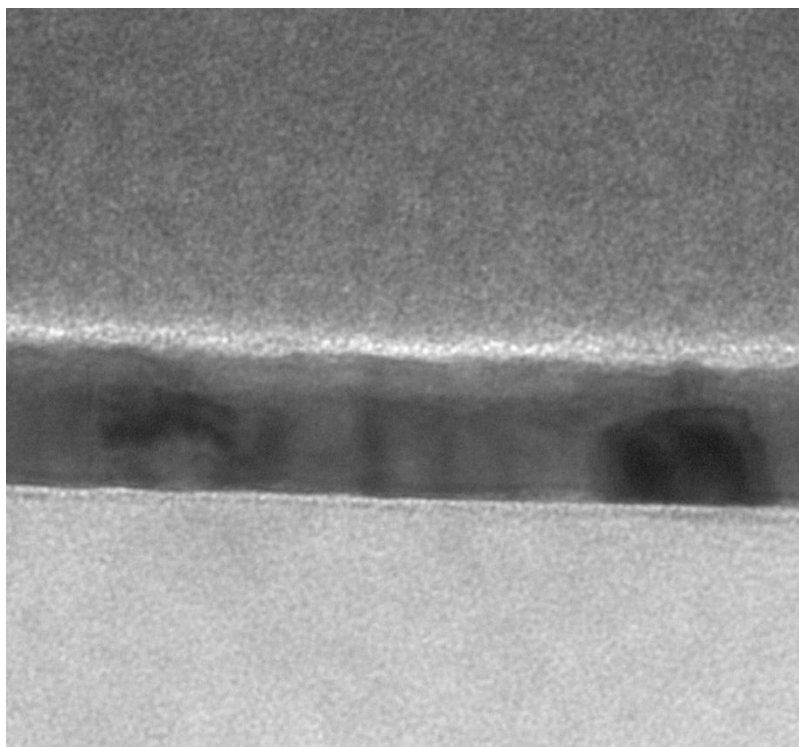


Рисунок 12– фотография электронной микроскопии поперечного сечения структуры Fe/SiO₂/n-Si. На рисунке различимы слой пленки железа Fe равный 10нм и слой SiO₂ толщиной около 1нм.

На рисунке 12 приведена микрография поперечного сечения структуры Fe/SiO₂/n-Si, полученная с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Из рисунка в явном виде можно представить состав структуры: монокристаллическая подложка кремния Si, аморфный слой диэлектрика

SiO_2 и пленка железа Fe в поликристаллическом состоянии. Кроме того, мы можем примерно оценить толщины слоев получившейся структуры. Для слоя диэлектрика $\text{SiO}_2 \sim 1\text{ нм}$ и пленки $\text{Fe} \sim 10\text{ нм}$

Как можно заметить, на рисунке 12 хорошо различимы слои и границы этих слоев структуры $\text{Fe/SiO}_2/\text{n-Si}$. Что же касается гибридной структуры $\text{Mn/SiO}_2/\text{p-Si}$, то тут уже все не так однозначно.

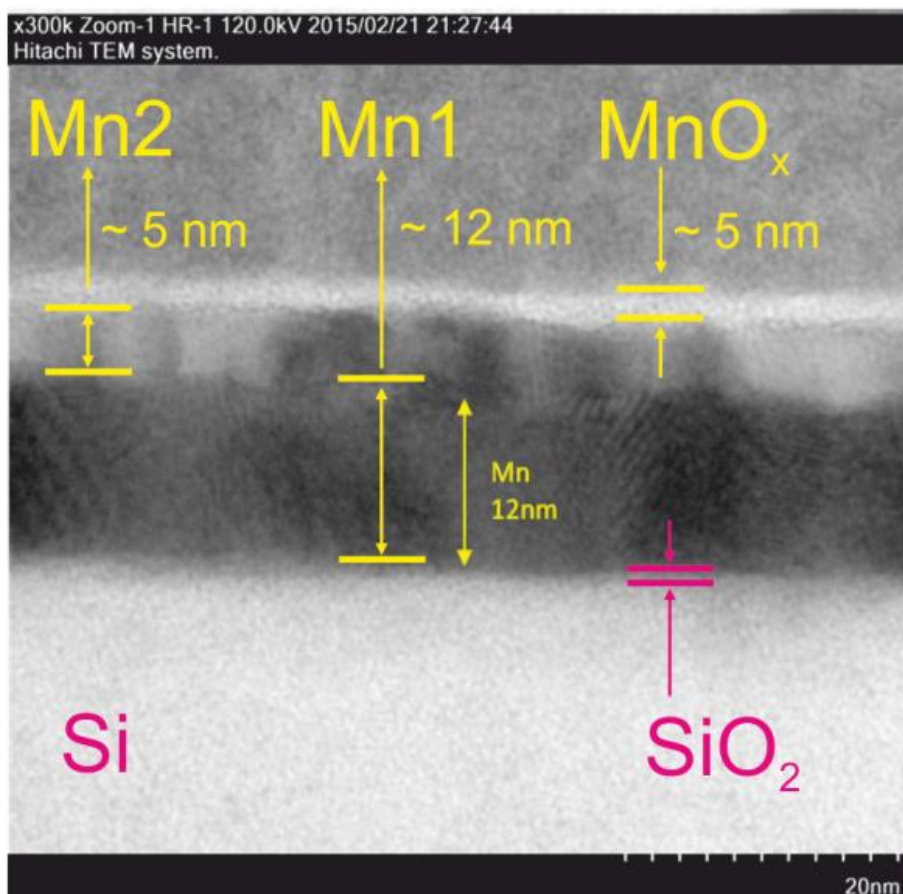


Рисунок 13– фотография электронной микроскопии поперечного сечения структуры $\text{Mn/SiO}_2/\text{p-Si}$. На рисунке различимы слои пленки марганца $\text{Mn1} \sim 12\text{ нм}$ и $\text{Mn2} \sim 5\text{ нм}$, слой оксида, образующийся за счет окисления на воздухе $\text{MnO}_x \sim 5\text{ нм}$ и достаточно плохо различим слой SiO_2 .

На рисунке 13 представлена фотография электронной микроскопии поперечного сечения структуры $\text{Mn/SiO}_2/\text{p-Si}$ (cross-sectional transmission electron microscopy (TEM)), на которой можно заметить сразу несколько

особенностей. Во-первых, не наблюдается четко выраженного слоя SiO_2 между подложкой Si и металлической пленкой и, следовательно, нет четко выраженных границ Mn/SiO_2 и $\text{SiO}_2/\text{p-Si}$, как это было в случае для структуры с Fe, где слой SiO_2 не был размытым и оставался четко выраженным. Сама пленка Mn является поликристаллической, но не однородной по толщине. На рисунке явно различаются два различных слоя: нижний слой (условно обозначенный как Mn1) с толщиной ~ 12 nm и верхний слой (Mn2) с толщиной ~ 5 nm. Заключение о том, чем отличаются эти два слоя (кристаллической структурой, морфологией, наличием примесей, например атомов Si) мы на данном этапе исследований сделать не готовы. Кроме того, можно заметить, что поверхность марганцевой пленки покрыта тонким слоем оксида MnO_x . Окисление Mn происходит на воздухе, толщина оксида – 2-3 nm.

Так же, были исследованы магнитные свойства пленки Mn, используя СКВИД-магнитометрию (SQUID, Superconducting Quantum Interference Device) при помощи установки MPMS-5 (Quantum Design) и магнито-оптический эффект Керра (NanoMOKE-2, Quantum Design). Исследования не позволили выявить наличие магнитоупорядоченного состояния, пленка марганца остается парамагнитной вплоть до самых низких температур (2 K).

2.4. Установки для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур

Для исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на переменном токе нами специально была подготовлена установка, блок-схема которой представлена на рисунке 14.

Так как измерения производились в области низких температур, использовался гелиевый криостат RTI optCRYO105, позволяющий проводить исследования в диапазоне температур 4.2 – 350 K. Для регулировки

температуры был использован tSTAT310x, обеспечивающий точность выставления заданной температуры до 0.1 К. Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом, величина магнитного поля которого может варьироваться от -12 кЭ до 12 кЭ. Измерение значений реальной и мнимой частей импеданса проводились при помощи высокоточного прецизионного LCR – метра Agilent E4980. Данный LCR – метр позволяет задать частоту переменного тока от 20 Гц до 2 МГц, а так же величину напряжения смещения от -5 до +5 В.

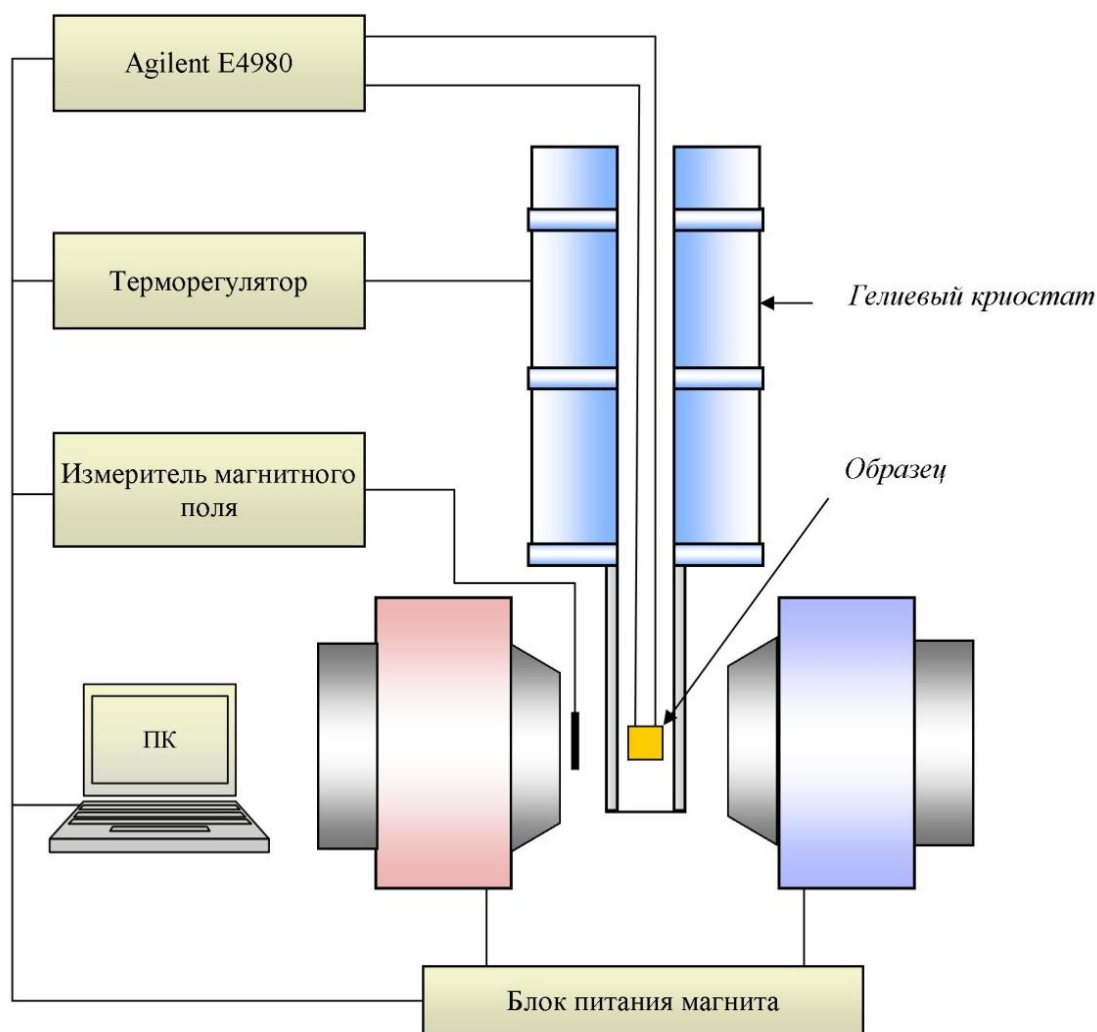


Рисунок 14 Установка для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на переменном токе. В установке используется гелиевый криостат, позволяющий достигать значений 4,2⁰К; электромагнит, максимальное значение поля которого 12кЭ; LCR-метр Agilent E4980 с частотой переменного тока до 2 МГц.

Кроме того для исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на постоянном токе нами была подготовлена еще одна установка (рисунок 15). Измерения производились так же в области низких температур, что было обеспечено использованием гелиевого криостата. Магнитное поле создавалось электромагнитом, диапазон магнитных полей составлял 0-12 кЭ. Установка укомплектована измерительно-питающим устройством (ИПУ) производства Keithley Instruments, Inc., Model 2400 SourceMeter.

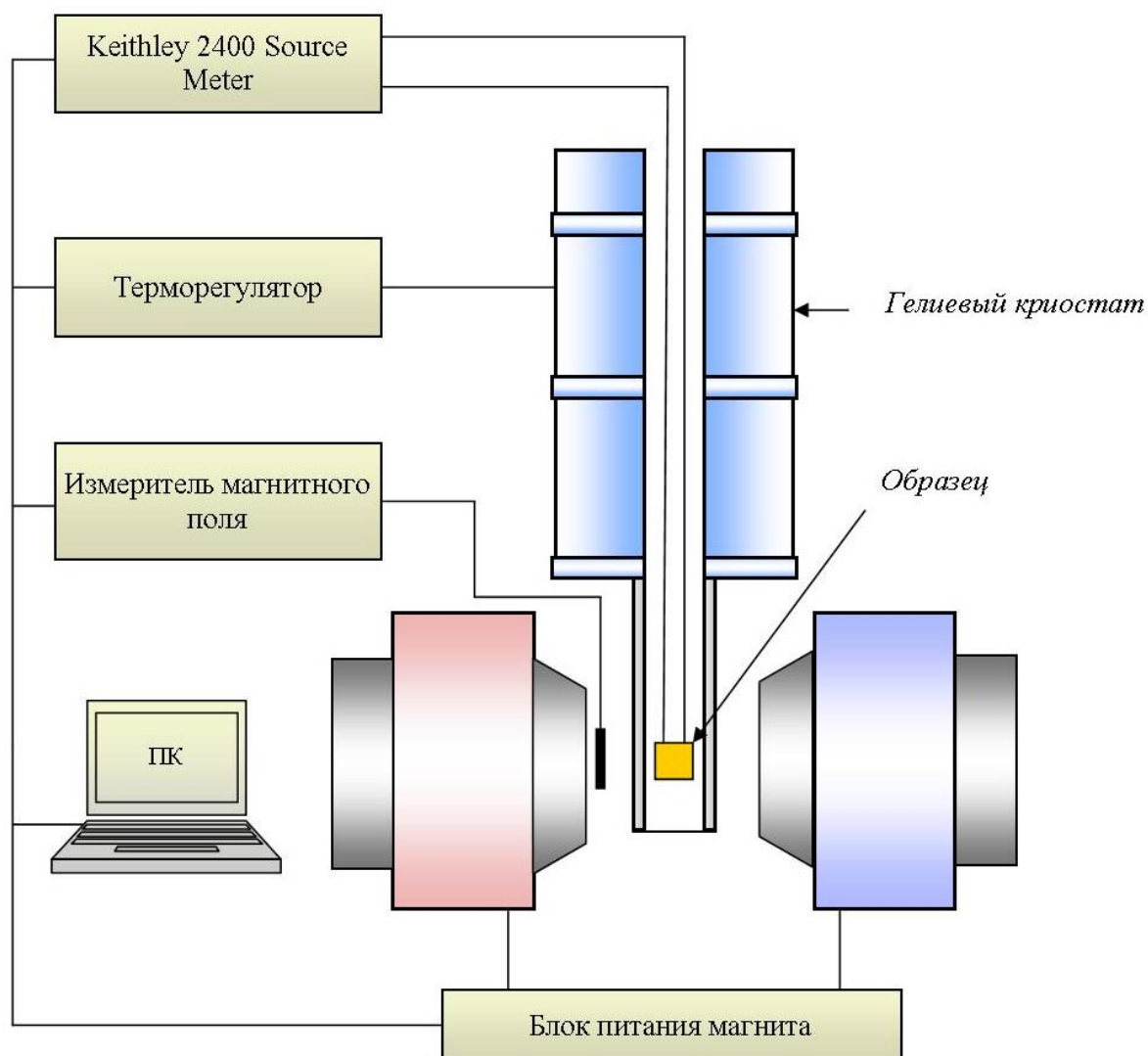


Рисунок 15 - Установка для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на постоянном токе. В установке используется гелиевый криостат, позволяющий достигать значений $4,2^{\circ}\text{K}$; электромагнит, максимальное значение поля которого 12кЭ; измерительно-питающее устройство Keithley 2400 SourceMeter .

Весь процесс измерений, сбора, обработки данных и управления внешними приборами в установках был полностью автоматизирован с использованием пакета National Instruments LabView.

Основные результаты:

- Получены гибридные структуры Fe/SiO₂/Si и Mn/SiO₂/Si с различным допированием слоя подложки кремния и изготовлены простейшие устройства на основе данных структур.
- Проведена характеристика структур Fe/SiO₂/Si и Mn/SiO₂/Si.
- Подготовлена установка для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на переменном токе. Основные характеристики установки: 1) частота переменного тока 20 Гц – 2 МГц; 2) Диапазон внешних магнитных полей – -12÷12 кЭ; 3) температурный диапазон – 4.2÷350 К; 4) диапазон подаваемого напряжения смещения от -5 до +5 В.
- Подготовлена установка для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на постоянном токе. Основные характеристики установки: 1) диапазон измерительных токов и напряжений – max $I=\pm 10$ А; Min $I=\pm 10$ пА; $U=1$ мкВ – 1000 В; 2) диапазон магнитных полей – -12÷12 кЭ; 3) температурный диапазон – 4.2÷350 К.

Глава 3. Гибридные структуры Fe/SiO₂/n-Si: транспортные и магнитотранспортные свойства на переменном токе

Чтобы разобраться в явлении гигантского магнитоимпеданса в гетероструктуре Fe/SiO₂/n-Si, представляющей из себя металл/диэлектрик/полупроводник (МДП) диод с барьером Шоттки, мы провели исследование данной структуры в различных условиях.

Для начала, нами были исследованы температурные зависимости реальной и мнимой частей импеданса. Измерения проводились в широком диапазоне температур (4-350К) при различных частотах переменного тока. Далее мы рассмотрели влияние напряжения смещения на поведение структуры. Так же были исследованы частотные зависимости активного и реактивного сопротивления структуры от частоты переменного тока для различных температур. И, конечно же, самое интересное для нас – это исследования транспортных свойств структуры при воздействии внешнего магнитного поля.

Начнем описание с рассмотрения температурных зависимостей реальной $R(T)$ и мнимой $X(T)$ частей импеданса без воздействия внешнего магнитного поля.

3.1. Температурные зависимости

При исследовании температурных зависимостей, нами было обнаружено, что в интервале низких температур от 10 до 30К наблюдается интенсивный пик $R(T)$ и соответствующее ему ступенеподобное поведение $X(T)$ (рисунок 16 и рисунок 17). Как видно из рисунка 16, при различных значениях частоты приложенного переменного напряжения V_{ac} , на температурной зависимости наблюдается изменение высоты, формы, и положения пика реальной части импеданса. При увеличении частоты V_{ac} , пик $R(T)$ уменьшается и сдвигается

в область высоких температур. На данном рисунке продемонстрированы несколько пиков, соответствующих разным частотам переменного напряжения. Хорошо различимы зависимости $R(T)$ для частоты V_{ac} равной 1кГц и 10кГц. Более высокие частоты 100 и 250 кГц показаны на вставке рисунка, так как плохо различимы на основном графике.

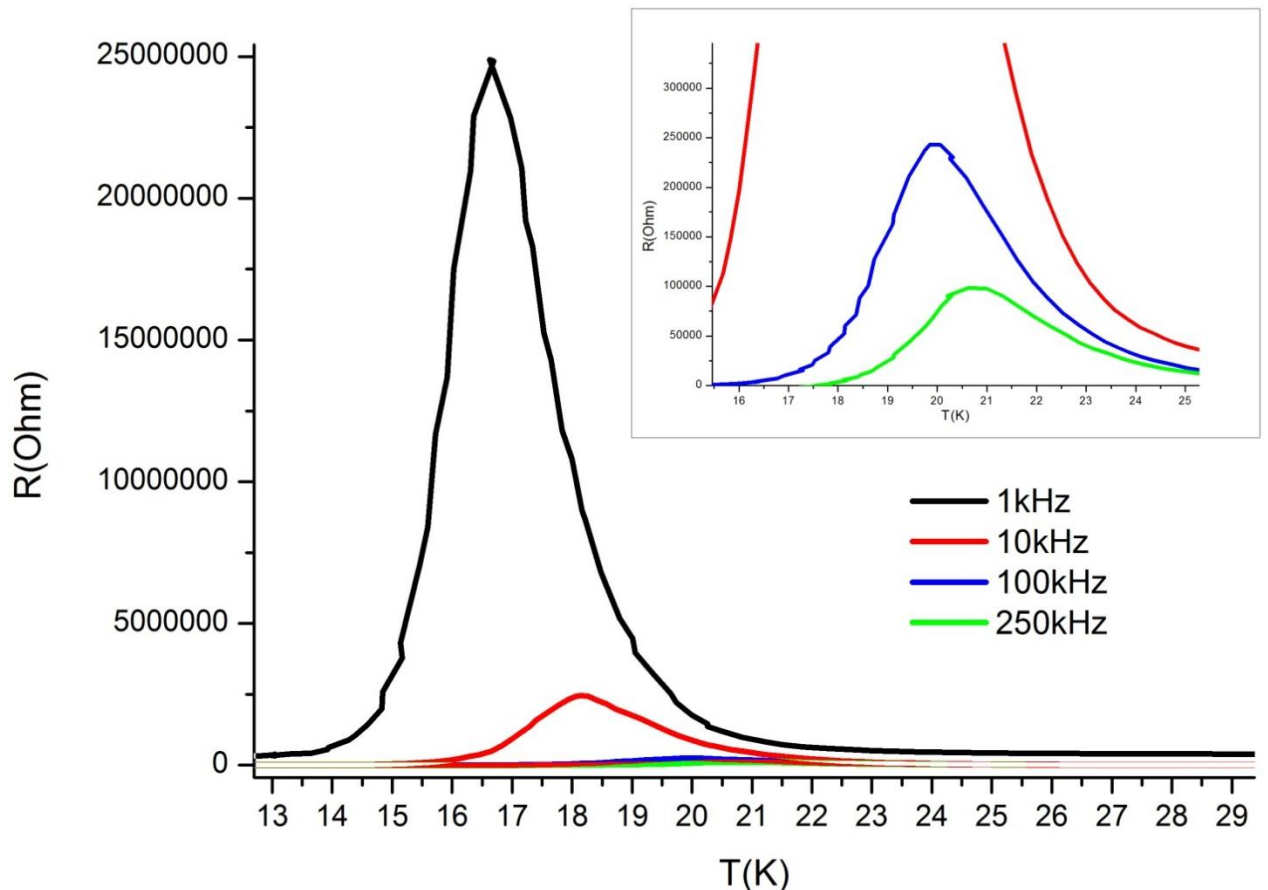


Рисунок 16 – температурная зависимость реальной части импеданса $R(T)$ при воздействии переменного напряжения V_{ac} с частотами 1, 10, 100 и 250 кГц. Изменение частоты переменного напряжения представлено как сдвиг пика в высокие температуры и уменьшение его интенсивности.

Для мнимой составляющей импеданса $X(T)$ изменение частоты переменного напряжения на температурной зависимости проявляется как изменение высоты ступени рисунок 17. По аналогии с зависимостью $R(T)$, на вставке рисунка указаны частоты 100 и 250 кГц. С чем связаны такие частотные изменения, мы обсудим чуть позже, сейчас же остановимся на, собственно, возникновении особенностей $R(T)$ и $X(T)$.

Вообще наличие пиков и ступеней на температурных зависимостях действительной и мнимой частях импеданса – результат ожидаемый, если считать, что все особенности транспортных свойств исследуемой структуры определяются наличием МДП-перехода с барьером Шоттки вблизи интерфейса SiO_2 и Si (рисунок. 18) [8]. Действительно, такие особенности наблюдаются для реальных МДП-структур [81] и обусловлены они процессами перезарядки поверхностных состояний и примесных центров, локализованных вблизи границы оксид/полупроводник. Поскольку в дальнейшем нас будут интересовать только указанные центры, т.е., те, которые находятся в пределах барьера Шоттки, мы для определенности будем называть их просто поверхностными центрами.

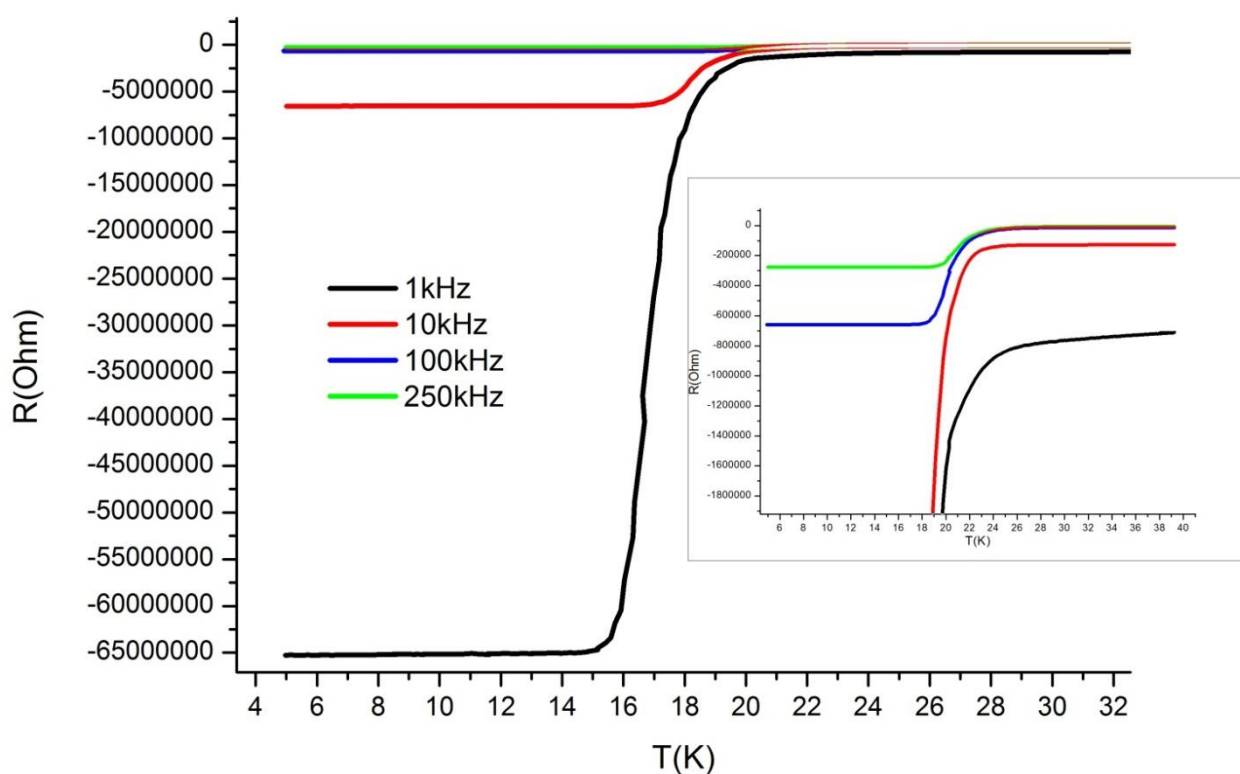


Рисунок 17 – температурная зависимость мнимой части импеданса $X(T)$ при воздействии переменного напряжения V_{ac} с частотами 1, 10, 100 и 250 кГц. Изменение частоты переменного напряжения представлено как уменьшение высоты ступени.

В случае МДП структуры, возникновение пика реальной части $R(T)$ и соответствующей ему ступени мнимой $X(T)$ части импеданса температурных зависимостей может быть объяснено задержкой в процессах перезарядки поверхностных состояний, локализованных на границе диэлектрик/полупроводник. Эти процессы обусловлены воздействием переменного напряжения V_{ac} на МДП структуру, что проявляется как колебания уровня Ферми через энергетические уровни поверхностных центров.

Чтобы понять возникновение процессов перезарядки, обратимся к рисунку 18, на котором представлена схематическая зонная диаграмма диода с барьером Шоттки Fe/SiO₂/n-Si.

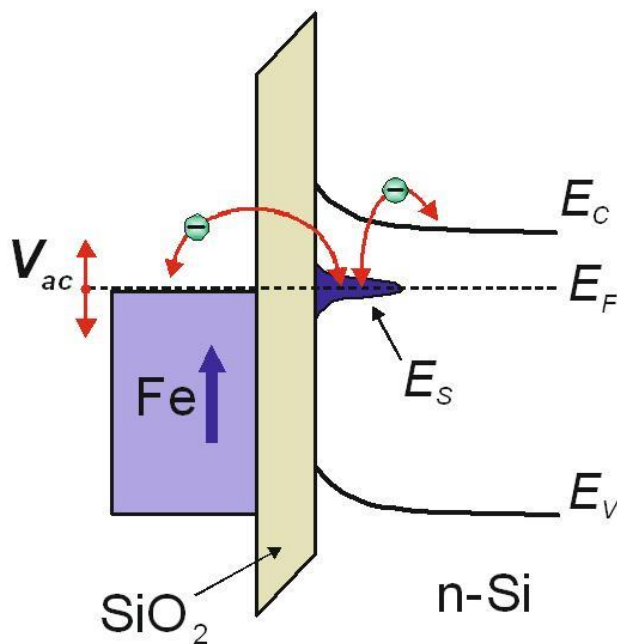


Рисунок 18 - схематичная зонная диаграмма диода Шоттки Fe/SiO₂/p-Si содержащего уровни интерфейсных центров (E_S). Переменное напряжение (V_{ac}) приложенное к МДП-переходу вызывает осцилляции уровня Ферми (E_F) на ФМ электроде, в результате чего происходит пересечение уровня Ферми и уровней интерфейсных центров;

При приложении небольшого переменного напряжения к МДП-структуре уровень Ферми E_F начинает пересекать различные энергетические уровни

дефектов, что вызывает перезарядку поверхностных и интерфейсных центров. Если энергетические уровни центра E_s оказываются выше уровня Ферми, центр стремится ионизироваться, при инвертировании ситуации центр стремится захватить заряд. Такой процесс перезарядки поверхностных состояний при изменении напряжения на МДП-структуре обладает определенной инерционностью. Скорость протекания этого процесса ограничена либо скоростью захвата носителей заряда на поверхностные уровни, либо скоростью выброса их в разрешенные зоны полупроводника. Если обозначить через $\langle \tau \rangle$ среднюю постоянную времени перезарядки центров, которая характеризует инерционность перезарядки, а через ω - угловую частоту приложенного переменного сигнала V_{ac} ($\omega = 2\pi f$), то R и X будут обнаруживать особенности каждый раз, когда выполняется условие $\omega \langle \tau \rangle = 1$. В общем случае:

$$\tau = \tau_0 \exp(E_s/k_B T) \quad (18)$$

где E_s – энергия поверхностных центров относительно зоны проводимости (E_C), а τ_0 будет зависеть от ряда параметров.

Для идеальной МДП структуры, процесс перезарядки поверхностных центров происходит за счет испускания-захвата электронов между уровнями поверхностных центров и зоной проводимости. В таком случае, τ_0 будет определяться коэффициентом захвата электронов, плотностью состояний зоны проводимости и фактором вырождения поверхностных состояний. Для исследуемой структуры с шириной потенциального барьера (SiO_2) около 1нм, следует принимать во внимание туннелирование электронов между поверхностными центрами и металлическим электродом. В таком случае, процесс перезарядки следует рассматривать как последовательность процессов захвата-испускания электронов и туннелирования их из

металлического электрода в поверхностный слой и обратно. Тогда τ_0 становится зависим от вероятности туннелирования и плотности состояний Fe.

При анализе температурных зависимостей можно рассматривать следующий сценарий. При понижении температуры уровень Ферми в полупроводнике повышается, приближаясь к границе зоны проводимости E_C , и при определенных температурах происходит пересечение уровня Ферми и уровня поверхностного центра. В этот момент имеет место максимальное изменение заряда центров, и если при фиксированной частоте ω будет выполняться условие $\omega\langle\tau\rangle=1$, то на температурной зависимости реальной части импеданса будет наблюдаться пик и соответствующая ему ступень на мнимой части импеданса [82].

Природа особенностей на температурной зависимости импеданса предполагает, что положение пика $R(T)$ и ступени $X(T)$ будет зависеть от частоты переменного напряжения. С возрастанием частоты приложенного переменного сигнала (ω) особенности температурных зависимостей сдвигаются в область высоких температур. Именно такое поведение мы и наблюдаем на рисунке 16.

Что касается быстрого уменьшения высоты пика $R(T)$ и, соответственно, ступени $X(T)$ с увеличением частоты переменного напряжения V_{ac} , то, по-видимому, это связано с особенностями функции плотности энергии поверхностных состояний $N(E)$ в запрещенной зоне полупроводника [81]. $N(E)$ имеет максимум при $E = E_s$, и быстро спадает в сторону увеличения или уменьшения E .

3.2. Влияние внешнего магнитного поля

Основная цель настоящих исследований – влияние магнитного поля на транспортные свойства гетероструктуры Fe/SiO₂/n-Si на переменном токе. Поэтому остановимся на воздействии внешнего магнитного поля H на нашу структуру. Нами было обнаружено, что значительная величина магнитоимпеданса наблюдается в температурном диапазоне 10 – 30 К и показывает сильную частотную зависимость. Магнитоимпеданс мы получали, измеряя отдельно активное магнитосопротивление, которое мы определяем, как $MR = 100\% \times (R(H) - R(0)) / R(0)$ и реактивное магнитосопротивление $MX = 100\% \times (X(H) - X(0)) / X(0)$. На рисунке 19 и рисунке 20 демонстрируется температурная зависимости MR и MX в магнитном поле 10 кЭ, для четырех различных частот от 1 кГц до 250 кГц.

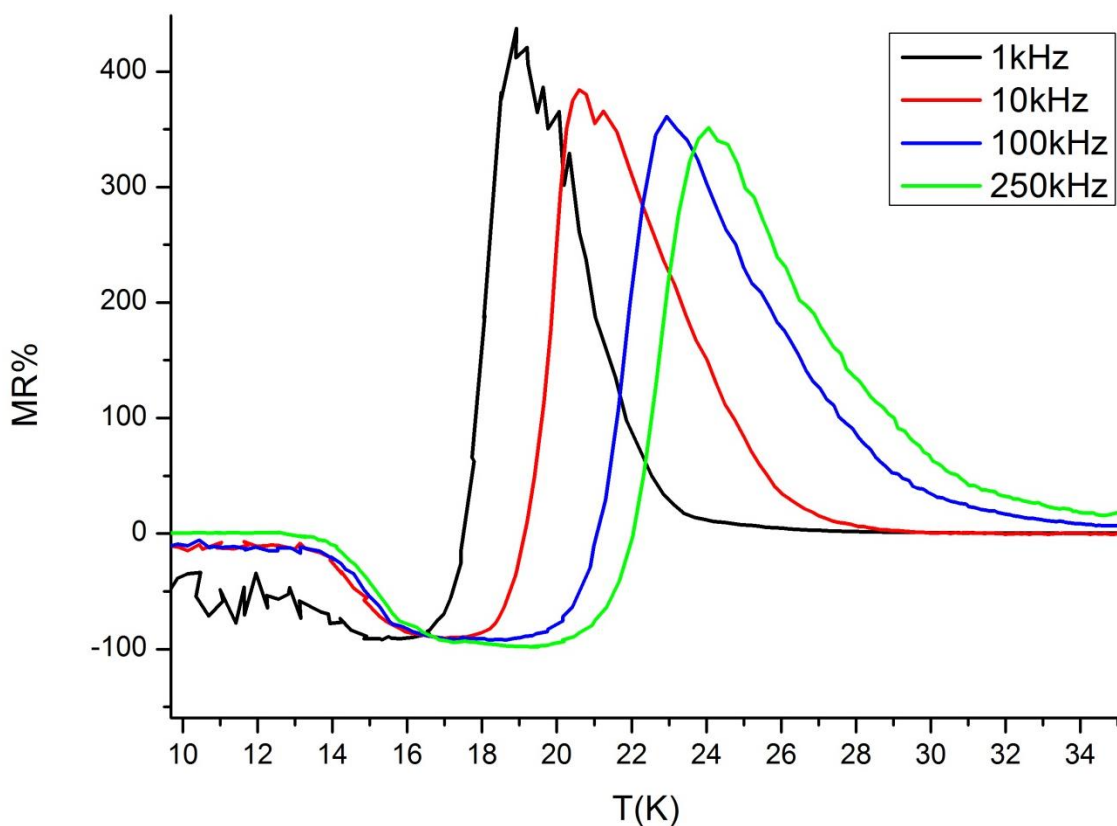


Рисунок 19 – температурная зависимость активного магнитосопротивления MR исследуемой структуры на частотах от 1 до 250 кГц.

Как видно из рисунка 19, сильное влияние магнитного поля обнаруживается в узком диапазоне температур 13-30 К – на $MR(T)$ незначительный участок отрицательного магнитосопротивления сменяется узким интенсивным пиком, соответствующим положительному магнитосопротивлению. Можно заметить, что величина магнитосопротивления составляет порядка 400% и с ростом частоты V_{ac} , высота пика уменьшается. Напомним, что в этом диапазоне наблюдается характерный пик на зависимости $R(T)$ (и соответствующая ступенька на зависимости $X(T)$). В магнитном поле интенсивность пика увеличивается, и он сдвигается в сторону высоких температур (рисунок 16). Это объясняет особенности поведения $MR(T)$ – наличие участков с отрицательным и положительным магнитосопротивлением. Если теперь обратиться к зависимостям $MX(T)$, полученным на тех же частотах переменного напряжения, то видно, характер зависимостей похож на поведение $MR(T)$ (рисунок 20). Максимумы на $MX(T)$ также сдвигаются в сторону более высоких температур, а величины максимумов уменьшаются. Все указывает на то, что изменения в магнитном поле на разных частотах связаны с одни и тем же пиком на $R(T)$ (соответствующим ступеньке на $X(T)$), который трансформируется при изменении частоты. Другими словами, чувствительность к магнитному полю связана только с одним типом поверхностного центра.

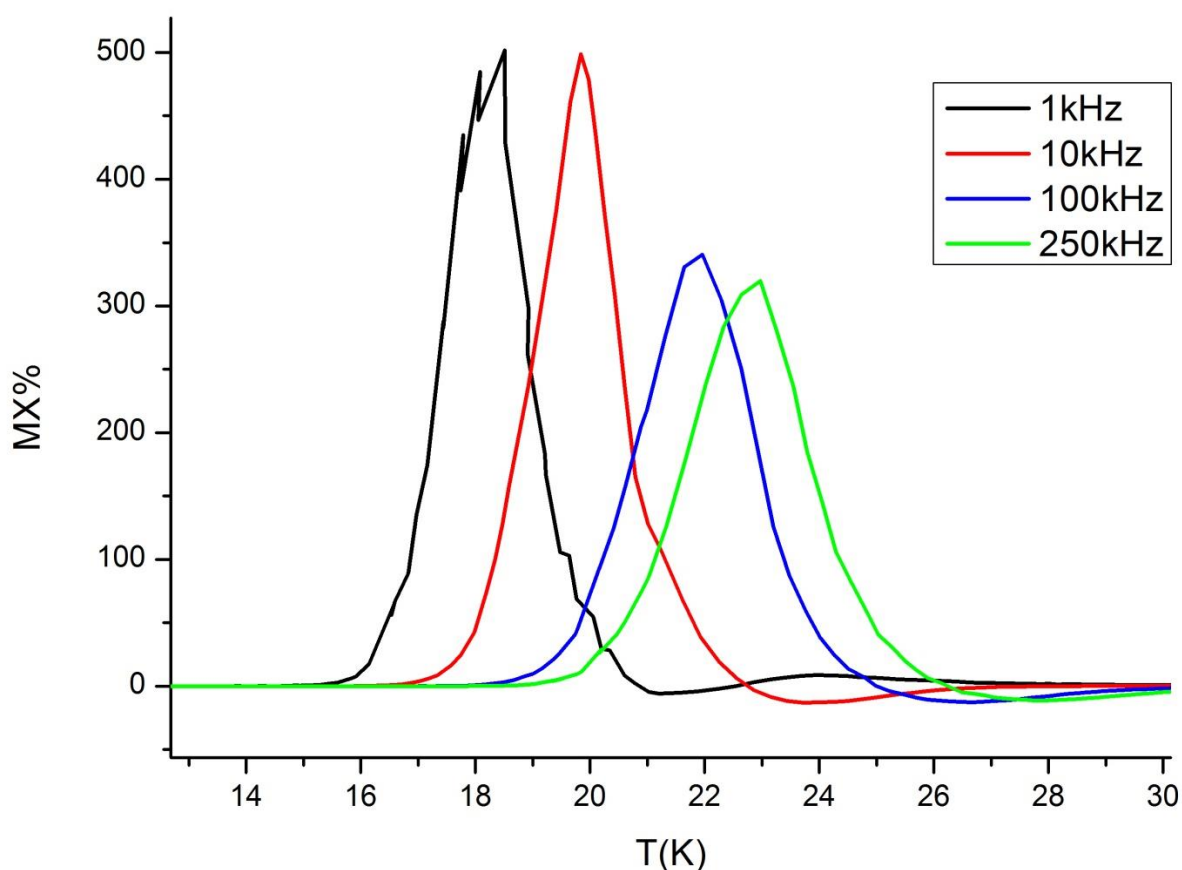


Рисунок 20 – температурная зависимость реактивного магнитосопротивления MX исследуемой структуры на частотах от 1 до 250 кГц.

При рассмотрении температурных зависимостей МДП-диода с барьером Шоттки на основе структуры $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ при воздействии внешнего магнитного поля H , можно заметить, что в температурном диапазоне 10-30К обнаруживается сильное влияние внешнего магнитного поля H на реальную и мнимую части импеданса структуры. При воздействии внешнего магнитного поля на структуру, мы наблюдаем сдвиг пика $R(T)$ и ступени $X(T)$ в более высокие температуры (рисунок 21). Для величины магнитного поля 10кЭ этот сдвиг может достигать 2К.

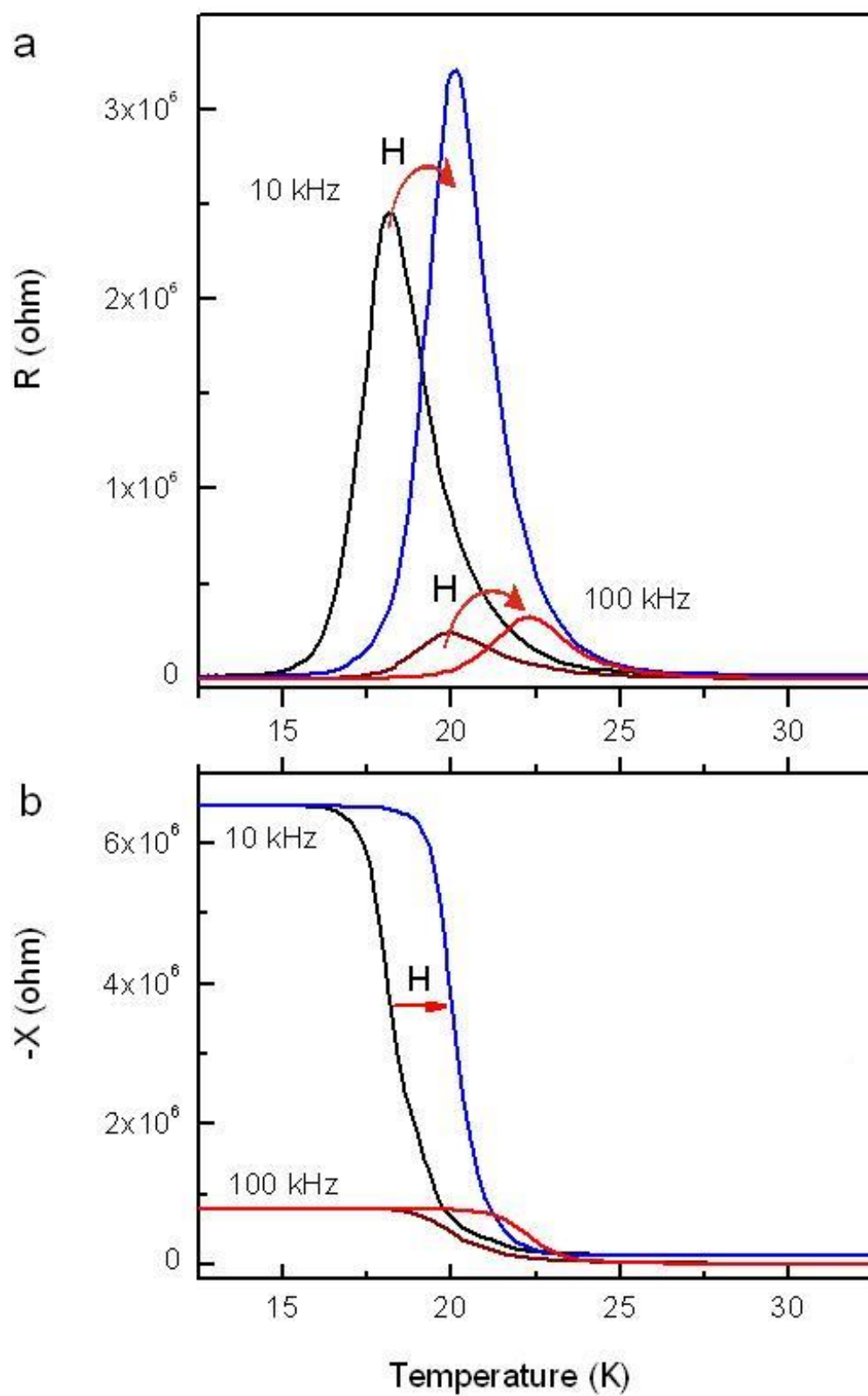


Рисунок 21 - температурные зависимости реальной R и мнимой X частей импеданса при воздействии внешнего магнитного поля H и без него для частот 10 и 100 кГц. Внешнее магнитное поле вызывает сдвиг особенностей в более высокие температуры.

Сдвиг особенностей $R(T)$ и $X(T)$ в магнитном поле и, следовательно, эффект гигантского магнитоимпеданса в МДП-диоде на основе структуры $\text{Fe/SiO}_2/\text{n-Si}$, по-видимому, следует рассматривать с позиций влияния магнитного поля на энергетическую структуру поверхностных состояний, локализованных на границе $\text{SiO}_2/\text{n-Si}$. Снова обратимся к зонной диаграмме, представленной на рисунке 18. Можно заключить, что при воздействии внешнего магнитного поля энергетические уровни поверхностных центров E_s сдвигаются в сторону от зоны проводимости полупроводника E_c , за счет чего меняется, хоть и незначительно и вид функции плотности энергии поверхностных состояний $N(E)$. Действительно, в этом случае уровень Ферми, который в полупроводнике n-типа при понижении температуры сдвигается в сторону зоны проводимости, «достигнет» положения энергетических уровней поверхностных состояний при более высоких температурах, чем в отсутствие внешнего магнитного поля. Поэтому и пик $R(T)$ (ступень $X(T)$) в магнитном поле также наблюдается при более высоких температурах. Изменение $N(E)$ проявляется в увеличении высоты пика $R(T)$ и в изменении его формы.

Изменение в поведении $R(T)$ при включении поля позволяет понять и, необычное на первый взгляд, поведение действительной части импеданса ($R(H)$) при изменении внешнего магнитного поля H при фиксированной температуре (См. рисунок 22(а)). На данном рисунке представлены полевые зависимости реальной и мнимой частей импеданса на частоте переменного напряжения 10кГц при различных температурах.

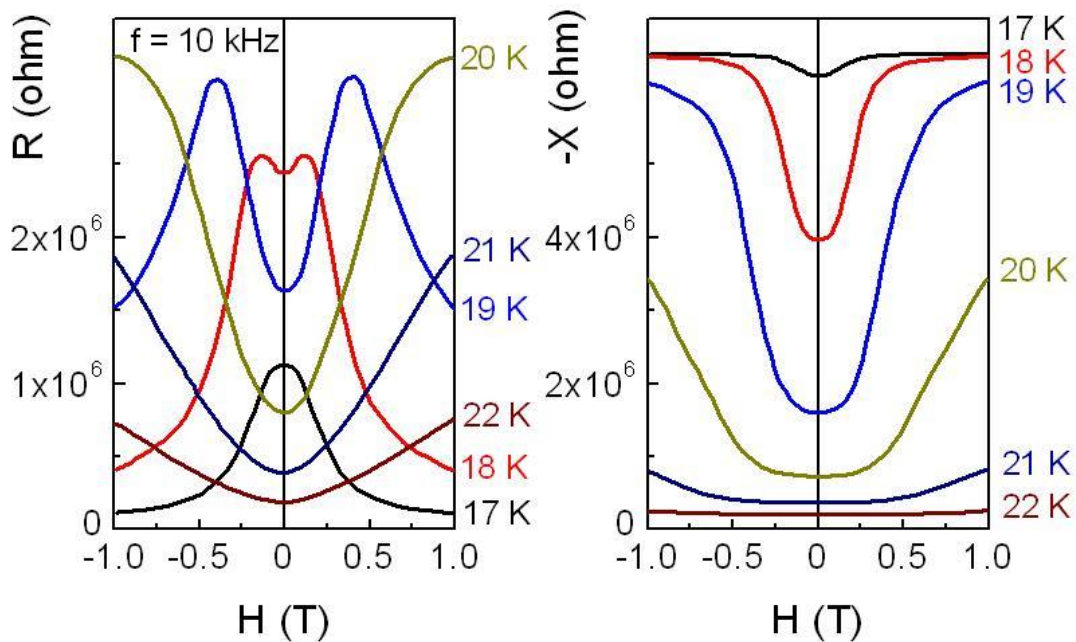


Рисунок 22– полевые зависимости реальной R и мнимой X частей импеданса при частоте переменного напряжения $V_{ac} = 10\text{ кГц}$, для различных температур.

Характер поведения $R(H)$ зависит от того, на каком участке пика реальной части импеданса $R(T)$ находится система при $H = 0$, это положение, в свою очередь, полностью определяется температурой. Рисунок 22(a) демонстрирует, что в зависимости от выбора температуры можно реализовать положительное магнитосопротивление, отрицательное магнитосопротивление или даже смену знака магниторезистивного эффекта при определенной величине H . В случае влияния H на мнимую часть магнитоимпеданса ($X(H)$) ситуация более простая (см. рисунок 22(b)), поскольку в магнитном поле происходит сдвиг ступени $X(T)$ в более высокие температуры, реализуется только положительное реактивное магнитосопротивление MX . От температуры зависит величина MX и характер поведения $X(H)$.

Для примерной оценки положения уровней энергии поверхностных состояний в запрещенной зоне и величину смещения E_s в магнитном поле

можно воспользовавшись простым соотношением $\ln(\omega) = \ln(1/\tau_0) - E_s/(k_B T_p)$, где T_p позиция пика $R(T)$ при фиксированной частоте ω . Для простоты будем считать, что τ_0 не зависит от T , хотя это не очевидно. Выполнив подгонку экспериментальной зависимости $\ln(\omega)$ к $1/T_p$ по прямой линии, из наклона подгоночной линии получим оценку для E_s , и получим значение τ_0 . Такой график представлен на рисунке 23 для данных при $H = 0$ и $H = 1$ Т.

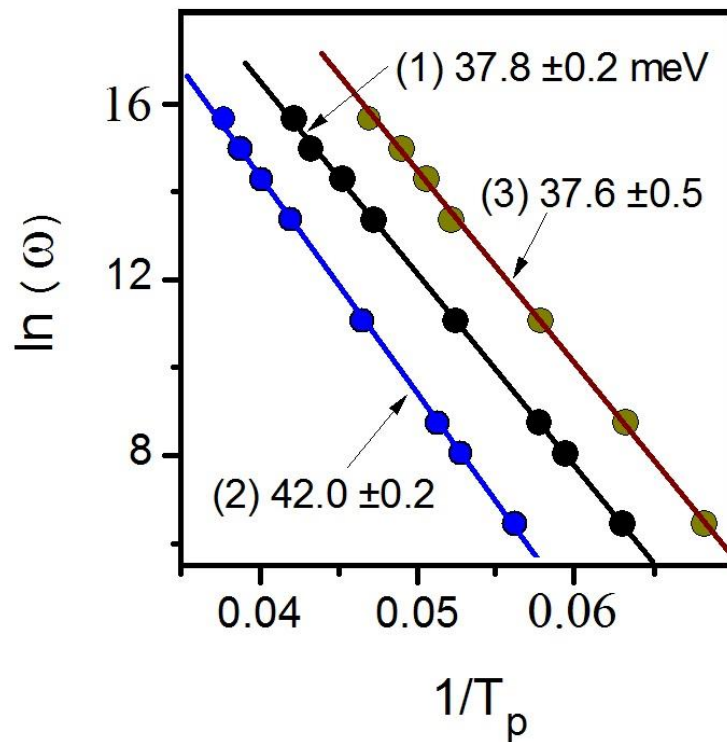


Рисунок 23 – зависимость логарифма угловой частоты от обратной температуры пика $R(T)$, определяющая уровни энергии поверхностных состояний E_s : 1 - в отсутствии внешнего магнитного поля и смещения, 2 – во внешнем магнитном поле 1Т, 3 – при воздействии напряжения смещения -5В.

Для положения E_s без поля и в поле из анализа находим 37.8 meV и 42.0 meV относительно E_c . Величина τ_0 , при приложении магнитного поля практически остается неизменной, это свидетельствует в пользу того, что поле очень слабо затрагивает такие параметры как коэффициент захвата, вероятность туннелирования, плотность состояний в металле и в зоне

проводимости полупроводника. Обращает на себя внимание неожиданно большая величина смещения энергетических уровней поверхностных состояний в магнитном поле ~ 4 meV. Для сравнения можно привести величину Зеемановского расщепления уровней, что для $S = 1/2$ и магнитного поля 1 Т не превышает 0.06 meV. Одно из возможных объяснений для такого большого сдвига, может быть связано с гигантским расщеплением Зеемана уровней энергии поверхностных состояний, обусловленного обменным взаимодействием с d-электронами в ферромагнитном электроде [83], или обменным взаимодействием с локализованными магнитными центрами в SiO_2 . Появление магнитных центров в оксиде (SiO_2) может возникать при изготовлении FM/ SiO_2 /Si МДП-структуры с 3d FM металлами [84]. В частности железо имеет очень хорошую растворимость, как в кремнии, так и в его оксиде, поэтому нельзя исключать наличие ФМ примесей в интерфейсной области. Этим же, по-видимому, можно объяснить и другой неожиданный результат – сильную анизотропию магнитоимпеданса. Влияние магнитного поля при его ориентации перпендикулярно плоскости структуры оказывается существенно слабее, чем при параллельной ориентации. Сдвиг пика $R(T)$ и ступени $X(T)$ всего около 0.2 К в магнитном поле 1 Т.

3.3. Смещение на диоде и частотные зависимости

Помимо всего вышесказанного, мы так же исследовали влияние напряжения смещения на гибридную структуру Fe/ SiO_2 /n-Si.

Наличие смещения на МДП-структуре приводит к изгибу краев энергетических зон на границе раздела диэлектрик/полупроводник. Хорошо известно, что при изменении напряжения смещения (V_b) на МДП структуре, положение энергетических уровней поверхностных состояний изменяется,

следуя за смещением краев разрешенных зон полупроводника, в то время как положение уровня Ферми остается неизменным. Принимая во внимание данный факт, проведем анализ температурных зависимостей реальной $R(T)$ и мнимой $X(T)$ составляющей импеданса МДП структуры с барьером Шоттки.

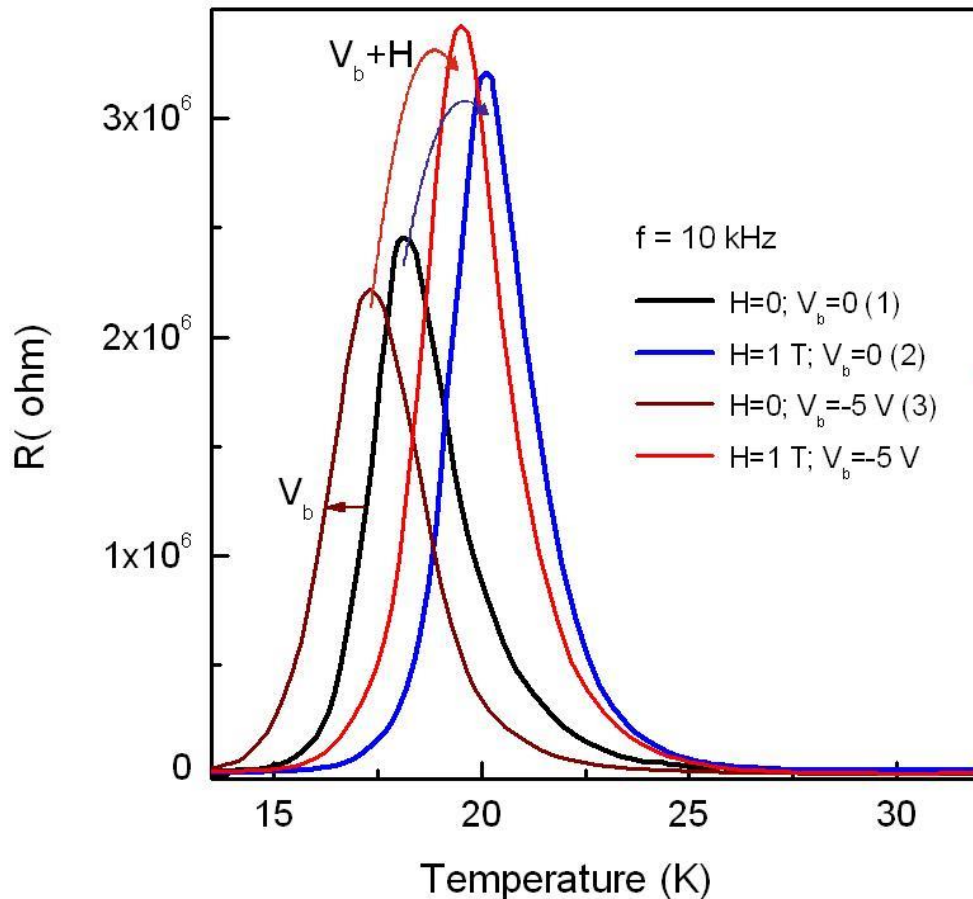


Рисунок 24 – температурные зависимости реальной части импеданса R при воздействии напряжения смещения V_b на структуру, помещенную в магнитное поле 10кЭ и в нулевое поле, на частоте переменного напряжения $V_{ac} = 10\text{кГц}$.

На рисунке 24 представлено влияние напряжения смещения ($V_b < 0$) на транспортные свойства структуры, что проявляется как сдвиг температуры пика реальной части импеданса $R(T)$. Такой же сдвиг особенности, в сторону низких температур, можно наблюдать и на температурной зависимости мнимой части импеданса $X(T)$ при включении напряжения смещения (рисунок 25). Однако в данном случае особенность представляет собой

ступенчатый вид. На обеих зависимостях представлены пики $R(T)$ и ступени $X(T)$ импеданса при воздействии внешних магнитных полей $H = 0$ и $H = 1$ Т, смещения $V_b = -5$ В и частоты переменного напряжения $V_{ac} = 10$ кГц.

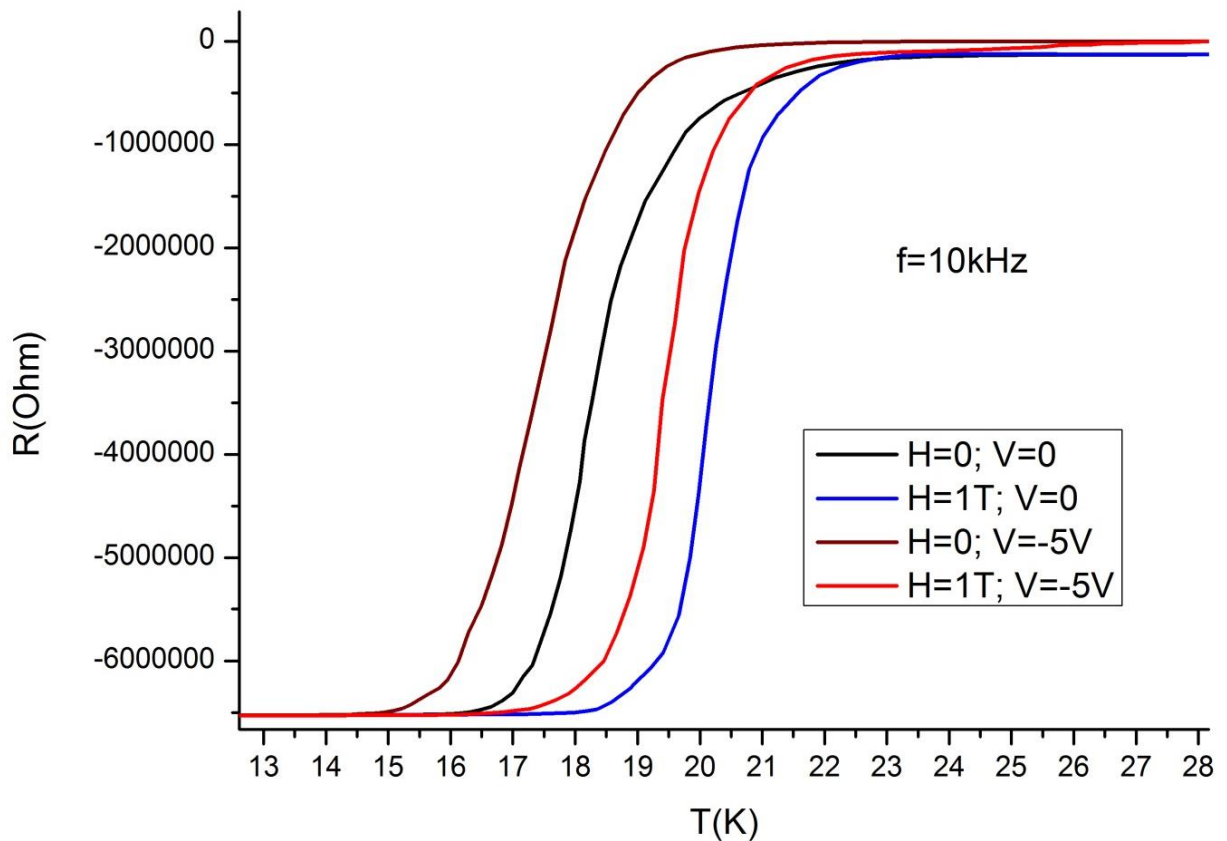


Рисунок 25 – температурные зависимости мнимой части импеданса X при воздействии напряжения смещения V_b на структуру, помещенную в магнитное поле 10 кЭ и в нулевое поле, на частоте переменного напряжения $V_{ac} = 10$ кГц.

Анализ, подобный проведенному выше, как и следовало ожидать, показывает, что при включении V_b равном -5 В не происходит заметного изменения энергии поверхностных состояний E_s (в пределах ошибки E_s остается неизменной), а изменяется τ_0 . В случае прямого смещения на МДП структуре ($V_b > 0$) равного $+5$ В, влияния на поведение зависимостей $R(T)$ и $X(T)$ обнаружено не было. Последнее, по-видимому, объясняется тем, что в случае приложенного прямого смещения, основное падение напряжения приходится на объем полупроводника. В любом случае, приведенный

пример демонстрирует возможность управления при помощи электрического смещения особенностями $R(T)$ и $X(T)$, связанными с поверхностными состояниями, и, следовательно, возможность управления величинами MR и MX .

Определенную информацию о природе поверхностных состояний и о механизмах их перезарядки можно получить, анализируя частотные зависимости реальной ($R(f)$) и мнимой ($X(f)$) частей импеданса. На рисунке 26(a) and 26(b) представлены частотные зависимости $R(f)$ и $X(f)$ при фиксированной температуре равной 20К для магнитных полей $H = 0$ и $H = 1$ Т, при напряжениях смещения $V_b = 0$ и $V_b = -5$ В. Не имея достаточно данных для детального анализа зависимостей, попробуем качественно обосновать основные особенности в поведении $R(f)$ и $X(f)$.

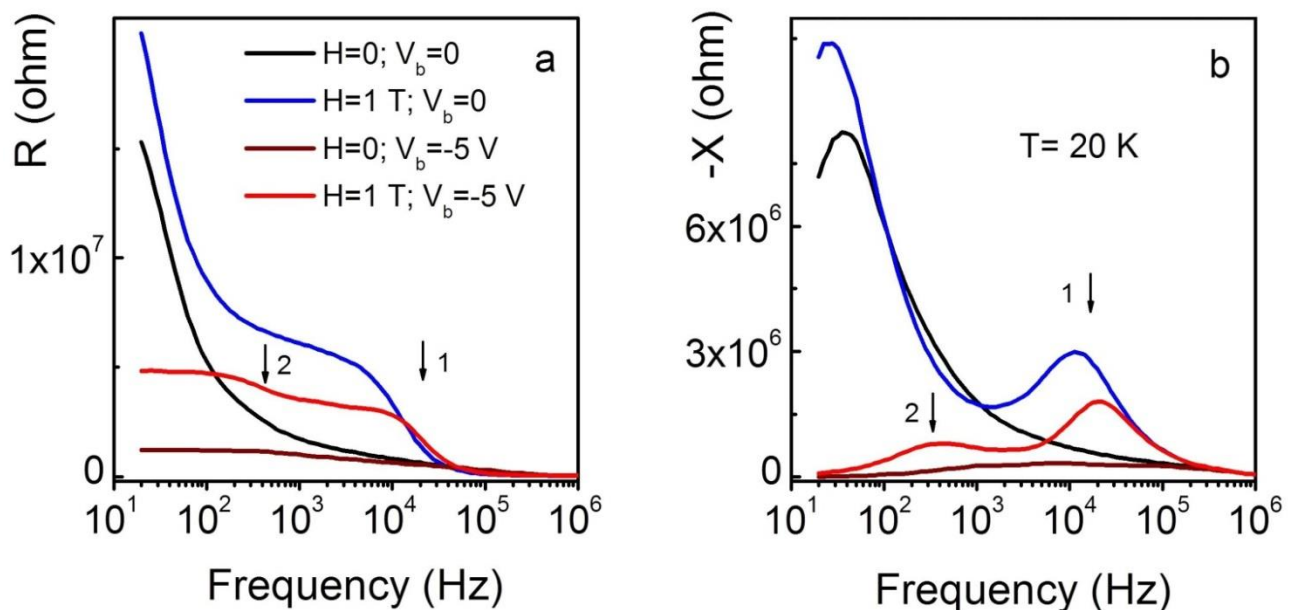


Рисунок 26 – частотные зависимости реальной R и мнимой X частей импеданса при воздействии внешнего магнитного поля $H=1$ Т и его отсутствии, в условиях приложенного напряжения смещения $V_b=0$ и -5 В для фиксированной температуры 20К.

Сначала остановимся на случае $V_b = 0$. В области высоких частот 10^4 - 10^5 Hz наблюдается поведение, характерное для релаксационных процессов Дебаевского типа. Имеются в виду отчетливо проявляющиеся ступени $R(f)$ и

соответствующие им пики $X(f)$. Эта особенность связывается нами с инерционностью процесса перезарядки поверхностных состояний, идущего посредством прямого процесса испускания-захвата электронов с участием зоны проводимости. Её положение f_1 определяется условием $f_1 = 1/(2\pi\langle\tau\rangle)$, т.е., для частот выше f_1 процесс перезарядки не успевает за изменением приложенного к структуре переменного напряжения. Из рисунков 27(a) и 27(b), на котором представлены зависимости активного и реактивного магнитосопротивления от частоты переменного напряжения, видно, что максимальные значения MR and MX наблюдается именно в области аномалии Дебаевского типа. То есть, максимальная чувствительность к магнитному полю обнаруживается на тех частотах внешнего измерительного тока, где они совпадают обратным временем релаксации, характеризующим запаздывания процесса перезарядки поверхностных состояний.

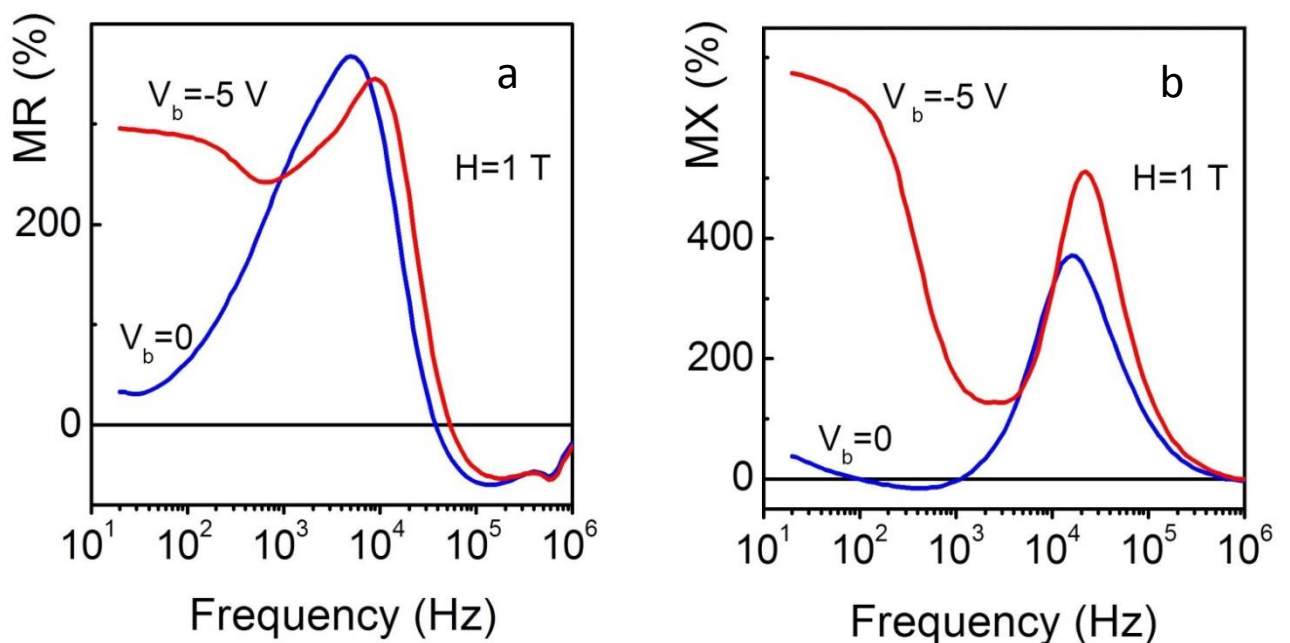


Рисунок 27 – частотные зависимости активного MR и реактивного MX магнитосопротивления при воздействии внешнего магнитного поля $H=1\text{ Т}$, в условиях приложенного напряжения смещения $V_b=0$ и -5 В для фиксированной температуры 20 К .

Как можно увидеть на рисунке 26, включение $V_b < 0$ уменьшает величины R и $|X|$ в низкочастотной области. Дело в том, что при включении

отрицательного смещения в приповерхностном слое МДП структуры образуется обедненная электронами область, которая действует как добавочный слой диэлектрика и, тем самым, понижает полную емкость структуры. При $V_b = -5$ V на зависимостях $R(f)$ и $X(f)$ в области частот $f_2 = 500$ Hz в явном виде проявляется еще одна аномалия Дебаевского типа (рисунок 26). Мы связываем эту особенность с тем, что для этих частот перезарядка поверхностных состояний идет посредством определенной последовательности процессов испускания-захвата электронов с участием зоны проводимости и туннелирования электронов через потенциальный барьер. Понятно, что в этом случае время релаксации $\langle \tau \rangle$ должно быть больше, чем в случае перезарядки только за счет прямого процесса испускания-захвата с участием зоны проводимости.

Появление области обеднения при $V_b < 0$ означает, что в области туннельного перехода возникает дополнительное электрическое поле, которое может оказывать влияние на процессы туннелирования между металлом и поверхностными состояниями. Примечательно, что появление Дебаевской аномалии в области низких частот при включении смещения сопровождается существенным увеличением MR and MX именно в низкочастотной области (рисунок 27). Так на частоте $f = 100$ Hz, в поле $H = 1$ Т MR увеличивается, примерно, с 50 % до 290 %, а MX , соответственно, с 0 до 630 % при изменении V_b от 0 до -5 V. В высокочастотной области при включении V_b MR and MX заметных изменений не претерпевают. Таким образом, при анализе возможных механизмов влияния магнитного поля на R and X , необходимо, по крайней мере, при наличии смещений на структуре и при низких частотах, учитывать влияние поля на вероятность туннелирования электронов между центрами и ферромагнитным электродом.

3.4. Устройство на основе структуры Fe/SiO₂/n-Si

Как уже было нами сказано ранее, в настоящее время активно ведется исследование и разработка устройств для нужд современной электроники. И эффект гигантского магнитного импеданса в этой связи особенно интересен для ученых. В первой главе было обращено внимание на активные разработки датчиков магнитных полей на основе этого эффекта, их усовершенствование и развитие. В настоящее время существует множество прототипов и патентов на устройства, применяющие принципы ГМИ.

В современной технике магнитные датчики и их использование играет важную роль в производстве новейших устройств. Актуальность и востребованность их подтверждается применением в различных инженерных и производственных областях, таких как: магнитная запись, навигация, системы безопасности, обнаружение и сопровождение целей в военном секторе, геомагнитные измерения, исследование космоса, биомагнитные измерения в организме человека и многое другое. [85, 86]. Этим объясняется большое разнообразие магнитных датчиков, например, на основе эффекта Холла, гигантского магнитосопротивления (ГМС) и сверхпроводящие квантовые интерференционные устройства (SQUID). [70]

Магнитный датчик непосредственно преобразует магнитное поле в напряжение или электрический ток, а чувствительность к магнитному полю и определяет потенциальную область его применения. Например SQUID градиометры с высокой чувствительностью 10^{-10} - 10^{-4} Э используются для измерения градиента поля при выявлении аномалии функции головного мозга. Чувствительность индукционных, феррозондовых и ГМС датчиков меньше (10^{-6} - 10^{-2} Э), однако они позволяют измерять изменения магнитного поля Земли или проводить разведку полезных ископаемых. Датчики Холла имеет низкую чувствительность ($1 - 10^6$ Э) и применяются для

бесконтактного переключения, считывания магнитной памяти и измерения тока.

Кроме чувствительности к магнитному полю важны затратность в производстве датчиков, экологичность, а так же их энергопотребление. При учете этих факторов ГМС датчик на данный момент выигрывает конкуренцию, хотя его чувствительность и не самая лучшая. Именно поэтому в настоящее время так интенсивно проводятся исследования в области новых магнитных материалов, а так же их применения в магнитных устройствах и сенсорах.

Начиная с первой публикации эффекта гигантского магнитоимпеданса, несколько групп исследователей сосредоточились на том, чтобы улучшить чувствительность и размер датчиков [87-91]. Ферромагнитные провода широко используются в изготовлении датчиков ГМИ ввиду больших значений магнитоимпеданса [18, 73]. Однако датчики ГМИ в современных устройствах требуют производства миниатюрных сенсоров на основе тонких пленок, связанных с полупроводниковой электроникой.

Принимая все вышесказанное во внимание, мы сочли интересным создание магнитного датчика с использованием эффекта гигантского магнитоимпеданса, на основе новых, ранее не опубликованных принципах.

Наиболее близким к заявляемому нами изобретению является сенсорный элемент на основе магнитоимпеданса [92]. Как и в нашем случае, прототип показывает высокую чувствительность к магнитному полю. Однако данный элемент основан на эффекте магнитоимпеданса, возникающего за счет скин-эффекта, что принципиально отличает его от представленного нами элемента. Кроме того, прототип представляет собой аморфный провод, что усложняет производство и использование элемента. Так же, прототип представлен в планарной геометрии, в отличие от нашей разработки.

Технический результат предлагаемого изобретения заключается в реализации большой величины МИ эффекта в MIS структуре при использовании СРР геометрии, при которой ток перпендикулярен плоскости интерфейсов структуры и в возможности эффективного управления величиной МИ эффекта током смещения, протекающем через структуру.

Данный результат достигается тем, что в гибридной структуре металл/диэлектрик/полупроводник возникает эффект гигантского магнитоимпеданса за счет принципиально нового механизма, благодаря наличию поверхностных состояний на границе диэлектрик/полупроводник, которые участвуют в процессах перезарядки при воздействии на структуру переменного напряжения. Действие магнитного поля сводится, главным образом, к сдвигу уровней поверхностных состояний на границе диэлектрик/полупроводник. Кроме того, при определенном выборе величины тока смещения, возможно влияние поля на вероятность туннелирования электронов через потенциальный барьер между поверхностными состояниями и ферромагнитным электродом. Благодаря этому, за счет использования внешнего магнитного поля и тока смещения, в данном устройстве можно варьировать значения магнитосопротивления.

На рисунке 28 приведен пример конструкции предлагаемого МИ элемента. Основные части элемента: 1 – подложка; 2 – слой диэлектрика; 3 – слой металла; 4 – токовые контакты.

Устройство представляет собой гибридную структуру в виде диода металл/диэлектрик/полупроводник (МДП) с барьером Шоттки. Структура изготавливается на подложке монокристаллического Si. На поверхности подложки формировался слой диэлектрика, на который напыляется слой металла. Два токовых контакта в виде полос токопроводящего клея наносятся на поверхность железа и на нижнюю часть n-Si.

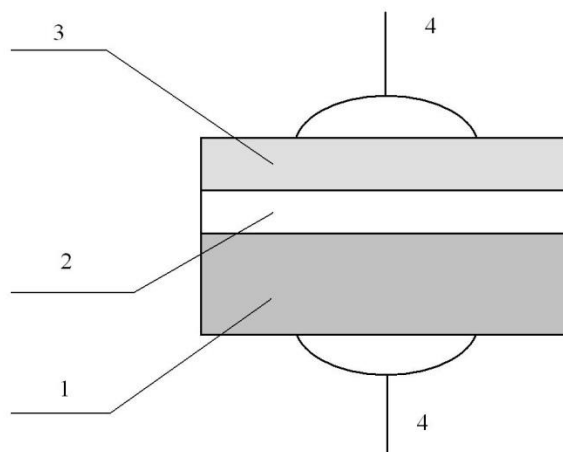


Рисунок 28 – конструкция магнитоимпедансного элемента: 1 – подложка из полупроводника; 2 – слой диэлектрика; 3 – слой металла; 4 – токовые контакты. В данном случае элемент изготовлен в виде диода на основе гибридной МДП- структуры с барьером Шоттки Fe/SiO₂/n-Si

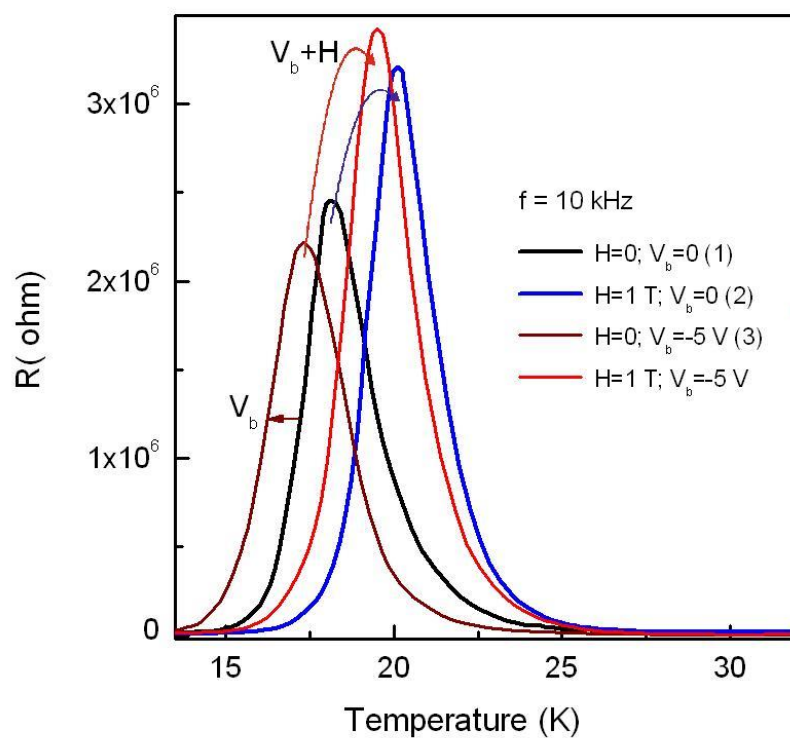


Рисунок 29 – температурные зависимости сопротивления структуры R при воздействии напряжения смещения V_b , помещенную в магнитное поле 10кЭ и в нулевое поле, на частоте переменного напряжения $V_{ac} = 10$ кГц.

Если же перейти на более простой язык, то принцип работы устройства можно описать достаточно кратко. При воздействии на структуру внешнего магнитного поля H , изменяется значение сопротивления образца. Таким образом, за счет изменения внешнего магнитного поля, можно осуществлять изменение магнитосопротивления структуры $MR = 100\% \times (R(H) - R(0))/R(0)$. При воздействии напряжения смещения V_b , так же изменяется значение сопротивление образца, а следовательно магнитосопротивление структуры также меняет значение рисунок 29. Таким образом, меняя H и V_b , возможно более гибкое управление эффектом магнитоимпеданса.

Конечно, данное устройство имеет и отрицательные качества, как например СРР геометрию, так как планарная геометрия более предпочтительна для использования в приборах. Но хотелось бы обратить еще раз внимание на то, что данный элемент основан на полупроводниках, производство которых достаточно хорошо отработано в настоящий момент, а что особенно важно, используется новый принцип создания эффекта ГМИ, ранее не описанный в литературе.

Основные результаты

Нами исследованы транспортные и магнитотранспортные свойства гибридной структуры $\text{Fe/SiO}_2/\text{n-Si}$ и устройства в виде диода, изготовленного на ее основе. Были обнаружены особенности, возникающие ниже 40К на температурной зависимости в виде пика реальной $R(T)$ и степени мнимой $X(T)$ частей импеданса. Данные особенности зависят от частоты переменного сигнала, при увеличении которой пик $R(T)$ сдвигается в область более высоких температур и уменьшается по интенсивности, а степень $X(T)$ меняет свою высоту. Эти эффекты были объяснены наличием поверхностных центров на границе диэлектрик-полупроводник $\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ и процессами их

перезарядки, идущими посредством прямого процесса испускания-захвата электронов с участием зоны проводимости E_c .

Влияние внешнего магнитного поля H , которое проявляется как сдвиг особенностей в область более высоких температур, сводится к сдвигу уровней энергии поверхностных центров E_s в область более высоких энергий. Благодаря этому, при понижении температуры (для полупроводника p -типа к зоне проводимости) уровень ферми E_F достигает их уже в области больших температур, что мы наблюдаем в виде сдвига особенности.

Кроме того, было исследовано влияние напряжения смещения V_b на диоде. При его значении $V_b = -5\text{В}$, так же происходит сдвиг особенностей на температурных зависимостях, что же касается $V_b = 5\text{В}$ никаких изменений мы не наблюдали. Данный факт хорошо согласуется с предложенным нами механизмом, так как известно, что на МДП-структуре напряжение смещения приводит к изгибу краев энергетических зон на границе раздела диэлектрик/полупроводник. За счет этого, положение энергетических уровней примесных центров изменяется, следуя за смещением краев разрешенных зон полупроводника, тем самым меняется и время процесса перезарядки.

Помимо вышесказанного, на основе проделанных исследований, нами было разработано устройство на основе эффекта магнитоимпеданса, представляющее собой МДП-структуру в виде диода. Устройство было изготовлено так же на базе структуры $\text{Fe/SiO}_2/n\text{-Si}$. За счет воздействия внешнего магнитного поля мы имеем возможность менять сопротивление структуры. Таким образом, мы имеем магниточувствительный элемент на основе магнитоимпеданса. А помимо этого, сопротивлением можно дополнительно управлять за счет напряжения смещения, подаваемого на диод. Данное устройство было нами запатентовано [93].

Глава 4. Гибридные структуры $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$: транспортные и магнитотранспортные свойства на переменном и постоянном токе

После проделанных исследований, описанных в предыдущей главе и полученных в ней результатов для структуры $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ [94], перейдем к рассмотрению подобной структуры $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$. Сам собой напрашивался вопрос об использовании различных материалов при создании гибридных структур, например, разных слоев металла, а так же использование подложки кремния р-типа, и влиянии этих изменений при изготовлении структур на их магнитоимпедансные свойства.

В предыдущей главе были представлены результаты исследований простейшего устройства на основе МДП структуры с барьером Шоттки $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ и были предложены механизмы, участвующие в появлении особенностей при данных исследованиях. Сосредоточим теперь внимание на $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ и попробуем разобраться с полученными результатами. Как можно заметить, структуры отличаются допированием слоя кремния (фосфором в случае n-Si и бором для p-Si), а так же слоем напыленного металла в структуре. Как уже говорилось ранее, на снимках с электронного микроскопа не различим явно слой диэлектрика в отличие от структур с железом, что мы связываем с диффузией ионов марганца в слой диэлектрика SiO_2 и подложку Si .

Изучение данной структуры так же было начато с температурных зависимостей реальной и мнимой частей импеданса. Далее мы обнаружили и разобрали влияние внешнего магнитного поля, и большое внимание в этой главе было уделено приложенному к диоду, построенному на основе гетероструктуры, электрическому смещению. Однако помимо исследований на переменном токе, в этой главе так же огромную часть занимает изучение

транспортных свойств на постоянном токе. С чем это было связано, мы обсудим чуть позже, по мере описания.

4.1. Температурные зависимости, влияние магнитного поля и смещения

Исследование диода Шоттки структуры Mn/SiO₂/p-Si было начато, как и в предыдущей главе для Fe/SiO₂/n-Si с измерения импеданса ($Z = R_{ac} + iX$, где R_{ac} и X реальная и мнимая части импеданса) и магнитоимпеданса. При нулевых значениях напряжений смещения V_b , а так же, при $V_b < V_b^c \approx 2$ В в прямом и обратном направлении, результаты оказались подобны тем, что мы получили ранее для структуры с Fe электродом [9,94]. Поэтому, мы не будем так детально останавливаться на описании полученных результатов как в предыдущей главе.

Чтобы разобраться в явлениях, происходящих в исследуемой структуре, рассмотрим сперва температурные зависимости реальной части импеданса $R_{ac}(T)$. Как видно из рисунка 30, при температуре ниже 40К наблюдается интенсивный пик $R(T)$ и соответствующее ему ступенеподобное поведение $X(T)$. В данной главе приводить графики зависимостей мнимой части импеданса X мы уже не будем. Они полностью аналогичны зависимостям как для структуры Fe/SiO₂/n-Si, и не несут особой значимости. Для нас важнее поведение реальной части импеданса $R_{ac}(T)$.

При воздействии внешнего магнитного поля H , наблюдается сдвиг особенности на температурной зависимости в область более высоких температур примерно на 2К. Помимо этого, можно заметить при сравнении рисунка 30 а и б, что поведение пика $R_{ac}(T)$ сильно зависит от частоты f переменного сигнала V_{ac} . При ее повышении он так же сдвигается в область более высоких температур.

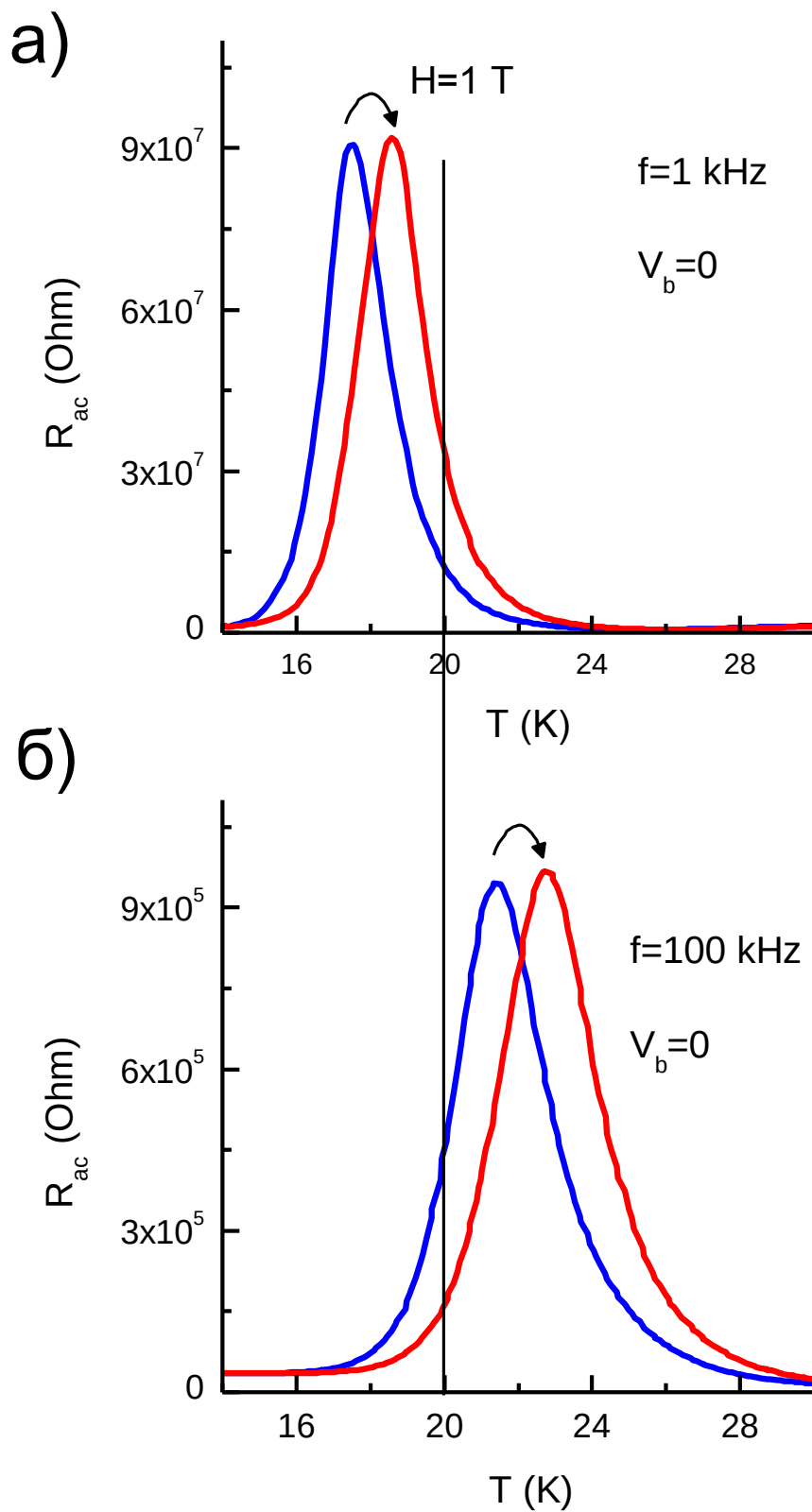


Рисунок 30 – Температурная зависимость реальной части импеданса структуры Mn/SiO₂/p-Si при воздействии внешнего магнитного поля 1Тл и при его отсутствии, напряжении смещения $V_b = 0$ и при частотах переменного тока (а) 1кГц и (б) 100кГц.

Благодаря этому факту, мы и можем наблюдать необычное поведение магнитосопротивления структуры - в зависимости от частоты оно может иметь как положительный знак, так и отрицательный (рисунок 31). Магнитосопротивление мы определяем как $MR_{ac} = 100\% \times ((R_{ac}(H) - R_{ac}(0)) / R_{ac}(0))$, при этом его значения могут достигать достаточно больших величин, $\sim 200\%$ при внешнем магнитном поле $H = 1$ Тл.

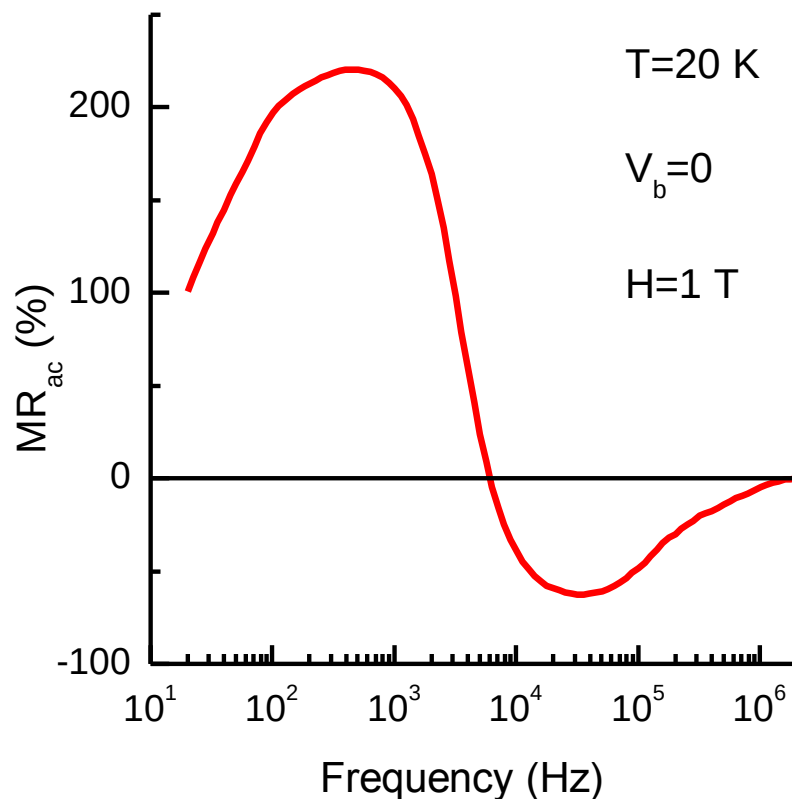


Рисунок 31 – Частотная зависимость магнитосопротивления MR_{ac} при температуре 20К, внешнем магнитном поле $H=1$ Тл и напряжении смещения $V_b=0$.

Что же касается приложенного напряжения смещения V_b на исследуемую структуру, то было обнаружено, что обратное напряжение смещения влияет на положение пика на зависимости $R_{ac}(T)$, тем самым позволяя в небольших пределах управлять величиной магнитосопротивления MR_{ac} , особенно в

области низких частот. Что же касается прямого смещения, (при условии $V_b < V_b^c$) то заметного влияния на $R_{ac}(T)$ оно не оказывает.

4.2. Механизмы, влияющие на транспортные свойства

После описанных выше эффектов, возникающих при исследовании структуры Mn/SiO₂/p-Si, обсудим механизмы, вовлеченные в транспортные и магнитотранспортные свойства.

Появление особенностей на $R_{ac}(T)$ и $\chi(T)$ связано с поверхностными состояниями, которые локализованы вблизи границы SiO₂/Si и процессами их перезарядки. При определенной температуре, когда уровень Ферми (E_F) начинает пересекать уровни поверхностных состояний (E_s), переменное напряжение V_{ac} , приложенное к МДП структуре, модулирует положение E_s по отношению к E_F , инициируя тем самым процесс испускания-захвата электронов с поверхностных центров валентную зону. Пик на температурной зависимости $R_{ac}(T)$ возникает при условии $\omega\langle\tau\rangle=1$, где $\omega=2\pi f$ угловая частота напряжения V_{ac} и $\langle\tau\rangle$ среднее время релаксации которое определяет процесс заряда-разряда поверхностных состояний. Таким образом, поверхностные состояние являются акцепторными центрами в случае полупроводника р-типа (донорными в случае п-типа). Уровни энергии акцепторных центров закреплены в определенной области запрещенной зоны полупроводника на границе SiO₂/Si. Изменение смещения на МДП структуре изменяет положение уровней около границы SiO₂/Si в соответствии со сдвигом края запрещенной зоны полупроводника. В то же время, положение уровня Ферми E_F в полупроводнике остается неизменным при изменении величины смещения V_b .

Результат действия магнитного поля можно понять, если предположить, что оно вызывает смещение уровней энергии акцепторных центров по

отношению к границам зон полупроводника, включая область вблизи SiO_2/Si , в сторону больших энергий (к центру запрещенной зоны), рисунок 32а. Напряжение смещения, напротив, не изменяет расстояние между E_s и границами зон, но вызываемый смещением V_b изгиб зон вблизи границы полупроводника со слоем SiO_2 приводит к изменению расстояния между уровнями энергии акцепторных центров E_s и уровнем Ферми E_F , рисунок 32(b).

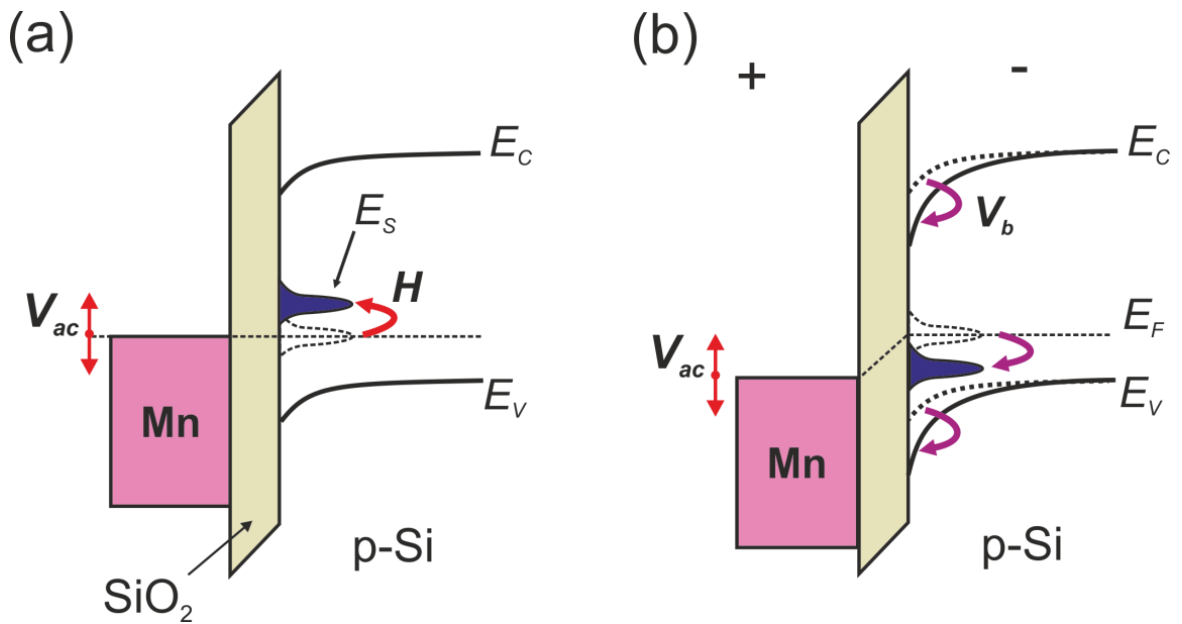


Рисунок 32 - Схематическая зонная диаграмма для диода с барьером Шоттки $\text{Mn}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$, изображающая воздействие магнитного поля (a) и напряжения смещения (b) на положение уровней энергии поверхностных состояний в запрещенной зоне.

Изменение энергетического состояния поверхностных центров при внешних воздействиях (H and V_b) можно получить из анализа зависимостей $\omega/T_p^{3/2}$ к $1/T_p$, где T_p – положение пика на зависимости $R_{ac}(T)$. Помимо определения положения энергетических уровней, можно проследить за поведением коэффициента термической рекомбинации B_T одной дырки с ионизированным акцептором. Значение B_T определяется из условия $1/T_p = 0$

(т.е. когда прямые на графике рисунка 33 пересекают ось ординат), и равно $9.7 \times 10^{15} m_e^{*3/2} B_T \beta$, где m_e^* эффективная масса и β вырождение.

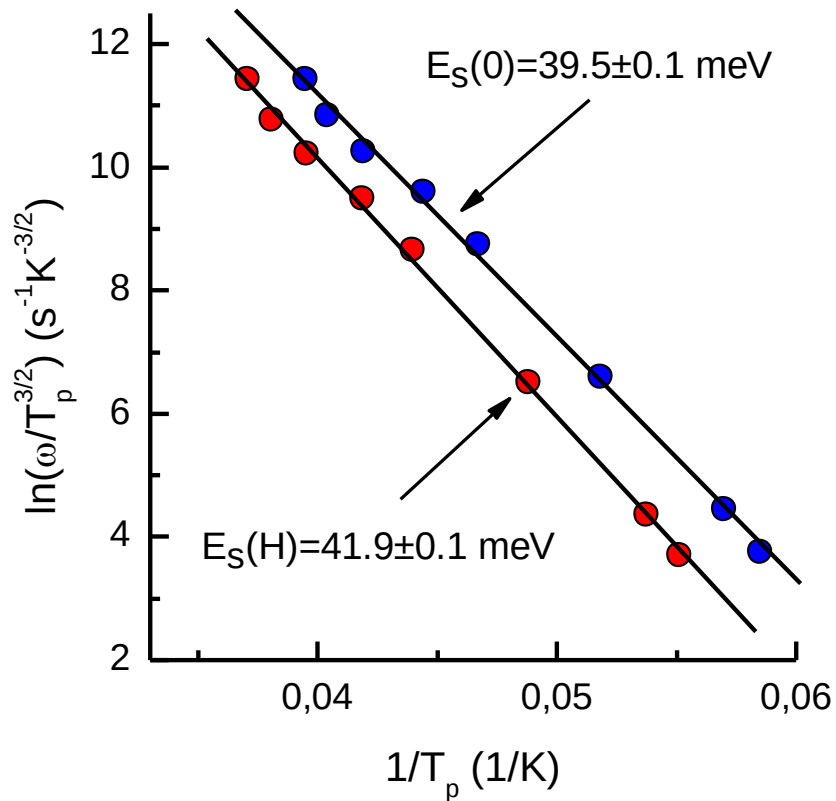


Рисунок 33 - графическое определение уровней энергии поверхностных состояний в магнитном поле 0 и 1Тл

Анализ, построенный на основе экспериментальных данных (рисунок 33), на самом деле показывает, что магнитное поле приводит к увеличению энергии поверхностных состояний E_s , а B_T , при этом, остается практически неизменным, что дает возможность сделать вывод, об очень слабом влиянии магнитного поля на такие параметры как: коэффициент захвата, вероятность туннелирования и плотность состояний в металле и зоне проводимости полупроводника. Как можно увидеть на рисунке, энергия уровней поверхностных состояний составляет около 39,5 мЭв, а при воздействии внешнего магнитного поля, она меняется до 41,9 мЭв.

Однако смещение не приводит к сдвигу E_s , но изменяет V_T , что, по-видимому, происходит из-за изменения коэффициента захвата и вероятности туннелирования для носителя заряда через потенциальный барьер SiO₂.

Вновь обратим внимание на относительно большую величину изменения E_s в магнитном поле – при 1 Тл сдвиг превышает 2 meV (значение Зеемановского расщепления уровней в подобных полях не превышает 0.06 meV для $S = 1/2$). Мы оставляем открытым в настоящей работе вопрос о физических механизмах, приводящих к смещению E_s в магнитном поле, для дальнейших обсуждений будем использовать только экспериментально доказанный факт такого смещения и определенные из экспериментальных данных величины изменений E_s .

Таким образом, механизмы влияния V_b и H на импеданс в целом понятны, за исключением того, какие причины вызывают сдвиг уровней энергии акцепторных центров в магнитном поле. О том, что такой сдвиг имеет место, причем всегда в сторону больших энергий, отмечалось и ранее [96]. В качестве объяснения предлагалось, что магнитное поле вызывает сжатие волновых функций акцепторов, приводя к уменьшению перекрытия их хвостов для соседних акцепторных центров, в результате чего эффективный уровень энергии акцептора растет. Никакой количественной, физически обоснованной теории влияния магнитного поля на акцепторные уровни, при этом, построено не было.

4.3. Смещение выше порогового значения

Результаты, о которых шла речь выше, получены для случая, когда напряжение смещения ниже порогового значения $V_b < V_b^c$. Для прямых напряжений выше критической величины V_b^c , которая в нашем случае равна примерно 2 В (при изменении температуры эта величина меняется лишь

незначительно), характер поведения $R_{ac}(T)$ и $X(T)$ и характер влияния магнитного поля на импеданс меняется кардинально.

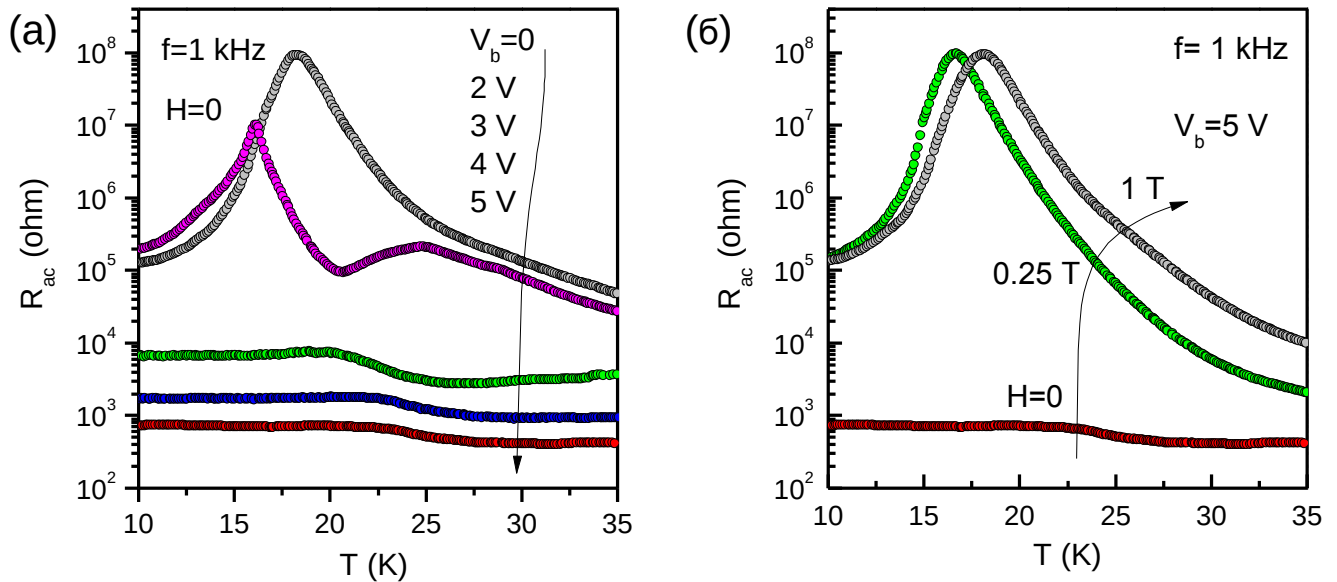


Рисунок 34 - Температурные зависимости реальной части импеданса $R_{ac}(T)$ с частотой переменного тока 1 кГц для различных смещений от 0 до 5 В в нулевом магнитном поле (а) и различных магнитных полей при смещении 5 В (б).

На рисунке 34(а) показан пик на температурной зависимости $R_{ac}(T)$ который наблюдается при малых смещения V_b . Он сильно меняет форму, сдвигается и уменьшается по интенсивности при смещениях, выше порогового V_b^c . Данный пик практически не наблюдается уже при $V_b > 3$ В, но сопротивление R_{ac} продолжает уменьшаться при увеличении смещения V_b . Общее падение R_{ac} в области пика превышает пять порядков величины при увеличении смещения V_b от 0 до 5 В.

При воздействии внешнего магнитного поля H , пик быстро восстанавливает первоначальную форму и размер. Уже при поле 250 мТл его

интенсивность совпадает с интенсивностью пика при $V_b = 0$, но при дальнейшем увеличении, происходит небольшой сдвиг пика в область более высоких температур (см. рисунке 34 (б)).

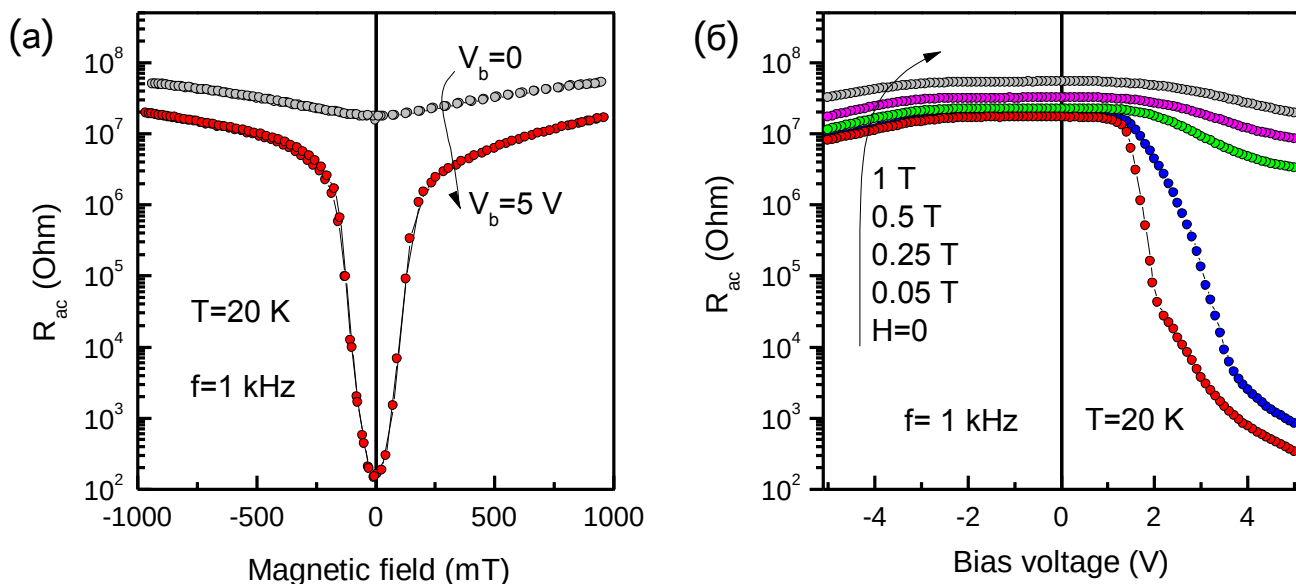


Рисунок 35- (а) полевая зависимость реальной части импеданса с частотой переменного тока 1 кГц при температуре 20 К для смещений 0 и 5 В, (б) зависимость реальной части импеданса при частоте переменного тока 1 кГц от напряжения смещения при температуре 20 К для различных магнитных полей.

Рисунок 35(а) показывает поведение R_{ac} как функции H при фиксированной температуре для случаев $V_b = 0$ и $V_b = 5$ В. Видно насколько сильно изменился отклик на магнитное поле при включении смещения – значение магнитосопротивления увеличилось от 200 % до 10^5 %, причем, наибольшие изменения R_{ac} наблюдаются в относительно слабых полях, $H < 250$ мТ. Рисунок 35(б) показывает, что резкое увеличение магнитосопротивления возникает только при смещениях выше порогового

значения V_b^c , обратное же напряжение смещения такого влияние не оказывает.

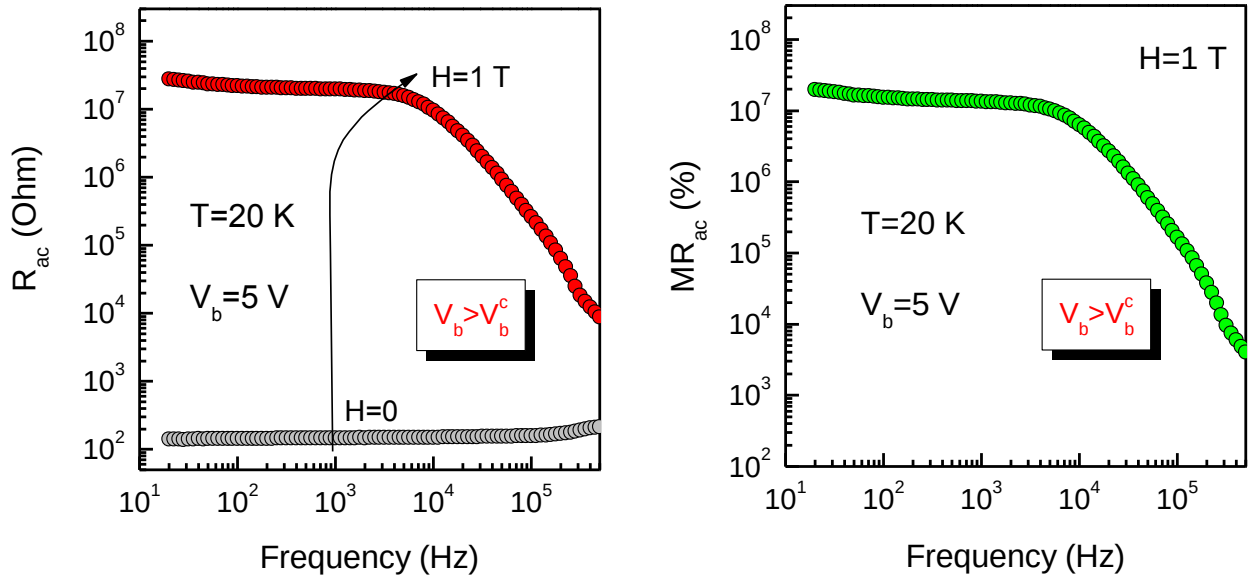


Рисунок 36- Частотные зависимости реальной части импеданса (а) и магнитосопротивления (b) при температуре 20К, напряжении смещения 5В и внешнем магнитном поле 1Тл.

На рисунке 36 представлены частотные зависимости сопротивления R_{ac} в различных магнитных полях и зависимость магнитосопротивления MR_{ac} при условии $V_b > V_b^c$. По сравнению со случаем $V_b < V_b^c$ (представленном на рисунке 31) при больших смещениях уже в районе 1 МГц устройство обладает достаточно большой величиной магнитосопротивления MR ($MR_{ac} > 10^3$ %), которое быстро растет при понижении частоты до, примерно, 5 kHz. Затем рост замедляется, но, в отличие от случая малых смещений, где $MR_{ac} \rightarrow 0$ при $f \rightarrow 0$, сохраняется до самых низких частот, и достигает значений $MR_{ac} > 10^7$.

4.4. Транспортные свойства на постоянном токе

Поскольку в случае $V_b > V_b^c$ MR_{ac} имеет самые большие величины при самых низких частотах, имеет смысл исследовать магнитосопротивление MR в режиме постоянного тока и влияние при этом напряжения смещения V_b .

Напомним, что в случае структуры Fe/SiO₂/p(n)-Si [8], величина MR на постоянном токе (MR_{dc}) была небольшой, не превышала 20 % в поле 9 Тл. В случае структуры Mn/SiO₂/p-Si эффект магнитосопротивления MR так же незначителен при $V_b < V_b^c$, но, как показано на рисунке 37(а), для $V_b > V_b^c$ в области низких температур MR_{dc} может превышать 10⁷ %.

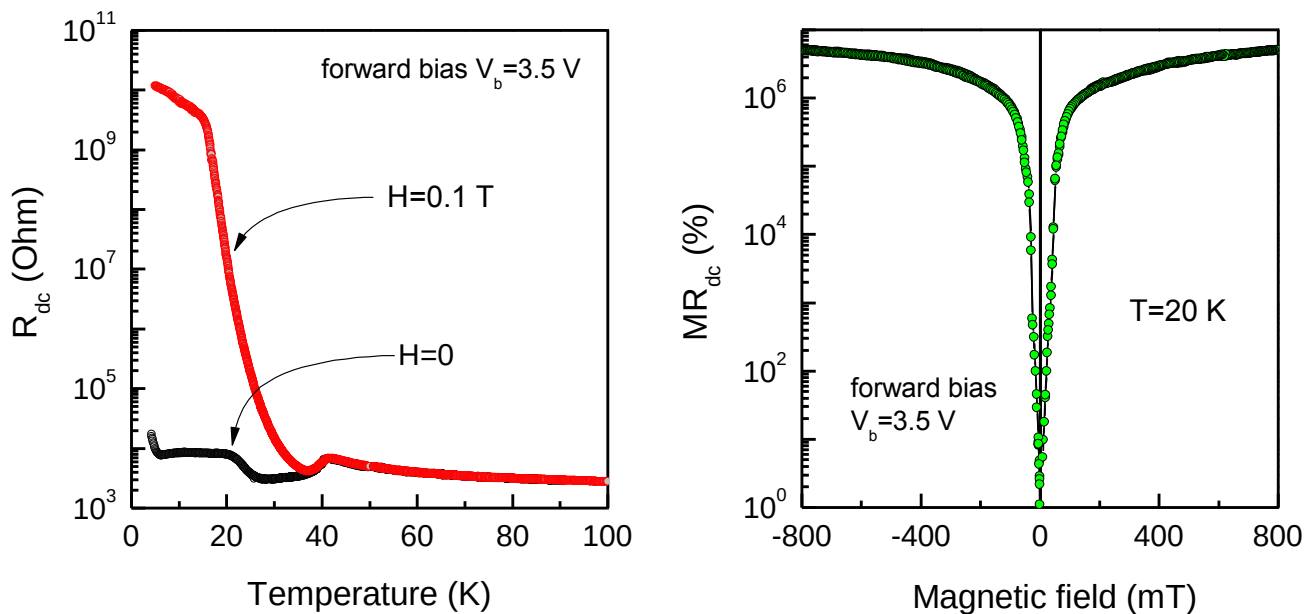


Рисунок 37 - Температурная зависимость сопротивления при смещении 3,5В без магнитного поля и в поле 0,1Т. (б) Полевая зависимость магнитосопротивления при температуре 20К и смещении 3,5В.

При этом максимальные изменения сопротивления на постоянном токе (R_{dc}) происходят даже в еще более слабых полях ($H < 100$ мТ) по сравнению со случаем для переменного тока (рисунок 35а).

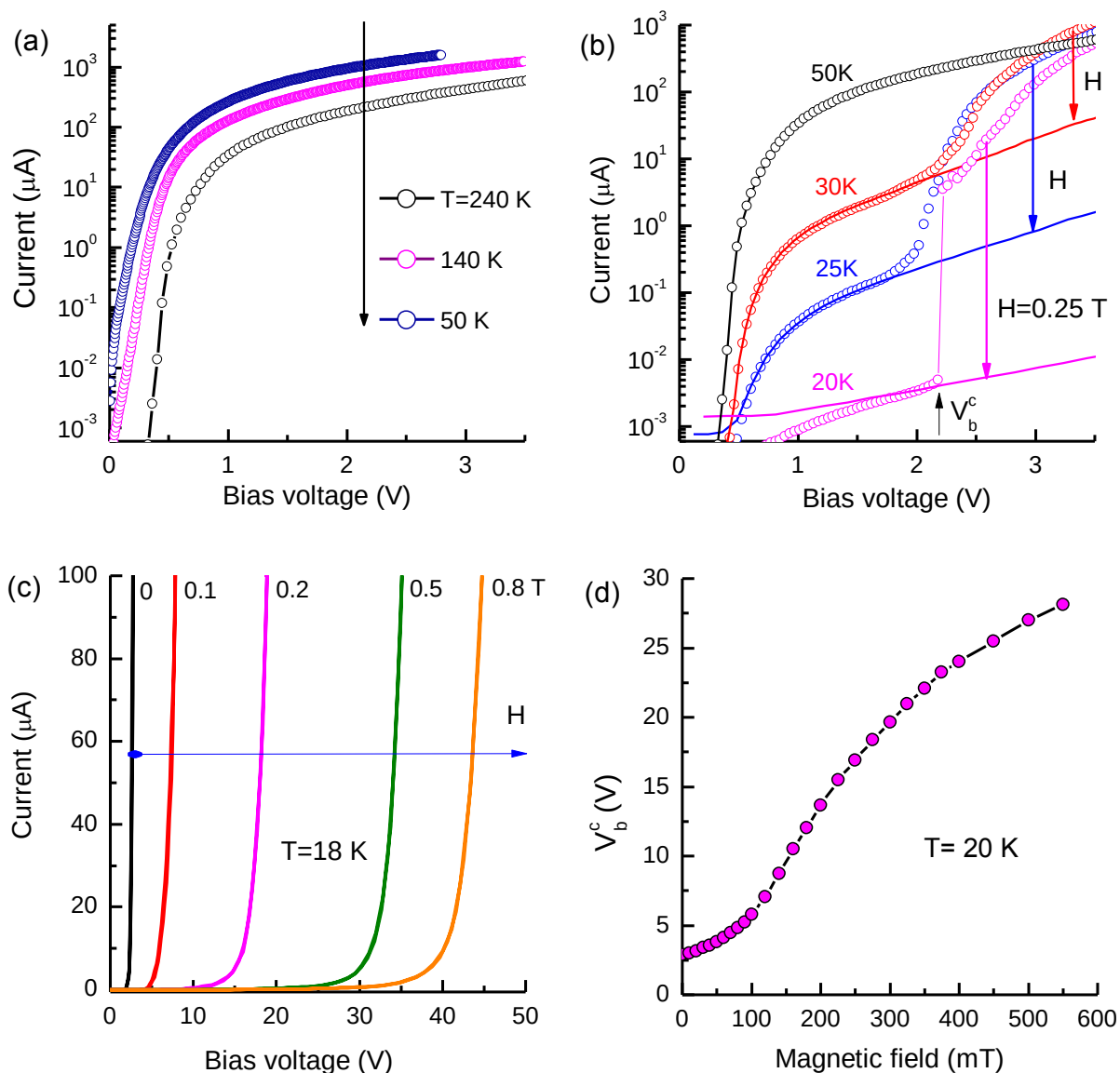


Рисунок 38 – Вольт-амперные характеристики: (а) в нулевом поле, (б) в поле 0,25Т для температур ниже 50К, (с) для различных магнитных полей до 0,8Т при температуре 18К. (д) Полевая зависимость порогового напряжения при температуре 20К.

Вольт-амперные характеристики ($I-V$), как и следовало ожидать, оказываются нелинейными. Для области температур 40–300 К они имеют

вид, стандартный для МДП диода с барьером Шоттки и слабо меняются с изменением температуры (рисунок 38 (а)). Это свидетельствует в пользу того, что физические механизмы транспорта носителей заряда для этого диапазона температур остаются неизменными. На рисунке 38(b) можно увидеть, что при температуре ниже 40 К вольт-амперные характеристики $I-V$ приобретают более сложный вид и становятся более чувствительными к влиянию внешнего магнитного поля. Это может свидетельствовать о «включении» при низких температурах дополнительных механизмов проводимости структуры. В отсутствие магнитного поля для прямого смещения на диоде при достижении порогового напряжения ($V_b^c \approx 2$ В) наблюдается резкий рост тока на несколько порядков. Как видно из рисунка 38(c) и 38(d), действие магнитного поля сводится к тому, что оно сдвигает пороговое напряжение, при котором возникает особенность на вольт-амперных характеристиках $I-V$, V_b^c быстро увеличивается с ростом поля, форма $I-V$ ниже V_b^c при этом остается практически неизменной.

Рассмотрим основные механизмы, которые могут определять особенности прохождения тока через диод. Когда напряжение приложено к диоду происходит падение напряжения: на барьере Шоттки (V_{Sch}), который сформирован на границе диэлектрик полупроводник между Si и SiO₂; в слое диэлектрика SiO₂ (V_i); и в объеме подложки кремния Si (V_{Si}). Таким образом, полное напряжение на диоде (V_{tot}) может быть записано как

$$V_{tot} = V_{Sch} + V_i + V_{Si} \quad (19)$$

Поведение вольт-амперных характеристик $I-V$ в температурном диапазоне 50-300 К (рисунок 38 (а)) позволяет предположить, что ключевую роль, по-видимому, здесь играет барьер Шоттки. Плотность тока через

барьер Шоттки [82] определяется явлением термоэлектронной эмиссии, которое может быть представлено в форме

$$J = A^* T^2 e^{-q\phi/k_B T} \left(e^{qV_{Sch}/\eta k_B T} - 1 \right) \quad (20)$$

где A^* - эффективная константа Ричардсона, ϕ - высота барьера Шоттки, и η - фактор идеальности барьера, значение которого, как правило, близко к единице, и мы для дальнейших оценок будем использовать значение $\eta = 1$. Однако аппроксимацию экспериментальных зависимостей $I - V$ выражением 20 нельзя считать удовлетворительной, особенно большие расхождения наблюдаются при высоких напряжениях смещения. Все это заставляет учитывать и другие возможные вклады.

Один из таких вкладов связан со слоем SiO_2 и с дефектами, которые формируются в этом слое структуры. Для тонкого слоя диэлектрика с дефектами является характерным выполнение закона Ома при низких напряжениях и квадратичная зависимость тока от напряжения при высоких. Это связано с энергетическими ловушками, созданными дефектами [97]. При высоких напряжениях, носители заряда приобретают энергию, достаточную для захвата этими ловушками, что приводит к объемному заряду. В результате, ток через диэлектрик становится, ограничен по зарядовому току и подчиняется зависимости, которая известна как закон Mott–Gurney, и описывается как

$$J = \frac{9\varepsilon\mu N_i^2}{8\theta d^3}. \quad (21)$$

Где ε диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика, μ подвижность зарядов, d толщина слоя SiO_2 , и θ равно отношению захваченных носителей ловушками к общему числу инжектированных. Для простого

случая, ловушки с одним уровнем энергии, чья плотность N_t и расстояние от зоны проводимости E_t , для θ можно записать следующее выражение

$$\theta = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{E_t}{k_B T}\right), \quad (22)$$

где N_c число состояний на дне зоны проводимости. Этим выражением мы воспользуемся в дальнейшем для аппроксимации вольт-амперных характеристик, хотя понимаем, что в случае исследуемой структуры следует ожидать более широкое распределение ловушек по энергии, и, следовательно, более сложное изменение θ с изменением температуры и напряжения [98].

Что касается возникновения дефектов. В исследуемой нами структуре и подобных дефекты образуются из-за аморфного состояния SiO_2 и сильной диффузии 3d ионов в SiO_2 и Si. В нашем случае отсутствие четко выраженного слоя SiO_2 на ПЭМ снимке поперечного среза структуры Mn/SiO₂/p-Si (о чем шла речь в главе 2) также может свидетельствовать о сильной диффузии ионов Mn и, как следствие, о сильной дефектности диэлектрического слоя.

Надо отметить также, что зависимость 21 может реализовываться и в полупроводниках с локализованными состояниями ловушек [97, 99]. В нашем случае, для полупроводника р-типа такое поведение можно было бы ожидать, но лишь при низких температурах, когда акцепторные состояния захватывают дырки, после чего они могут выступать как состояния ловушек для электронов, инжектированных в полупроводник. Но поскольку поведение $I-V$ зависимостей с характерным квадратичным вкладом (выражение 21) наблюдается, начиная с высоких температур, маловероятно что это происходит в объеме кремния.

Наконец, в общей $I-V$ характеристике структуры будет присутствовать вклад, связанный с протеканием тока через подложку Si. При высоких температурах для всех смещений и при низких температурах в области малых напряжений ($V_b < V_b^c$) можно считать, что ток через объем полупроводника имеет Омический характер ($V_{Si} = I \times R_{Si}$). Зависимость сопротивления R_{Si} от температуры определяется, главным образом, температурной зависимостью концентрации (n) носителей заряда (дырок в случае p-Si), поскольку, $R_{Si} = L / (S_{eff} \cdot n \mu q)$ где L толщина Si подложки, и S_{eff} активная область перехода, μ подвижность заряда, которая слабо меняется при изменении температуры. Зависимость n от температуры определяется как

$$n(T) = \left(\frac{N_A N_V(T)}{2} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{E_A}{2k_B T} \right), \quad (23)$$

с учетом того, что эффективная плотность состояний в валентной зоне рассчитывается согласно уравнению

$$N_V(T) = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (24)$$

где N_A концентрация акцепторов, E_A положение энергетических уровней акцепторных примесей в запрещенной зоне полупроводника (совпадает с E_s).

Окончательный вариант уравнения между смещением и током для исследуемой структуры может быть записано как

$$V_{tot} = \frac{IL}{S_{eff} \cdot n(T) \mu q} + \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{I}{S_{eff} J_0} + 1 \right) + \sqrt{\frac{9Id^3}{8S_{eff} \epsilon \mu \theta}}, \quad (25)$$

где $J_0 = A^*T^2 \exp(-q\phi/k_B T)$.

Таким образом, основные особенности в поведении $I-V$ зависимостей (пока не касаясь случая больших смещений при низких температурах) можно интерпретировать следующим образом. При малых смещениях наибольший вклад в сопротивление структуры дает барьер Шоттки. По мере роста V_b его сопротивление падает, но начинает расти сопротивление диэлектрического слоя. А именно, аморфный слой SiO_2 , содержащий множество дефектов, ограничивает рост тока через структуру и определяет зависимость $I(V_b)$ в соответствии с законом Mott–Gurney.

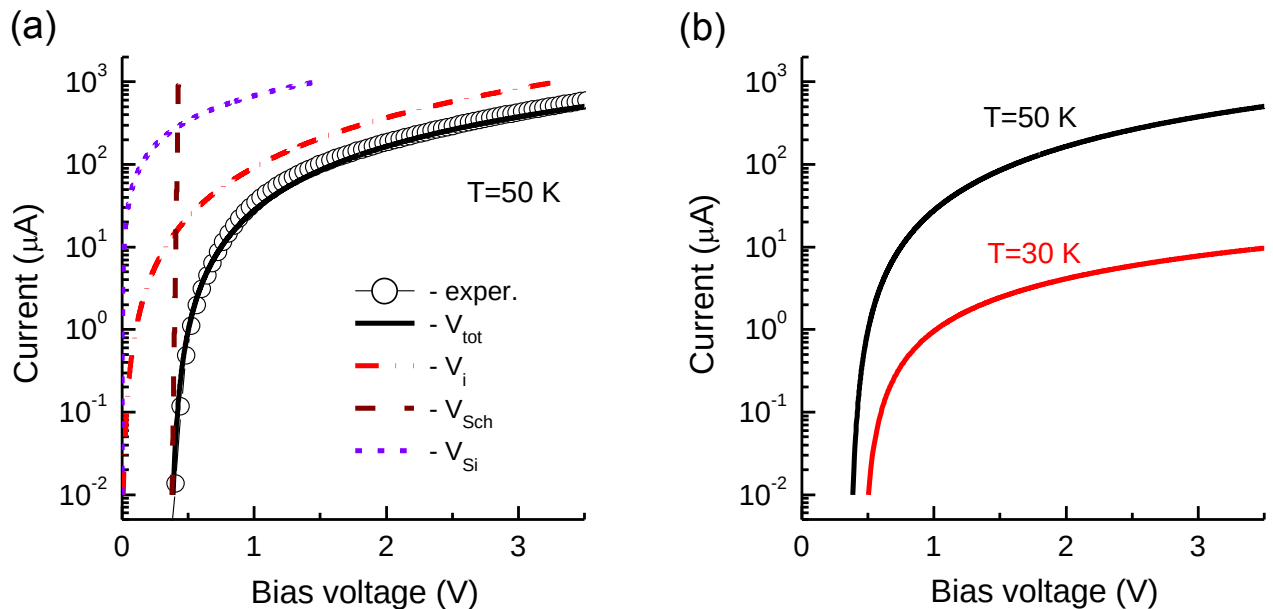


Рисунок 39- Вольт-амперные характеристики, рассчитанные для исследуемой структуры по приближенной формуле 25: (a) при 50K, (b) для температур 50 и 30K. Здесь *exper* – экспериментально полученные результаты, V_{tot} – полное напряжение структуры, V_i – напряжение слоя диэлектрика, V_{Sch} – напряжение барьера Шоттки, V_{Si} – напряжение подложки кремния.

На рисунке 39(a) представлен пример аппроксимации экспериментально полученной $I-V$ характеристики при $T = 50$ K выражением 25 с параметрами, которые являются вполне реалистичными для нашей

структуры. Мы использовали следующие значения: $\phi = 0.4$ eV; $\varepsilon = 3.5 \cdot 10^{-13}$ F/cm; $\mu = 10^3$ cm²V⁻¹s⁻¹; $N_C = 10^{19}$; $N_t = 10^{17}$; $E_t = 0.14$ eV. Другие значения параметров приведены в тексте ранее. Рисунок 39(b) показывает, что в рамках используемого подхода объясняется сильная зависимость $I-V$ характеристик от температуры ниже 40 К. Здесь мы изменили только значение температуры, оставив неизменными значения всех остальных параметров. Хотя мы понимаем, что трудно было бы ожидать хорошего количественного согласия, поскольку исследуемая структура не является идеальной, да и выражения 20-25 записаны с учетом целого ряда упрощений. Тем не менее, становится очевидным, что ключевым параметром, определяющим поведения транспортных свойств при низких температурах ($T < 40$ К), является концентрация дырок n в объеме подложки Si. При понижении температуры в районе 40 К E_F опускается ниже E_A , благодаря чему акцепторные состояния начинают интенсивно захватывать дырки. Концентрация основных носителей начинает быстро падать с температурой (см. уравнение 23), приводя к падению тока через структуру.

Теперь обратимся к особенности, которая возникает на $I-V$ зависимостях ниже 40 К при V_b^c . Есть все основания предполагать, что резкий рост тока выше порогового напряжения и основные особенности в поведении транспортных свойств при $V_b > V_b^c$ связаны автокаталитическим процессом ударной ионизации мелких акцепторов бора в объеме полупроводника. Когда приложены большие значения смещений, носители приобретают кинетическую энергию превышающую энергию ионизации акцепторных примесей, возникает процесс ударной ионизации. Поскольку энергия ионизации ($\sim E_A$) около 40 meV, пробой возникает уже в области нескольких V/cm и сохраняется пока все примеси находятся в состоянии ионизации. Измеренные нами зависимости тока от времени при импульсном включении напряжения выше V_b^c имеют экспоненциальную зависимость, что,

на самом деле, является характерным для процесса ударной ионизации. Количественно изменение тока устройства со временем и критерий пробоя можно получить, используя уравнение баланса для кинетических процессов, которое определяет концентрацию дырок в определенном электрическом поле (напряжение смещения) [100]. В упрощенном случае это уравнение можно записать как

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{(n - n_0)}{\tau} \quad (26)$$

Здесь, n_0 устойчивое состояние значения концентрации дырок, и τ временная константа. Оба – функции коэффициента термической рекомбинации дырки с ионизированным акцептором (B_T), коэффициентов процессов термической (A_T) и ударной (A_I) ионизации. Пробой возникает при напряженности электрического поля F_B (приближение однородного электрического поля $F_B \sim V_b^c$) для которого выполнимы следующие условия

$$B_T(F_B)N_D - A_I(F_B)(N_A - N_D) = 0, \quad (27)$$

где N_A и N_D , концентрация акцепторов и доноров. До пробоя $A_I \ll B_T$ и только с увеличением F , в области пробоя, A_I начинает быстро расти, B_T при этом меняется слабо. При этом величина A_I является экспоненциально зависящей от глубины акцепторных центров ($A_I \sim \exp(-E_A / (k_B T))$), что, фактически, подразумевает экспоненциальную зависимость и величины F_B от E_A [100].

Выше, исследуя поведение импеданса структуры, мы показали, что в магнитном поле происходит сдвиг E_A в сторону больших энергий (ΔE_A^H). На качественном уровне, очевидно, что увеличение E_A по отношению к

валентной зоне приводит к росту энергии активации ударной ионизации, т.е., процесс будет инициироваться при больших значениях F_B (V_b^c) (рисунок 40(a)). Учитывая, что в нашем случае E_A составляет примерно 40 meV, а ΔE_A^H лишь около 2 meV в магнитном поле 1 Т, A_i изменится примерно в 3 раза. Следует ожидать, что и изменение V_b^c не будет превышать эту величину, но это намного меньше того, что наблюдается в эксперименте (более чем в 20 раз). Очевидно, что необходимо привлечение других механизмов воздействия магнитного поля.

Мы можем ожидать понижение подвижности носителей при увеличении магнитного поля [101]. Магнитное поле может влиять на процессы туннелирования, тем самым влиять на распределение электрического поля структуры [102]. Для обоих механизмов, сложно ожидать сильного влияния магнитного поля.

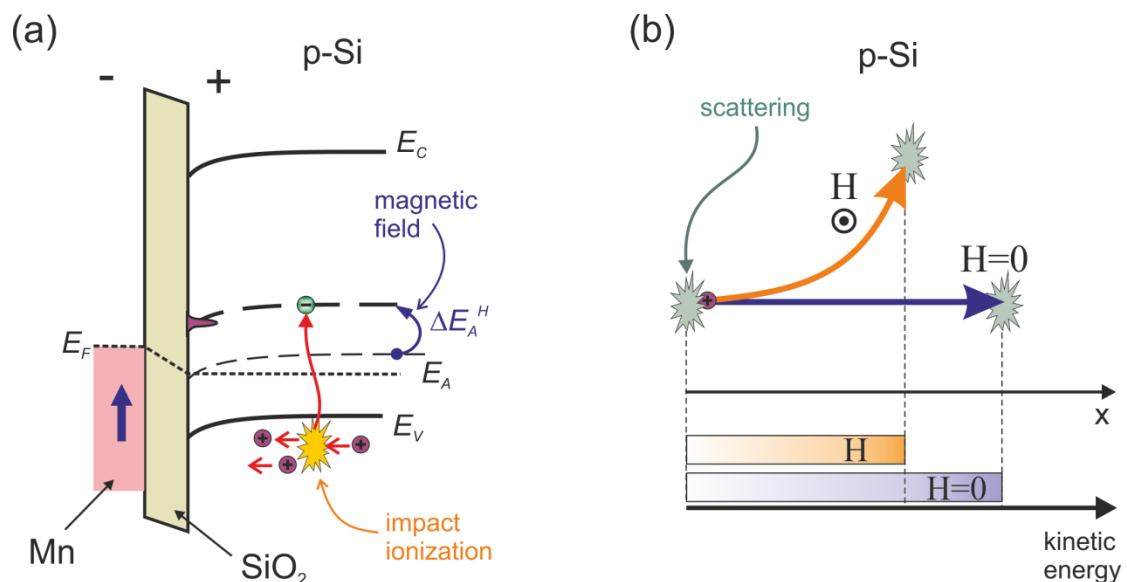


Рисунок 40 - Диаграммы, иллюстрирующие влияние магнитного поля на процесс ударной ионизации. (а) сдвиг акцепторных уровней приводит к увеличению энергии активации для ударной ионизации. (б) Отклонение траектории носителей в магнитном поле подавляет приобретение кинетической энергии между рассеиванием.

Не так давно, активно обсуждались механизмы, связанные с действием силы Лоренца. Когда приложено магнитное поле, сила Лоренца отклоняет носители заряд от траектории движения, что приводит к возникновению высокой вероятности неупругого рассеяния, что в свою очередь вызывает понижение кинетической энергии носителей и как результат подавление процесса ударной ионизации (рисунок 40(b)). Чтобы восстановить процесс ударной ионизации, необходимы большие электрические поля, то есть магнитное поле увеличивает пороговое напряжение, где происходит пробой [103]. В рамках классического рассмотрения, в предположении, что система имеет параболическую зонную дисперсию, в приближении слабых магнитных полей можно получить квадратичную зависимость V_b^c от H [29]

$$\frac{V_b^c(H)}{V_b^c(0)} = 1 + \alpha H^2 \quad (28)$$

где $V_b^c(H)$ и $V_b^c(0)$ пороговые напряжения в магнитном поле и в поле равном $H = 0$, и α параметр, зависящий от положения акцепторных уровней, эффективной массы носителей, их подвижности и некоторых других физических величин. Как показывают простые оценки, описываемый механизм, обусловленный действием силы Лоренца, вполне может объяснить наблюдаемое в эксперименте увеличение V_b^c в магнитном поле. При этом, начальный участок экспериментальной кривой $V_b^c(H)$, действительно, показывает квадратичную зависимость. При больших магнитных полях отклонение вполне объяснимо – перестают работать приближения и упрощения, используемые при выводе уравнения 28. В рамках рассматриваемого механизма становится понятной анизотропия влияния магнитного поля – максимальные изменения транспортных свойств имеют место при магнитном поле перпендикулярном току, в то же время, когда

магнитное поле параллельно направлению тока, влияние магнитного поля практически исчезает.

Остаются до конца непонятными роль диэлектрического барьера, барьера Шоттки и материала металлического электрода структуры, хотя эта роль, судя по нашим исследованиям и исследованиям других авторов [104] оказывается принципиальной. На сегодняшний день очевидно, только, что они помогают автокаталитическому процессу ударной ионизации, определяя условия срабатывания этого процесса.

Основные результаты

Нами исследованы транспортные и магнитотранспортные свойства гибридной структуры $\text{Mn/SiO}_2/\text{p-Si}$ и устройства в виде диода, изготовленного на ее основе. Так же как и для случая структуры $\text{Fe/SiO}_2/\text{n-Si}$ нами были обнаружены особенности, возникающие ниже 40К на температурной зависимости в виде пика реальной $R(T)$ и ступени мнимой $X(T)$ частей импеданса. Эти особенности так же зависят от частоты переменного сигнала, при увеличении которой пик $R(T)$ сдвигается в область более высоких температур и уменьшается по интенсивности. При воздействии магнитного поля, мы наблюдаем сдвиг пика $R(T)$ в область более высоких температур. Было обнаружено влияние напряжения смещения на исследуемый диод. При его значении $V_b=5\text{В}$, происходит сдвиг особенностей на температурных зависимостях, однако для обратного смещения $V_b=-5\text{В}$ никаких изменений мы не наблюдали.

Данные эффекты были объяснены в рамках модели, предложенной в предыдущей главе. Возникновение особенностей ниже 40К является результатом перезарядки поверхностных центров на границе диэлектрик/полупроводник. Магнитное поле вызывает сдвиг уровней энергии поверхностных центров E_s в область более высоких энергий, за счет чего мы и наблюдаем пик $R(T)$ в более высоких температурах. Более того,

эта модель подтверждается, например, влиянием смещения на изгиб зон полупроводника на границе диэлектрик/полупроводник. В предыдущей главе, для полупроводника n-типа обратное напряжение смещения V_b вызывало сдвиг температурной особенности $R_{ac}(T)$, а прямое смещение такого влияния не имело [105]. Для структуры с полупроводником p-типа, описанным в данной главе, все происходит диаметрально противоположно. При достижении напряжения смещения порогового значения, особенности на температурной зависимости подавляются, но при воздействии внешнего магнитного поля снова восстанавливают свою форму. Благодаря этому наблюдается возникновение эффекта гигантского магнитоимпеданса.

Помимо этого, были исследованы транспортные свойства МДП диода с барьером Шоттки на постоянном токе. Для области температур 40–300 К вольт-амперные характеристики оказываются нелинейными, имеют вид, стандартный для МДП диода с барьером Шоттки и слабо меняются с изменением температуры. Ниже 40 К вольт-амперные характеристики приобретают более сложный вид и становятся чувствительными к влиянию внешнего магнитного поля, что свидетельствует о «включении» дополнительных механизмов проводимости структуры. Возникает резкий скачок при достижении порогового напряжения, равного 2В. Действие магнитного поля сводится к тому, что оно сдвигает это пороговое напряжение, при котором возникает особенность на вольт-амперных характеристиках. Эта особенность нами связывается с возникновением ударной ионизации в слое полупроводника.

В поведении ВАХ диода были рассмотрены несколько вкладов. Первый – падение сопротивления на барьере Шоттки, который сформирован на границе диэлектрик полупроводник между Si и SiO₂. Кроме того вклад слоя диэлектрика SiO₂ в котором за счет примесей были созданы ловушки для носителей заряда. И третий, вклад подложки кремния Si, в которой при

понижении температуры в районе 40 К уровень Ферми опускается ниже уровней примесных центров, благодаря чему акцепторы начинают интенсивно захватывать дырки. Концентрация основных носителей начинает быстро падать с температурой, приводя к падению тока через структуру.

Эти вклады были учтены при численном описании изменения напряжения на диоде. Результат наших вычислений оказался достаточно точным и хорошо согласуется экспериментальными кривыми.

Было обнаружено магнитосопротивление на переменном токе для структуры Mn/SiO₂/p-Si достигающее значений 10⁶ %, на постоянном токе до 10⁸ %.

Заключение

В настоящей работе были представлены исследования транспортных и магнитотранспортных свойств гибридных МДП-структур с барьером Шоттки Fe/SiO₂/n-Si и Mn/SiO₂/p-Si, а так же простейших устройств, изготовленных на их основе. Большая часть работы связана с исследованием данных структур на переменном токе, то есть с изучением их магнитоимпедансных свойств.

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Выполнены исследования транспортных и магнитотранспортных свойств гибридных структур Fe/SiO₂/n-Si и Mn/SiO₂/p-Si на постоянном и переменном токе.

2. При воздействии переменного тока в обеих структурах было обнаружено зависящее от напряжения смещения магнитосопротивление для действительной и мнимой частей импеданса величиной несколько сотен процентов. Данные особенности в рамках предложенной нами модели объясняются наличием поверхностных центров на границе диэлектрик-полупроводник SiO₂/n(p)-Si, процессами их перезарядки и влиянием на них внешнего магнитного поля H и напряжения смещения.

3. Для структуры Mn/SiO₂/p-Si было обнаружено магнитосопротивление на переменном токе достигающее значений 10^6 %, на постоянном токе до 10^8 %. Данный эффект связан с возникновением при электрическом смещении выше определенного порогового значения явления ударной ионизации, которое может подавляться внешним магнитным полем.

4. Предложена качественная модель, описывающая влияние магнитного поля на процессы транспорта носителей заряда на постоянном и переменном токе.

5. В результате проделанной работы, был разработан и запатентован магниточувствительный элемент на основе эффекта магнитоимпеданса,

представляющий собой МДП-структуру в виде диода на базе структуры Fe/SiO₂/n-Si.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. N.V. Volkov, A.S. Tarasov, D. A. Smolyakov, A. O. Gustaitsev, V. V. Balashev, and V. V. Korobtsov. The bias-controlled giant magnetoimpedance effect caused by the interface states in a metal-insulator-semiconductor structure with the Schottky barrier // Applied Physics Letters. – 2014. – № 104. – С. 222406 (1-5).

2. N.V. Volkov, A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov, S.N. Varnakov, S.G. Ovchinnikov. Bias-voltage-controlled ac and dc magnetotransport phenomena in hybrid structures // Journal of Magnetism and Magnetic. – 2015. – № 383. – С. 69 – 72.

3. D. A. Smolyakov, A.S. Tarasov, A. O. Gustaitsev and N.V. Volkov. The Bias-Controlled Magnetoimpedance Effect in a MIS Structure // Solid State Phenomena. – 2015. – № 233. – С. 451 – 455.

4. N. V. Volkov, A. S. Tarasov, D. A. Smolyakov, A. O. Gustaitsev, M. V. Rautskii, A. V. Lukyanenko, M. N. Volochaev, S. N. Varnakov, I. A. Yakovlev and S. G. Ovchinnikov. Extremely high magnetic-field sensitivity of charge transport in the Mn/SiO₂/p-Si hybrid structure // AIP Advances. – 2017. – № 7. – С. 015206 (1-13).

Труды конференций

1. D.A. Smolyakov, A.O. Gustaitsev, N.V. Volkov. Bias-controlled magnetoimpedance effect in a MIS structure // Moscow International Symposium of Magnetism (Moscow, Russia). 2014. – С. 541.

2. A.O. Gustaitsev, D.A. Smolyakov, N.V. Volkov. Impedance of the Fe/SiO₂/n-Si hybrid structure in a high magnetic field // Moscow International Symposium of Magnetism (Moscow, Russia). 2014. – С. 538.

3. N.V. Volkov, A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov, S.N. Varnakov, S.G. Ovchinnikov. Bias-voltage-controlled ac and dc magnetotransport phenomena in hybrid structures // Moscow International Symposium of Magnetism (Moscow, Russia). 2014. – C. 315.

4. N.V. Volkov, A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov, M.V. Rautskii, S.N. Varnakov, and S.G. Ovchinnikov. Giant magnetotransport effects driven by bias and optical irradiation in silicon-based // Spin physics, spin chemistry and spin technology (St. Petersburg, Russia). 2015. – C. 36.

5. N.V. Dorofeev, I.A. Bondarev, A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov, S.N. Varnakov and N.V. Volkov. Magnetotransport Properties of the Mn/SiO₂/p-Si Hybrid Structures // Spin physics, spin chemistry and spin technology (St. Petersburg, Russia). 2015. – C. 69.

6. A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov, A.V. Lukyanenko, S.N. Varnakov, S.G. Ovchinnikov and N.V. Volkov. The dc Magnetotransport Properties of the Mn/SiO₂/p-Si Diode // Spin physics, spin chemistry and spin technology (St. Petersburg, Russia). 2015. – C. 173.

7. D. A. Smolyakov, N. V. Volkov, A. S. Tarasov, A. O. Gustaitsev, S. N. Varnakov and I. A. Bondarev. Magnetotransport effects in the Mn/SiO₂/p-Si Hybrid Structure // VI Euro-Asian Symposium Trends in magnetism (Krasnoyarsk, Russia). 2016. – C. 77.

8. A. O. Gustaitsev, D. A. Smolyakov, A. S. Tarasov, S. N. Varnakov and N. V. Volkov. Magnetoimpedance of Silicon-Based Hybrid Structures with a Schottky Barrier // VI Euro-Asian Symposium Trends in magnetism (Krasnoyarsk, Russia). 2016. – C. 92.

Патент

1. Пат. 2561232 Рос. Федерация, МПК H01L43/00. Чувствительный элемент на основе магнитоимпеданса / Д. А. Смоляков, Н. В. Волков, А. О. Густайцев, А.С.Тарасов; Заявитель и патентообладатель ФГБУН ИФ им. Л.В. Киренского СО РАН. – №2014124563/28; заявл.17.06.2014; опубл. 27.08.2015.

В заключение автор выражает огромную благодарность своему научному руководителю доктору физико–математических наук Н. В. Волкову за чуткое руководство, помощь при выполнении работы и интерпретации полученных результатов исследований. Также кандидату физико–математических наук А. С. Тарасову за неоценимую помощь в написании данного труда. Кроме того хотелось бы поблагодарить лабораторию Физики Магнитных Явлений ИФ СО РАН и отдельно С. Н. Варнакова за предоставленные для исследований образцы. И отдельно хотелось бы сказать спасибо лаборатории Радиоспектроскопии и Спиновой Электроники, ее заведующему и всем сотрудникам за предоставленную возможность работать в таком профессиональном и внимательном коллективе.

Список цитируемых источников литературы

1. Harrison E.P., Turney G.L., Rowe H. An impedance magnetometer // Nature. – 1935. – № 135. – С. 961.
2. Harrison E.P., Turney G.L., Rowe H., Gollop H. The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current // Proc. Roy. Soc. – 1936. – Т.157. – № 891. – С. 451 – 479.
3. Panina L.V., Mohri K., Bushida K., Noda M. Giant magnetoimpedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys // J. Appl. Phys. – 1994. – Т. 76. – С. 6198 – 6203.
4. Антонов А.С., Гадецкий С.Н., Грановский А.Б., Дьячков А.Л., Парамонов В.П., Перов Н.С., Прокошин А.Ф., Усов Н.А., Лагарьков А.Н. Гигантский магнитоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях // ФММ. – 1997. – Т. 83. – № 6. – С. 61 – 71.
5. Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. Theory of giant magnetoimpedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy// J. Magn. Magn. Mater. . – 1998. – № 185. – С. 159 – 173.
6. Gromov A., Korenivski V. Electromagnetic analysis of layered magnetic/conductor structures // J. Phys. D: Appl. Phys. . – 2000. – № 33. – С. 773 – 779.
7. Chiriac H., Herea D.D., Corodeanu S. Microwire array for giant magneto-impedance detection of magnetic particles for biosensor prototype // J. Magn. Magn. Mater. . – 2007. – № 311. – С. 425 – 428.
8. Volkov N.V., Tarasov A.S., Eremin E.V., Varnakov S.N., Ovchinnikov S.G. and S. M. Zharkov. Magnetic-field- and bias-sensitive conductivity of a hybrid Fe/SiO₂/p-Si structure in planar geometry // J. Appl. Phys. – 2011. – № 109. – С. 123924 (1 – 8).
9. Volkov N.V., Tarasov A.S., Eremin E.V., Eremin A.V., Varnakov S.N. and Ovchinnikov S.G. Frequency-dependent magnetotransport phenomena in a

hybrid Fe/SiO₂/p-Si structure // J. Appl. Phys. – 2012. – № 112. – С. 123906 (1 – 10).

10. Volkov N.V., Tarasov A.S., Eremin E.V., Baron F.A., Varnakov S.N. and Ovchinnikov S.G. Extremely large magnetoresistance induced by optical irradiation in the Fe/SiO₂/p-Si hybrid structure with Schottky barrier // J. Appl. Phys. . – 2013. – № 114. – С. 093903 (1 – 8).

11. Knobel M., Vázquez M., Kraus L. Giant magnetoimpedance // Handbook of Magnetic Materials. – 2003. – № 15. – С. 497 – 563.

12. Landau L.D., Lifshitz E.M. Electrodynamics of Continuous Media // Pergamon. – New York. – 1975.

13. Masumoto T., Ohnaka I., Inoue A., Hagiwara M. Production of Pd-Cu-Si amorphous wires by melt spinning method using rotating water // Scripta. Metall. – 1981. – № 15. – С. 293 – 296.

14. Хандрих К., Кобе С. Аморфные ферро- и ферритмагнетики // – М.: Мир, 1982.- 293 с.

15 Humphrey F.B., Mohri K., Yamasaki J., Kawamura H., Malmhall L., Ogasawara I. Re-entrant magnetic flux reversal in amorphous wires // Proceedings of Symposium on Magnetic Properties of Amorphous Metals.- Edited by Hernando A., Madurga, V., Sánchez, M.C. and Vázquez, M. et al. Amsterdam: Elsevier, – 1987. – С.110 – 115.

16. Глазер А.А., Клейнерман Н.М., Лукшина В.А., Потапов А.П., Сериков В.В. Термомеханическая обработка нанокристаллического сплава Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉ // ФММ. – 1991. – № 12. – С. 56 – 61.

17. Makhotkin V.E., Shurukhin B.P., Lopatin V.A., Marchukov P. Yu., Levin Yu. K. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons // Sensors and Actuators A. – 1991. – № 27. – С. 759– 762.

18. Beach R.S. and Berkowitz A.E. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire // Appl. Phys. Lett. – 1994. – № 64. – С. 3652– 3654.

19. Mohri K., Kohzawa T., Kawashima K., Yoshida H., Panina L.V.. Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires // IEEE Trans. Magn. – 1992. – T. 28. – № 5. – C. 3150 – 3152.
20. Mohri K., Kawashima K., Kohzawa T., Yoshida H. Magneto-inductive element // IEEE Trans. Magn. – 1993. – T. 29. – № 2. – C. 1245 – 1248.
21. Kawashima K., Kohzawa T., Yoshida H., Mohri K. Magneto-inductive effect in tensionannealed amorphous wires and MI sensors // IEEE Trans. Magn. – 1993. – T 29. – № 6. – C. 3168 – 3170.
22. Velázquez J., Vázquez M., Chen D.X., Hernando A. Giant magnetoimpedance in nonmagnetostrictive amorphous wires // Phys. Rev. B. – 1994. – T 50. – № 22. – C. 16737 – 16740.
23. Mandal K., Ghatak S.K. Large magnetoresistance in an amorphous $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ ferromagnetic wire // Phys. Rev. B. – 1993. – T 47. – № 21. – C. 14233 – 14236.
24. Machado F.L.A., Silva B.L., Montarroyos E. Magnetoresistance of the random anisotropic $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ alloy // J. Appl. Phys. – 1993. – T 73. – № 10. – C. 6387 – 6389.
25. Machado F.L.A., Silva B.L., Rezende S.M., Martins C.S. Giant ac magnetoresistance in the soft ferromagnet $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ // J. Appl. Phys. – 1994. – T 75. – № 10. – C. 6563 – 6565.
26. Vázquez M., Velázquez J., Chen D.X. Comment on “Large magnetoresistance in an amorphous $\text{Co}_{68.1}\text{Fe}_{4.4}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ ferromagnetic wire” // Phys. Rev. B. – 1995. – T 51. – № 1. – C. 652 – 653.
27. Barandiarán J.M., Kurlyandskaya G.V., Vázquez M., Gutierrez J., García D., Muñoz J.L. A simple model of the magnetoresistance contribution to the magnetoimpedance effect in thin films // Phys. Stat. Sol. (a). – 1999. – T 171. – № 1. – C. R3 – R4.
28. Panina L.V., Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires // Appl. Phys. Lett. – 1994. – T 65. – № 9. – C. 1189 – 1191.

29. Rao K.V., Humphrey F.B., Costa-Krämer J.L. Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires // J. Appl. Phys. – 1994. – T 76. – № 10. – C. 6204 – 6208.
30. Beach R.S., Berkowitz A.E. Sensitive field- and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon // J. Appl. Phys. – 1994. – T 76. – № 10. – C. 6209 – 6213.
31. Kurlyandskaya G.V. Giant Magnetoimpedance for Sensor Applications, in: Encyclopedia of Sensors (Editors: C.A. Grimes, E.C. Dickey, M.V. Pishko). Stevenson Ranch, CA: American Scientific Publishers. – 2006. – № 4, C. 205 – 237.
32. Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T., Noda M., Bushida K. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films // IEEE Trans. Magn. – 1995. – T 31. – № 2. – C. 1249 – 1260.
33. Sommer R.L., Chien C.L. Longitudinal and transverse magneto-impedance in amorphous $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ films // Appl. Phys. Lett. – 1995. – T 67. – № 22. – p. 3346 – 3348.
34. Panina L.V., Mohri K., Uchiyama T. Giant magneto-impedance (GMI) in amorphous wire, single layer film and sandwich film // Physica A. – 1997. – T 241. – № 1-2. – C. 429 – 438.
35. Xiao S.-Q., Liu Y.-H., Zhang L., Chen C., Lou J.-X., Zhou S.-X., Liu G.-D. Magnetic properties and giant magneto-impedance in amorphous FeNiCrSiB films // J. Phys.: Condens. Matter. – 1998. – T 10. – № 16. – C. 3651 – 3658.
36. Senda M., Ishii O., Koshimoto Y., Tashima T.. Thin-film magnetic sensor using highfrequency magneto-impedance (HFMI) effect // IEEE Trans. Magn. – 1994. – T 30. – № 6. – C. 4611 – 4613.
37. Morikawa T., Nishibe Y., Yamadera H., Nonomura Y., Takeuchi M., Sakata J., Taga Y. Enhancement of giant magneto-impedance in layered

film by insulator separation // IEEE Trans. Magn. – 1996. – T 32. – № 5. – C. 4965 – 4967.

38. Antonov A., Gadetsky S., Granovsky A., D'yatchkov A., Sedova M., Perov N., Usov N., Furmanova T., Lagar'kov A. High-frequency giant magneto-impedance in multilayered magnetic films // Physica A. – 1997. – T 241. – № 1– 2. – p. 414– 419.

39. Panina L.V., Mohri K.. Magneto-impedance in multilayer films // Sens. Actuators A. – 2000. – T 81. – № 1-3. C. 71 – 77.

40. Xiao S.Q., Liu Y.H., Yan S.S., Dai Y.Y., Zhang L., Mei L.M. Giant magnetoimpedance and domain structure in FeCuNbSiB films and sandwiched films // Phys. Rev. B. – 2000. – T 61. – № 8. – C. 5734– 5739.

41. Ciureanu P., Rudkowski P., Rudkowska G., Ménard D., Britel M., Currie J.F., Ström-Olsen J.O., Yelon A.. Giant magnetoimpedance effect in soft and ultrasoft magnetic fibers // J. Appl. Phys. – 1996. – T 79. – № 8. – C. 5136 – 5138.

42. Vázquez M., García-Beneytez J.M., Sinnecker J.P., Li L. Magneto-impedance effect in high permeability NiFeMo permalloy wires // J. Appl. Phys. – 1998. – T 83. – № 11. – C. 6578– 6580.

43. Chiriac H., Óvári T.A., Marinescu C.S. Giant magneto-impedance effect in nanocrystalline glass-covered wires // J. Appl. Phys. – 1998. – T 83. – № 11. – C. 6584 – 6586.

44. Vázquez M., Zhukov A.P., Aragonese P., Arcas J., García-Beneytez J.M., Marín P., Hernando A. Magneto-impedance in glass-coated CoMnSiB amorphous microwires // IEEE Trans. Magn. – 1998. – T 34. – № 3. – C. 724 – 728.

45. Chiriac H., Óvári T.A., Marinescu C.S., Ménard D., Ciureanu P. Comparative study of the magnetic behavior of Co-rich amorphous fibers and amorphous glass-covered wires // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – № 196. – C. 159 – 161.

46. Kraus L., Knobel M., Kane S.N., Chiriac H. Influence of Joule heating on magnetostriction and giant magnetoimpedance effect in a glass covered CoFeSiB microwire // J. Appl. Phys. – 1999. – T 85. – № 8. – C. 5435 – 5437.

47. Beach R.S., Smith N., Platt C.L., Jeffers F., Berkowitz A.E. Magneto-impedance effect in NiFe plated wire // Appl. Phys. Lett. – 1996. – T 68. – № 19. – C. 2753 – 2755.

48. Kurlyandskaya G.V., Barandiarán J.M., Gutiérrez J., García D., Vázquez M., Vas'kovskiy V.O. Magnetoimpedance effect in CoFeNi plated wire with ac field annealing destabilized domain structure // J. Appl. Phys. – 1999. – T 85. – № 8. – C. 5438– 5440.

49. Antonov A.S., Rakhmanov A.L., Buznikov N.A., Prokoshin A.F., Granovsky A.B., Perov N.S., Usov N.A. Magnetic properties and magneto-impedance of cold-drawn permalloy-copper composite wires // IEEE Trans. Magn. – 1999. – T 35. – № 5. – C. 3640 – 3642.

50. Sinnecker J.P., García J.M., Asenjo A., Vázquez M., García-Arribas A. Giant magnetoimpedance in CoP electrodeposited microtubes // J. Mater. Res. – 2000. – T 15. – № 3. – C. 751 – 755.

51. Knobel M., Sánchez M.L., Gómez-Polo C., Marín P., Vázquez M., Hernando A. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires // J. Appl. Phys. – 1996. – T 79. – № 3. – C. 1646 – 1654.

52. Chen C., Luan K.Z., Liu Y.H., Mei L.M., Guo H.Q., Shen B.G., Zhao J.G. Giant magnetoimpedance effects in the soft ferromagnet $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ // Phys. Rev. B. – 1996. – T 54. – № 9. – C. 6092 – 6094.

53. Tejedor M., Hernando B., Sánchez M.L., Prida V.M., García-Beneytez J.M., Vázquez M., Herzer G. Magnetoimpedance effect in zero magnetostriction nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{16.5}\text{B}_6$ ribbons // J. Magn. Mater. – 1998. – T 185. – № 1. – C. 61 – 65.

54. Knobel M., Sánchez M.L., Velázquez J., Vázquez M. Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires // J. Phys.: Condens. Matter. – 1995. – T 7. – № 9. – C. L115 – L120.
55. Blanco J.M., Zhukov A., González J. Effect of tensile and torsion on GMI in amorphous wire // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – №. 196–197. – C. 377–379.
56. Antonov A.S., Iakubov I.T., Lagarkov A.N. Nondiagonal impedance of amorphous wires with circular magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. – 1998. – T 187. – № 2. – C. 252–260.
57. Gómez-Polo C., Vázquez M., Knobel M. Field dependence of second-harmonic amplitude of magnetoimpedance in FeCoSiB joule heated wires // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – № 226–230. – p. 712 – 714.
58. Kraus L. Nonlinear magnetoimpedance in field- and stress-annealed amorphous ribbons // IEEE Trans. Magn. – 2010. – T 46. – № 2. – C. 428 – 431.
59. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред // – М.: Наука, 1992. - 664 с.
60. Tannous C., Gieraltowski J. Giant Magneto-Impedance and its applications // Journal of Material Science: Materials in electronics. – 2004. – №15. – C. 125 – 133.
61. Ali M. Growth and study of magnetostrictive FeSiBC thin films, for device applications // University of Sheffield, 1999.
62. Menard D., Britel M., Ciureanu P., Yelon A. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor // J Appl Phys. – 1998. – № 84. – C. 2805–2814.
63. Yelon A., Menard D., Brittel M., Ciureanu P. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent // Appl Phys Lett. – 1996. – № 69. – C. 3084–3085.

64. Takemura Y., Tokuda H., Xomatsu K. Dependence of Magnetization Dynamics and Magneto-Impedance Effect in FeSiB Amorphous Wire on Annealing Conditions // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. – 1996. – T 32. – № 5. – C. 4947 – 4949.
65. Shu-ling Zhang. Frequency dependence of magnetization and giant magneto impedance effect of amorphous wires // International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials. – 2013. – T 20. – № 4. – C. 375.
66. Guo H. Q., Kronmuller H., Dragon T., Cheng Z. H, and Shen B. G. Influence of nanocrystallization on the evolution of domain patterns and the magnetoimpedance effect in amorphous $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ ribbons // J.Appl. Phys. – 2001. – № 89. – C. 514 – 520.
67. Morikawa T., Nishibe Y., Yamadera H., Nanomura Y., Takeuchi M., Taga Y. Giant Magneto-Impedance in Layered thin films // IEEE Transactions on Magnetism. – 1997. – T 33. – № 5.
68. Lenz J.E. A review of magnetic sensors // Proc IEEE. – 1990. – № 78. – C. 973–989.
69. Meydan T. Application of amorphous materials to sensors // J Magn Magn Mater. – 1995. – № 133. – C. 525–32.
70. Ripka P. Magnetic sensors and magnetometers // Artech House Publishers, 2001.
71. Mohri K., Uchiyama T., Panina L.V. Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application // Sens. Actuators A. – 1997. – T 59. – № 1-3. – C. 1 – 8.
72. Atkinson D., Squire P.T., Maylin M.G., Gore J. An integrating magnetic sensor based on the giant magnetoimpedance effect // Sens. Actuators A. – 2000. – T 81. – № 1-3. – C. 82 – 85.

73. Honkura Y. Development of amorphous wire type MI sensors for automobile use // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – Т 249. – № 1-2. – С. 375 – 381.

74. Kurlyandskaya G.V., García-Arribas A., Barandiarán J.M., Kisker E. Giant magnetoimpedance strip and coil sensors // Sens. Actuators A. – 2001. – Т 91. – № 1 – 2. – С. 116 – 119.

75. Valenzuela R., Freijo J.J., Salcedo A., Vázquez M., Hernando A. A miniature dc current sensor based on magnetoimpedance // J. Appl. Phys. – 1997. – Т 81. – № 8. – С. 4301-4303.

76. Hauser H., Steindl R., Hausleitner C., Pohl A., Nicolics J. Wirelessly interrogable magnetic field sensor utilizing giant magnetoimpedance effect and surface acoustic wave devices // IEEE Instrum. Measur. – 2000. – Т 49. – № 3. – С. 648–652.

77. Delooze P., Panina L.V., Mapps D.J., Ueno K., Sano H. Effect of transverse magnetic field on thin film magnetoimpedance and application to magnetic recording // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – № 272. – С. 2266–2268.

78. Chiriac H., Tibu M., Moga A.E., Herea D.D. Magnetic GMI sensor for detection of biomolecules // J. Magn. Magn. Mater. – 2005. – Т 293. – № 1. – С. 671–673.

79. Kurlyandskaya G.V., Miyar V.F. Surface modified amorphous ribbon based magnetoimpedance biosensor // Biosensors Bioelectr. – 2007. – Т 22. – № 9–10. – С. 2341–2345.

80. Варнаков С. Н., Лепешев А. А., Овчинников С. Г., Паршин А. С., Коршунов М. М., Nevoral P. Автоматизация технологического оборудования для получения многослойных структур в сверхвысоком вакууме // ПТЭ. – 2004. – Т. 6. – С. 125.

81. Losee D.L. Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers // J. Appl. Phys. – 1975 – № 46 – С. 2204.

82. Sze S.M. Semiconductor Devices // Wiley. – New York – 1985.

83. Lutsev L. V., Stognij A. I. and Novitskii N. N. Giant magnetoresistance in semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles // *Phys. Rev. B.* – 2009. – № 80. – C. 184423 (1 - 15).

84. Kanoun M., Benabderrahmane R., Duluard C., Baraduc C., Bruyant N., Bsiesy A., and Achard H. Electrical study of ferromagnet-oxide-semiconductor diode for a magnetic memory device integrated on silicon // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – № 90. – C. 192508 (1-3).

85. Lenz J.E. A review of magnetic sensors // *Proc IEEE.* –1990. –№ 78. –C. 973–89.

86. Meydan T. Application of amorphous materials to sensors // *J Magn Magn Mater.* – 1995. –№ 133. – C. 525–32.

87. Jiles D. C. Recent Advances and Future Directions in Magnetic Materials // *Acta Materialia.* – 2003. – T 51. – № 19. – p. 5907 – 5939.

88. Laurita N., Chaturvedi A., Bauer C., Jayathilaka P., Leary A., Miller C., Phan M.H., McHenry M. E. and Srikanth H. Enhanced Giant Magnetoimpedance Effect and Field Sensitivity in Co-Coated Soft Ferromagnetic Amorphous Ribbons // *Journal of Applied Physics.* – 2011. – T 109. – № 7.

89. Zhukova V., Ipatov M. and Zhukov A. Thin Magnetically Soft Wires for Magnetic Microsensors // *Sensors.* –2009. – T 9. –№ 11.–C. 9216 – 9240.

90. Cobeño A. F., Zhukov A., Blanco J. M. and Gonzalez J. Giant Magnetoimpedance Effect in CoMnSiB Amorphous Microwires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2001. – T 234. – № 3. – C. 359 – 365.

91. Óvári T. A., Corodeanu S. and Chiriac H. Domain Wall Velocity in Submicron Amorphous Wires // *Journal of Applied Physics.* – 2011. – T 109. – № 7.

92. US846183B2. Magneto-impedance sensor element and method for manufacturing the same / Y. Honkura, M. Yamamoto, K. Nishihata ; Aichi Steel Corp. – заявл. 27.02.2009; опубл. 11.06.2013.

93. Пат. 2561232 Рос. Федерация, МПК H01L43/00. Чувствительный элемент на основе магнитоимпеданса / Д. А. Смоляков, Н. В. Волков, А. О. Густайцев, А. С. Тарасов; Заявитель и патентообладатель ФГБУН ИФ им. Л.В. Киренского СО РАН. – № 2014124563/28; заявл. 17.06.2014; опубл. 27.08.2015.

94. Volkov N.V., Tarasov A.S., Smolyakov D.A., Varnakov S.N., Ovchinnikov S.G. Bias-voltage-controlled ac and dc magnetotransport phenomena in hybrid structures // Journal of Magnetism and Magnetic. – 2015. – № 383. – С. 69 – 72.

95. Volkov N.V., Tarasov A.S., Smolyakov D. A., Gustaitsev A. O., Balashev V. V. and Korobtsov V. V. The bias-controlled giant magnetoimpedance effect caused by the interface states in a metal-insulator-semiconductor structure with the Schottky barrier // Applied Physics Letters. – 2014. – № 104. – С. 222406 (1-5).

96. Schoonus J.J.H.M., Bloom F.L., Wagemans W., Swagten H.J.M. and Koopmans B. Extremely Large Magnetoresistance in Boron-Doped Silicon // Phys. Rev. Lett. – 2008. – № 100. – С. 127202 (1 – 4).

97. Lampert M. A. Simplified theory of space-charge-limited currents in an insulator with traps // Phys. Rev. – 1956. – № 103. – С. 1648–1656.

98. Rose A. Space-Charge-Limited Currents in Solids // Phys. Rev. – 1955. – № 97.

99. Delmo M., Yamamoto S., Kasai S., Ono T., Kobayashi K. Large positive magnetoresistive effect in silicon induced by the space-charge effect // Nature. – 2009. – № 457. – С. 1112.

100. Cohen M.E. and Landsberg P.T. Effect of Compensation on Breakdown Fields in Homogeneous Semiconductors // Phys. Rev. – 1967. – № 154 – С. 683.

101. R.J. Sladek. Magnetically induced impurity banding in n-InSb // J. Phys. Chem. Solids. – 1958. – № 5 – C. 157.
102. L.Y.L. Shen and J.M. Rowell. Zero-Bias Tunneling Anomalies - Temperature, Voltage, and Magnetic Field Dependence // Phys. Rev. – 1968. – № 165. – C. 566 –577.
103. Salahuddin S. A new spin on spintronics // Nature. – 2013. – № 494. – C. 43.
104. Hong J., Kim T. Magnetic field dependent impact ionization in InSb // cond-mat.mtrl-sci. – 2012. – C. 1– 4.
105. Smolyakov D. A., Tarasov A.S., Gustaitsev A. O. and Volkov N.V. The Bias-Controlled Magnetoimpedance Effect in a MIS Structure // Solid State Phenomena. – 2015. – № 233. – C. 451 – 455.