

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

*На правах рукописи*

БАРДИН АЛЕКСЕЙ АЛЕКСЕЕВИЧ

МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩЕЙСЯ  
НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ,  
НАХОДЯЩИХСЯ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ, ХОЛЛОВСКИМ  
МАГНИТОМЕТРОМ

01.04.01 – «Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
Игнатъев Вячеслав Константинович  
доктор физико-математических наук,  
профессор

ВОЛГОГРАД – 2020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	4
<b>ГЛАВА 1. Магнитные измерения</b> .....	10
1.1. Методы измерения магнитного поля и намагниченности.....	10
1.2. Эталоны магнитных величин и калибровка магнитометров .....	15
1.3. Физические эффекты в преобразователях Холла.....	18
1.4. Соотношения взаимности .....	20
1.5. Четырёхтактный алгоритм измерения преобразователями Холла.....	22
1.6. Магнитоупругие эффекты.....	24
1.7. Постановка цели, задач и выбор методов исследования .....	27
<b>ГЛАВА 2. Метод оценки распределения медленно меняющейся намагниченности протяжённых цилиндрических ферромагнитных объектов по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности</b> .....	29
2.1. Математическая модель метода оценки распределения намагниченности.....	30
2.2. Алгоритм обнаружения края исследуемого образца .....	36
2.3. Калибровка датчика с тремя преобразователями Холла для исследования цилиндрического образца .....	37
2.4. Экспериментальная проверка разработанного метода оценки распределения намагниченности образцов цилиндрической геометрии .....	41
2.5. Достигнутые результаты и выводы.....	44
<b>ГЛАВА 3. Метод повышения точности, чувствительности и быстродействия измерений холловским магнитометром</b> .....	46
3.1. Экспериментальная установка для исследования переходных процессов в преобразователях Холла .....	47
3.2. Алгоритм компенсации внешнего однородного магнитного поля.....	50

3.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ХОЛЛА В РЕЖИМЕ ИЗМЕРЕНИЯ.....	53
3.4. ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЙ ВЗАИМНОСТИ ДЛЯ МАТРИЦЫ НЕЛИНЕЙНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОГО МАГНИТОАКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА НА ПРИМЕРЕ ПХ .....	61
3.5. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ХОЛЛА, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ЧЕТЫРЁХТАКТНОГО АЛГОРИТМА ИЗМЕРЕНИЯ .....	65
3.6. МНОГОКОМПОНЕНТНЫЙ ХОЛЛОВСКИЙ МАГНИТОМЕТР.....	67
3.7. АЛГОРИТМ КАЛИБРОВКИ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ХОЛЛОВСКОГО МАГНИТОМЕТРА.....	72
3.8. ДОСТИГНУТЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	80
<b>ГЛАВА 4. Методика использования холловского магнитометра для исследования цилиндрических стержней и вычисления по полученным данным оценки распределения их намагниченности.....</b>	<b>82</b>
4.1. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ОЦЕНКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ С ЛОКАЛЬНЫМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ .....	82
4.2. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ОЦЕНКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ ПОСЛЕ ИХ ДЕФОРМАЦИИ В НАГРУЗОЧНОЙ МАШИНЕ ...	89
4.3. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ОЦЕНКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ ПОСЛЕ ДЕФОРМАЦИИ В КРУТИЛЬНОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ .....	94
4.4. ДОСТИГНУТЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	100
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>102</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>104</b>

## Введение

Методы современной экспериментальной физики в области физики твёрдого тела, биофизики, акустооптики включают в себя измерения намагниченности, основанные на покомпонентных измерениях магнитного поля. Оценивание намагниченности в процессе эксперимента позволяет зарегистрировать изменение физических свойств исследуемого объекта [1], что является важной информацией для построения модели исследуемого процесса [2]. Так, по значению намагниченности можно определить, какому внешнему воздействию подвергался исследуемый объект [3]. Часто измерения намагниченности являются не целью эксперимента, а его вспомогательным параметром. Например, в исследованиях конструкционных сталей измерение остаточной намагниченности, является важной задачей, так как от её величины зависит эксплуатационный ресурс изготовленных деталей [4]. В оптике измерение намагниченности необходимо при исследовании процессов сверхбыстрой магнитной записи, возбуждения спиновой прецессии в гетероструктурах ферромагнетиков, управления поляризацией излучения [5]. В биофизике измерение магнитного момента используется для определения остаточной намагниченности наноструктур, используемых для магнитной томографии [6]. Актуальность изучения намагниченности тонких цилиндрических образцов подтверждается работами по анализу термомагнитных свойств аморфных микропроводов и построению сенсоров на их основе [7], а также исследованиями тонкопленочных многослойных систем и наноструктурированных ферромагнетиков [8]. Примером практического применения могут послужить исследования стержней, канатов, трубопроводов на стадии производства для выявления напряжённо-деформированных участков.

Вычисление распределения намагниченности в твёрдом теле по измеренному распределению магнитного поля вне его является обратной задачей, в общем случае некорректной [9]. Для её решения применяются методы регуляризации [10], предполагающие применение априорной информации и

значительную избыточность данных. Существенной проблемой в измерениях распределения магнитного поля является одновременное обеспечение точности, быстродействия, чувствительности и высокой разрешающей способности преобразователя магнитного поля. Примерами датчиков, позволяющих производить такие измерения, являются феррозонды, магниторезисторы, преобразователи Холла (далее – ПХ). Наиболее подходящими датчиками являются ПХ, так как они обладают чувствительностью к проекции вектора индукции магнитного поля, не оказывают значительного воздействия друг на друга, обладают чувствительной зоной порядка  $10^{-6}$  мм<sup>3</sup>, нелинейность по магнитному полю не превышает 0,2 мВ/мТл, обладают широким динамическим диапазоном измерения от  $10^{-6}$  – 1 Тл [11]. Такие характеристики позволяют разрабатывать векторные датчики магнитного поля, обеспечивающие высокое пространственное разрешение и компактность, что позволяет расширить спектр задач, в которых применение ПХ в качестве измерителя магнитных величин, является единственно возможным. Применение ПХ для измерения магнитных величин в стационарных условиях является относительно простой задачей, но в большинстве прикладных случаев условия измерения нестационарные. Этот факт приводит к необходимости получения максимально возможного объёма экспериментальных данных за ограниченный интервал времени. Примером области применения измерителей магнитных величин в нестационарных условиях является анализ напряжённо-деформированных участков стальных канатов, стержней, трубопроводов, как на стадии производства, так и в процессе эксплуатации [12].

Современные системы сбора данных позволяют производить оцифровку измеряемых сигналов с частотой порядка десятков ГГц. Особенности способа измерения магнитного поля ПХ накладывают на длительность одного цикла измерения физические ограничения, связанные с частотой коммутации тока, протекающего через него [13]. В режиме коммутации тока измеренные значения магнитного поля обладают погрешностью, сопоставимой со значениями

геомагнитного поля [14], что делает полученные измерения малоинформативными при анализе параметров магнитного поля.

Однако современные исследования позволяют предположить, что применение методов параметрического анализа к способу измерения и обработки сигнала ПХ повысит скорость измерений и точность оценивания параметров нестационарного неоднородного магнитного поля, что является актуальной задачей экспериментальной физики.

**Целью работы** является разработка метода оценивания распределения медленно меняющейся намагниченности в цилиндрических ферромагнитных образцах, находящихся в слабых магнитных полях, по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности холловским магнитометром.

Для достижения поставленной цели необходимо решить **следующие задачи:**

1. Разработать метод нахождения вектора усреднённой по сечению медленно меняющейся намагниченности протяженного цилиндрического объекта, находящегося в слабом нестационарном неоднородном магнитном поле, на основе измерений, нормальных к его поверхности компонент магнитного поля.
2. Исследовать явления, определяющие точность и быстродействие измерений компонент вектора магнитного поля холловским магнитометром.
3. Разработать метод повышения точности и быстродействия измерений холловского магнитометра на основе проведённых исследований переходных процессов в преобразователях Холла.
4. Разработать методику проверки достоверности метода оценивания распределения медленно меняющейся намагниченности в цилиндрическом ферромагнетике, находящемся в слабом нестационарном неоднородном магнитном поле.

**Основные положения и результаты, выносимые на защиту:**

1. Разработан метод решения обратной задачи нахождения вектора усреднённой по сечению медленно меняющейся намагниченности цилиндрического образца длиной как минимум в три раза превышающей ширину его системной функции намагниченности, по распределению нормальных к его поверхности компонент магнитного поля.
2. Переходные процессы в тонкоплёночных преобразователях Холла, возникающие в процессе измерения четырёхтактным алгоритмом, ограничивают быстродействие и точность. Они обусловлены разницей температур порядка  $0,5 \text{ }^\circ\text{K}$ , возникающей между измерительными контактами ПХ, линейно зависящей от величины протекающего тока через датчик в диапазоне до 100 мА.
3. Соотношения взаимности для линейной части матрицы нелинейных сопротивлений нестационарного гальваномагнитного элемента выполняются при любых значениях тока в диапазоне до 100 мА и магнитного поля в диапазоне  $\pm 100 \text{ мкТл}$  с погрешностью не более  $10^{-2}$  при нелинейности вольт-амперной характеристики исследуемого ПХ серии ПХЭ602117А порядка  $0,2 \text{ мВ/мТл}$ .
4. Разработан метод достижения порога чувствительности холловских магнитометров порядка  $1 \text{ нТл}$ , основанный на линейной добавке показаний температурного датчика к измеряемому в четырёхтактном алгоритме напряжению Холла. Он позволяет уменьшить температурную зависимость систематической составляющей температурной погрешности измерений напряжения Холла в диапазоне температур от  $10 \dots 100 \text{ }^\circ\text{C}$  до уровня  $0,3 \text{ мкВ/К}$ .

#### **Научная новизна результатов и выводов диссертационной работы:**

1. Предложен и экспериментально исследован новый метод оценивания распределения медленно меняющейся намагниченности по распределению нормальных к поверхности исследуемого образца компонент магнитного поля.

2. Впервые исследовано влияние переходных процессов в тонкоплёночных гальваномагнитных элементах на точность и быстродействие измерений магнитного поля.
3. Впервые экспериментально проверены соотношения взаимности для нелинейного нестационарного гальваномагнитного элемента в неоднородном магнитном поле.
4. Предложен и экспериментально исследован новый метод обработки сигнала преобразователя Холла для повышения точности измерений магнитного поля.

**Практическая значимость** диссертационной работы:

1. Разработанный метод оценивания распределения медленно меняющейся намагниченности возможно применить для детектирования напряжённо-деформированных участков протяжённых цилиндрических ферромагнитных объектов без явных визуально фиксируемых признаков механического воздействия.
2. Разработанный метод повышения точности и быстродействия измерений холловского магнитометра может использоваться для измерений вектора магнитного поля в режиме реального времени.
3. Разработанная методика исследования магнитоупругих эффектов может применяться для измерения параметров магнитного поля в задачах магнитоструктурного анализа и магнитоакустики.

**Личный вклад автора.** Все результаты, представленные в работе, получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Численные расчёты и измерения по выносимым на защиту результатам выполнены лично автором. В организации проведения экспериментов принимали участие сотрудники научной лаборатории дистанционных методов зондирования и диагностики Волгоградского государственного университета.

**Публикации и апробация работы.** Результаты диссертационной работы опубликованы в 13 научных работах, одном свидетельстве на программу ЭВМ, одном патенте на полезную модель. Из них три статьи опубликованы в

рецензируемых изданиях из перечня ВАК, три тезиса конференций, шесть статей опубликованы в журналах, индексируемых в базах данных Scopus и Web of Science, две из которых опубликованы в журналах Q1.

**Структура диссертационной работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы и списка публикаций по теме диссертации. Объём диссертации – 112 страниц, включая 50 рисунков. Список литературы состоит из 93 источников.

## Глава 1. Магнитные измерения

Для формулировки цели и задач диссертационного исследования проанализированы существующие методы измерения индукции магнитного поля и намагниченности. Проведённый анализ позволил определить принципы измерения, на основе которых возможно разработать новые методы измерения намагниченности и обработки первичных данных. Это позволит сформулировать функциональные требования к измерительной технике, а также повысить точность, чувствительность и быстродействие измерительных систем физических параметров магнитных полей.

### 1.1. Методы измерения магнитного поля и намагниченности

Существуют различные методы измерения магнитного поля и вычисления намагниченности, отличающиеся принципами измерения, конструкцией и функциональностью датчиков. Для выделения характерных особенностей большинства методов рассмотрим некоторые из них.

**Феррозондовый метод** – основан на применении датчиков особой конструкции, использующих градиент или напряжённость магнитного поля в электрический сигнал [15, 16]. Такой датчик называется феррозондом и, как правило, состоит из двух полужондов. Полужонды состоят из магнитомягкого сердечника и двух обмоток. Для изготовления сердечника часто используют пермаллой. Одна из обмоток является возбуждающей переменное электромагнитное поле, намагничивающее сердечник. Вторая обмотка является индикатором. Возбуждающие и индикаторные обмотки каждого полужонда объединены попарно между собой так, что в результате величина ЭДС на выходе индикаторных обмоток соответствует или градиенту, или напряжённости измеряемого постоянного магнитного поля, в котором находится датчик [17]. Приборы, основанные на этом принципе измерения, обладают высокой предельной чувствительностью к магнитному полю порядка  $10^{-10} \dots 10^{-11}$  Тл [18].

Но из-за конструкции датчика они оказывают электромагнитное воздействие на близко расположенные исследуемые объекты, тем самым искажая результаты измерения [19]. Поэтому широкое применение магнитометры, основанные на этом принципе измерения, получили в геологоразведке, где исследуемый объект может находиться на значительном расстоянии от датчика измерителя [20, 21].

**Индукционный метод** – основан на измерении переменного магнитного поля, согласно закону электромагнитной индукции Фарадея [22]. Используемые в этом методе измерения датчики представляют собой микроминиатюрную катушку индуктивности с ферромагнитным сердечником. Принцип работы такого датчика сравнительно прост: сердечник искажает измеряемое магнитное поле, концентрируя в себе магнитные силовые линии, увеличивая магнитный поток, сцепленный с витками измерительной катушки. Катушка содержит всего одну обмотку и регистрирует магнитное поле в направлении только одной из осей. Современные магнитометры на основе индукционных датчиков позволяют производить высокоточные измерения переменного магнитного поля [23], но их недостатками являются невозможность измерять постоянные магнитные поля и вектор магнитного поля из-за взаимного воздействия датчиков друг на друга [24].

**Магниторезистивный метод** – основан на применении датчиков в виде магниторезистивных мостов. Датчики такого типа основаны на использовании магниторезистивного эффекта Гаусса. [24, 25]. Типовой датчик состоит из четырёх магниторезисторов, соединённых по мостовой схеме. Измеряются сопротивления плеч, зависящие от значений и полярности индукции воздействующего поля, а также от угла между вектором индукции и плоскостью магниточувствительного элемента. Преобразователи подобного типа обладают координатной чувствительностью в двух плоскостях X и Y [26]. Недостатками таких преобразователей являются: воздействие сильного внешнего поля в плоскости X – может изменить полярность для всех магниторезисторов, что приводит к изменению знака выходного напряжения мостовой схемы; сложность подбора сопротивлений магниторезисторов при изготовлении, так как

необходимо учитывать напряжение смещения, величина которого может оказаться гораздо больше, чем ожидаемое регистрируемое напряжение [24, 25].

**Метод ядерного магнитного резонанса** (далее – ЯМР) – этот метод измерения индукции магнитного поля является одним из самых точных [27, 28]. Метод ЯМР основан на эффекте резонансного поглощения или излучения электромагнитной энергии веществом. Такой физический эффект наблюдается в веществах, содержащих ядра с ненулевым спином, помещённых во внешнее магнитное поле с частотой колебаний –  $f$ . Эта частота называется частотой ЯМР. Данный метод позволяет измерять значение модуля магнитного поля в точке расположения датчика. Применение магнитометров, основанных на этом методе, хорошо подходит для дополнения калибровочных установок векторных магнитометров по абсолютному значению магнитного поля. Чувствительность магнитометров, основанных на ЯМР, достигает  $10^{-10} \dots 10^{-12}$  Тл [29]. ЯМР магнитометры широко используются в геологоразведке полезных ископаемых из-за высокой чувствительности. Недостатком таких магнитометров является ограничение, связанное с возможностью наличия градиента магнитного поля в датчике из-за его значительного размера.

**Метод квантового магнитометра (СКВИД)** – основан на эффекте слабой сверхпроводимости в сверхпроводящих квантовых интерференционных устройствах [30, 31]. Датчик состоит из сверхпроводящего кольца, на котором размещены два джозефсоновских туннельных контакта, на которых интерферируют два джозефсоновских тока. При помещении кольца в магнитное поле на джозефсоновских контактах образуются два тока, которые имеют разность фаз, по которой оценивается величина магнитного поля. Магнитометры на основе этого метода являются наиболее высокочувствительными до  $10^{-13}$  Тл без длительного усреднения, а при длительном усреднении – до  $10^{-18}$  Тл. Поскольку измеряемая разность фаз определена с точностью до  $2\pi$ , основное назначение квантового магнитометра – регистрация малых изменений магнитного поля. Благодаря этой особенности метод квантового магнитометра позволяет регистрировать изменения намагниченности с высоким порогом

чувствительности на фоне относительно большого, например, геомагнитного, магнитного поля [32]. Такие магнитометры применяются для различных исследовательских целей: магнитоэнцефалографии, магнитогастрографии, магнитного маркерного мониторинга, исследования сердца, геофизической разведки, палеомагнитного метода изучения горных пород, в качестве кубитов квантового компьютера [33, 34]. Основным недостатком таких магнитометров является работа датчика при низких температурах, которые возможно поддерживать только в лабораторных условиях.

Из всех рассмотренных методов измерения индукции магнитного поля выделяются гальваномагнитные методы. Примером этой группы методов являются магнитометры, основанные на преобразователях Холла (ПХ) [35, 36]. Магнитометры, основанные на ПХ, используются по большей части, в качестве детекторов магнитного поля и реже в качестве измерителей [37]. Особенностью этих измерителей является их чувствительность к нормальной проекции относительно плоскости датчика, вектора магнитного поля, широкий динамический диапазон от  $10^{-6}$ ...10 Тл, малый размер чувствительной зоны порядка  $10^{-6}$  мм<sup>3</sup> [38, 39]. Ограничение точности измерения магнитного поля возникает из-за нелинейности ПХ и большого количества процессов, протекающих в нём во время измерения [40, 41]. Но существуют методы, позволяющие частично компенсировать погрешности измерений и применять ПХ в качестве измерителей магнитного поля [35].

Основными методами измерения намагниченности являются **маятниковые** и **индукционные** [1, 2]. Маятниковые методы основаны на измерении полного магнитного момента образца. Для этого исследуемый образец располагают внутри компенсирующей катушки, помещённой в неоднородное магнитное поле. Если исследуемый образец обладает магнитным моментом, то происходит отклонение маятника от начального состояния, которое в последствии нивелируется компенсационной катушкой. Для этого через неё пропускается ток заданной величины, чтобы вернуть маятник в нулевое положение. По величине протекающего тока в катушке, когда маятник находится в нулевом положении,

определяется намагниченность исследуемого образца. Так же существуют работы, в которых авторы производят измерения намагниченности косвенно маятниковым методом [42]. Индукционные методы основаны на использовании длинного соленоида, в который помещаются две дифференциально включённые катушки. В одну из них помещается исследуемый образец. Баллистическим гальванометром измеряется ЭДС, пропорциональная измерению намагниченности [43]. Так же описывают методы, основанные на индуктивном зондировании рамочной антенной исследуемого образца [44].

Кроме того, существуют методы нахождения **распределения намагниченности**. Примеры таких методов рассматриваются в работах [45, 46]. Авторы предлагают методику вычисления медленно меняющейся намагниченности цилиндрического образца, для этого они рассматривают уравнение магнитостатики, связывающее распределение намагниченности образца  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  и индукцию магнитного поля  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ , измеренную в точке  $\mathbf{r}$  вне образца с объёмом  $V$ , охваченным поверхностью  $S$ , и имеющее вид:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}') d^3 r' - \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_S \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} M_n(\mathbf{r}') ds'. \quad (1)$$

Решение такой задачи в общем виде является обратной некорректной задачей, так как вычисление распределения намагниченности основывается на обработке результатов измерения индукции магнитного поля. Для регуляризации задачи авторы ограничиваются рассмотрением только цилиндрических объектов малого радиуса. А также предполагают, что намагниченность  $\mathbf{M}$  постоянна по сечению объекта и зависит только от продольной координаты  $z$ . Тогда нормальная компонента магнитного поля в каждой точке на поверхности цилиндрического объекта радиусом  $R$  и длиной  $L$  имеет вид:

$$B(\alpha, z) = \int_0^L M_z(z') K(z - z') dz' + \int_0^L [M_x(z') \cos(\alpha) + M_y(z') \sin(\alpha)] P(z - z') dz', \quad (2)$$

где угол  $\alpha$  отсчитывается от поперечного орта  $x$ ; функции  $K(z)$  и  $P(z)$  – системные функции намагниченности, зависящие только от геометрии исследуемого образца:

$$K(z) = \frac{3\mu_0}{4\pi} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho[h - \rho \cos(\psi)]z}{[z^2 + h^2 - 2\rho h \cos(\psi) + \rho^2]^{5/2}} d\rho d\psi, \quad (3)$$

$$P(z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{R[h - R \cos(\psi)] \cos(\psi)}{[z^2 + h^2 - 2Rh \cos(\psi) + R^2]^{3/2}} d\psi. \quad (4)$$

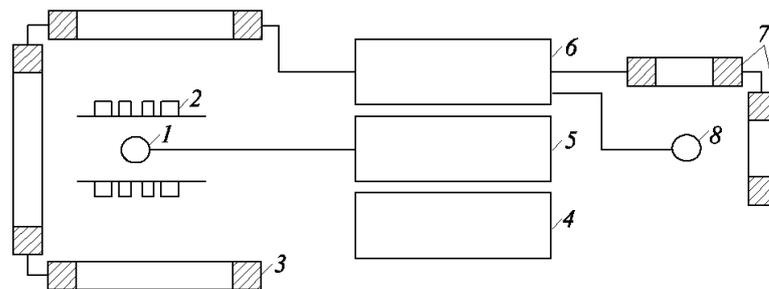
Для решения обратных магнитостатических задач вида (2) необходимы высокая точность измерений и избыточность данных [10, 47].

## 1.2. Эталоны магнитных величин и калибровка магнитометров

Для установления единства магнитных измерений создана и законодательно установлена рядом государственных стандартов система метрологического обеспечения области измерений. Данная система опирается на комплекс взаимосвязанных государственных эталонов (первичного и специальных) [46, 48]. Для подтверждения технических характеристик измерителей используется предусмотренная ГОСТом 8.030-2013 процедура [49]. В поверочной схеме используется эталон ГЭТ12-2011. Для передачи характеристик используются четыре поверочные схемы: магнитной индукции, магнитного потока, магнитного момента и магнитной восприимчивости, градиента магнитной индукции. В рамках диссертационной работы особый интерес представляют первые две поверочные схемы. Сличение первичного эталона с последующими эталонами и средствами измерения осуществляется прямыми измерениями компараторами, в результате чего достигается точность при измерении магнитной индукции  $10^{-6}$  Тл, а магнитный момент  $3 \cdot 10^{-4}$  А·м<sup>2</sup> [50].

Передача размера единицы от первичного эталона рабочему устройству осуществляется с помощью ядерно-прецессионного тесламетра при компенсации магнитного поля Земли [49]. Эталон состоит из комплекса средств измерений: эталонной катушки магнитной индукции на кварцевом каркасе; установки для

измерений и стабилизации силы тока в обмотке эталонной катушки, а также для компенсации магнитного поля Земли; ядерно-прецессионного тесламетра для контроля стабильности эталона и передачи размера единицы. Функциональная схема эталонного комплекса измерительной аппаратуры приведена на рисунке 1. Эталонная катушка магнитной индукции 2 располагается в центре трёхкомпонентной системы катушек компенсации 3 внешнего магнитного поля, подключенных к устройству автоматического поддержания тока компенсации 6–8. Система автоматической компенсации магнитного поля включает в себя устройство для отдельной компенсации постоянной составляющей магнитной индукции поля Земли по каждой из трёх ортогональных компонент и устройство для компенсации вариаций этого поля в направлении оси эталонной катушки [46].



**Рисунок 1** – Функциональная схема государственного первичного эталона единицы магнитной индукции: 1 – первичный преобразователь; 2 – эталонная катушка; 3 – катушки компенсации магнитного поля Земли; 4 – измеритель и стабилизатор тока; 5 – ядерно-прецессионный магнитометр; 6 – компенсатор магнитного поля Земли; 7 – вспомогательные катушки компенсаций вариаций магнитного поля Земли; 8 – первичный преобразователь атомно-резонансного автокомпенсатора вариаций магнитного поля Земли

Установка начального тока в обмотках катушки, соответствующего точной компенсации, осуществляется при помощи нуль-индикатора магнитной индукции. Для полного исключения влияния недокомпенсированного остатка магнитной индукции поля Земли, измерения частоты ядерной прецессии тесламетром 5 и первичным преобразователем 1 проводят при двух противоположных

направлениях тока в обмотке эталонной катушки, подключённой к установке для измерений и стабилизации силы тока 4 [49].

Эталонная катушка представляет собой однослойный соленоид. Обмотка катушки, форма которой определена на основании теоретических исследований, создает максимально однородное магнитное поле в рабочем объеме катушки. Область однородного магнитного поля имеет сферическую форму диаметром порядка 55 мм, неоднородность в которой не превосходит  $10^{-6}$ , при этом температурный коэффициент не изменяется и составляет  $6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ .

При поверке векторных тесламетров влияние магнитного поля Земли исключается проведением измерений при ориентации оси меры перпендикулярно полю Земли, а при поверке модульных тесламетров – ориентацией оси меры вдоль направления поля Земли и усреднением результатов измерений при двух противоположных направлениях тока в обмотке эталонной катушки [49].

Для калибровки также используются трёхкомпонентные катушки с низкой индуктивностью. На основе таких катушек строятся образцовые средства измерения различных разрядов. Подобные средства измерения применяются в метрологии для проведения поверок и аттестаций измерителей магнитного поля в диапазоне  $10^{-10} \dots 10^{-6}$  Тл. Главным параметром таких средств измерения являются однородность магнитной индукции в их рабочей зоне, образованной катушками, и стабильность коэффициента преобразования во времени [51].

При проведении измерений необходимо производить различные манипуляции с измерительным оборудованием в зоне однородного магнитного поля, так как параметр однородности является ключевым. Конструктивной особенностью таких систем является форма куба, обеспечивающая относительно свободный доступ в рабочую зону установки. В такой конструкции катушки размещают на гранях куба, при этом их форма может быть и круглой, и квадратной [52]. Такое конструктивное решение позволило обеспечить свободный доступ во внутреннее пространство, так как отсутствуют боковые стенки. Примером такого технического решения служат калибровочные катушки, представленные на рисунке. 2.



**Рисунок 2** – Калибровочные катушки для высокоточных векторных магнитометров

Подобный подход описан в ряде современных работ, где в качестве компенсирующих катушек используют длинные соленоиды для одномерных задач и кольца Гельмгольца для многомерных задач [53].

### **1.3. Физические эффекты в преобразователях Холла**

Преобразователи Холла являются гальваномагнитными элементами, обладающими большим количеством эффектов, протекающих в них во время измерения и влияющих на их функциональные возможности [54, 55, 56]. Большая часть эффектов, протекающих в ПХ, хорошо изучена и описана учёными, начиная с 19 века. Особое внимание уделяется эффектам, ограничивающим использование ПХ в качестве прецизионных измерителей магнитного поля [57, 58]. На точность

измерений влияет остаточное напряжение ПХ, оно включает в себя остаточные резистивное, термоэлектрическое и термомагнитное напряжения [54]. Коэффициент  $r_0$  характеризует величину сопротивления области, ограниченной эквипотенциальными поверхностями, на которых находятся холловские электроды [39]. При достижении определённой точности размещения электродов предельное значение коэффициента  $r_0$  будет определяться удельным сопротивлением пластины, из которой выполнен датчик. Остаточное напряжение можно скомпенсировать полностью, если преобразователь работает при установившемся значении управляющего тока, или частично при использовании компенсационной схемы. Остаточное напряжение является основным источником погрешности для преобразователя Холла [39].

Температурные зависимости ПХ вносят существенный вклад в погрешности измерений. Их влияние накладывает ограничение на величину управляющего тока и, как следствие, на чувствительность ПХ к магнитному полю. Принудительный отвод тепла от полупроводника не позволяет ему выходить из температурного диапазона, в котором влияние температурных зависимостей на результат измерений минимально, что позволяет увеличить значение управляющего тока и улучшить чувствительность ПХ [59].

В частотных характеристиках ПХ выделяют несколько основных факторов, оказывающих влияние на режимы их работы. Одним из факторов является ограничение времени установления ЭДС Холла после взаимодействия с магнитным полем. В полупроводниках, используемых для изготовления ПХ, это время мало, порядка  $10^{-11} \dots 10^{-13}$  с, поэтому можно считать, что время релаксации носителей тока практически не ограничивает частотную зависимость ПХ [60, 61].

Следующим эффектом, проявляющимся при измерениях ПХ, является скин-эффект. Его проявление заключается в изменении эффективной толщины полупроводниковой пластины и, соответственно, характеристик ПХ в зависимости от частоты. Этот эффект можно свести к минимуму, если толщина пластины датчика мала по сравнению с глубиной нормального проникновения поля [38]. Современные тонкоплёночные датчики позволяют свести к минимуму

воздействие скин-эффекта на напряжение Холла, что увеличивает точность производимых измерений на высоких частотах. Также при работе ПХ в переменном магнитном поле возникают вихревые токи, которые способствуют увеличению мощности, рассеиваемой пластинкой полупроводника. Возникновение дополнительной мощности можно скомпенсировать, уменьшив ток, протекающий через ПХ.

Следующей причиной искажения частотной характеристики ПХ (в переменных магнитных полях) является наведение паразитной ЭДС в токовых и холловских выводах [38, 56, 61].

Эффект Зеебека – в полупроводниках проявляется в виде возникновения напряжения между двумя областями материала полупроводника, находящимися при различных температурах [62, 63]. Такое напряжение пропорционально разности температур  $\delta T$  и коэффициенту  $\phi$ , называемому дифференциальной термо-ЭДС [25]. Существенное влияние на измерения ПХ оказывает термо-ЭДС, возникающая между потенциальными контактами.

#### 1.4. Соотношения взаимности

Впервые соотношения взаимности были получены Л. Онзагером для описания процессов в линейных термодинамических системах [64, 65]. Онзагер в своей теореме утверждает о симметричности матрицы феноменологических коэффициентов, описывающих связь термодинамических потоков и сил, вызывающих необратимые термодинамические явления в системах, близких к состоянию равновесия.

Предложенное Онзагером соотношение для записи связи термодинамических потоков при небольших отклонениях и термодинамических движущих сил имеет вид:

$$J_a = \sum_b L_{ab} X_b,$$

где  $J_a$  – термодинамические потоки,  $L_{ab}$  – феноменологические коэффициенты,  $X_b$  – термодинамические движущие силы [64]. Термодинамическая движущая сила определяется из основного соотношения термодинамики необратимых процессов в виде соотношения:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T} \sum_a X_a V_a; \quad \text{при} \quad \frac{dS}{dt} > 0.$$

Согласно теории Л. Онзагера, возможно подобрать потоки  $J_a$  и силы  $X_b$  таким образом, чтобы матрица феноменологических коэффициентов была симметричной. В таком случае её не диагональные коэффициенты должны удовлетворять условию симметрии:

$$L_{ab} = L_{ba}. \quad (5)$$

Условие (5) называется соотношением взаимности Л. Онзагера. Применение на практике соотношений взаимности позволяет выявлять неизвестные ранее взаимосвязи между скоростями разнородных необратимых процессов [66, 67].

Современные исследования предполагают применение соотношений взаимности и для нелинейных систем, что позволит выявить их новые закономерности и свойства [68]. В рассмотренной работе авторами предлагается проверять свойства симметрии матрицы  $\hat{\mathbf{R}}$  сопротивлений нелинейной электрической системы с  $M$  внешними контактами. Пусть через  $m$ -й контакт протекает ток  $I_m$ , а на  $k$ -м контакте создается потенциал  $\varphi_k$ .

$$\varphi_k = \sum_{m=1}^M R_{km}(\mathbf{I}, \mathbf{V}_e, t) I_m, \quad (6)$$

где  $t$  – время,  $\mathbf{I} = \{I_1, \dots, I_M\}$ . В работе [55] матрица сопротивлений  $R_{km}(\mathbf{I}, \mathbf{V}_e, t)$  представлена в виде:

$$R_{km}(\mathbf{I}, \mathbf{V}_e, t) = R_{km}^A(t) + R_{km}^H(\mathbf{V}_e, t) + R_{km}^{NL}(\mathbf{I}, t), \quad (7)$$

где  $R_{km}^A$  – матрица, отвечающая за напряжение небаланса,  $R_{km}^H(\mathbf{V}_e, t)$  – матрица, отвечающая за эффект Холла,  $R_{km}^{NL}(\mathbf{I}, t)$  – матрица, отвечающая за нелинейные

явления,  $\mathbf{B}_e$  – магнитное поле, созданное внешними источниками. Проверяемые соотношения взаимности имеют вид:

$$R_{km}(\mathbf{I}, \mathbf{B}_e, t) = R_{mk}(-\mathbf{I}, -\mathbf{B}_e, t), \quad (8)$$

$$R_{km}^A = R_{mk}^A, \quad (9)$$

$$R_{km}^H(\mathbf{B}_e(\mathbf{r})) = R_{mk}^H(-\mathbf{B}_e(\mathbf{r})) = -R_{mk}^H(\mathbf{B}_e(\mathbf{r})), \quad (10)$$

$$R_{km}^{NL}(\mathbf{I}, \mathbf{B}_e) = R_{mk}^{NL}(-\mathbf{I}, -\mathbf{B}_e). \quad (11)$$

Из соотношений (9–11) в работе [68] получено условие взаимности в неоднородном магнитном поле

$$R_{km}(\mathbf{I}, \mathbf{B}_e(\mathbf{r})) = R_{mk}(-\mathbf{I}, -\mathbf{B}_e(\mathbf{r})). \quad (12)$$

Но в таком виде прямая экспериментальная проверка невозможна, так как все элементы матрицы должны измеряться одновременно. Поэтому необходимо разработать метод, позволяющий произвести проверку соотношений (12).

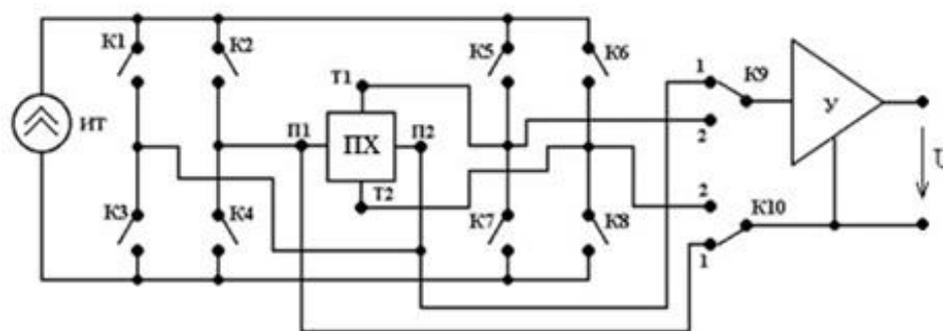
### 1.5. Четырёхтактный алгоритм измерения преобразователями Холла

Четырёхтактный алгоритм является частным случаем применения соотношений взаимности Л. Онзагера, выполняющихся для линейного элемента. В п. 1.3 приведено описание основных физических процессов, приводящих к проявлению погрешностей при измерениях ПХ. Основными систематическими погрешностями являются температурная зависимость константы Холла, погрешность самовоздействия магнитного поля ПХ, остаточное напряжение и термо-ЭДС холловских контактов [23]. Часть погрешностей, например, термо-ЭДС контактов, возможно минимизировать аппаратными средствами. Остаточное напряжение  $U_H$  пропорционально протекающим через токовые контакты ПХ токам  $I_j$ , а коэффициенты пропорциональности зависят от температуры. Поэтому устранение соответствующей погрешности также производится методом

взаимности. Для этого выходное напряжение ПХ  $U_i$  записывается в виде (13) как реакция линейной системы на входное воздействие:

$$U_i = \alpha_{ij}(B)I_j = (R_{ij} + R_{xij}B)I_j, \quad (13)$$

где  $B$  – внешнее магнитное поле,  $\alpha_{ij}(B)$  – функция восприимчивости,  $i, j$  – индексы, принимающие значения Т (токовые контакты Т1 и Т2 ПХ) и П (потенциальные контакты П1 и П2 ПХ) на рисунке 3. Будем рассматривать случай слабых магнитных полей и считать ПХ линейным по магнитному полю.



**Рисунок 3** – Структурная схема измерительного блока для реализации четырёхтактного алгоритма

Из рассмотренных условий симметрии (5) следует, что  $\alpha_{ij}(B) = \alpha_{ji}(-B)$ . Поэтому можно сделать вывод, что  $R_{ТП} = R_{ПТ} = R_H$ ,  $R_{xlij} = -R_{xliij} = R_{xli}$  – коэффициент Холла, а для тока, текущего через преобразователь, справедливо  $I_T = I_{\Pi} = I$ . Тогда напряжение Холла  $U_{xli} = R_{xli}BI$ , но из (13) следует, что величина  $U_i(0)$  равна напряжению небаланса,  $U_i(0) = U_n = R_n I$ . При измерении ПХ мерой магнитной индукции является напряжение  $U_{n1}$  на потенциальных контактах ПХ. Тогда остаточное напряжение  $U_n$  будет являться источником погрешности, зависящей от крутизны преобразования ПХ  $B_n = U_n/S$ , где  $S = R_{xli}I$ . Четырёхтактный алгоритм позволяет исключить вклад в погрешность измерения магнитного поля остаточного напряжения  $U_n$ , при учёте что холловское напряжение  $U_{xli}$  равно  $(U_n - U_T)/2$ , а остаточное напряжение  $U_n$  равно  $(U_n + U_T)/2$ . Структурная схема измерительного блока, реализующего четырёхтактный алгоритм, представлена на рисунке 3. Рассмотренный алгоритм и структурная

схема его реализации предусматривают отдельное измерение холловского напряжения  $U_{xH}$  и остаточного напряжения  $U_n$  ПХ [23].

Измерительный блок, представленный на рисунке 3, состоит из источника постоянного тока (ИТ), системы коммутации (СК), образованной ключами (К1 – К10), ПХ, усилителя (У) и системы управления. Для выполнения алгоритма измерения необходимо 32 такта управляющего сигнала для системы коммутации. На выходе схемы последовательно измеряются четыре напряжения  $U_k$  при  $k = 1 \dots 4$ . Каждое новое измерение сопровождается переключением направления протекания тока  $I$ . При выполнении этих условий  $U_{xH}$  можно записать в следующем виде:

$$U_{xH} = SB_0 = (U_1 - U_2 + U_4 - U_3)/4, \quad (14)$$

здесь  $U_1, U_2$  – измеренные напряжения на потенциальных контактах ПХ при замкнутых ключах  $K_5, K_8$  и  $K_6, K_7$ , соответственно;  $U_3, U_4$  – напряжения на токовых контактах ПХ при замкнутых ключах  $K_1, K_4$  и  $K_2, K_3$  соответственно. Напряжение небаланса можно определить следующим образом:

$$U_n = (U_1 - U_2 - U_4 + U_3)/4. \quad (15)$$

Таким образом, используя четырёхтактный алгоритм измерения, можно получить холловское напряжение, пропорциональное полю, и напряжение небаланса, которое пропорционально температуре ПХ и слабо зависит от внешнего поля [23].

## 1.6. Магнитоупругие эффекты

В физике магнитных явлений хорошо изучено и описано влияние напряжённо-деформированного состояния ферромагнитного объекта на его магнитные характеристики [69, 70,]. Группа эффектов, описывающих изменение размеров и формы ферромагнетиков при намагничивании, называются магнитострикцией [71]. Также известен обратный эффект к магнитострикции,

проявляющийся при деформации ферромагнитного образца, изменяющий его намагниченность, – магнитоупругий эффект, или эффект Виллари [72, 73].

Известно, что намагниченность  $M$  магнетика может меняться при изменении его линейных размеров. При этом природа воздействия на магнетик может быть различной, приводящей к изменению его магнитного поля  $H$  [74, 75]. На сегодняшний день изучено несколько видов магнитострикции. Линейная магнитострикция описывает изменение формы образца при действии на него магнитного поля. Необходимо учитывать, что величина изменения размеров образца зависит от направления и величины намагниченности  $M$ . Эффект Видемана – возникновение деформации кручения у ферромагнитного стержня, по которому течёт электрический ток, при помещении стержня в продольное магнитное поле. Объёмная магнитострикция наиболее ярко проявляется в области точки Кюри и может носить как изотропный, так и анизотропный характер [76].

Моноклинная или сдвиговая магнитострикция воздействует на кристаллическую решётку образца, изменяя углы между осями кристалла. Кроме того, из-за различия процессов намагничивания выделяют магнитострикцию в области технического намагничивания (возникающую при процессах вращения и смещения доменных границ) и магнитострикцию парапроцесса (возникающую при изменении обменного взаимодействия) [77, 78].

Также известно явление спонтанной магнитострикции, вызываемое изменением температуры магнетика (при  $H = 0$ ). Оно вызывает изменение спонтанной намагниченности, что приводит к деформации кристаллической решётки образца. Этот эффект ярко проявляется при переходе вещества из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченное [78].

Механострикция является дополнительной частью упругих деформаций, которую вызывает механическое напряжение. Механострикцию так же, как спонтанную магнитострикцию, разделяют на два типа: первый тип возникает в области технического намагничивания образца при перераспределении доменов и векторов  $M$  в магнитоупорядоченном веществе под действием упругих напряжений (сжатия, растяжения); второй тип наблюдается в области

парапроцесса при действии упругих напряжений обменного взаимодействия [79, 80].

Эффект Виллари (магнитоупругий эффект) проявляется как влияние упругих напряжений на намагниченность образца. Различают магнитоупругие эффекты при процессах вращения, смещения доменных границ и при парапроцессе. При процессах вращения намагниченность образца изменяется либо линейно, либо экспоненциально. Это приводит к созданию механическими напряжениями дополнительной магнитоупругой анизотропии. Смещение доменных границ приводит к изменению намагниченности насыщения и, как следствие, к изменению обменного взаимодействия при условии, что образец испытывает упругие напряжения. Магнотстрикция парапроцесса проявляется при упругих напряжениях и влияет на температуру Кюри [81, 82].

Магнитоупругие волны являются связующим звеном магнетизма и упругости в кристаллах, при котором магнотстрикция проявляется и во взаимодействии магнитных волн (спиновых), и в упругих волнах (магнон-фотонное взаимодействие). В условиях резонанса, когда частоты и волновые векторы этих волн близки друг к другу, это взаимодействие проявляется особо ярко. Магнитоупругие волны определяют возникновение различных магнитоакустических явлений в магнетиках [83, 84].

Из рассмотренного материала видно, что внешние условия, в которые помещаются магнетики, сильно влияют на их свойства, в том числе и магнитные. Изменения магнитных свойств магнетиков, находящихся под нагрузкой (сжатие, растяжение, вращение), определяются величиной приложенных механических напряжений и характеристиками внешнего магнитного поля. Для точного определения свойств таких образцов необходимо контролировать изменения их намагниченности и фиксировать воздействие механической нагрузки, приводящее к изменениям их микроструктуры.

## 1.7. Постановка цели, задач и выбор методов исследования

Проведённый анализ методов и подходов к измерению магнитной индукции и намагниченности ферромагнитных объектов позволяет сформулировать цель и задачи, решаемые в диссертационном исследовании. Целью работы является разработка метода оценки распределения медленно меняющейся намагниченности в цилиндрических ферромагнитных материалах, находящихся в слабых магнитных полях, по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности холловским магнитометром. Цель обусловлена необходимостью измерения распределения намагниченности, являющейся индикатором изменения микроструктуры ферромагнетика. Даже качественная оценка распределения намагниченности позволит производить анализ исследуемых образцов для прогнозирования их эксплуатационных характеристик. Достижимость цели исследования подкрепляется существующим заделом, рассмотренном в п. 1.1. Для применения рассмотренных подходов и методов необходимо решить некорректную задачу, по распределению нормальных компонент магнитного поля, вычислить распределение намагниченности. Особенностью подхода к решению этой задачи является избыточность первичных данных, позволяющих получать большее количество данных в единицу времени. Для этого необходимо разработать метод высокоточных и высокоскоростных измерений нормальных компонент магнитного поля на поверхности исследуемого образца без оказания на него воздействия. Техническим характеристикам, удовлетворяющим вышеизложенным условиям, удовлетворяет ПХ в совокупности с применением алгоритмов увеличения точности измерения, рассмотренного в п. 1.5. Кроме того, рассмотренные в п. 1.2 подходы к калибровке измерителей магнитных величин позволяют оценить точность проводимых измерений магнитной индукции. Рассмотренные в п. 1.3 физические эффекты и в п. 1.4 методики анализа, валидности полученных результатов измерения позволяют разработать метод преодоления физических ограничений быстродействия и порога

чувствительности ПХ. Экспериментальную проверку разработанного метода оценки распределения медленно меняющейся намагниченности возможно произвести с помощью рассмотренных в п. 1.6 легко воспроизводимых в лабораторных условиях, магнитоупругих эффектов.

## **Глава 2. Метод оценки распределения медленно меняющейся намагниченности протяжённых цилиндрических ферромагнитных объектов по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности**

Современные методы измерения магнитного момента [1, 2] позволяют оценить намагниченность только всего исследуемого объекта целиком. Поэтому в работе предлагается метод оценки распределения медленно меняющейся намагниченности протяжённых цилиндрических ферромагнитных объектов по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности. При разработке метода введены следующие **ограничения применимости**:

- Метод основан на измерении нормальных к поверхности исследуемого образца компонент индукции магнитного поля.
- Предельно достижимое пространственное разрешение оцениваемой намагниченности определяется радиусом исследуемого образца и расстоянием чувствительной зоны датчиков до поверхности образца, которое не должно превышать половины его радиуса.
- Количество измерителей должно быть не менее трёх.
- Должны использоваться преобразователи с шириной аппаратной функции (активной зоны) не более 0,1 от ширины системных функций намагниченности образца  $K(z)$ ,  $P(z)$  и  $W(z)$ .
- Длина образца должна, как минимум в три раза, превышать ширину системных функций намагниченности.
- Исследуемый образец должен быть магнитомягким ферромагнетиком.

**Новизной** разработанного метода являются:

- Возможность измерять не полный магнитный момент образца, а оценивать распределение намагниченности без использования компенсационных соленоидов и внешних постоянных магнитов.

- Не требуется применения спектральных методов вычислений и решений больших систем уравнений.
- Метод является пассивным, так как не требует намагничивания образца.

## 2.1. Математическая модель метода оценки распределения намагниченности

Для пояснения метода рассмотрена цилиндрическая геометрия магнитостатической задачи [85], представленная на рисунке 4. Такое представление сформировано из ограничения класса анализируемых образцов разработанным методом.

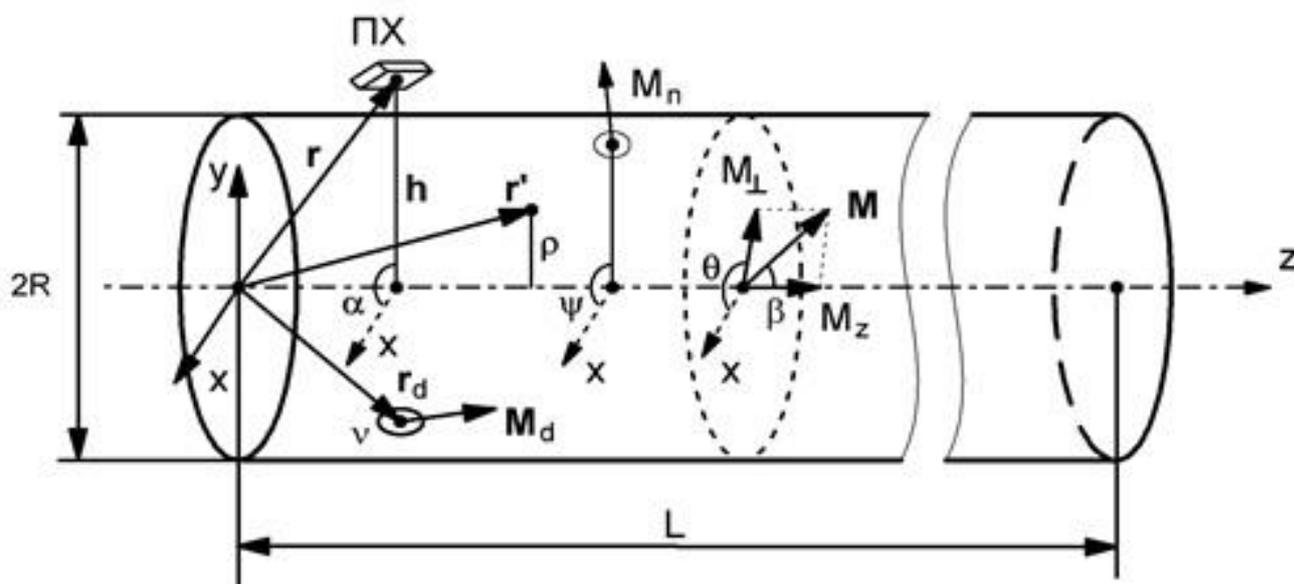


Рисунок 4 – Геометрия магнитостатической задачи

В однородном цилиндрическом стержне, намагниченность  $\mathbf{M}_0(z')$  которого постоянна по сечению и меняется только вдоль продольной координаты  $z$ , в точке  $\mathbf{r}_d$  имеется неоднородность материала, искажающая намагниченность в малой области  $v$ , ограниченной поверхностью  $s$ . Поле, создаваемое неоднородностью, –  $\mathbf{M}_d(\mathbf{r}')$ . Учтена и случайная составляющая намагниченности  $\mathbf{M}_n(\mathbf{r}')$ , создаваемая локализованными магнитными моментами. С учётом сделанных допущений можем предположить, что намагниченность имеет вид:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \mathbf{M}_0(z') + \mathbf{M}_d(\mathbf{r}') + \mathbf{M}_n(\mathbf{r}'), \quad (16)$$

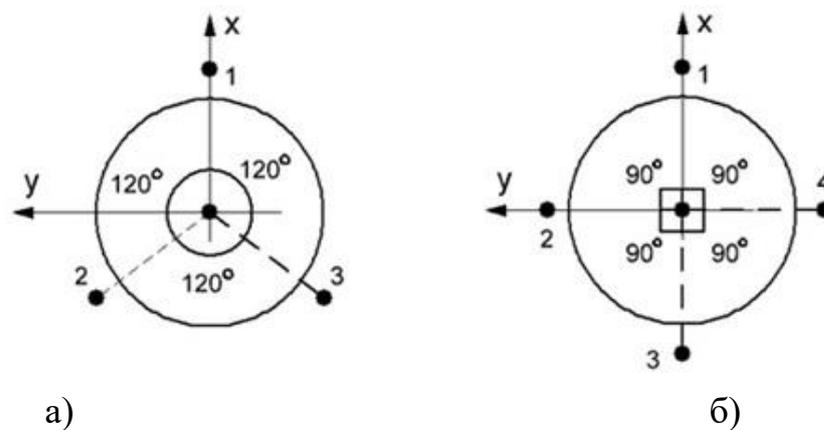
причём как на поверхности  $s$ , так и всюду при  $\mathbf{r}' \notin v$   $\mathbf{M}_d(\mathbf{r}') \equiv 0$ . Тогда магнитный потенциал  $\varphi$  можно представить как сумму потенциалов  $\varphi_0$ ,  $\varphi_d$  и  $\varphi_n$ , создаваемых намагниченностями  $\mathbf{M}_0$ ,  $\mathbf{M}_d$  и  $\mathbf{M}_n$  соответственно.

Здесь  $M_z = M_0 \cos(\beta)$ ,  $M_{\perp} = M_0 \sin(\beta)$ ,  $M_x = M_{\perp} \cos(\theta)$ ,  $M_y = M_{\perp} \sin(\theta)$ . Точка  $\mathbf{r}$ , в которой производятся измерения поля, характеризуется цилиндрическими координатами  $(z, h, \alpha)$ . Так как составляющие намагниченности формулы (16) дают независимый вклад в измеряемое поле, то решается прямая задача нахождения поля для каждой составляющей намагниченности отдельно.

Для нахождения магнитного поля, создаваемого намагниченностью  $\mathbf{M}_0$ , используется представление магнитного поля через потенциал  $\varphi_0$ :

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = -\nabla \varphi_0(\mathbf{r}).$$

В ходе ряда преобразований получают выражения (1–4), описанные в работе [35]. Для получения информации из формулы (2) необходимо использовать измерители магнитного поля, расположенные максимально близко к поверхности образца на фиксированном угле относительно оси симметрии исследуемого образца. Для этого можно использовать комбинации показаний нескольких измерителей. Пример схемы с тремя и четырьмя равномерно расположенными по радиусу исследуемого образца измерителями магнитного поля представлен на рисунке 5.



**Рисунок 5** – Расположение измерителей магнитного поля:

а) трёхдатчиковая схема; б) четырёхдатчиковая схема

Для решения обратной задачи нахождения намагниченности однородного цилиндрического образца по измеренным на его поверхности нормальным значениям магнитного поля в точках 1, 2, 3 и 4 получены уравнения типа свертки (17–18) для трёх и четырёх измерителей соответственно, при условии что все  $H_i(-\infty) = 0$ . Уравнения свертки для системы из трёх измерителей:

$$\begin{aligned} H_1(z) + H_2(z) + H_3(z) &= 3 \int_0^L M_z(z') K(z - z') dz', \\ 2H_1(z) - H_2(z) - H_3(z) &= 3 \int_0^L M_x(z') P(z - z') dz', \\ H_2(z) - H_3(z) &= \sqrt{3} \int_0^L M_y(z') P(z - z') dz'. \end{aligned} \quad (17)$$

Уравнения свертки для системы из четырёх измерителей:

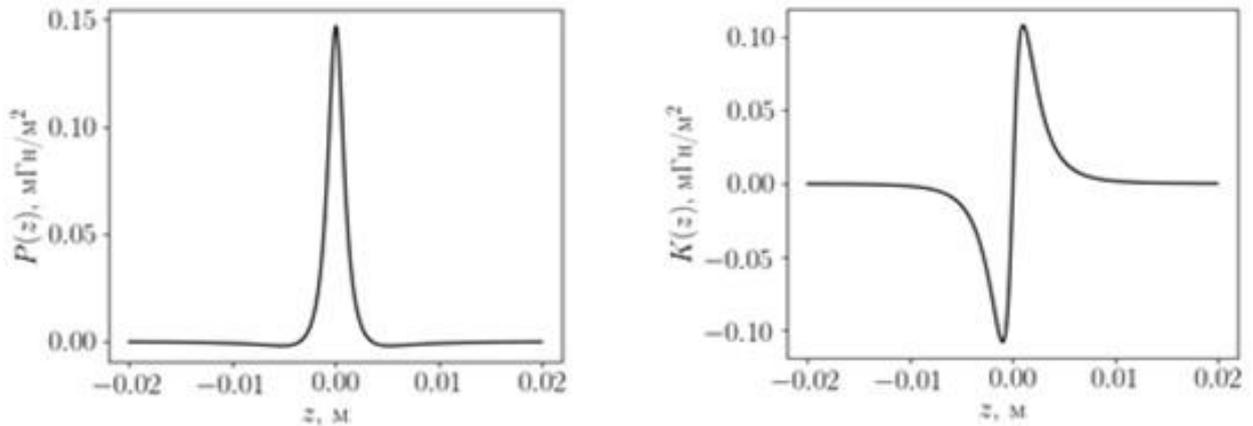
$$\begin{aligned} H_1(z) + H_2(z) + H_3(z) + H_4(z) &= 4 \int_0^L M_z(z') K(z - z') dz', \\ H_1(z) - H_3(z) &= 2 \int_0^L M_x(z') P(z - z') dz', \\ H_2(z) - H_4(z) &= 2 \int_0^L M_y(z') P(z - z') dz'. \end{aligned} \quad (18)$$

Сравнивая уравнения (17) и (18), видно, что данные четвёртого измерителя являются избыточными для нахождения вектора намагниченности образца. Однако два измерителя магнитного поля не позволяют разделить намагниченности и получить решения (17) и (18). Таким образом, схема с тремя измерителями является оптимальной для вычисления медленно меняющейся намагниченности.

Перепишав уравнения (17) для индукции магнитного поля  $\mathbf{B}$ , получим уравнения вида:

$$\begin{aligned}
B_1(z) + B_2(z) + B_3(z) &= 3 \int_0^L M_z(z') K(z - z') dz' = 3 \int_{-s}^s M_z(z - z') K(z') dz', \\
2B_1(z) - B_2(z) - B_3(z) &= 3 \int_0^L M_x(z') P(z - z') dz' = \int_{-p}^p M_x(z - z') P(z') dz', \quad (19) \\
B_2(z) - B_3(z) &= \sqrt{3} \int_0^L M_y(z') P(z - z') dz' = \sqrt{3} \int_{-p}^p M_y(z - z') P(z') dz'.
\end{aligned}$$

Здесь  $K, P$  – системные функции намагниченности (3) и (4), причем  $K(|z| > k) \approx 0, P(|z| > p) \approx 0$ . Анализируя выражения (19) покомпонентно, их решения могут быть получены с помощью преобразования Фурье и перехода от свертки функций к произведению их спектров. В этом случае необходимо отсутствие нулей спектра у системных функций  $K(z)$  и  $P(z)$ . В ходе анализа были вычислены функции  $K(z)$  и  $P(z)$  по формулам (3) и (4) соответственно, для практически обоснованных параметров геометрии представлены на рисунке 6.



**Рисунок 6** – Системные функции  $P(z)$  и  $K(z)$  для цилиндра с радиусом  $R = 2$  мм и расстоянием от оси симметрии цилиндра до чувствительной зоны датчика  $h = 3$  мм

Из рисунка 6

$$\frac{dM_x}{dz} \ll \frac{M_x}{2p}, \quad \frac{dM_y}{dz} \ll \frac{M_x}{2p}, \quad \frac{dM_z}{dz} \ll \frac{M_x}{2k}. \quad (20)$$

При выполнении условия (20) в пределах  $[-p, p]$  изменением намагниченности можно пренебречь, для второго и третьего уравнения системы (19) получим:

$$M_x(z) = \frac{2B_1(z) - B_2(z) - B_3(z)}{3 \int_{-p}^p P(z) dz}, \quad M_y(z) = \frac{B_2(z) - B_3(z)}{\sqrt{3} \int_{-p}^p P(z) dz}. \quad (21)$$

Так как задача решается для усреднённой по сечению намагниченности, удобно представить выражения (21) в следующем виде:

$$M_{\perp}(z) = \sqrt{M_x^2(z) + M_y^2(z)} = \frac{\sqrt{2} \sqrt{(B_1(z) - B_2(z))^2 + (B_2(z) - B_3(z))^2 + (B_3(z) - B_1(z))^2}}{9 \int_{-p}^p P(z) dz} \quad (22)$$

Для первого уравнения системы (19) такой метод не применим, так как функция  $K(z)$  является знакопеременной на рисунке б и

$$\int_{-k}^k S(z) dz = 0.$$

Поэтому для вычисления компоненты  $M_z$  воспользуемся специальным методом и обозначим

$$K(z) = \frac{dW(z)}{dz}, \quad (23)$$

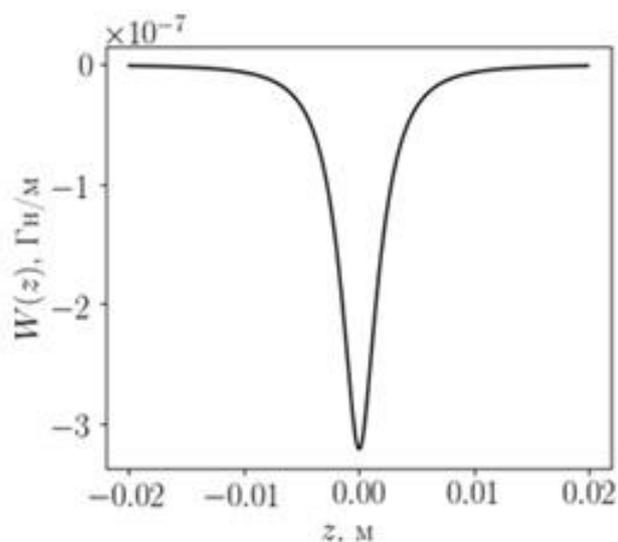
где  $W(z)$  – некоторая новая системная функция. Интегрируя первое уравнение системы (19) по частям, получаем:

$$B_1(z) + B_2(z) + B_3(z) = 3 \int_{-k}^k \frac{dM_z(z-z')}{dz} W(z') dz'. \quad (24)$$

На основании формулы (23) выражение для системной функции  $W(z)$  получается подобно соотношениям (3) и (4):

$$W(z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho[\rho \cos(\psi) - h]}{[z^2 + h^2 - 2\rho h \cos(\psi) + \rho^2]^{3/2}} d\rho d\psi. \quad (25)$$

Функция (25) является чётной, интеграл по симметричной области не равен нулю, значит, можно применить такой же подход, что и для  $M_x$  и  $M_y$ . Вид функции  $W(z)$  представлен на рисунке 7.



**Рисунок 7** – График системной функции  $W(z)$  ( $R = 2$  мм,  $h = 3$  мм) для цилиндра с радиусом  $R = 2$  мм и расстоянием от оси симметрии цилиндра до чувствительной зоны датчика  $h = 3$  мм

Считая производную  $M_z$  постоянной в пределах  $[-k, k]$ , получаем:

$$\frac{dM_z}{dz} = \frac{B_1(z) + B_2(z) + B_3(z)}{3 \int_{-k}^k W(z) dz},$$

$$M_z(z) = \frac{\int_0^z (B_1(z') + B_2(z') + B_3(z')) dz'}{3 \int_{-k}^k W(z') dz'} + M_{z0}. \quad (26)$$

Здесь  $M_{z0} = M_z(0)$  – начальное значение намагниченности, которое определяется отдельно. Уравнение (26) нельзя использовать вблизи края исследуемого объекта, где намагниченность заведомо терпит разрыв и не

выполняется условие медленности изменения намагниченности (20). Далее будет рассмотрен алгоритм для обнаружения края образца, позволяющий определить его приблизительное месторасположение. Он основан на том, что до края образца отсутствуют источники магнитного поля и первый максимум должен соответствовать торцу образца.

## 2.2. Алгоритм обнаружение края исследуемого образца

Для нахождения начальной оценки распределения намагниченности, соответствующей краевому значению поверхностной намагниченности, применялся метод, основанный на представлении поля, создаваемого торцом образца вида:

$$B(R, z) = \frac{\mu_0 RSM}{8\pi[(z - z_0)^2 + R^2]^{3/2}}, \quad (27)$$

здесь  $R$  – расстояние от оси стержня, вдоль которой выбрана ось  $z$ , до ПХ,  $M$  – продольная намагниченность стержня,  $S$  – площадь торца стержня,  $z_0$  – координата торца стержня. В соответствии с формулой (27) за оценку координаты торца стержня  $z_0$  принимается точка экстремума суммы показаний трёх ПХ. Намагниченность стержня  $M$  находится минимизацией с помощью генетического алгоритма [87] по переменным  $M$  и  $x_0$  функционала

$$I(M, z_0) = \sum_k \left( B_S(z_k) - \frac{\mu_0 RSM}{8\pi[(z_k - z_0)^2 + R^2]^{3/2}} \right)^2. \quad (28)$$

Здесь  $B_S(z_k) = [B_1(z_k) + B_2(z_k) + B_3(z_k)]/3$ ,  $B_1(z_k)$ ,  $B_2(z_k)$  и  $B_3(z_k)$  – показания первого, второго и третьего ПХ соответственно, измеренные в сечении с продольной координатой  $z_k$  вблизи торца стержня. Однако прямое использование такого алгоритма в большинстве случаев приводит к неправильному результату, поскольку любые максимумы суммы показаний датчика  $B_S(x)$ , не связанных с краем образца, могут удовлетворять минимум функционала (28). Поэтому решено

использовать утверждение, предложенное в п. 3.1, что первый максимум  $B_S[i]$  должен соответствовать торцу образца. Алгоритм действий можно записать в следующем виде:

1. Для входного массива данных  $B_S[i] = B_S(z = z_0 + k\Delta z)$  вычисляется модуль второй производной по координате  $z$ :

$$B_{Szz}[i] = |B_S[i + 1] + B_S[i - 1] - 2 B_S[i]| / \Delta z^2,$$

здесь  $z_0$  – координата первого отсчета,  $\Delta z$  – шаг дискретизации.

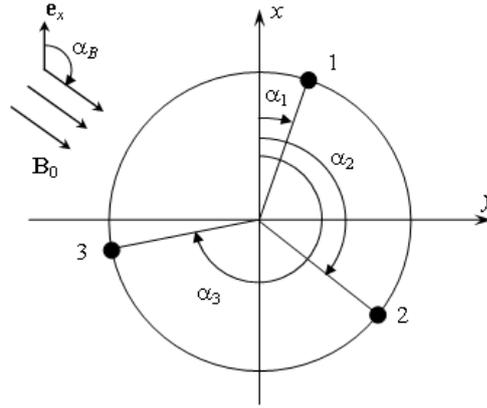
2. Находится максимальное значение  $B_{Szzm}$  в массиве  $B_{Szz}[i]$ .
3. Находится первая точка  $z_c$  и соответствующий индекс  $i_c$ , для которой выполняются три условия:

$$B_{Szz}[i - 1] < B_{Szz}[i]; B_{Szz}[i + 1] < B_{Szz}[i]; B_{Szz}[i] > 0.1 B_{Szzm}.$$

4. Для данных  $B_S[i]$  с индексами от 0 до  $i_c + 5$  выполняется минимизация функционала (28).

### 2.3. Калибровка датчика с тремя преобразователями Холла для исследования цилиндрического образца

Конструкция датчика с тремя ПХ для исследования образцов цилиндрической геометрии, представленная на рисунке 5, требует применения специального алгоритма калибровки. Пусть три ПХ расположены произвольно на некоторой окружности на рисунке 8. Будем считать, что плоскость каждого ПХ перпендикулярна к радиусу, проведённому в точку его расположения. Тогда геометрию расположения каждого ПХ можно характеризовать углом  $\alpha_i$  относительно некоторой оси  $Ox$ . Вектор внешнего магнитного поля может не лежать в плоскости расположения ПХ, но в приближении перпендикулярности к плоскости их расположения можно характеризовать вектор магнитной индукции амплитудой проекции и углом  $\alpha_B$ .



**Рисунок 8** – Чертеж расположения ПХ вокруг оси исследуемого стержня

Для каждого ПХ в линейном приближении можно получить формулу для напряжений на преобразователях  $u_i$ :

$$u_i = K_i B_0 \cos(\alpha_i - \alpha_B) + u_i^H.$$

Здесь  $K_i$  – коэффициенты преобразования магнитной индукции в напряжения,  $u_i^H$  – напряжения на ПХ при нулевом поле. Предполагается, что имеется возможность вращать ПХ в магнитном поле так, чтобы угол  $\alpha_B = \alpha + \alpha_{B0}$ . Тогда напряжения  $u_i$  будут определяться выражениями:

$$u_i = K_i B_0 \cos(\alpha_i - \alpha - \alpha_{B0}) + u_i^H. \quad (29)$$

Меняя угол  $\alpha$  в выражении (29), можно получить необходимое количество уравнений для определения параметров системы. Однако точный контроль углов поворота является отдельной сложной технической задачей и требует применения инклинометров и систем обработки к ним. Поэтому предлагается оптимальный алгоритм калибровки, при котором угол  $\alpha$  принимает три фиксированных значения  $0, \pi/2, \pi$ , соответствующие номерам верхних индексов  $u_i$ , равным  $0, 1$  и  $2$ . Тогда в ходе измерений получим девять значений напряжения:

$$\begin{aligned} u_i^{(0)} &= K_i B_0 \cos(\alpha_i - \alpha_{B0}) + u_i^H, \\ u_i^{(1)} &= K_i B_0 \sin(\alpha_i - \alpha_{B0}) + u_i^H, \\ u_i^{(2)} &= -K_i B_0 \cos(\alpha_i - \alpha_{B0}) + u_i^H. \end{aligned} \quad (30)$$

Складывая первое и третье уравнения системы (30), для остаточного напряжения небаланса получаем:

$$u_i^H = \frac{u_i^{(0)} + u_i^{(2)}}{2}. \quad (31)$$

Напряжения (30) после исключения остаточного небаланса (31) равны:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_i^{(0)} &= u_i^{(0)} - u_i^H = K_i B_0 \cos(\alpha_i - \alpha_{B0}), \\ \tilde{u}_i^{(1)} &= u_i^{(1)} - u_i^H = K_i B_0 \sin(\alpha_i - \alpha_{B0}), \\ \tilde{u}_i^{(2)} &= u_i^{(2)} - u_i^H = -K_i B_0 \cos(\alpha_i - \alpha_{B0}). \end{aligned} \quad (32)$$

Для нахождения  $K_i$  необходимо исключить тригонометрические функции из правых частей уравнений. Стандартные тригонометрические преобразования позволяют получить:

$$\operatorname{tg}(\alpha_i - \alpha_{B0}) = \tilde{u}_i^{(1)} / \tilde{u}_i^{(0)} = -\tilde{u}_i^{(1)} / \tilde{u}_i^{(2)} = \frac{1}{2} \left( \frac{\tilde{u}_i^{(1)}}{\tilde{u}_i^{(0)}} - \frac{\tilde{u}_i^{(1)}}{\tilde{u}_i^{(2)}} \right).$$

Тангенс в последнем выражении выражен через отсчеты напряжения таким образом, чтобы снизить погрешность измерения. Тогда, пользуясь выражением синуса и косинуса через тангенс, получаем:

$$\begin{aligned} \sin(\alpha_i - \alpha_{B0}) &= \frac{\operatorname{tg}(\alpha_i - \alpha_{B0})}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\alpha_i - \alpha_{B0})}} = \\ &= \frac{\tilde{u}_i^{(1)}(\tilde{u}_i^{(2)} - \tilde{u}_i^{(0)})}{2\sqrt{(\tilde{u}_i^{(0)}\tilde{u}_i^{(2)})^2 + \frac{1}{4}(\tilde{u}_i^{(1)}\tilde{u}_i^{(2)})^2 - \frac{1}{2}\tilde{u}_i^{(0)}\tilde{u}_i^{(2)}(\tilde{u}_i^{(1)})^2 + \frac{1}{4}(\tilde{u}_i^{(1)}\tilde{u}_i^{(0)})^2}}, \\ \cos(\alpha_i - \alpha_{B0}) &= \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\alpha_i - \alpha_{B0})}} = \\ &= \frac{\tilde{u}_i^{(2)}\tilde{u}_i^{(0)}}{\sqrt{(\tilde{u}_i^{(0)}\tilde{u}_i^{(2)})^2 + \frac{1}{4}(\tilde{u}_i^{(1)}\tilde{u}_i^{(2)})^2 - \frac{1}{2}\tilde{u}_i^{(0)}\tilde{u}_i^{(2)}(\tilde{u}_i^{(1)})^2 + \frac{1}{4}(\tilde{u}_i^{(1)}\tilde{u}_i^{(0)})^2}}. \end{aligned}$$

Подставляя эти формулы в (32), получим окончательное выражение для  $K_i$ :

$$K_i = \frac{1}{3} \sqrt{\left(\tilde{u}_i^{(0)}\tilde{u}_i^{(2)}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\tilde{u}_i^{(1)}\tilde{u}_i^{(2)}\right)^2 - \frac{1}{2}\tilde{u}_i^{(0)}\tilde{u}_i^{(2)}\left(\tilde{u}_i^{(1)}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\tilde{u}_i^{(1)}\tilde{u}_i^{(0)}\right)^2} \times \left(\frac{1}{\tilde{u}_i^{(2)}} - \frac{1}{\tilde{u}_i^{(0)}} + \frac{1}{\tilde{u}_i^{(2)} - \tilde{u}_i^{(0)}}\right). \quad (33)$$

В формуле (33) не должны быть равны напряжения при повороте датчика на  $\pi$  (т. е. с верхними индексами 2 и 0). Если это произошло, просто необходимо изменить конфигурацию поля. Выражение (33) позволяет преобразовать формулы (32) к следующему виду:

$$\begin{aligned} \hat{u}_i^{(0)} &= \frac{\tilde{u}_i^{(0)}}{K_i B_0} = \cos(\alpha_i - \alpha_{B_0}), \\ \hat{u}_i^{(1)} &= \frac{\tilde{u}_i^{(1)}}{K_i B_0} = \sin(\alpha_i - \alpha_{B_0}), \\ \hat{u}_i^{(2)} &= \frac{\tilde{u}_i^{(2)}}{K_i B_0} = -\cos(\alpha_i - \alpha_{B_0}). \end{aligned} \quad (34)$$

Нормированные значения напряжений позволяют получить выражения для углов расположения датчиков. Рассмотрим произведения величин (34) с разными индексами  $i \neq k$ :

$$\begin{aligned} \hat{u}_i^{(0)}\hat{u}_k^{(0)} &= \cos(\alpha_i - \alpha_{B_0})\cos(\alpha_k - \alpha_{B_0}) = \frac{1}{2}(\cos(\alpha_i + \alpha_k - 2\alpha_{B_0}) + \cos(\alpha_i - \alpha_k)), \\ \hat{u}_i^{(1)}\hat{u}_k^{(1)} &= \sin(\alpha_i - \alpha_{B_0})\sin(\alpha_k - \alpha_{B_0}) = \frac{1}{2}(\cos(\alpha_i + \alpha_k - 2\alpha_{B_0}) - \cos(\alpha_i - \alpha_k)), \\ \hat{u}_i^{(2)}\hat{u}_k^{(2)} &= \cos(\alpha_i - \alpha_{B_0})\cos(\alpha_k - \alpha_{B_0}) = \frac{1}{2}(\cos(\alpha_i + \alpha_k - 2\alpha_{B_0}) + \cos(\alpha_i - \alpha_k)). \end{aligned}$$

Комбинируя эти уравнения, получаем:

$$\begin{aligned} \cos(\alpha_i - \alpha_k) &= \hat{u}_i^{(0)}\hat{u}_k^{(0)} - \hat{u}_i^{(1)}\hat{u}_k^{(1)} = \hat{u}_i^{(2)}\hat{u}_k^{(2)} - \hat{u}_i^{(1)}\hat{u}_k^{(1)} = \\ &= \frac{\hat{u}_i^{(0)}\hat{u}_k^{(0)} + \hat{u}_i^{(2)}\hat{u}_k^{(2)} - 2\hat{u}_i^{(1)}\hat{u}_k^{(1)}}{2}. \end{aligned} \quad (35)$$

Поскольку положение любого из ПХ может быть принято за начало отсчёта, будем считать, что в выражении (35)  $\alpha_1 = 0$ ,  $0 < \alpha_2 < \pi$  и  $\pi < \alpha_3 < 2\pi$ . Тогда выражения для  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  имеют вид:

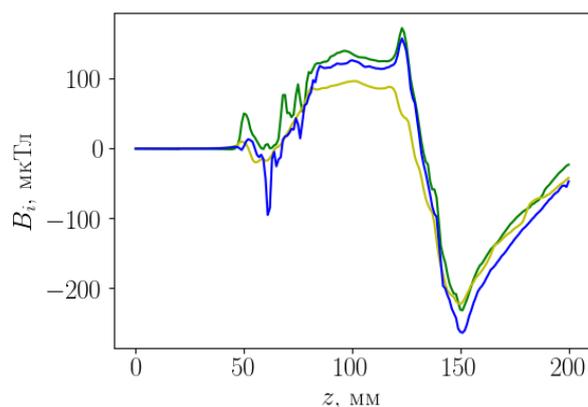
$$\alpha_2 = \arccos\left(\frac{\hat{u}_1^{(0)}\hat{u}_2^{(0)} + \hat{u}_1^{(2)}\hat{u}_2^{(2)} - 2\hat{u}_1^{(1)}\hat{u}_2^{(1)}}{2}\right),$$

$$\alpha_3 = \pi + \arccos\left(\frac{\hat{u}_1^{(0)}\hat{u}_3^{(0)} + \hat{u}_1^{(2)}\hat{u}_3^{(2)} - 2\hat{u}_1^{(1)}\hat{u}_3^{(1)}}{2}\right).$$
(36)

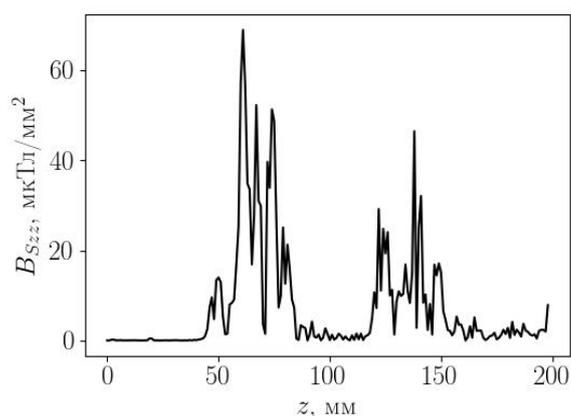
#### **2.4. Экспериментальная проверка разработанного метода оценки распределения намагниченности образцов цилиндрической геометрии**

Для экспериментальной проверки разработанной модели метода п 2.1. и алгоритмов пп. 2.2–2.3 предполагалось использовать искусственно созданные неоднородности намагниченности в образцах цилиндрической геометрии. Для этого использовались цилиндрические образцы, представляющие собой сварочные электроды из стали марки СВ08Г2С диаметром 4 мм. Перед началом эксперимента образцы нагревались в муфельной печи до 900 °С для снятия напряжения микроструктуры, возникшего на стадии производства и транспортировки. После обжига образец подвергался деформации кручения, для этого он зажимался в патронах передней и задней бабок токарного станка «КОРВЕТ 401». Расстояние между губками патронов составляло около 20 мм, область скручивания располагалась в пределах 70–90 мм от торца образца. Затем патрон передней бабки вращался на  $\pm 45^\circ$  от исходного положения серией поворотов 30 ... 40 раз.

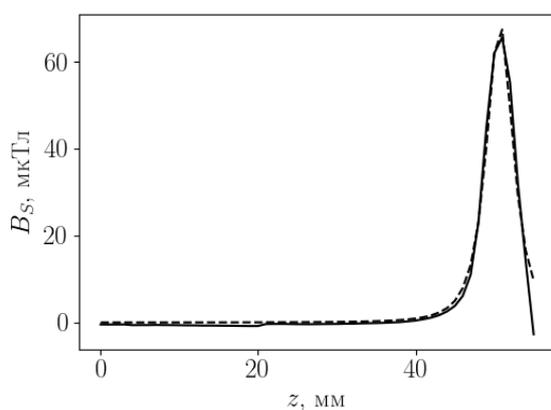
Иллюстрация определения намагниченности торца цилиндрического образца трёхкомпонентным датчиком на основе ПХ, расположенных, как показано на рисунке 5 и прокалиброванных по разработанному алгоритму, приведена на рисунке 9.



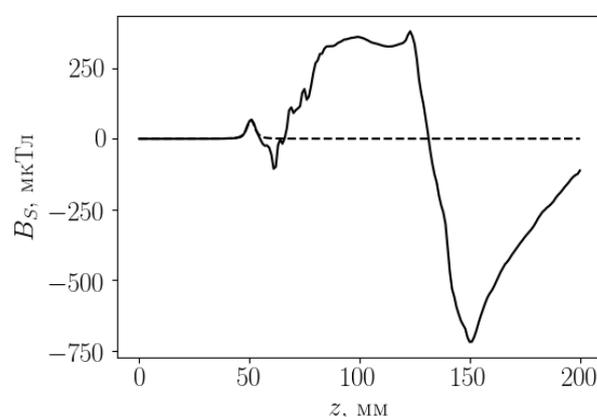
а)



б)



в)



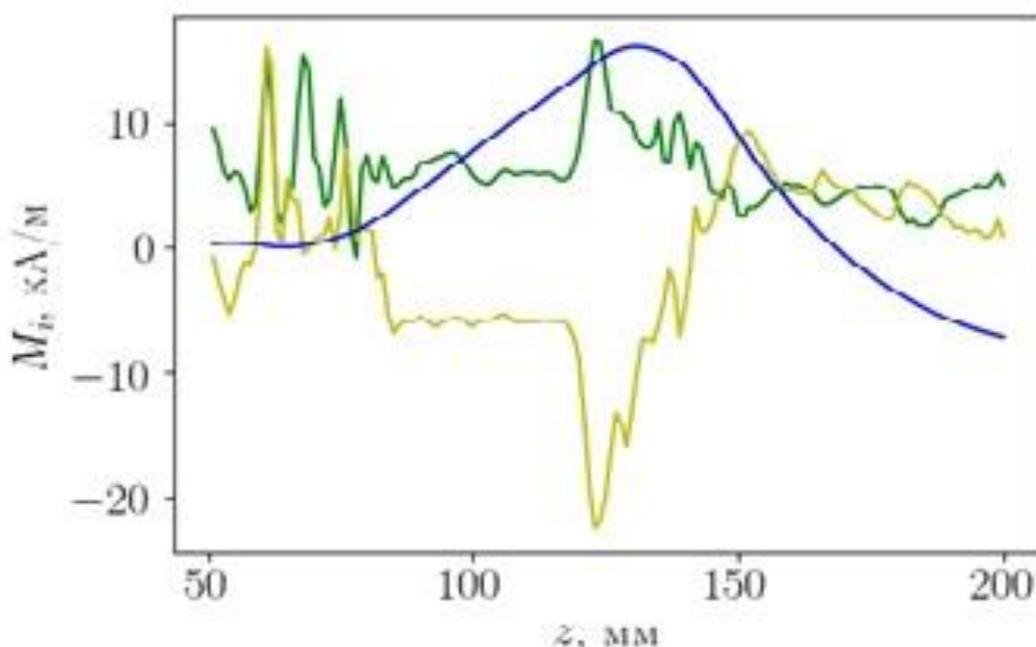
г)

**Рисунок 9** – Иллюстрация алгоритма вычисления намагниченности края цилиндрического образца: а) исходная магнитограмма; б) график второй производной  $B_S$ ; в) график  $B_S$  в вырезанной области для анализа; г) график  $B_S$  для всего образца

Пунктиром отмечены модельные значения  $B_S$ , сплошной линией – экспериментальные данные. На магнитограмме, представленной на рисунке 9а, хорошо заметны резкие локальные неоднородности магнитного поля на участке  $50 \text{ мм} \pm 5 \text{ мм}$ , что соответствует торцу образца. На участке 130–160 мм неоднородность магнитного поля соответствует области скручивания стержня. На рисунке 9б приведён расчёт второй производной  $B_S$  полученной магнитограммы, на которой хорошо заметен первый максимум, определяющий приблизительное

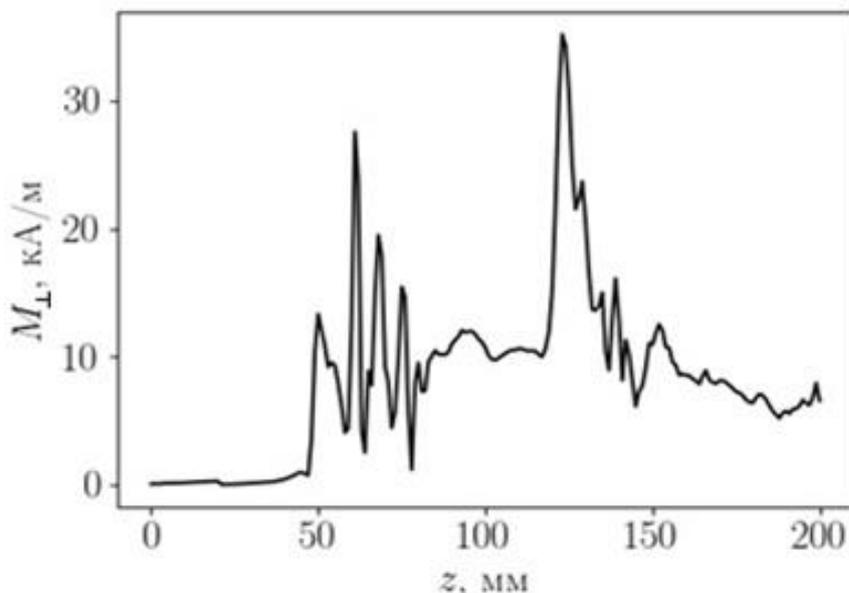
положение края образца на участке 45 мм. В вырезанной для анализа области на рисунке 9в присутствует только один максимум  $B_S$ , что позволяет точнее определить намагниченность края и его координату.

После определения края исследуемого образца, в соответствии с формулами (21) и (26) вычислялась оценка его намагниченности, представленная на рисунке 10. Из представленного графика видно, что намагниченность  $M_z$  изменяется значительно медленнее  $M_x$ ,  $M_y$ . По-видимому, это связано с большей шириной системной функции  $W(z)$  по сравнению с функцией  $P(z)$ .



**Рисунок 10** – Результат работы алгоритма оценки намагниченности для цилиндрического образца: зелёная линия –  $M_x$ , жёлтая линия –  $M_y$ , синяя линия –  $M_z$

Экспериментально обнаружено, что компоненты намагниченности  $M_x$ ,  $M_y$ , нормальные к поверхности образца, в местах механических напряжений или дефектов имеют резкие всплески и могут быть использованы как индикаторы таких областей. Используя формулу (22) в качестве индикатора, получен график, представленный на рисунке 11:



**Рисунок 11** – Расчёт оценки распределения намагниченности по формуле (22) по измеренной магнитограмме цилиндрического образца

Из представленного на рисунке 11 графика можно сделать вывод, что предложенная модель оценки распределения намагниченности в цилиндрическом образце однозначно выделяет неоднородные участки намагниченности, обусловленные особенностями микроструктуры.

## 2.5. Достигнутые результаты и выводы

В ходе выполнения исследований разработан метод оценки распределения медленно меняющейся намагниченности протяжённых цилиндрических ферромагнитных объектов по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности. Особенностью разработанного метода, по сравнению с известными методами, является его применимость для вычисления медленно меняющейся внутри образца намагниченности, усреднённой по сечению. Преимущество по сравнению с маятниковыми методами [1] – возможность измерять не полный магнитный момент образца, а делать оценку распределения намагниченности без использования компенсационных соленоидов и внешних постоянных магнитов, которые могут перемагнитить

исследуемый образец. В сравнении с индукционными методами [2] разработанный метод позволяет оценивать стационарную намагниченность исследуемого образца. Также разработанный метод не требует применения спектральных методов вычислений и решений больших систем уравнений [86]. Кроме этого, удалось разработать методику обнаружения края исследуемого образца, не прибегая к оптическим методам. Также разработан алгоритм калибровки трёхкомпонентного датчика магнитометра для исследования цилиндрических образцов. Все полученные результаты экспериментально подтверждены.

### **Глава 3. Метод повышения точности, чувствительности и быстродействия измерений холловским магнитометром**

Основой холловских магнитометров является датчик, построенный из  $n$  количества преобразователей Холла, которые в своём большинстве не применяют для прецизионных измерений магнитного поля из-за высокого уровня погрешностей, обусловленных множеством физических процессов, рассмотренных в п. 1.3. Часть погрешностей ПХ позволяет скомпенсировать четырёхтактный алгоритм измерения, описанный в п. 1.5, но при этом скорость производимых измерений сравнительно мала и не превышает нескольких отсчётов в секунду. При увеличении скорости измерений начинает проявляться дрейф показаний холловского магнитометра порядка единиц мкТл. Для выявления причины возникновения этого процесса в четырёхтактный алгоритм измерения вносились задержки в различные моменты времени порядка нескольких секунд. При задержке измерения на одну секунду после переключения положения токовых ключей дрейф измеренных показаний становился незначительным и при большем времени задержки сводился к нулю с точностью до проводимых электрических измерений. Большая часть экспериментов проводилась с ПХ серии ПХЭ602117А, так как эта серия наиболее подходит по техническим характеристикам для создания датчика высокоточного магнитометра. В результате экспериментов сделано предположение, что причиной ограничения чувствительности и быстродействия являются переходные процессы, возникающие в процессе переключения направления тока при реализации четырёхтактного алгоритма измерения с временем затухания порядка 15 мс. Рассмотренные в п. 1.4 соотношения взаимности для матрицы нелинейных сопротивлений гальваномагнитного элемента в неоднородном магнитном поле позволяют предложить метод проверки выполнения соотношений взаимности для исследуемого ПХ. Из проведённых исследований определены технические характеристики установки для проверки сделанных предположений. Экспериментальная установка должна удовлетворять следующим параметрам:

обладать системой коммутации контактов ПХ, аналого-цифровым преобразователем (далее – АЦП) с рабочим диапазоном частот более 100 кГц, собственные шумы измерительного тракта не должны превышать 2 нВ в полосе 1 Гц...100 кГц, должна быть возможность компенсировать магнитное поле Земли и устанавливать заданное значение с точностью не хуже 1 нТл, управление установкой должно осуществляться с помощью ПК.

### 3.1. Экспериментальная установка для исследования переходных процессов в преобразователях Холла

Для исследования процессов, влияющих на точность измерений ПХ, и проверки выполнения соотношений взаимности спроектирована и создана экспериментальная установка, структурная схема которой представлена на рисунке 12. Она спроектирована подобно рассмотренному в п. 1.2 примеру устройства системы компенсационных катушек магнитного поля Земли.

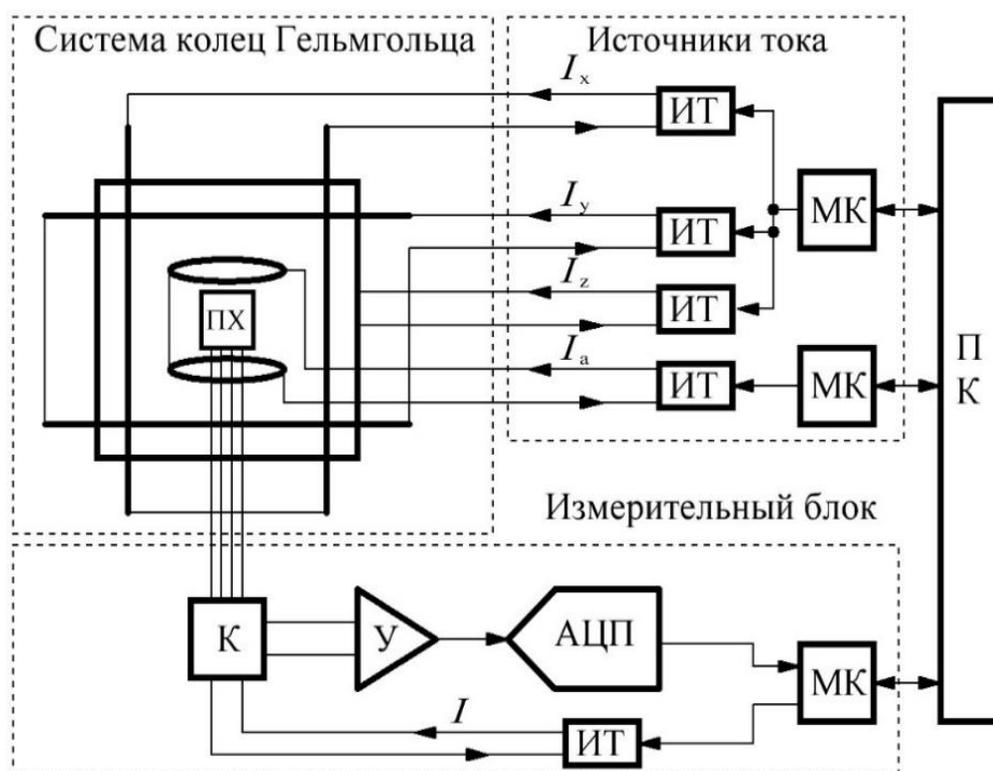
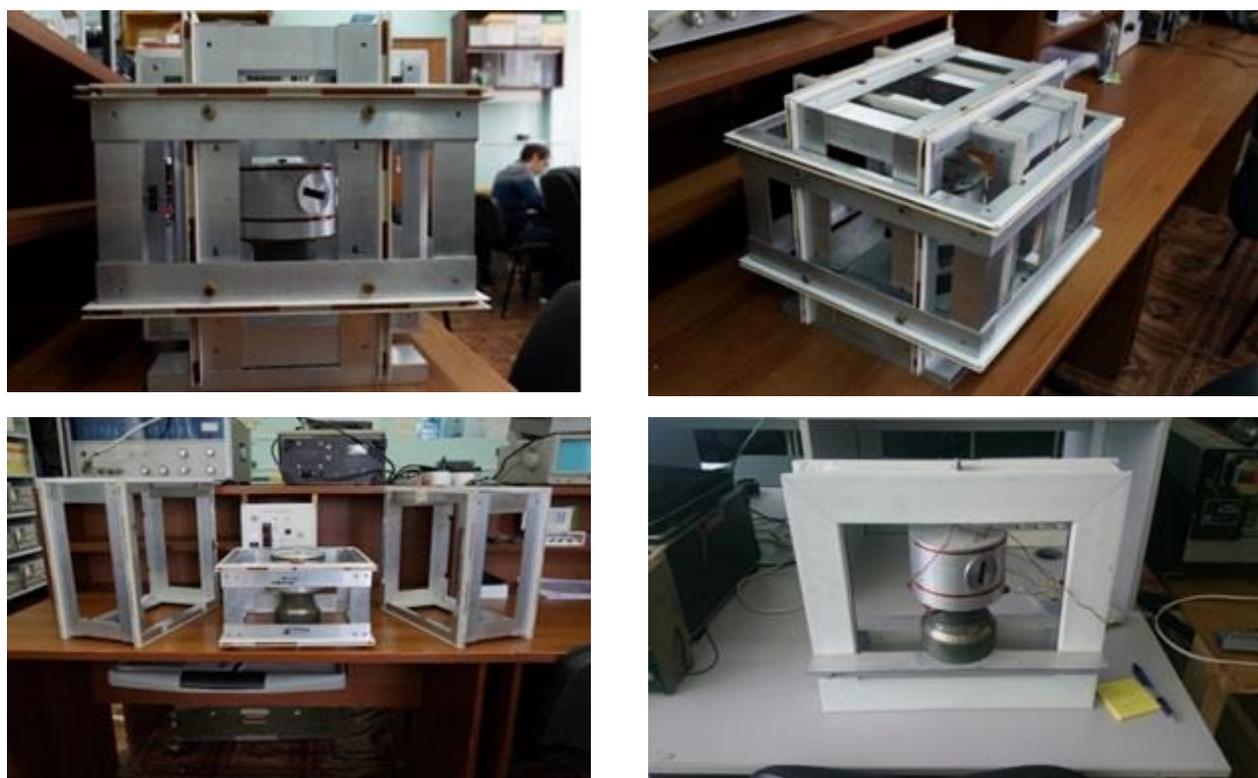


Рисунок 12 – Структурная схема экспериментальной установки

На рисунке 12: ПХ – преобразователь Холла, К – система коммутации, У – дифференциальный усилитель, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, МК – микроконтроллер, ИТ – источник тока, ПК – персональный компьютер.

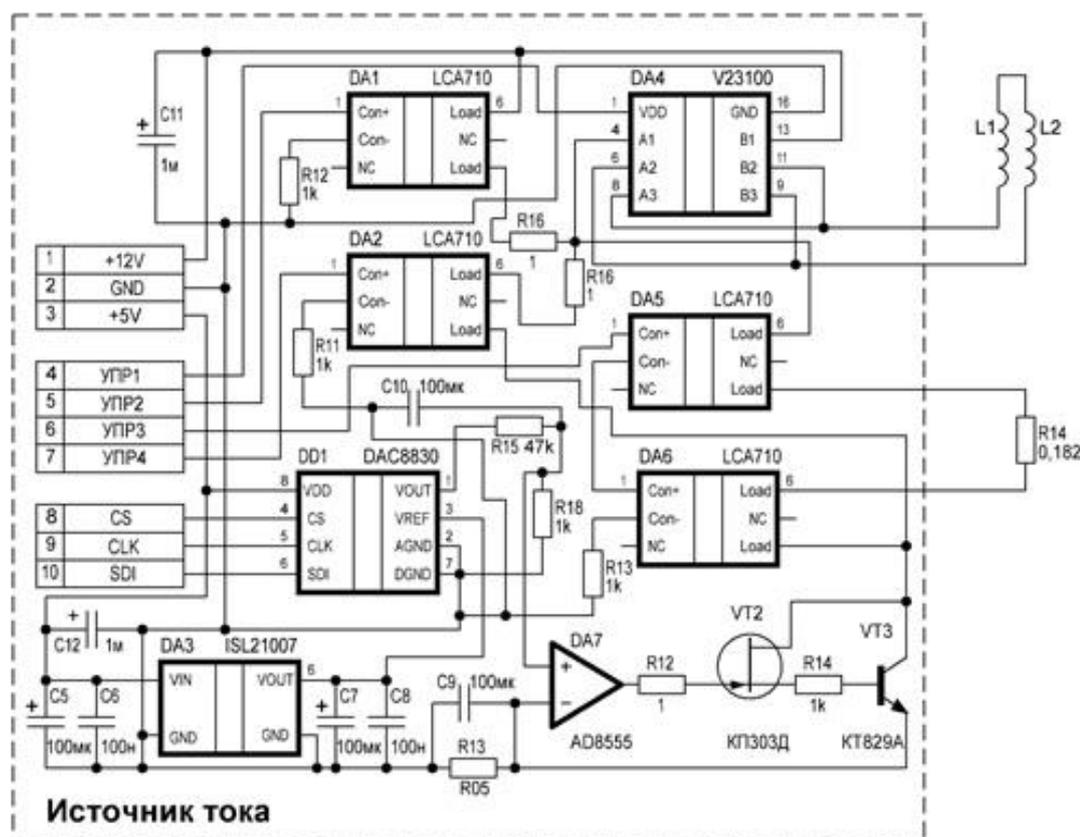
Основой установки являются три пары колец Гельмгольца, ортогонально расположенные относительно одного геометрического центра, предназначенные для компенсации магнитного поля Земли в диапазоне  $\pm 100$  мкТл. Их фотографии представлены на рисунке 13.



**Рисунок 13** – Фотографии системы колец Гельмгольца

Кольца Гельмгольца размещены на трёх алюминиевых каркасах с небольшой разницей в диаметрах, предусмотренной для объединения всех катушек в единую конструкцию. Катушки выполнены из медного провода сечением 0,6 мм, по 37 – 41 витков каждая в зависимости от диаметра колец. В геометрическом центре конструкции размещена двухкоординатная поворотная система с точностью угла поворота 1 градус по каждой из осей, в которой предусмотрено место для размещения многокомпонентного датчика, реализованного на основе ПХ. На поворотной системе размещена четвёртая пара колец Гельмгольца, создающая заданное однородное магнитное поле в зоне

размещения ПХ. Токи в катушках Гельмгольца задаются четырьмя программно-управляемыми источниками тока с точностью установки тока  $10^{-5}$  А. Система коммутации контактов ПХ позволяет реализовывать любой заданный алгоритм подключения контактов к измерительному блоку. Кроме контактов ПХ, в систему коммутации заложена возможность подключать к измерительному блоку дополнительную группу контактов для использования термопар. Напряжения с соответствующих контактов ПХ или выводов термопар с помощью коммутатора «К» после измерительного дифференциального усилителя «У» дискретизируются многоканальным АЦП. Управление процессом измерений и обработка данных производится персональным компьютером ПК через соответствующие микроконтроллеры МК. Принципиальная схема источника тока представлена на рисунке 14.



**Рисунок 14** – Принципиальная схема источника тока для питания одной пары колец Гельмгольца  $L_1$  и  $L_2$

Источник тока разработан по схеме Дарлингтона [88], в его состав входят высокоразрядный цифро-аналоговый преобразователь (далее – ЦАП) AD8830 (для установки заданного значения тока), оптоэлектронные ключи LCA710 (для изменения полярности источника тока), источник опорного напряжения ISL21007, операционный усилитель и транзисторы. Измерительный блок установки реализован на высокоскоростных твёрдотельных ключах ADG1636, прецизионном дифференциальном усилителе AD8429 и высокопроизводительном АЦП AD7176-2.

### 3.2. Алгоритм компенсации внешнего однородного магнитного поля

Компенсация магнитного поля Земли при исследовании магниточувствительных элементов необходима в связи с его значительными флуктуациями за короткие промежутки времени, порядка 1 нТл/мин. Реализация алгоритма компенсации внешнего однородного магнитного поля требует применения векторного холловского магнитометра. Принципиально важным условием является возможность измерения трёх компонент магнитного поля для измерения его вектора.

Для компенсации магнитного поля Земли векторный датчик холловского магнитометра помещают в геометрический центр калибровочной установки. При этом она находится на удалении от источников электромагнитного поля в зоне однородного магнитного поля. На датчик магнитометра действует магнитное поле  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_E + \mathbf{B}_A$ , где  $\mathbf{B}_E$  – внешнее однородное магнитное поле (поле Земли),  $\mathbf{B}_A$  – поле, создаваемое калибровочной установкой. Тогда выходное напряжение  $i$ -го ПХ  $U_i$  при постоянной температуре окружающей среды имеет вид:

$$U_i = A_{im}(B_{Em} + B_{Am}) + U_{0i}, \quad (37)$$

здесь  $B_m$  – компоненты вектора измеряемого магнитного поля  $\mathbf{B}$ ,  $U_{0i}$  – остаточное напряжение Холла  $i$ -го преобразователя,  $A_{im}$  – компоненты калибровочной матрицы магнитометра  $\mathbf{A}$ , индексы  $i, m = \{1, 2, 3\}$ .

Компенсирующее магнитное поле калибровочной установки определяется токами  $I_j$ ,  $j = \{1, 2, 3\}$ , где  $j$  – номер пары колец Гельмгольца, через которые протекает ток  $I_j$ . В этом случае магнитное поле может быть описано следующим выражением:

$$B_{Am} = Q_{mj} I_j, \quad (38)$$

где  $Q_{mj}$  – компоненты матрицы связи  $Q$  между магнитным полем катушек и током через них. Эти компоненты определяются только геометрией катушек. Тогда на основании уравнений (37) и (38):

$$U_i = A_{im} (B_{Em} + Q_{mj} I_j) + U_{0i}. \quad (39)$$

При выключенном токе в катушках показания магнитометра:

$$U_{Ei} = A_{im} B_{Em} + U_{0i}.$$

Из уравнений (38) и (39) следует, что:

$$U_{Ei} - U_i = e_{ij} I_j. \quad (40)$$

Здесь  $e_{ij} = -A_{im} Q_{mj}$  – компоненты матрицы  $e$  связи токов в катушках с показаниями магнитометра. Алгоритм включает в себя  $K$  однотипных измерительных циклов, каждый из которых состоит из четырёх этапов. Для реализации первого этапа все токи через катушки устанавливаются равными нулю и измеряются показания трёхкомпонентного магнитометра  $U_{Ei}^k$  в геомагнитном поле. Верхний индекс  $k = \{1, \dots, K\}$  для всех величин обозначает номер положения датчика магнитометра в зоне однородного магнитного поля калибровочной установки, а положения датчика магнитометра отличаются друг от друга разными углами поворота относительно осей калибровочной установки. На последующих трёх этапах через катушки последовательно пропускаются токи  $\{I_1, 0, 0\}$ ,  $\{0, I_2, 0\}$ ,  $\{0, 0, I_3\}$  (здесь  $I_1 = I_2 = I_3 = I_a \approx 100$  мА) и измеряются соответствующие им напряжения с выхода преобразователя,  $U_{1i}^k$ ,  $U_{2i}^k$ ,  $U_{3i}^k$ . Тогда

из уравнения (19) следует выражение для элементов матрицы  $\hat{e}^k$  для каждого из  $K$  положений датчика:

$$e_{ij}^k = \frac{U_{Ei}^k - U_{ji}^k}{I_a}. \quad (41)$$

Магнитное поле в зоне однородного поля калибровочной установки равно нулю, если показания трёхкомпонентного магнитометра  $U_i^k$  одинаковы для любого  $k$  (т. е. при любом положении датчика) при условии, что не все векторы  $\mathbf{B}_E^{(k)}$  лежат в одной плоскости. Для любых двух положений датчика (к примеру, с индексами  $k$  и  $l$ ) это будет означать выполнение равенства:

$$(e_{ij}^k - e_{ij}^l) I_j^{(0)} = U_{Ei}^k - U_{Ei}^l. \quad (42)$$

Здесь  $I_j^{(0)}$  – значения токов, при которых достигается нулевое поле в зоне однородного магнитного поля калибровочной установки.

Формула (42) описывает систему из  $K^2$  уравнений с тремя неизвестными. При этом линейно независимыми будут уравнения только для индексов  $k > l$ , следовательно, в системе имеется  $3(K^2 - K)/2$  линейно независимых уравнений (при условии, что все  $K$  положений различны). Уже при  $K = 2$  система становится точно определённой, а при  $K = 5$  количество уравнений достигает 30. Для решения переопределённой системы (42) применяется метод наименьших квадратов. Для этого минимизируется функционал:

$$F(I_1^{(0)}, I_2^{(0)}, I_3^{(0)}) = \sum_{\substack{k,l \\ k>l}} \sum_j \sum_i \left( (e_{ij}^k - e_{ij}^l) I_j^{(0)} - U_{Ei}^k + U_{Ei}^l \right)^2.$$

Далее решается уравнение  $\partial F / \partial I_p = 0$ ,  $p = \{1, 2, 3\}$  относительно  $I_j^{(0)}$ . Система уравнений метода наименьших квадратов имеет вид:  $a_{pj} I_j^{(0)} = b_p$ , где

$$a_{pj} = \sum_{\substack{k,l \\ k>l}}^K \sum_i^3 (e_{ij}^k - e_{ij}^l) (e_{ip}^k - e_{ip}^l), \quad b_p = \sum_{\substack{k,l \\ k>l}}^K \sum_i^3 (e_{ip}^k - e_{ip}^l) (U_{0i}^k - U_{0i}^l).$$

Полученные в результате алгоритма значения токов  $\{I_1^{(0)}, I_2^{(0)}, I_3^{(0)}\}$  создают в зоне однородности калибровочной установки магнитное поле, компенсирующее внешнее поле  $\mathbf{B}_E$ .

### 3.3. Исследование переходных процессов в преобразователях Холла в режиме измерения

Для проведения экспериментов по исследованию переходных процессов в качестве исследуемого образца использовались ПХ серии ПХЭ602117А, представляющие собой плёнку (b) толщиной 10 мкм из сильно легированного антимонида индия, размещённую на подложке (a) из собственного арсенида галлия и контактных площадок (c) из In. Чертёж ПХ приведён на рисунке 15.

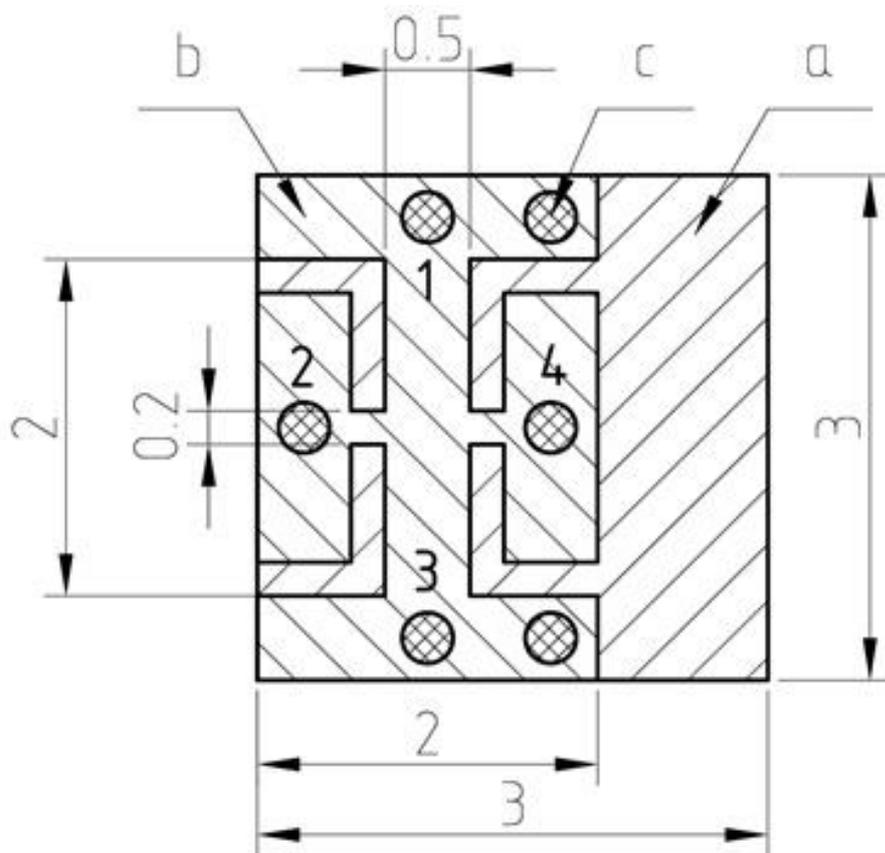
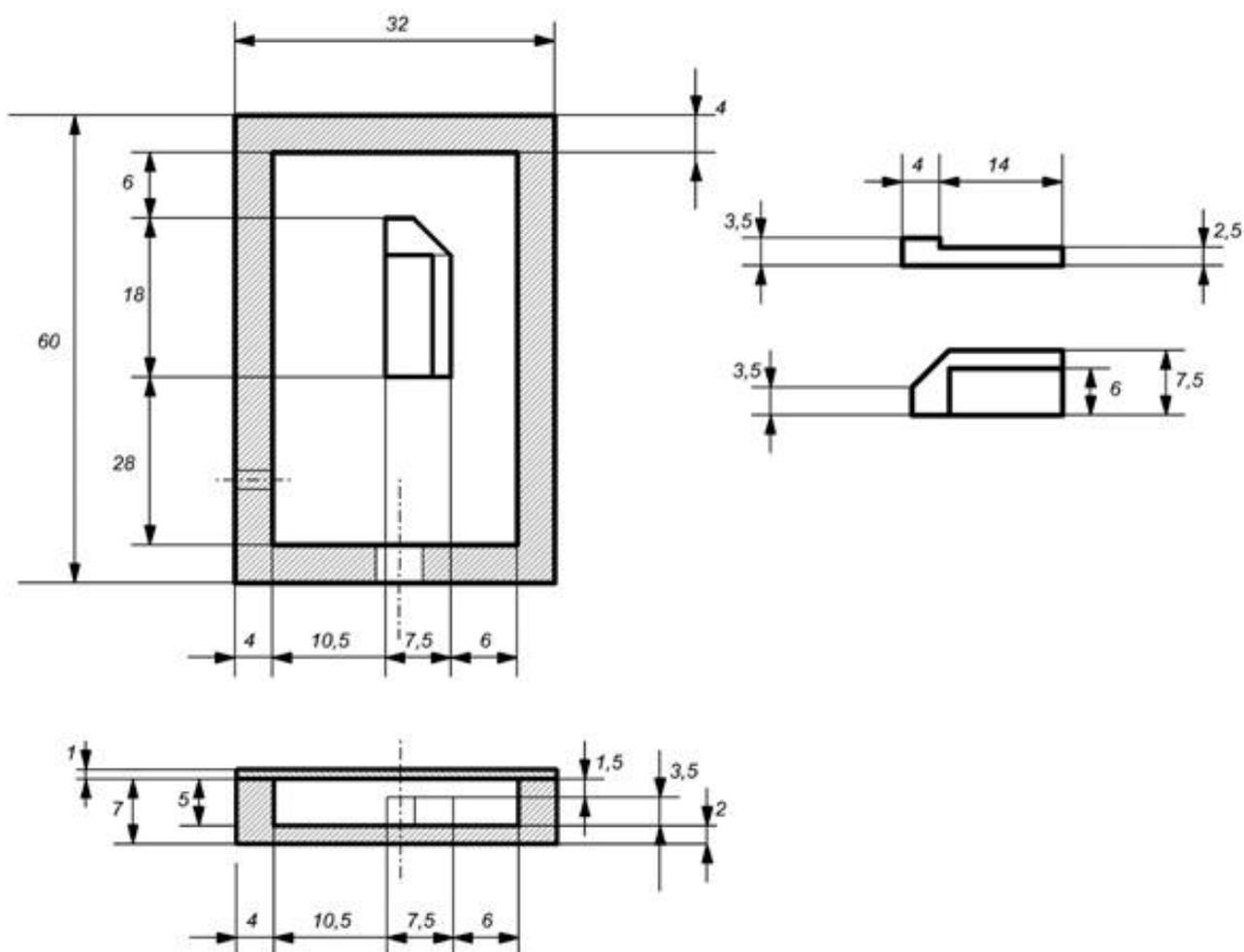


Рисунок 15 – Геометрия исследуемого преобразователя Холла

Исследуемые ПХ закреплялись на дюралюминиевой основе с помощью теплопроводящего клея БФ-6, выводы ПХ распаивались на переходной плате, выполненной из фольгированного текстолита толщиной 1мм. Чертёж дюралюминиевого основания представлен на рисунке 16. Выводы ПХ соединялись с измерительным блоком экспериментальной установки, описанной в п. 3.1, кабелем, выполненным из провода МГТФ сечением 0,3 мм и помещённым в электростатический экран.

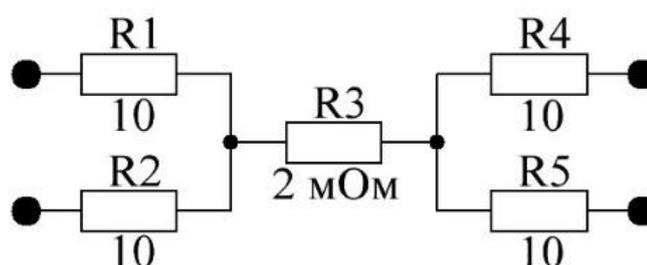


**Рисунок 16** – Чертёж дюралюминиевого основания векторного датчика для размещения ПХ и переходных плат

Собранный векторный датчик помещался в центр поворотной системы экспериментальной установки, в область, где компенсировалось магнитное поле Земли и задавалось внешнее однородное магнитное поле. Три внешние пары

катушек Гельмгольца, питаемые от программно-управляемых источников тока  $I_x$ ,  $I_y$  и  $I_z$ , компенсируют магнитное поле Земли, а четвёртая, внутренняя пара катушек, создаёт заданное внешнее магнитное поле при протекании через неё тока  $I_a$ . Программно-управляемый источник тока  $I$  через коммутатор  $K$  подключается поочередно к контактам 1–3 или 2–4 ПХ. После этого измеряются напряжения с соответствующих контактов ПХ или выводов термопар с помощью коммутатора  $K$  после измерительного усилителя  $У$  дискретизируется многоканальным АЦП. Управление процессом измерений и обработка данных производится ПК через соответствующие МК.

На первом этапе экспериментов для исключения предположения, что переходные процессы обусловлены коммутационными помехами и прочими шумами измерительного блока, проведены измерения на резистивном эквиваленте ПХ. Его структурная схема представлена на рисунке 17.

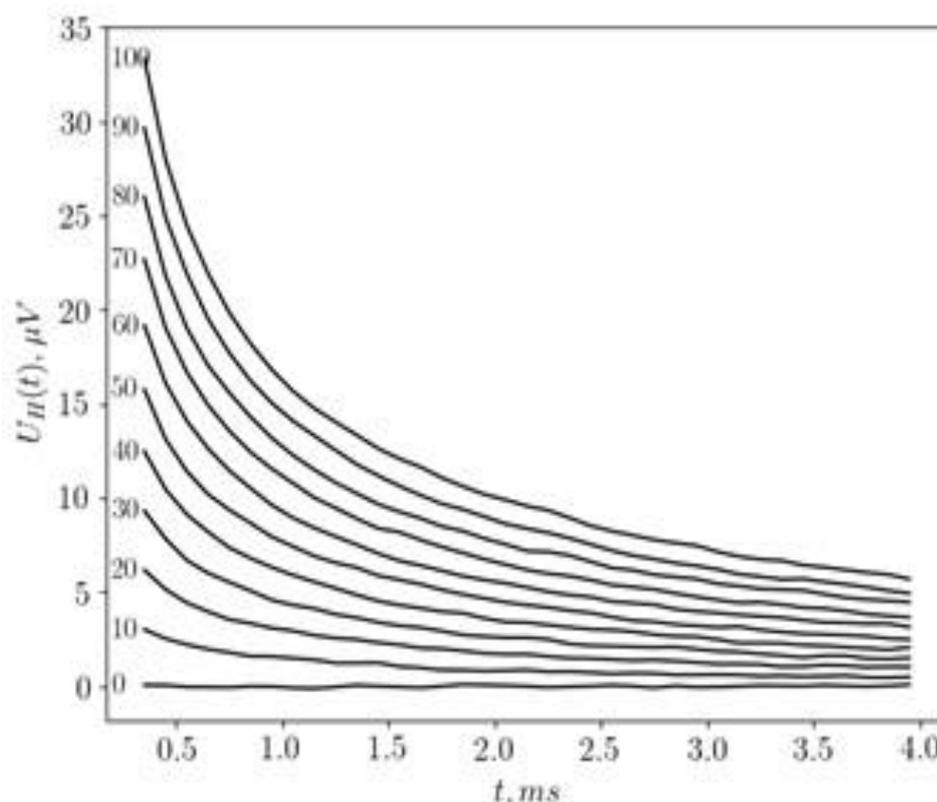


**Рисунок 17** – Структурная схема резистивного эквивалента ПХ

В процессе тестирования проверялись все возможные варианты коммутации выводов эквивалента ПХ, также менялась частота дискретизации АЦП, количество отсчётов в такте и сила тока, протекающего через эквивалент от 0 ... 100 мА. Во всех тестовых измерениях переходные процессы отсутствовали. Это позволило сделать вывод, что измерительный блок работает стабильно, на пределе технических характеристик используемой элементной базы и искажения в результаты измерений не вносит.

Далее проводилась серия экспериментов с ПХ в режиме измерения четырёхтактного алгоритма. Пример семейства полученных зависимостей

напряжений Холла от времени при различном токе через ПХ представлен на рисунке 18.

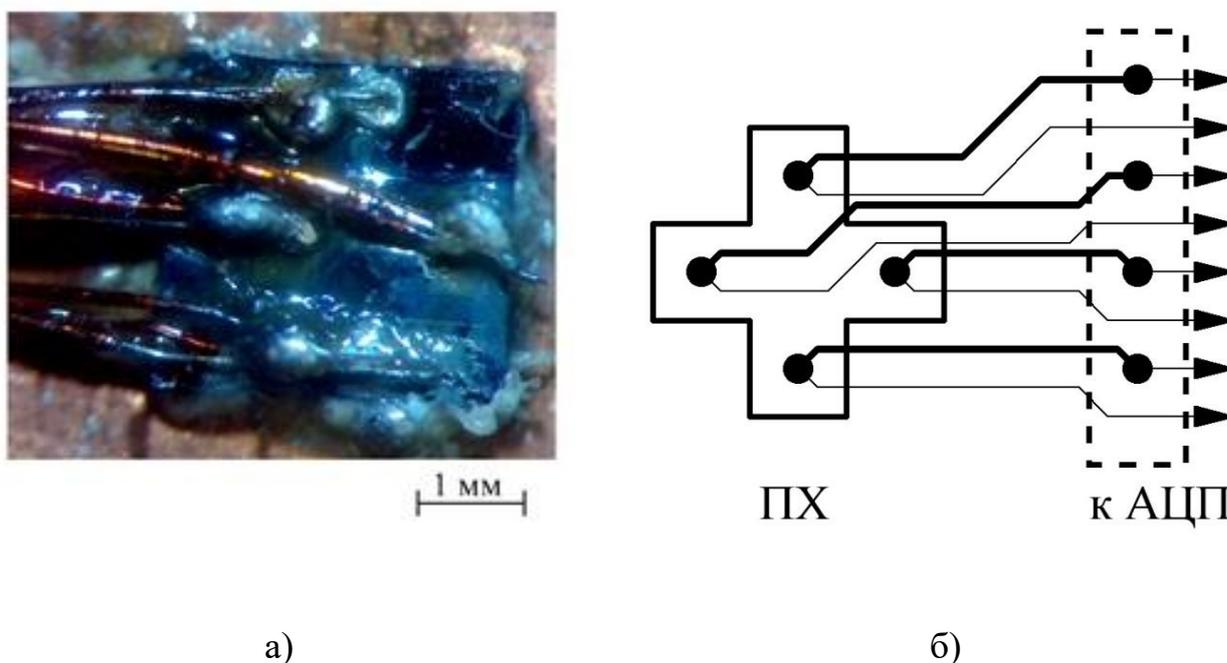


**Рисунок 18** – Переходной процесс при измерении напряжения Холла четырёхтактным алгоритмом. Цифрами около кривых показан ток в мА

Фиксированным параметром эксперимента было время измерения в каждом такте, переменным параметром была сила тока, пропускаемого через ПХ. В результате серии экспериментов выявлено, что в момент переключения контактов, через которые протекает ток, происходит резкий разогрев чувствительной плёнки ПХ, которая с течением времени приходит в термодинамическое равновесие с подложкой. Также это подтверждается зависимостью вида переходного процесса от силы тока, протекающего через ПХ.

Было сделано предположение, что такой процесс может возникать из-за разности температур контактов ПХ. Поэтому для последующих экспериментов потребовалось модифицировать исследуемые ПХ, к каждой из четырёх контактных площадок был припаян спай одной из четырёх медно-константановых

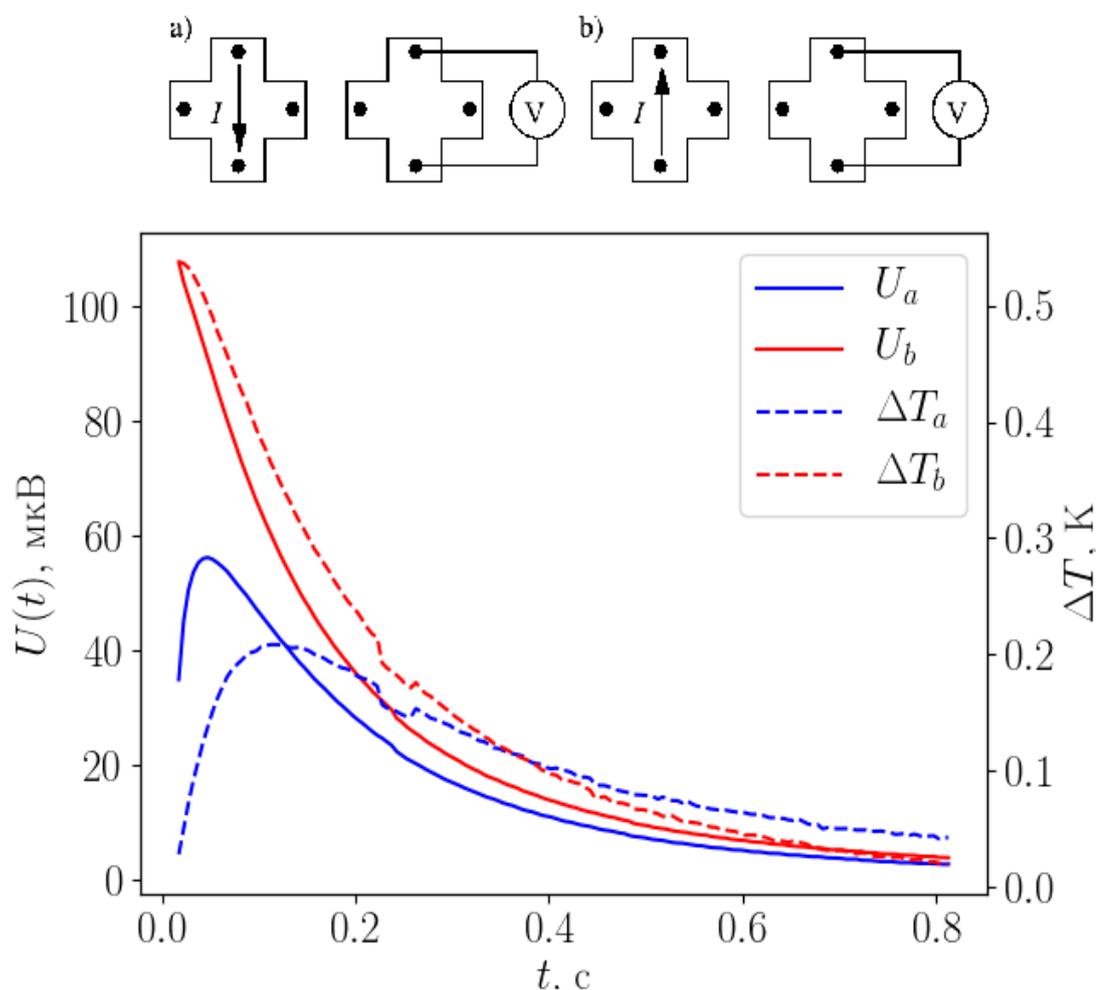
термопар. Фото модифицированного ПХ представлено на рисунке 19а. Второй спай термопар размещался на алюминиевой контактной панели (пунктирный прямоугольник на рисунке 11б) через тонкий изолирующий слой.



**Рисунок 19** – Модифицированный преобразователь Холла: а) фотография преобразователя с термопарами, б) – подключение термопар, толстая линия – константановый провод, тонкая линия – медный провод

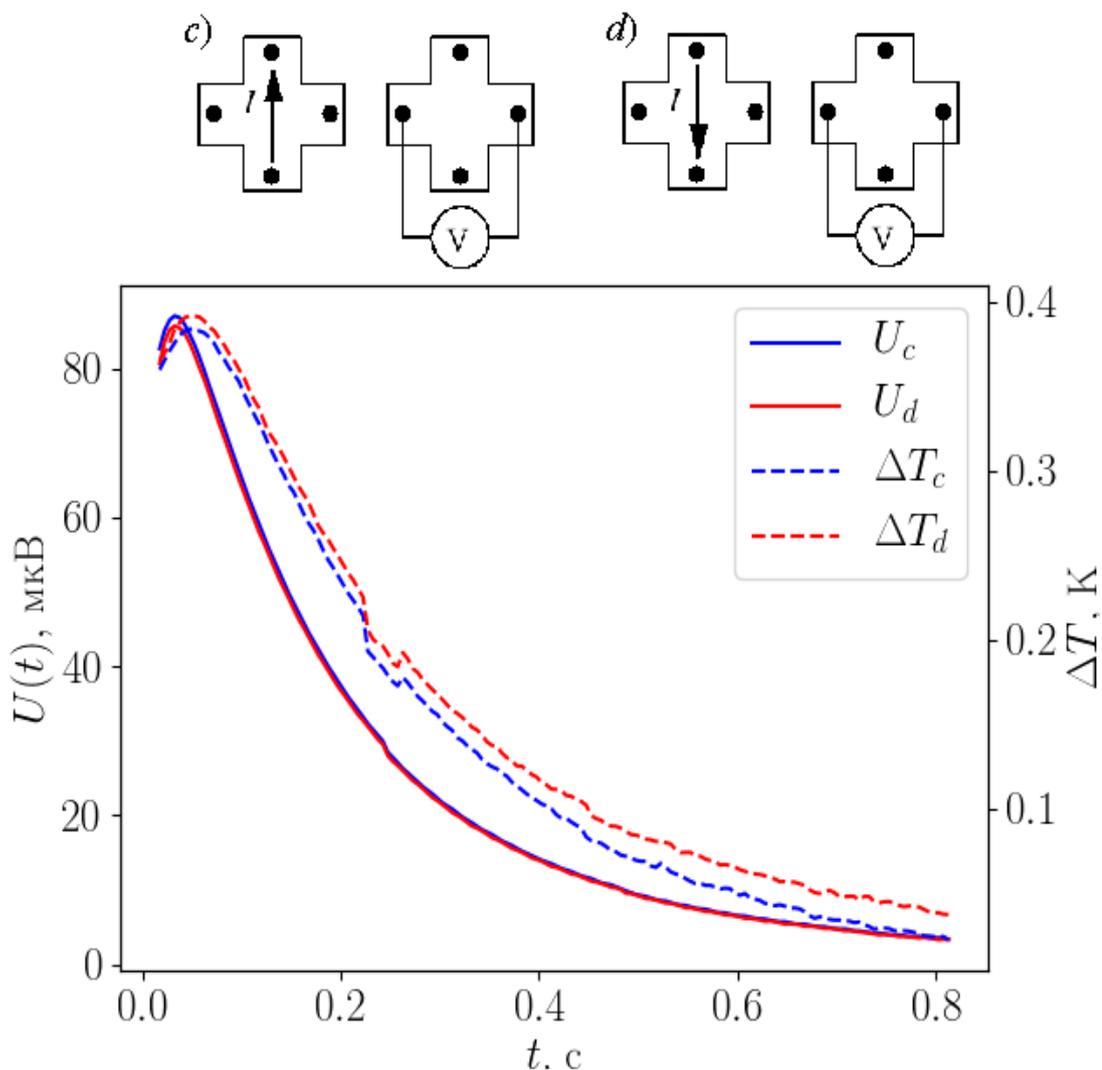
Пайка контактов на ПХ осуществлялась индием, чтобы избежать дополнительного термоэлектрического эффекта. После модификации ПХ была реализована новая серия экспериментов. ПХ помещался в экспериментальную установку, описанную в п. 3.1, и производились измерения по следующему алгоритму: через токовые контакты ПХ пропускался ток в прямом направлении, после чего эти контакты подключались к АЦП, и термо-ЭДС с двух термопар измерялась одновременно двумя синхронно работающими каналами АЦП. После этого ток по этим же контактам пропускался в обратном направлении, и повторялась процедура измерения термо-ЭДС. Далее ток пропускался по токовым контактам в прямом направлении, измерения термо-ЭДС проводились на потенциальных контактах, затем ток пропускался по токовым контактам в

обратном направлении, термо-ЭДС измерялась на потенциальных контактах. Целью поставленного эксперимента было выявление разности измеренных напряжений пропорциональной разности температур соответствующих контактных площадок ПХ с учётом коэффициента Зеебека. При этом температурный дрейф напряжения смещения измерительных усилителей был порядка 0,1 мкВ/К. В результате эксперимента получены семейства зависимостей, пример которых представлен на рисунках 20 – 21.



**Рисунок 20** – Переходные процессы для напряжения и разности температур на контактах преобразователя Холла для направлений тока а) и б)

На рисунках 20 и 21 приведены графики динамики напряжения и разности температур между контактами ПХ в разных режимах коммутации тока. Видно, что напряжение между контактами ПХ и разность их температур коррелированы.



**Рисунок 21** – Переходные процессы для напряжения и разности температур на контактах преобразователя Холла для направлений тока с) и d)

Небольшое различие может быть обусловлено теплоёмкостью индиевых контактов ПХ. Из этих графиков видно, что переходный процесс в ПХ обусловлен термо-ЭДС, возникающей между пленкой ПХ из антимонида индия и медным проводником. Коэффициент Зеебека для такой пары составляет 200 мкВ/К, что является достаточно существенным значением. Также из представленных графиков видно различие между переходными процессами в ПХ после переключения тока в различных направлениях (синие и красные линии). Это значит, что нагрев пленки ПХ является неравномерным, зависящим от направления протекания тока. Измеренный градиент температуры плёнки

направлен параллельно направлению протекающего тока. Эта асимметрия может быть обусловлена теплом Пельтье, выделяющимся между индиевым контактом и плёнкой ПХ из антимонида индия. Разности  $U_a - U_b$  и  $\Delta T_a - \Delta T_b$  на рисунке 20,  $U_c - U_d$  и  $\Delta T_c - \Delta T_d$  на рисунке 21 пропорциональны току через ПХ. Следовательно, часть тепловыделения в контактах ПХ пропорциональна току, что согласуется с эффектом Пельтье.

Кроме того, проводились эксперименты с изменением внешних условий ПХ во время проведения измерений. Одним из важнейших экспериментов является изменение температуры окружающей среды ПХ. Для проведения этого эксперимента использовался лед в теплопроводящем пакете и лабораторный монтажный фен с регулятором рабочей температуры. Для проведения эксперимента ПХ, закреплённый на дюралюминиевой основе, находящийся в нормальных условиях при температуре  $\approx 25$  °С, помещался в герметичный пакет, который погружался в пакет со льдом, и вся эта конструкция помещалась в экспериментальную установку, описанную в п. 3.1, и проводились измерения.

Далее проводился схожий эксперимент, в котором ПХ размещался в экспериментальной установке, описанной в п. 3.1, и во время измерения по подводящему немагнитному воздуховоду от лабораторного фена подавался поток воздуха с шагом изменения температуры 5 °С, в диапазоне 25 ... 100 °С. В результате экспериментов с изменением условий измерения подтвердили, что переходные процессы имеют зависимость от тока, протекающего через ПХ. Зависимости от остальных изменений внешних условий, таких как внешнее магнитное поле, частота дискретизации АЦП и изменение температуры окружающей среды в диапазоне  $-10$  ...  $+100$  °С, выявлено не было. Таким образом, установлено, что переходные процессы в тонкоплёночных ПХ, ограничивающие их быстродействие при высокоточных измерениях, обусловлены термо-ЭДС, возникающей между плёнкой ПХ из антимонида индия и медным проводником, обусловленной теплом Пельтье, выделяющимся между индиевым контактом и плёнкой ПХ из антимонида индия.

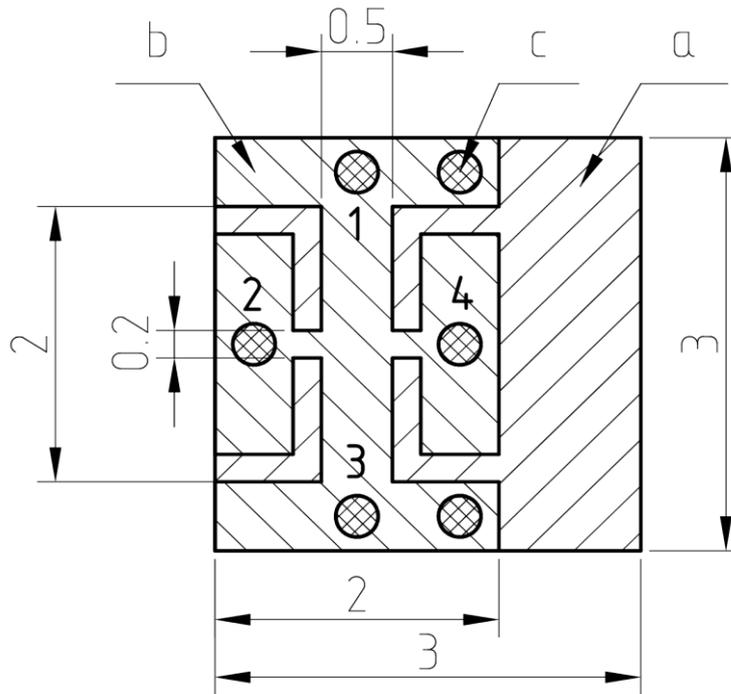
Переходные процессы в ПХ создают пропорциональные току дополнительное напряжение смещения и его дрейф при быстрой коммутации тока. Возникающая при этом дополнительная погрешность измерения магнитного поля составляет около 30 мкТл и не компенсируется четырёхтактным алгоритмом измерений. Проведённые исследования подтверждают, что пропорциональное току и не зависящее от магнитного поля дополнительное напряжение смещения вызвано совместным действием эффектов Пельтье и Зеебека.

Исходя из полученных результатов исследования, сделан вывод, что возможно уменьшение амплитуды переходного процесса и вносимых им погрешностей, если выбрать длительность такта измерений существенно меньше длительности переходного процесса. Но в этом случае ПХ будет находиться в нестационарном состоянии, поэтому необходимо обоснование применения соотношений взаимности в таком режиме. Кроме того, в нестационарном режиме возрастает температурная погрешность, которая требует компенсации.

#### **3.4. Проверка соотношений взаимности для матрицы нелинейных сопротивлений нестационарного магнитоактивного элемента на примере ПХ**

Для исследования соотношений взаимности нестационарного нелинейного четырёхполюсника с переходными процессами, вызванными нагревом, используется методика, основанная на подходе, рассмотренном в п. 1.4 [68]. Соотношения взаимности проверяются для линейной части матрицы  $R_{km}(\mathbf{I}, \mathbf{V}_e, t)$  сопротивлений нелинейного нестационарного многополюсника. Авторы работы [68] предлагают использовать для проверки соотношения взаимности формулу (12).

Для экспериментальной проверки соотношений взаимности (12) использовался ПХ серии ПХЭ602117А в режиме четырёхполюсника, его чертёж представлен на рисунке 22.



**Рисунок 22** – Чертёж ПХ с указанием особенностей его геометрии

Для измерения недиагональных элементов матрицы сопротивлений необходимо измерить напряжения дважды при нескольких значениях тока  $i_k$ . Сначала ток  $i_k$  пропускается через контакты 1 и 3 и измеряется напряжение  $u_1 = \varphi_2^{(1)} - \varphi_4^{(1)}$ . В этом случае  $I_1 = i_k, I_3 = -i_k, I_2 = I_4 = 0$ . Затем  $i_k$  пропускается через контакты 2 и 4, и измеряется напряжение  $u_2 = \varphi_1^{(2)} - \varphi_3^{(2)}$ . В этом случае  $I_2 = i_k, I_4 = -i_k, I_1 = I_3 = 0$ .

В идеализированном случае в соотношениях (12) все элементы матрицы сопротивлений должны измеряться одновременно. На практике измерения производились поочерёдно в одинаковых условиях. Для этого в каждом измерительном режиме ПХ отключался от источника тока, затем выдерживалась пауза 30 с, чтобы преобразователь вернулся в состояние равновесия. Затем устанавливалось необходимое значение тока через преобразователь, и производилось измерение 100 отсчётов напряжения в течение 0,5 с. Далее предполагается, что  $\tau$  – время, отсчитываемое от момента установки нового значения тока  $i$ . Измеряемые напряжения  $u_1(\tau)$  и  $u_2(\tau)$  содержат погрешности,

обусловленные термо-ЭДС контактов ПХ и дрейфом нуля измерительных приборов. Поэтому используются величины:

$$u_3(i, \mathbf{B}_e, \tau) = (u_1(i, \mathbf{B}_e, \tau) - u_1(-i, \mathbf{B}_e, \tau)) / 2, \quad (43)$$

$$u_4(i, \mathbf{B}_e, \tau) = (u_2(i, \mathbf{B}_e, \tau) - u_2(-i, \mathbf{B}_e, \tau)) / 2.$$

Из формул (6) и (43) можно получить нелинейные функции с размерностью сопротивления:

$$R_1(i, \mathbf{B}_e, \tau) = \frac{u_3(i, \mathbf{B}_e, \tau)}{i} = R_{21}(i, \mathbf{B}_e, \tau) - R_{23}(i, \mathbf{B}_e, \tau) - R_{41}(i, \mathbf{B}_e, \tau) + R_{43}(i, \mathbf{B}_e, \tau), \quad (44)$$

$$R_2(i, \mathbf{B}_e, \tau) = \frac{u_4(i, \mathbf{B}_e, \tau)}{i} = R_{12}(i, \mathbf{B}_e, \tau) - R_{14}(i, \mathbf{B}_e, \tau) - R_{32}(i, \mathbf{B}_e, \tau) + R_{34}(i, \mathbf{B}_e, \tau).$$

Линейные части нелинейных функций  $R_1$  и  $R_2$  могут быть получены полиномиальной аппроксимацией функций  $u_3(i)$  и  $u_4(i)$  с параметрами  $\tau$  и  $\mathbf{B}_e$ .

$$\tilde{u}_3(i, \mathbf{B}_e, \tau) = a_0(\mathbf{B}_e, \tau) + a_1(\mathbf{B}_e, \tau)i + a_2(\mathbf{B}_e, \tau)i^2 + \dots, \quad (45)$$

$$\tilde{u}_4(i, \mathbf{B}_e, \tau) = b_0(\mathbf{B}_e, \tau) + b_1(\mathbf{B}_e, \tau)i + b_2(\mathbf{B}_e, \tau)i^2 + \dots$$

В этих выражениях коэффициенты  $a_0(\mathbf{B}_e, \tau)$  и  $b_0(\mathbf{B}_e, \tau)$  определяют остаточную систематическую погрешность измерений, которая обусловлена дрейфом смещения измерительных приборов. Коэффициенты  $a_1(\mathbf{B}_e, \tau)$  и  $b_1(\mathbf{B}_e, \tau)$  описывают сопротивление асимметрии четырехполюсника и эффект Холла. Проверяемые соотношения взаимности связаны с линейной частью многочлена (45) и имеют вид:

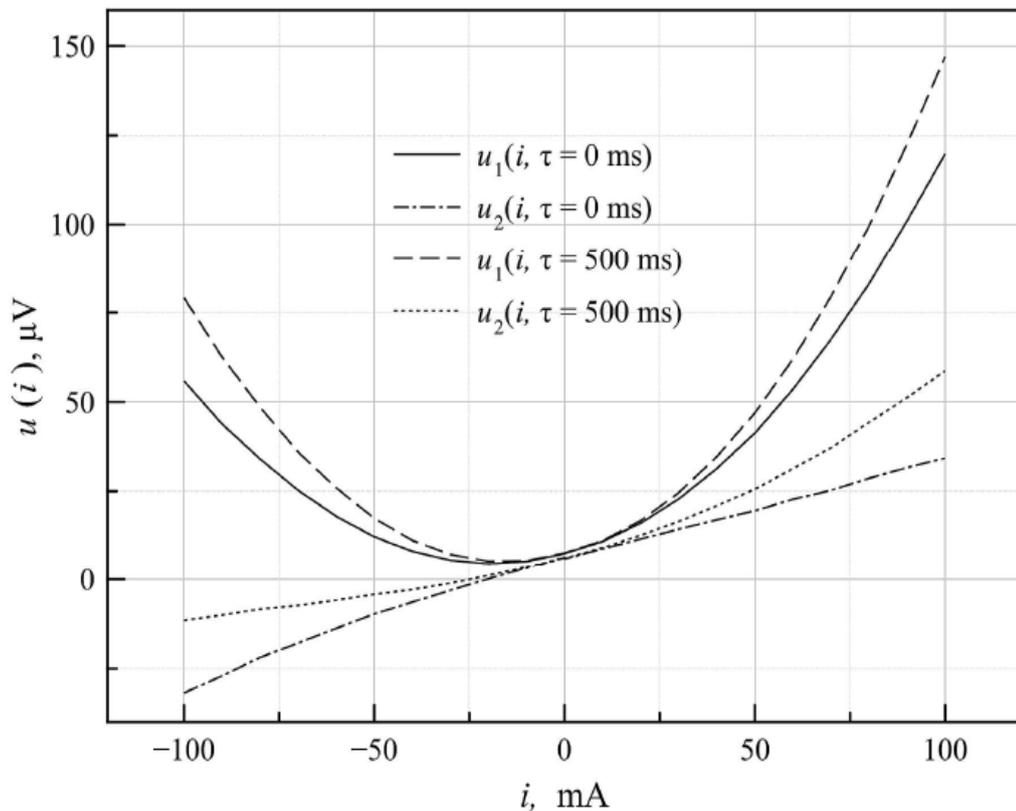
$$a_1(\mathbf{B}_e, \tau) = b_1(-\mathbf{B}_e, \tau). \quad (46)$$

Измерения осуществлялись на том же аппаратно-программном комплексе, что и измерения переходных процессов в ПХ. Проводились измерения напряжений  $u_k(\tau)$ , где  $k = 1, \dots, 4$ , и вычислялись коэффициенты  $a_1(\mathbf{B}_e, \tau)$  и  $b_1(\mathbf{B}_e, \tau)$  из формулы (46), и находилась величина:

$$\Delta(\mathbf{B}_e, \tau) = a_1(\mathbf{B}_e, \tau) - b_1(-\mathbf{B}_e, \tau). \quad (47)$$

Если соотношения взаимности (7) справедливы, то  $\Delta(\mathbf{B}_e, \tau) = 0$  для всех значений внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_e$  и всех  $\tau$ . Полученные зависимости  $\Delta(\mathbf{B}_e, \tau)$  являются шумоподобными, поэтому целесообразно использовать усреднение по  $\tau$  и нормирование значений. Относительное среднеквадратичное значение  $\Delta(\mathbf{B}_e, \tau)$  вида (47) составило  $10^{-2}$  во всём диапазоне магнитных полей  $\pm 100$  мкТл. Это позволяет сделать вывод, что соотношения взаимности (7) действительно с точностью выполняемых электрических измерений в нестационарном режиме.

Для подтверждения полученных результатов на рисунке 23 представлено семейство вольтамперных характеристик  $u_1(i, \tau)$  и  $u_2(i, \tau)$ .



**Рисунок 23** – Вольтамперная характеристика для различных значений  $\tau$

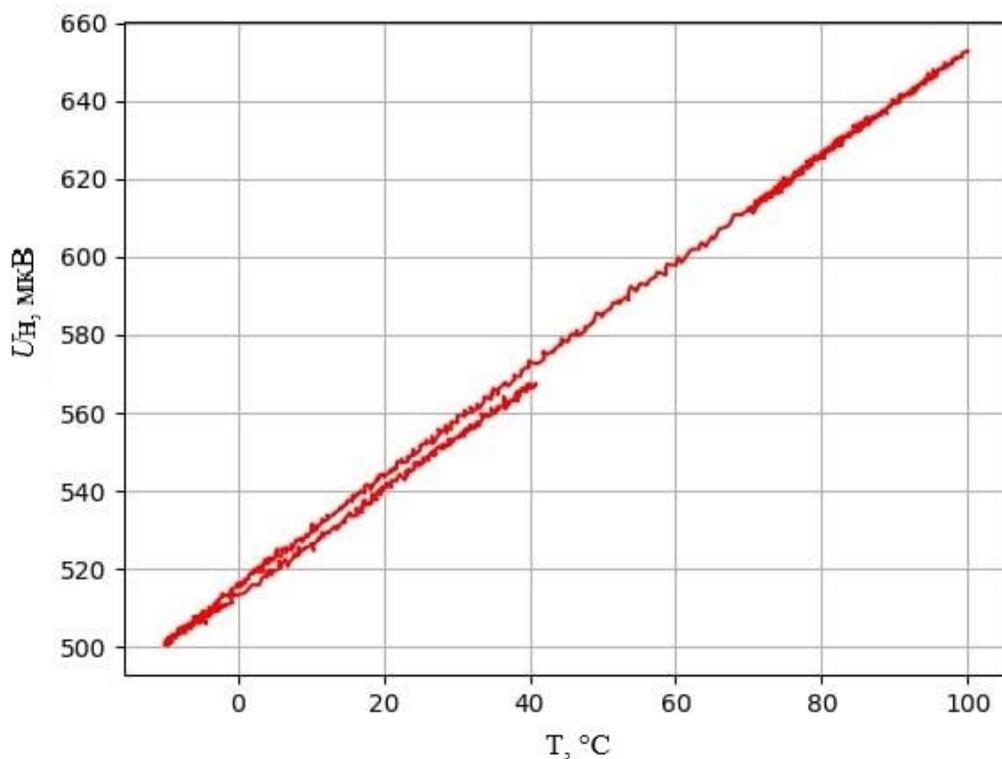
Из полученных результатов можно сделать вывод, что применение соотношений взаимности возможно для проверки производимых измерений ПХ. Однако следует учитывать, что большой вклад в погрешность измерений вносят температурные погрешности. Поэтому далее рассмотрено исследование температурной погрешности ПХ.

### 3.5. Исследование температурных погрешностей преобразователя Холла, возникающих при реализации четырёхтактного алгоритма измерения

При исследовании переходных процессов в ПХ выявлена сильная зависимость измеряемых в нестационарном режиме напряжений от изменения собственной температуры ПХ. Для исключения этой зависимости разработан алгоритм её компенсации, основанный на возможности разделения температурной погрешности на мультипликативную и аддитивную составляющие согласно выражению:

$$U_i(T) = A_{im}(T)B_m + U_{0i}(T),$$

где  $A_{im}(T)$  – мультипликативная, а  $U_{0i}(T)$  – аддитивная составляющие температурной погрешности ПХ,  $B_m$  – параллельная чувствительной оси ПХ компонента измеряемой магнитной индукции. Пример полученной зависимости представлен на рисунке 24.



**Рисунок 24** – Зависимость напряжения Холла от показаний температурного датчика

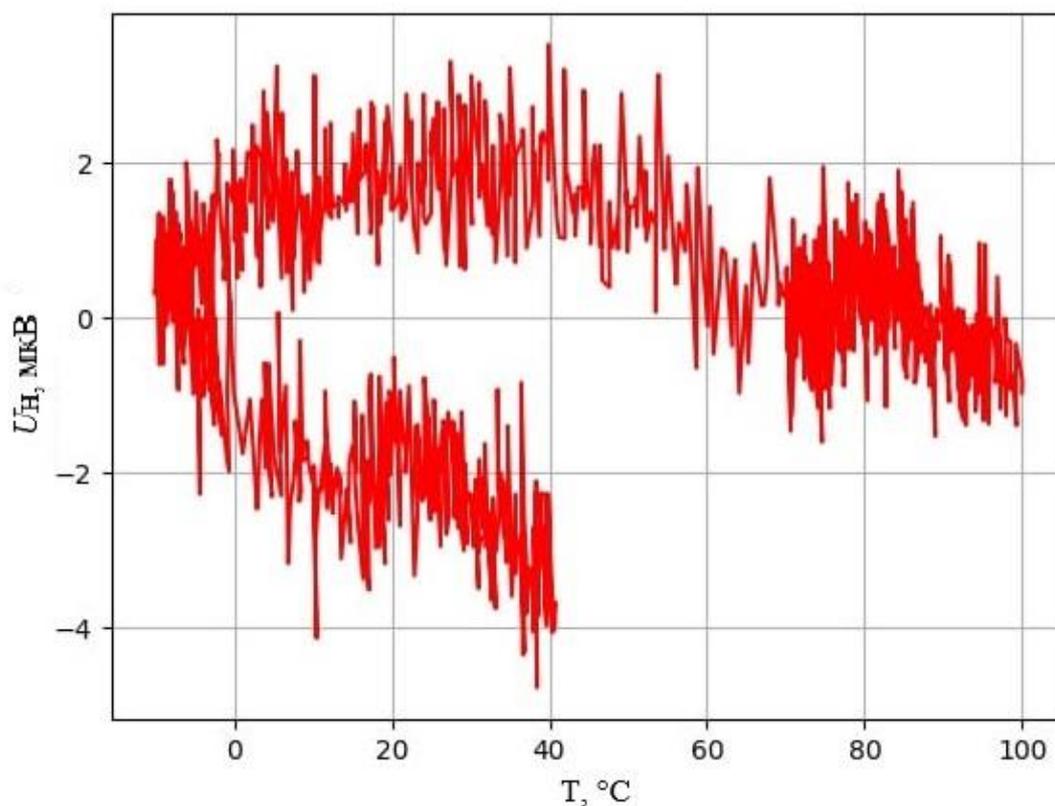
В процессе исследования температура ПХ измерялась бесконтактным транзистором КТ629, приклеенным к подложке ПХ теплопроводящим клеем БФ-6. Измерения в нулевом магнитном поле показали, что величина  $U_{0i}(T)$  зависит от температуры линейно. Это позволяет аппроксимировать аддитивную погрешность линейной функцией  $U_{0i}(T) = aT + b$ , коэффициенты аппроксимации находятся методом наименьших квадратов.

Исследование температурных погрешностей ПХ в постоянных магнитных полях различной величины и температуре в пределах  $-10 \dots +100$  °С показали, что величина:

$$U_H = U(B, T) - aT - b, \quad (48)$$

с точностью до шумов не зависит от температуры и линейно зависит от индукции измеряемого магнитного поля. Таким образом, мультипликативная температурная погрешность ПХ пренебрежимо мала, а линейно зависящая от температуры аддитивная погрешность может быть эффективно скомпенсирована при использовании датчика температуры, размещённого вблизи ПХ. Используемый метод температурной компенсации уменьшает температурный дрейф выходного напряжения ПХ в 25 раз. Это подтверждается зависимостью, представленной на рисунке 25.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что применение разработанных алгоритмов и методов компенсации температурных погрешностей ПХ позволит применить его для высокоточных магнитных измерений.

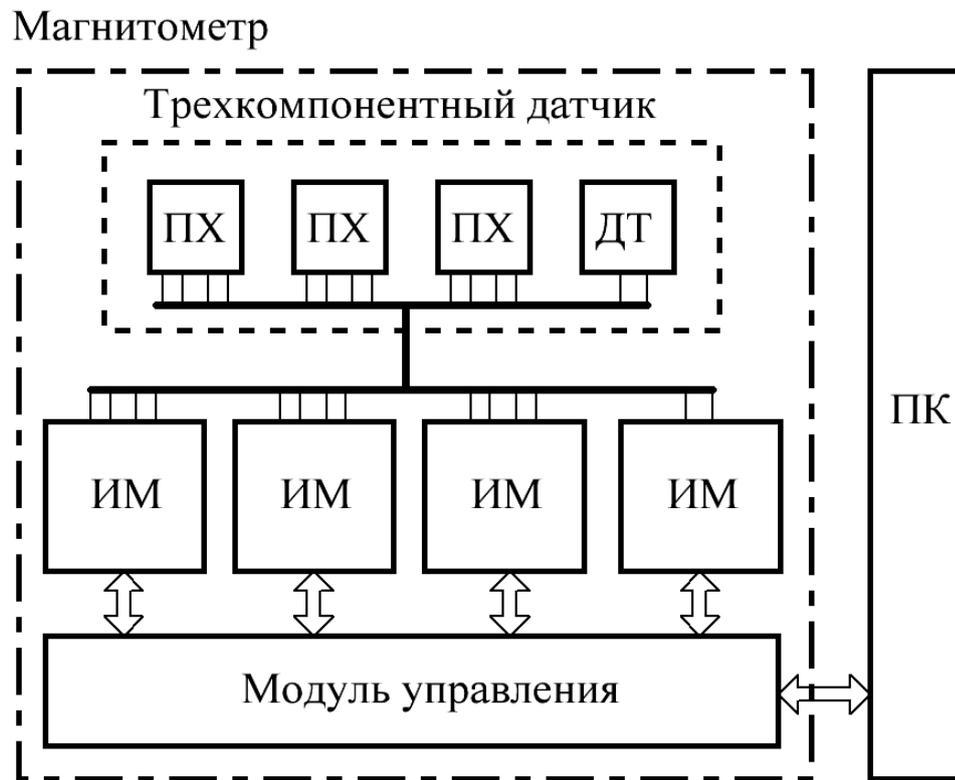


**Рисунок 25** – Зависимость напряжения Холла от показаний температурного датчика с применением температурной компенсации

### 3.6. Многокомпонентный холловский магнитометр

На основании полученных результатов исследования переходных процессов и температурных зависимостей ПХ разработан и создан многокомпонентный холловский магнитометр, его структурная схема представлена на рисунке 26.

Конструктивно он выполнен в виде модульной системы и состоит из трёхкомпонентного датчика, четырёх измерительных модулей, модуля управления и персонального компьютера. Три измерительных модуля используются для измерения магнитного поля, четвёртый – для измерения температуры датчика магнитометра в области, где закреплены ПХ



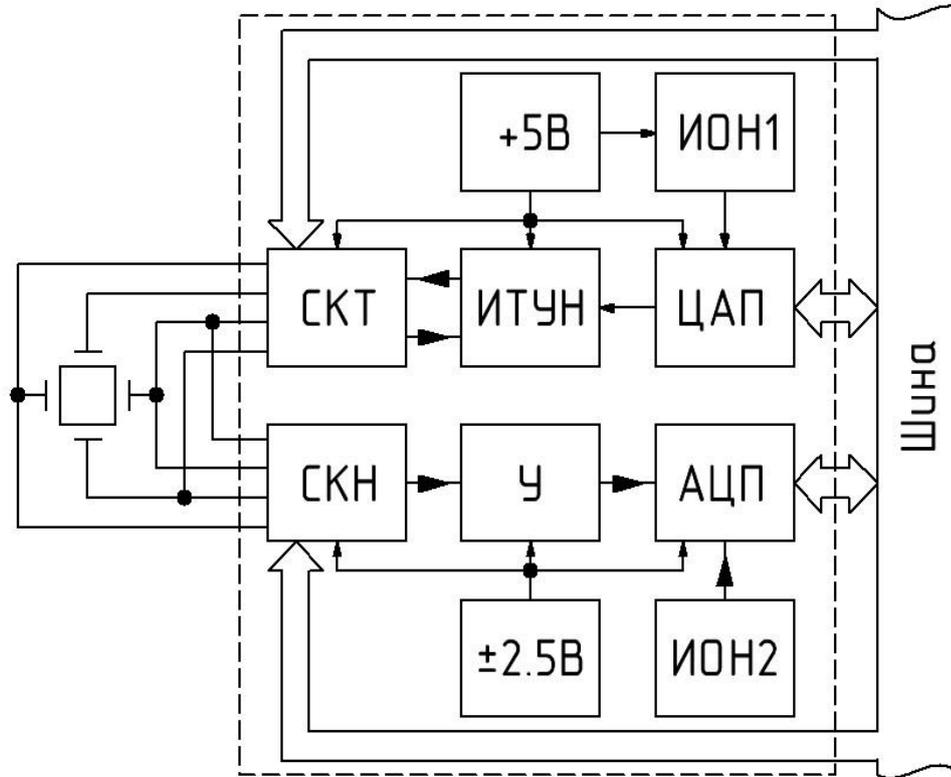
**Рисунок 26** – Структурная схема трёхкомпонентного магнитометра:

ПХ – преобразователь Холла; ИМ – измерительный модуль;

ПК – персональный компьютер

. Измерительные модули размещены на отдельных печатных платах, соединённых с модулем управления общей шиной данных. Соединение измерительных модулей с ПХ и датчиком температуры реализовано с помощью четырёх кабелей, изготовленных из провода МГТФ сечением 0,3 мм, объединённых в один жгут. Каждый кабель представляет собой четыре свитых между собой попарно провода, обвитые сетчатым электростатическим экраном. Сопряжение модуля управления с ПК реализовано с помощью протокола UART. Блок-схема измерительного модуля приведена на рисунке 27. Система коммутации тока (СКТ), источник тока, управляемый напряжением (ИТУН), цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), источник опорного напряжения (ИОН1) и источник напряжения +5 В образуют узел управления током через ПХ.

СКТ позволяет пропускать ток как через токовые, так и через потенциальные выводы ПХ и отключать преобразователь от ИТУН.



**Рисунок 27** – Структурная схема измерительного модуля магнитометра:  
 СКТ – система коммутации тока; СКН – система коммутации напряжения; ИТУН – источник тока, управляемый напряжением; ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь; ИОН1, ИОН2 – источники опорного напряжения, У – усилитель; АЦП – аналого-цифровой преобразователь

Управляющее напряжение для ИТУН формируется с помощью ЦАП, позволяющего плавно менять ток питания от 0 до 100 мА. Опорное напряжение для ЦАП формирует ИОН1. Система коммутации напряжения (СКН), усилитель (У), аналого-цифровой преобразователь (АЦП), второй источник опорного напряжения (ИОН2) и источник напряжений  $\pm 2.5$  В образуют узел измерения напряжения Холла. СКН позволяет подключить У как к потенциальным, так и к токовым выводам ПХ. Усиленное напряжение подаётся на вход АЦП, опорное

напряжение для которого формирует ИОН2. Управление измерительным модулем осуществляется через шину управления/данных. Принципиальная схема измерительного модуля приведена на рисунке 28. Для регулировки тока через ПХ используется ЦАП DAC8830. Применение высокопроизводительного АЦП AD7176-2 позволяет задать частоту измерения напряжений на ПХ в диапазоне от 1 Гц до 256 кГц. В качестве предварительного усилителя сигнала ПХ используется инструментальный дифференциальный усилитель AD8429 с шумом, приведённым ко входу, порядка  $1 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ , что позволяет усилить входной сигнал с минимальными искажениями. В качестве буферного повторителя используется усилитель ОРА211 с приведённым ко входу шумом  $1,2 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$  – он необходим для защиты входных каскадов АЦП. Результирующий уровень шума, приведённый ко входу, не более  $1,2 \text{ нВ}$  в полосе 1 герц на частотах от 60 Гц до 100 кГц. Усилители требуют повышенный уровень напряжения питания всей схемы, поэтому для коммутации тока через ПХ использованы мультиплексоры ADG1636, удовлетворяющие этому уровню и частотному диапазону. Источник тока реализован на операционном усилителе AD8531, используемом в качестве управляющего элемента, и биполярном транзисторе КТ630А.

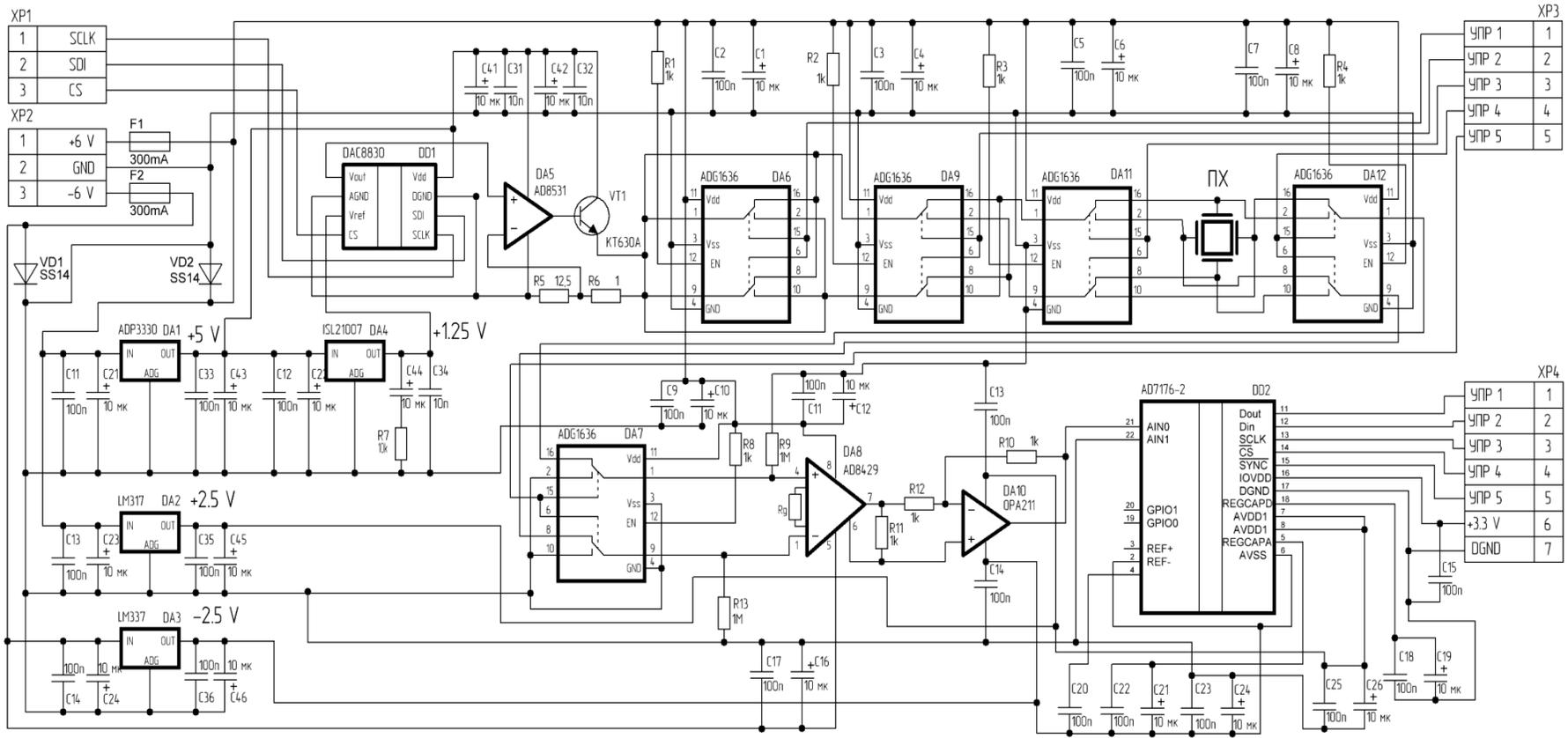


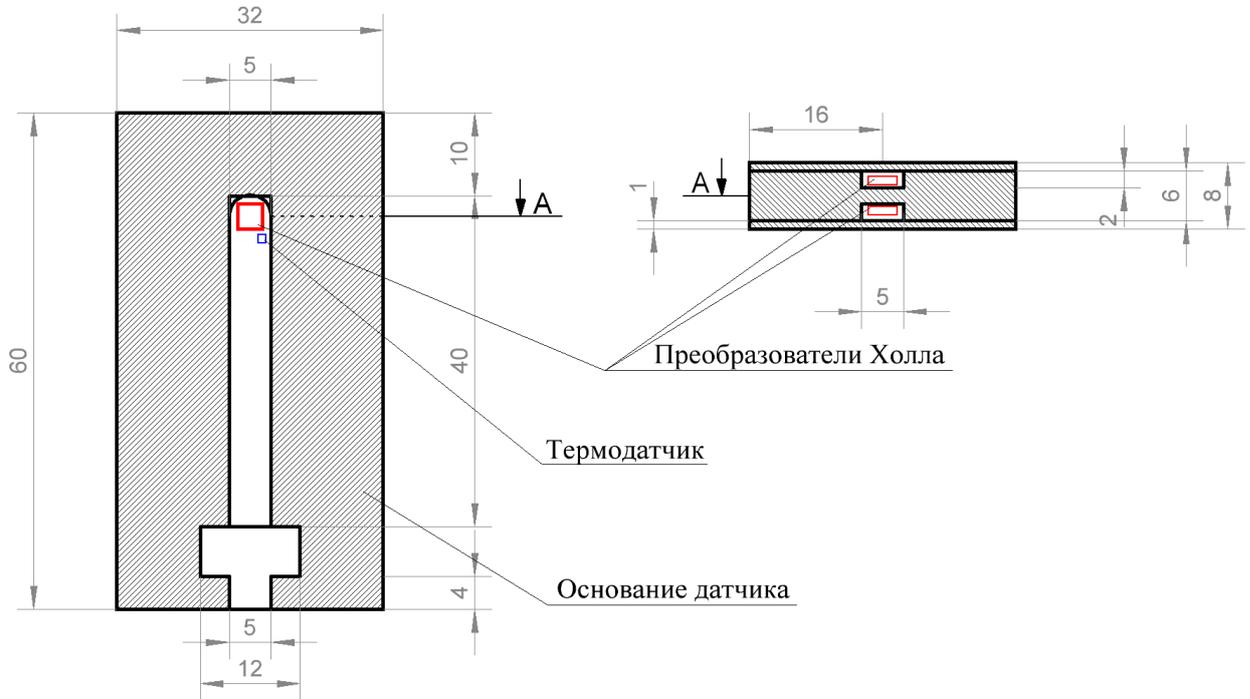
Рисунок 28 – Принципиальная схема измерительного модуля магнитометра

Модуль управления производит обмен данными с персональным компьютером и управляет процессом измерения по заданному алгоритму. Особенностью разработанного измерительного модуля является его быстродействие и использование малошумящих усилителей. Используемые усилители имеют суммарный приведённый ко входу уровень шума не более 1,2 нВ в полосе 1 герц на частотах от 60 Гц до 100 кГц, что позволяет усилить входной сигнал порядка десятков микровольт с минимальными искажениями. Для ПК реализована интерфейсная программа, позволяющая принимать данные с модуля управления, сохранять их и графически визуализировать.

### **3.7. Алгоритм калибровки многокомпонентного холловского магнитометра**

Для применения холловского магнитометра одной из наиболее важных характеристик является порог его чувствительности к изменению магнитного поля. Поскольку магнитное поле Земли однородно в пространстве, для определения порога чувствительности магнитометра использовался дифференциальный датчик, состоящий из двух параллельно закреплённых преобразователей Холла серии ПХЭ602117А, его чертёж представлен на рисунке 29. Датчик представляет собой дюралюминиевое основание с выфрезерованными полостями для соосного размещения двух ПХ, переходных плат, для крепления и распайки отводящих проводов. Вплотную к торцу одного из ПХ прикреплён термодатчик, реализованный на бескорпусном транзисторе. Все элементы закреплены термопроводящим клеем БФ-6. Сделано предположение, что температура ПХ будет выровнена теплоотводом, образованным дюралюминиевым основанием, поэтому достаточно одного датчика температуры. Выфрезерованные пазы закрываются латунными пластинами, закреплёнными на основании клеем БФ-6. Их применение обусловлено необходимостью защиты контактных площадок преобразователей от механического повреждения и использования конструкции датчика в качестве

электростатического экрана. Перед началом экспериментов для ПХ выполнена процедура компенсации аддитивной погрешности, описанная в п. 3.5.



**Рисунок 29** – Чертёж дифференциального датчика на основе двух ПХ и термодатчика

Для определения крутизны ПХ используется калибровочная катушка, создающая аддитивное к магнитному полю Земли  $B_E$  магнитное поле  $\Delta B$ . Тогда в соответствии с формулой (48) напряжения Холла для каждого ПХ можно представить в виде:

$$U_{H1}^{(1)} = A_1(B_E + \Delta B) + \zeta_1^{(1)}, \quad U_{H2}^{(1)} = A_2(B_E + \Delta B) + \zeta_2^{(1)},$$

где  $B_E$  – магнитное поле Земли,  $\Delta B$  – заданное магнитное поле калибровочной катушки, параллельное чувствительной оси ПХ,  $\zeta_i$  – случайный аддитивный шум ПХ, который определяет порог его чувствительности,  $A_i$  – его коэффициент преобразования. Если по калибровочной катушке не протекает ток, то  $\Delta B = 0$  и

$$U_{H1}^{(0)} = A_1 B_E + \zeta_1^{(0)}, \quad U_{H2}^{(0)} = A_2 B_E + \zeta_2^{(0)}.$$

Тогда

$$\frac{U_{H1}^{(1)} - U_{H1}^{(0)}}{U_{H2}^{(1)} - U_{H2}^{(0)}} = \frac{A_1 \Delta B + \zeta_1^{(1)} - \zeta_1^{(0)}}{A_2 \Delta B + \zeta_2^{(1)} - \zeta_2^{(0)}}.$$

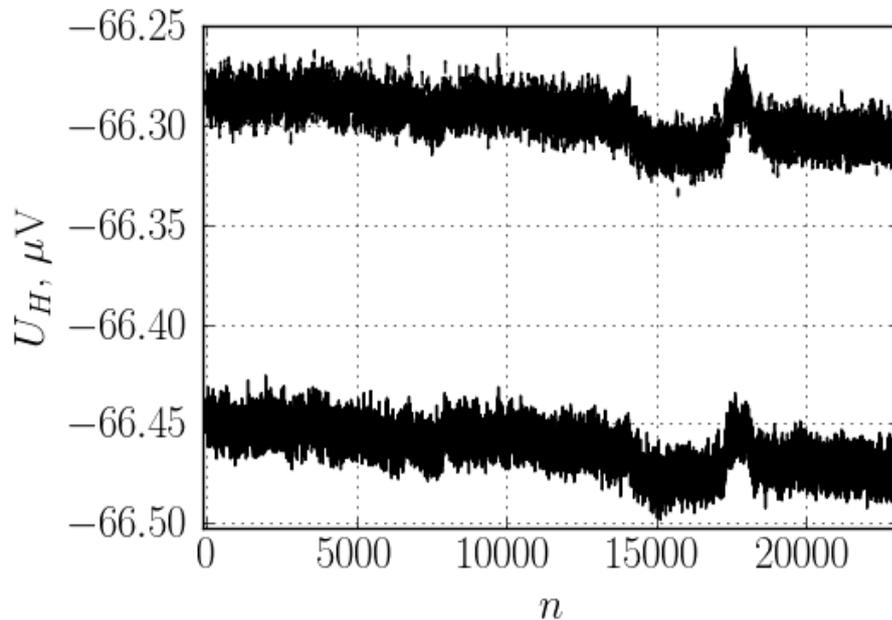
Если аддитивный шум  $\zeta_i$  существенно меньше, чем  $A_i \Delta B$  и имеет нулевое среднее, то

$$\left\langle \frac{U_{H1}^{(1)} - U_{H1}^{(0)}}{U_{H2}^{(1)} - U_{H2}^{(0)}} \right\rangle \approx \frac{A_1}{A_2} = K, \quad A = \frac{A_1 + A_2}{2}, \quad A_1 = \frac{\langle U_{H1}^{(1)} - U_{H1}^{(0)} \rangle}{\Delta B}, \quad A_2 = \frac{\langle U_{H2}^{(1)} - U_{H2}^{(0)} \rangle}{\Delta B}.$$

Для оценки порога чувствительности дифференциальный датчик помещался в установку нулевого магнитного поля, и проводились долговременные измерения показаний ПХ. Чувствительность преобразователей оценивалась по дисперсии Аллана нормированной разности показаний двух преобразователей в геомагнитном поле по формуле:

$$\chi = \frac{U_{H1} - KU_{H2}}{A}.$$

Пример данных, полученных в процессе измерения, представлен на рисунке 30.

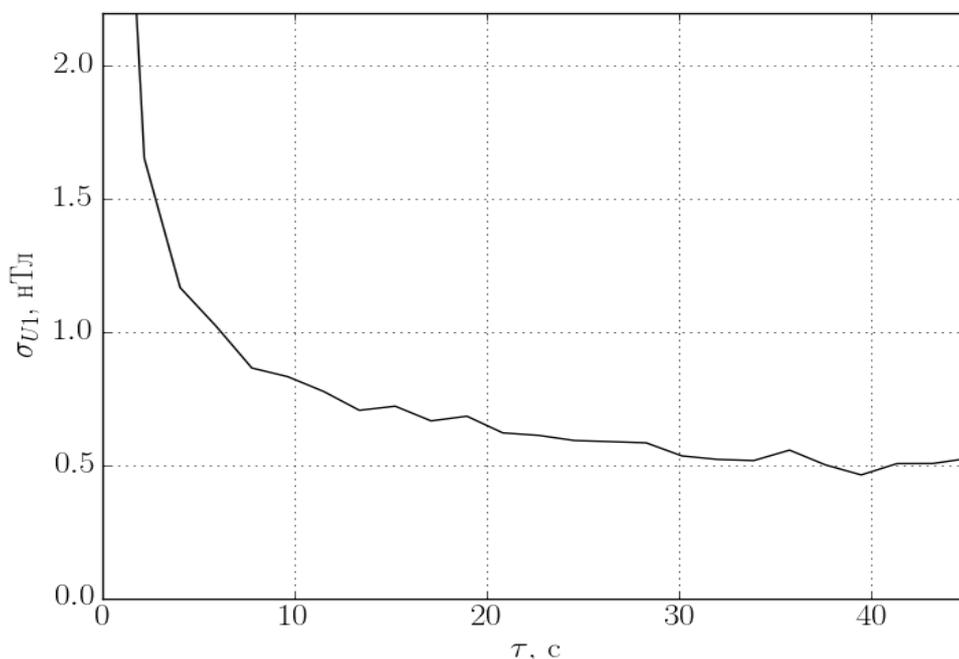


**Рисунок 30** – Зависимости напряжения Холла от количества отсчетов для определения шумовых характеристик ПХ

Предполагалось, что СКО шума для двух преобразователей одинаковое, поэтому за порог чувствительности преобразователя принималась величина

$$\sigma = \sigma_{\chi} / \sqrt{2}.$$

Зависимость дисперсии Аллана показаний магнитометра от времени усреднения приведена на рисунке 31. Из графика видно, что при времени измерения 6 секунд чувствительность одного датчика составляет порядка 1 нТл.



**Рисунок 31** – Дисперсия Аллана для показаний одного ПХ

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что разработанный магнитометр обладает высоким порогом чувствительности и применим для высокоточных измерений.

Кроме порога чувствительности, важное значение имеет калибровка магнитометра по абсолютному значению измеряемого магнитного поля. Калибровка холловского магнитометра производится совместно с трёхкомпонентным акселерометром в системе координат акселерометра. Методика калибровки основана на измерении векторов индукции магнитного поля **B** и ускорения свободного падения **g** при различных положениях датчика

сканера, вычисления скалярного произведения  $\mathbf{Bg}$  и минимизации калибровочного функционала  $\mathbf{Bg} = const$ .

Для разработанного магнитометра большую погрешность измерения вносит неортогональность расположения ПХ в векторном датчике. Это связано с тем, что фиксация преобразователей в датчике магнитометра имеет отклонение порядка нескольких градусов, что приводит к ошибке измерения порядка 5%. Поэтому для устранения этой погрешности разработан алгоритм определения компонент вектора магнитного поля в геоцентрической системе координат (ГЦСК), который использует данные трёхкомпонентного акселерометра, жестко закреплённого относительно трёхкомпонентного магнитного датчика.

В дальнейшем ПХ используются в режиме измерения напряжения Холла. Напряжение  $U_i$  на выходе  $i$ -го ПХ в системе координат прибора (далее – СКП) связано с измеряемым магнитным полем уравнением:

$$U_i = A_{im}B_m + U_{0i}, \quad (49)$$

здесь  $B_m$  – компоненты вектора измеряемого магнитного поля  $\mathbf{B}$ ,  $U_{0i}$  – остаточное напряжение Холла  $i$ -го преобразователя,  $A_{im}$  – компоненты калибровочной матрицы магнитометра  $\hat{A}$ , индексы  $i, m = \{1, 2, 3\}$ . По повторяющимся индексам здесь и далее подразумевается суммирование.

Выходными данными трёхкомпонентного акселерометра являются напряжения  $U_{Ai}$ , которые связаны с компонентами ускорения свободного падения в СКП уравнением:

$$U_{Ai} = G_{im}g_m + U_{A0i}, \quad (50)$$

здесь  $G_{im}$  – калибровочная матрица  $\hat{G}$  акселерометра,  $g_m$  – компоненты вектора ускорения свободного падения  $\mathbf{g}$  в СКП,  $U_{A0i}$  – напряжение смещения акселерометра индекс  $i = \{1, 2, 3\}$ . Калибровка магнитометра заключается в определении параметров  $U_{0i}$ ,  $U_{A0i}$ ,  $G_{im}$  и  $A_{im}$ . Штрих над измеряемой величиной означает, что компоненты этой величины определены в СКП.

Калибровкой акселерометра называется процесс определения параметров  $U_{A0i}$  и  $G_{im}$  из уравнения (50). СКП выбирается так, чтобы одна из осей СКП была параллельна чувствительной оси акселерометра  $Ox$ , вторая ось находилась в плоскости  $Oxy$  (образованной двумя чувствительными осями акселерометра), а третья составляла с ними правую тройку.

В процессе калибровки датчик сканера поворачивают на произвольные углы и записывают при этом показания акселерометров  $U_{Ai}^k$ , где  $k$  – номер отсчёта измерения. В выбранной системе координат матрица  $\hat{G}$  (50) примет вид:

$$\begin{pmatrix} G_{xx} & 0 & 0 \\ G_{yx} & G_{yy} & 0 \\ G_{zx} & G_{zy} & G_{zz} \end{pmatrix}.$$

Из уравнения (49) следует, что:

$$g_m = G_{im}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i}).$$

Матрица калибровочных коэффициентов  $\hat{G}^{-1}$  и смещения напряжений акселерометров  $U_{A0i}$  находятся минимизацией функционала

$$J_A = \sum_{k=0}^{K-1} \left( 1 - \left( G_{im}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) \right)^2 \right),$$

для  $K$  разных положений акселерометра, где индекс  $k$  – номер эксперимента.

Предварительная калибровка магнитометра проводится в однородном стационарном геомагнитном поле. Магнитометр располагается на расстоянии не менее 10 м от ферромагнитных объектов, чтобы обеспечить однородность геомагнитного поля. Датчик магнитометра произвольно поворачивается в однородном геомагнитном поле и регистрирует его показания. Для выбранной СКП произведение векторов магнитного поля  $\mathbf{B}$  и ускорения свободного падения  $\mathbf{g}$  для любого положения датчика магнитометра в однородном геомагнитном поле остаётся постоянным:

$$B_i g_i = const = Bg \cos(\delta).$$

Здесь  $\delta$  – угол между векторами магнитного поля и вектором ускорения свободного падения. Из уравнений (49) и (50) для векторов  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{g}$  следует:

$$\mathbf{B}_m = \mathbf{A}_{im}^{-1}(\mathbf{U}_i - U_{0i}), \quad \mathbf{g}_m = \mathbf{G}_{im}^{-1}(U_{Ai} - U_{A0i}).$$

Компоненты матрицы  $\mathbf{A}^{-1}$  и вектора  $U_{0i}$  в СКП определяются минимизацией функционала

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N-1} \left( \mathbf{B}_m^{(k)} \mathbf{g}_m^{(k)} - Bg \cos(\delta) \right)^2 &= \sum_{k=0}^{N-1} \left( \mathbf{A}_{im}^{-1}(\mathbf{U}_i^k - U_{0i}) \mathbf{G}_{im}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) - Bg \cos(\delta) \right)^2 = \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} \left( \mathbf{A}_{im}^{-1}(\mathbf{U}_i^k - U_{0i}) \mathbf{G}_{im}^{-1}(U_{Ai}^k - U_{A0i}) - 1 \right)^2, \end{aligned}$$

с помощью генетического алгоритма [72], результатом работы которого являются элементы матрицы:

$$\mathbf{A}_{im}^{-1} = \mathbf{A}_{im}^{-1} / (Bg \cos(\delta)).$$

Для калибровки трёхкомпонентного магнитометра его датчик помещается в зону однородного магнитного поля экспериментальной установки, описанной в п. 3.1. Далее применяется алгоритм компенсации внешнего магнитного поля, описанный в п. 3.2. Дальнейшие измерения проводятся в скомпенсированном внешнем однородном магнитном поле. Выходное напряжение после компенсации ПХ будет определяться остаточным напряжением  $U_{0i}$ .

Для определения абсолютных значений коэффициентов  $\mathbf{A}'_{im}^{-1}$  проводятся измерения в известном магнитном поле. Для этого на датчик магнитометра дополнительно устанавливается длинный соленоид с известными параметрами, ток через который задаётся источником стабильного тока. Вычитая при этом из показаний магнитометра напряжение смещения  $U_{0i}$ , получаем:

$$U_i = \mathbf{A}_{im} \mathbf{B}_{cm}, \quad (51)$$

где  $\mathbf{B}_{cm}$  – поле соленоида. Тогда из уравнения (51) следует:

$$\left( \mathbf{A}_{im}^{-1} Bg \cos(\delta) U_i \right)^2 = (\mathbf{B}_{cm})^2,$$

откуда определяется константа  $B_g \cos(\delta)$ .

Угол между осью соленоида и нормалью одного из датчиков близок к нулю, поэтому создаваемое соленоидом магнитное поле значительно влияет на показания только этого ПХ. Для калибровки двух других ПХ аддитивное поле  $B_{cm}$  замещается полем, создаваемым экспериментальной установкой. Для этого используется алгоритм компенсации внешнего однородного магнитного поля, описанный в п. 2.2, но для датчика с установленным на него соленоидом. При нулевом токе в соленоиде для напряжений ПХ при компенсации внешнего однородно магнитного поля справедливо выражение:

$$e_{ij} I_j^{(0)} = U_{0i} - U_i . \quad (52)$$

При включении тока через соленоид уравнение (52) примет вид:

$$e'_{ij} I_j^{(0)} = U'_{0i} - U_i ,$$

Чтобы вновь скомпенсировать поле, определяются такие токи  $I_j^{(0)}$ , чтобы показания магнитометра снова приняли значение  $U_i$ , то есть:

$$e'_{ij} I_j^{(0)} = U'_{0i} - U_i . \quad (53)$$

Для этого применяется следующий метод. Определяется матрица  $e'_{ij}$  согласно алгоритму, описанному в п. 3.2. Вычитая из уравнения (53) уравнение (52), получаем:

$$e'_{ij} I'_{zj} - e_{ij} I_{zj} = U'_{0i} - U_{0i} . \quad (54)$$

В уравнении (54) неизвестными величинами являются токи  $I_j^{(0)}$ . Решением системы из трёх линейных уравнений (54) являются значения тока  $I'_{zj}$ , которые нужно выставить на катушках Гельмгольца, чтобы скомпенсировать поле, создаваемое соленоидом. Таким образом, убрав соленоид из калибровочной установки и выставив на катушках Гельмгольца ток  $I_j^{(0)}$ , в зоне однородности будет создано магнитное поле, обратное по знаку и равное по модулю полю

соленоида. Поворачивая датчик магнитометра на произвольные углы относительно его начального положения, необходимо добиться максимальной чувствительности каждого ПХ к магнитному полю, установленному в зоне однородности экспериментальной установки. Это позволяет не только минимизировать погрешность определения  $B_g \cos(\delta)$ , но и проверить точность калибровки магнитометра.

Процедура калибровки требует длительного времени, в течение которого возможно изменение геомагнитного поля. Показания магнитометра используются для калибровки, только если величина дрейфа геомагнитного поля сопоставима с СКО показаний магнитометра. Для контроля за уровнем дрейфа геомагнитного поля используется ЯМР-магнитометр [89]. Калибровка позволяет достичь точности измерения компонент вектора геомагнитного поля в ГЦСК с точностью 0,2% в диапазоне  $\pm 50$  мкТл.

### 3.8. Достигнутые результаты и выводы

В результате проведённых экспериментов были выявлены и исследованы процессы, ограничивающие точность измерений ПХ. На основе этих данных проведён анализ и сформулировано утверждение: переходные процессы в тонкоплёночных преобразователях Холла, ограничивающие их быстродействие и точность, вызваны возникновением термо-ЭДС между плёнкой ПХ из антимонида индия и медным проводником, обусловленной теплом Пельтье, выделяющимся между индиевым контактом и плёнкой ПХ из антимонида индия при протекании тока через датчик.

Проверено выполнение соотношений взаимности для линейной части матрицы нелинейных сопротивлений, описывающей работу ПХ в нестационарном нелинейном режиме измерения с точностью до  $10^{-2}$  во всём диапазоне магнитных полей  $\pm 100$  мкТл. Этот результат позволил утверждать, что основной вклад в погрешность измерений ПХ вносят выявленные процессы изменения его

температуры в рабочем режиме. Эти процессы были исследованы, и по полученным данным предложен способ компенсации температурной погрешности, позволяющий скомпенсировать температурный дрейф показаний ПХ в 25 раз.

На основе проведённых исследований разработан и создан многокомпонентный холловский магнитометр для проверки работоспособности метода, описанного в главе 2. В ходе его тестирования проведены эксперименты, подтверждающие, что порог чувствительности разработанного магнитометра соответствует 1 нТл. Этот результат позволяет применять разработанный магнитометр в качестве измерительного инструмента при проведении магнитометрических экспериментов по оценке распределения медленно меняющейся намагниченности тестовых образцов. Совокупность всех методов и алгоритмов, описанных в этой главе, образует метод достижения трёхкомпонентным магнитометром порога чувствительности 1 нТл. Калибровка магнитометра по абсолютному значению вектора магнитного поля позволяет достичь точности измерения компонент вектора геомагнитного поля в ГЦСК с точностью 0,2% в диапазоне  $\pm 50$  мкТл.

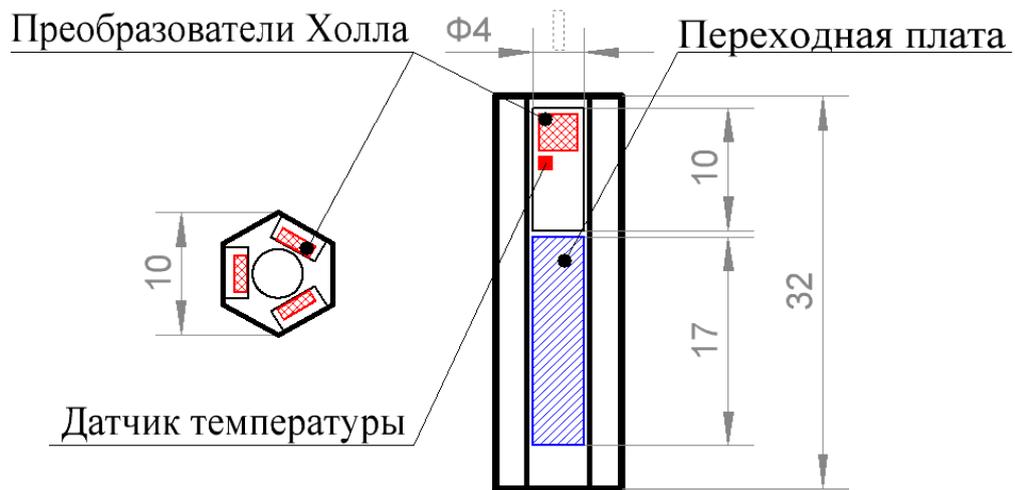
## **Глава 4. Методика использования холловского магнитометра для исследования цилиндрических стержней и вычисления по полученным данным оценки распределения их намагниченности**

Методы и средства, описанные в главах 2 и 3, позволяют детектировать изменение распределения намагниченности в исследуемых образцах без воздействия на них. Для проверки состоятельности предлагаемых методов, их следует протестировать на образцах с известными (заданными) распределениями намагниченности. Для двухмерных распределений такая задача решается с помощью системы токовых диполей [90]. Создать таким методом заданное объёмное распределение намагниченности не представляется возможным. Поэтому в качестве источника контролируемых изменений распределения намагниченности в исследуемых образцах используются магнитоупругие эффекты, рассмотренные в п. 1.6. Детектирование изменения распределения намагниченности, созданного магнитоупругим эффектом, позволяет утверждать, что разработанные методы измерения являются состоятельными.

### **4.1. Исследование метода оценки распределения намагниченности цилиндрических стержней с локальными деформациями**

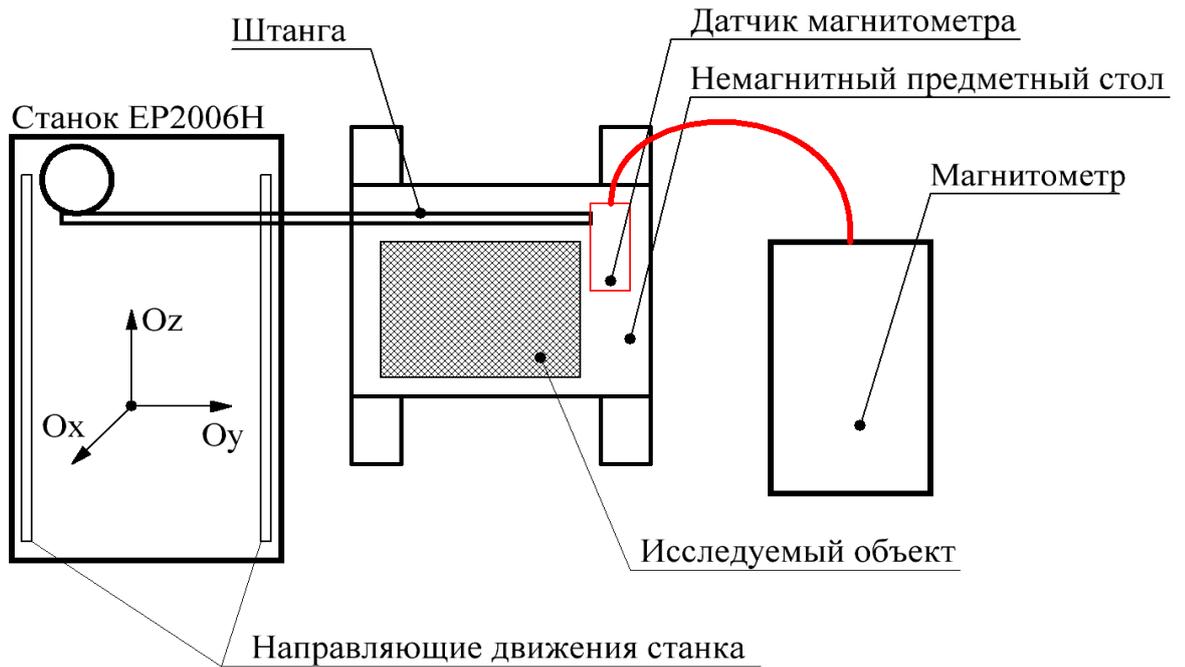
Одним из достаточно просто реализуемых магнитоупругих эффектов является изменение намагниченности ферромагнетика под действием механических напряжений (эффект Виллари), как обратимое, так и необратимое [78]. Необратимое изменение намагниченности обычно происходит в направлении действия максимальных напряжений [91]. Экспериментально установлено, что в зонах концентрации напряжений изделий, намагнитившихся в естественном магнитном поле Земли, характер поля остаточной намагниченности резко изменяется [92]. Это позволяет создать модельные образцы для исследования с нанесёнными механическими деформациями, гарантирующими проявление эффекта Виллари.

В качестве исследуемых объектов выбраны образцы диаметром 4 мм, изготовленные из стали марок ER-308LSi и СВ08Г2С. Диаметр исследуемых образцов определялся исходя из минимально достаточного количества ПХ, определённого в п. 2.1. Для применения разработанного метода оценки распределения намагниченности цилиндрического образца, по распределению нормальных компонент магнитного поля, на его поверхности был разработан и изготовлен датчик, согласующийся с моделью, представленной на рисунке 5а, в п. 2.1. Чертёж датчика магнитометра для проведения таких измерений представлен на рисунке 32.



**Рисунок 32** – Датчик трёхкомпонентного магнитометра для исследования распределения магнитного поля стержней диаметром до 4 мм

Для применения разработанных методов измерения необходимо обеспечить эквидистантность точек, в которых производились измерения магнитного поля рассеяния над поверхностью исследуемого стержня. Для решения этой задачи был применён гравировально-фрезеровальный станок EP2006H, обеспечивающий перемещение датчика над поверхностью исследуемого образца. Чертёж и фотография установки для исследования цилиндрических стержней представлены на рисунках 33 и 34, соответственно.



**Рисунок 33** – Установка для исследования распределения магнитного поля на поверхности ферромагнитных образцов цилиндрической геометрии



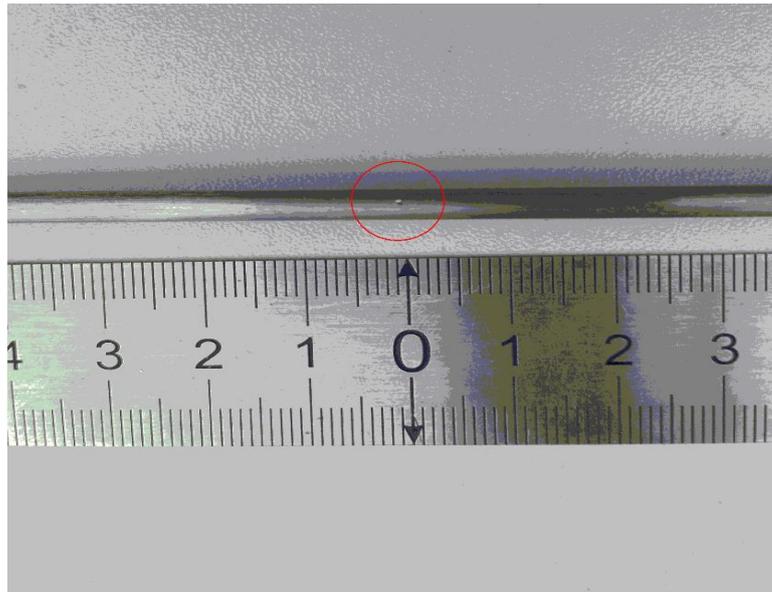
**Рисунок 34** – Фото установки для исследования распределения магнитного поля на поверхности ферромагнитных образцов цилиндрической геометрии

Установка состоит из: разработанного трёхкомпонентного холловского магнитометра, системы перемещения его датчика, реализованной на основе гравировально-фрезеровального станка EP2006H и немагнитного предметного стола. Датчик магнитометра зафиксирован на торце немагнитной штанги, которая закреплена на шпинделе гравировально-фрезеровального станка. Она позволяет отнести датчик магнитометра на достаточное расстояние от электромоторов

станка, чтобы поля, создаваемые ими, не искажали результаты измерений. Перемещение датчика магнитометра обеспечивается с точностью до 0,01 мм, что позволяет обеспечить хорошее разрешение измеряемой магнитограммы. Кроме того, конструкция установки позволяет перемещать датчик магнитометра по трём осям координат станка. Для измерения магнитограммы исследуемого образца стержень продевается сквозь датчик магнитометра и закрепляется на немагнитном предметном столе. После этого запускается процесс синхронного перемещения датчика магнитометра с заданным шагом и измерения на каждом шаге перемещения.

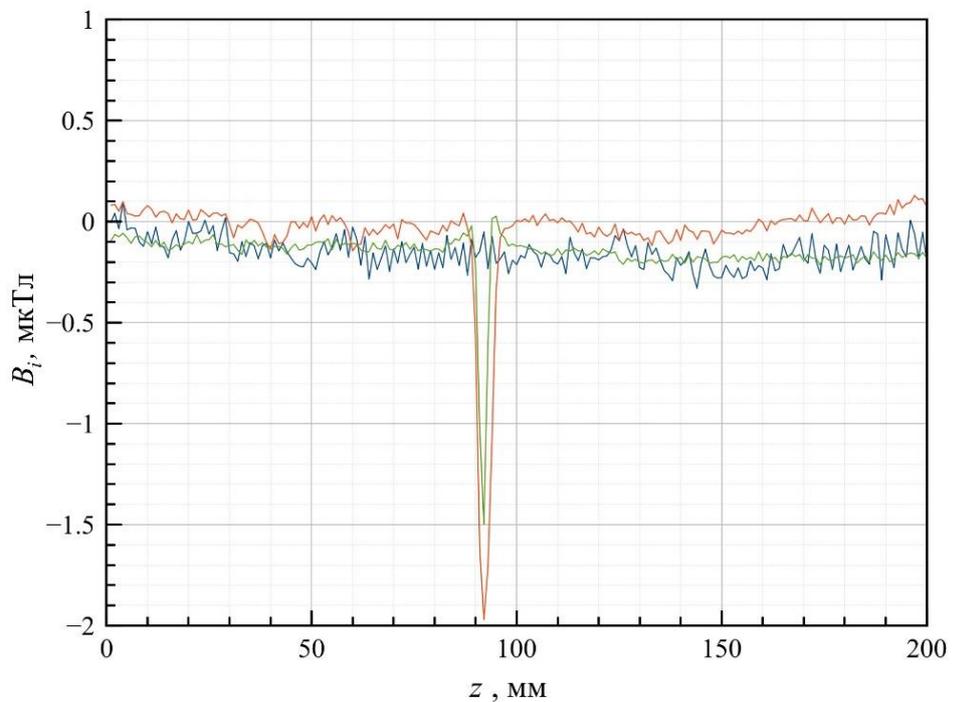
Исследуемые стержни были предварительно разрезаны на образцы длиной 20 ... 22 см для удобства монтажа на предметном столике установки, представленной на рисунке 33. Перед началом экспериментов все исследуемые образцы подвергались отжигу в муфельной печи марки SNOL 4/900 при температуре 900 °С в течение 30 мин с последующим медленным остыванием до комнатной температуры. Это необходимо для снятия механических напряжений в стержнях, возникших в процессе их производства и подготовки к экспериментам. Перед началом исследования проводилось измерение фоновых магнитограмм, получаемых в отсутствие образца, которые в дальнейшем вычитались из обрабатываемых магнитограмм. Эти действия были проведены для всех последующих экспериментов.

Наиболее простым примером создания локального напряжённо-деформированного состояния в исследуемом образце является пластическая ударная деформация, например удар керном. Так, на рисунке 35 представлена фотография отпечатка, нанесённого керном на исследуемый образец из нержавеющей стали марки ER-308LSi.



**Рисунок 35** – Фотография пластической деформации, нанесённой на образец из стали марки ER-308LSi

После нанесения удара измерена магнитограмма поля рассеяния исследуемого стержня, она представлена на рисунке 36.



**Рисунок 36** – Магнитограмма образца стали марки ER-308LSi после нанесения дефекта

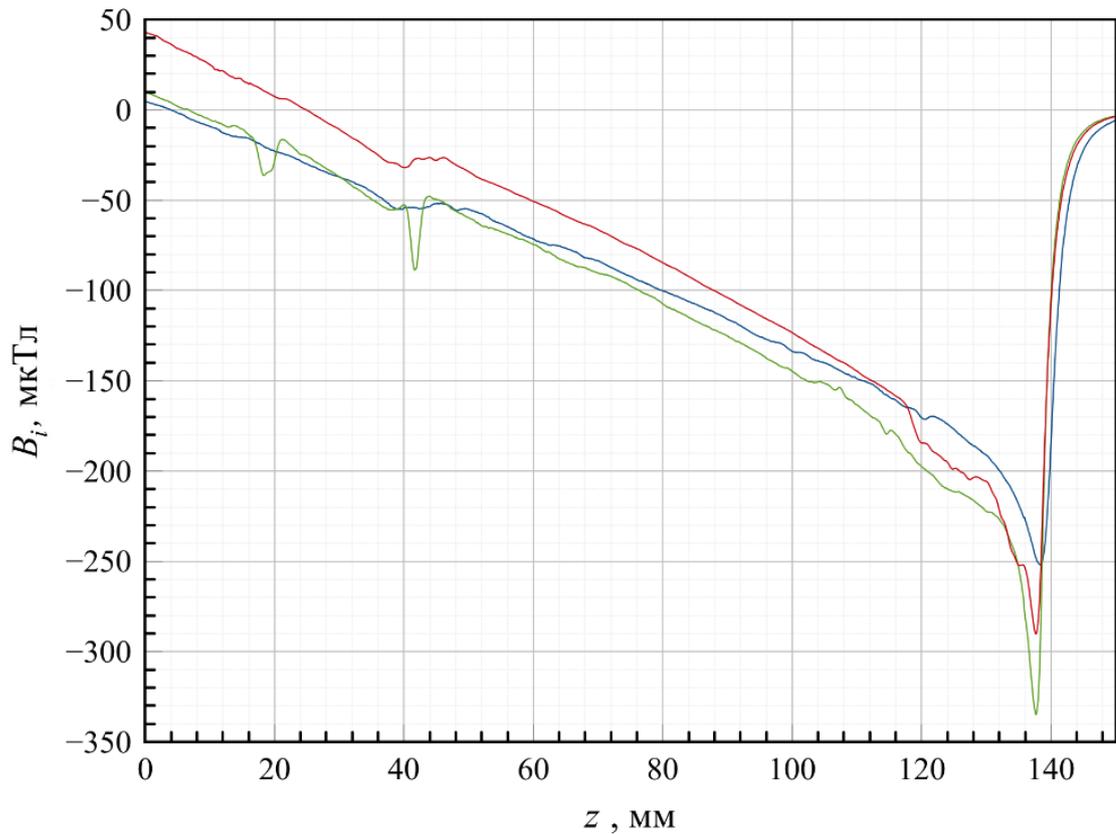
Дефект наносился с помощью закалённого кернера и имеет диаметр около 0,8 мм и глубину около 0,2 мм. Видно, что в месте нанесения дефекта возник локальный всплеск магнитного поля, при этом вне области нанесения дефекта наблюдается равномерное шумовое распределение. Таким образом, можно утверждать, что в изначально немагнитном образце из нержавеющей стали марки ER-308LSi при нанесении пластической деформации наблюдается локальное намагничивание.

Далее исследовался стержень из стали СВ08Г2С. Он так же был подвержен пластической деформации, как и первый образец, фотография дефекта представлена на рисунке 37.



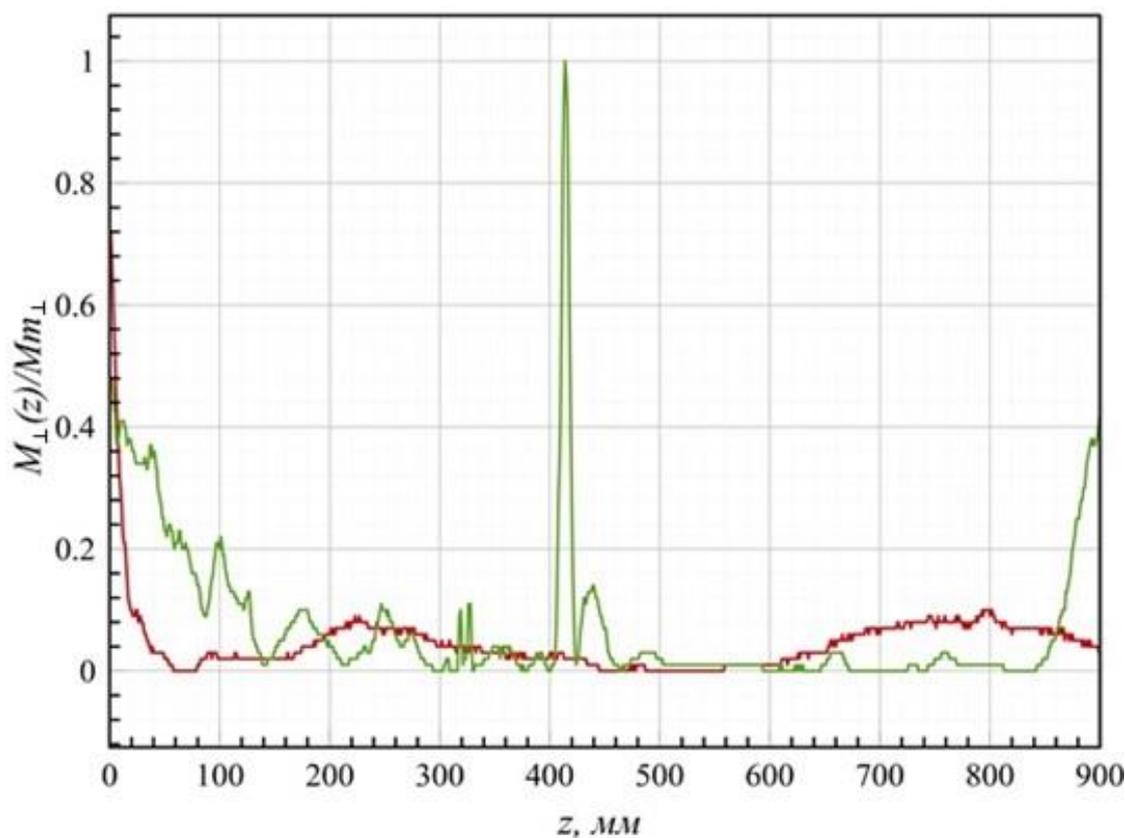
**Рисунок 37** – Фотография образца стали СВ08Г2С с нанесённым дефектом

Дефект наносился ударом отожжённого металлического ножа и имеет длину около 3 мм и глубину около 0,5 мм. На рисунке 38 представлена магнитограмма поля рассеяния исследуемого стержня.



**Рисунок 38** – Магнитограмма образца стали СВ08Г2С с нанесённым дефектом (всплеск поля на 43 мм соответствует месту нанесённого дефекта)

Из рисунке 38 видно, что в месте нанесения дефекта ( $z = 43$  мм) магнитограмма имеет характерный всплеск. Медленное изменение значений магнитного поля свидетельствует о том, что образец имеет некоторую намагниченность. Значимый пик на магнитограмме при  $z = 136$  мм соответствует геометрическому краю исследуемого стержня. На рисунке 39 представлены графики значений модуля поперечной компоненты намагниченности, усреднённой по сечению, вычисленной по формуле 22, для образца стали марки СВ08Г2С. Видно, что оценивание намагниченности эффективно выделило место нанесенного дефекта, о чем свидетельствует всплеск на участке  $\approx 43$  мм. Меньший всплеск на участке 20 мм, по-видимому, соответствует естественному дефекту.

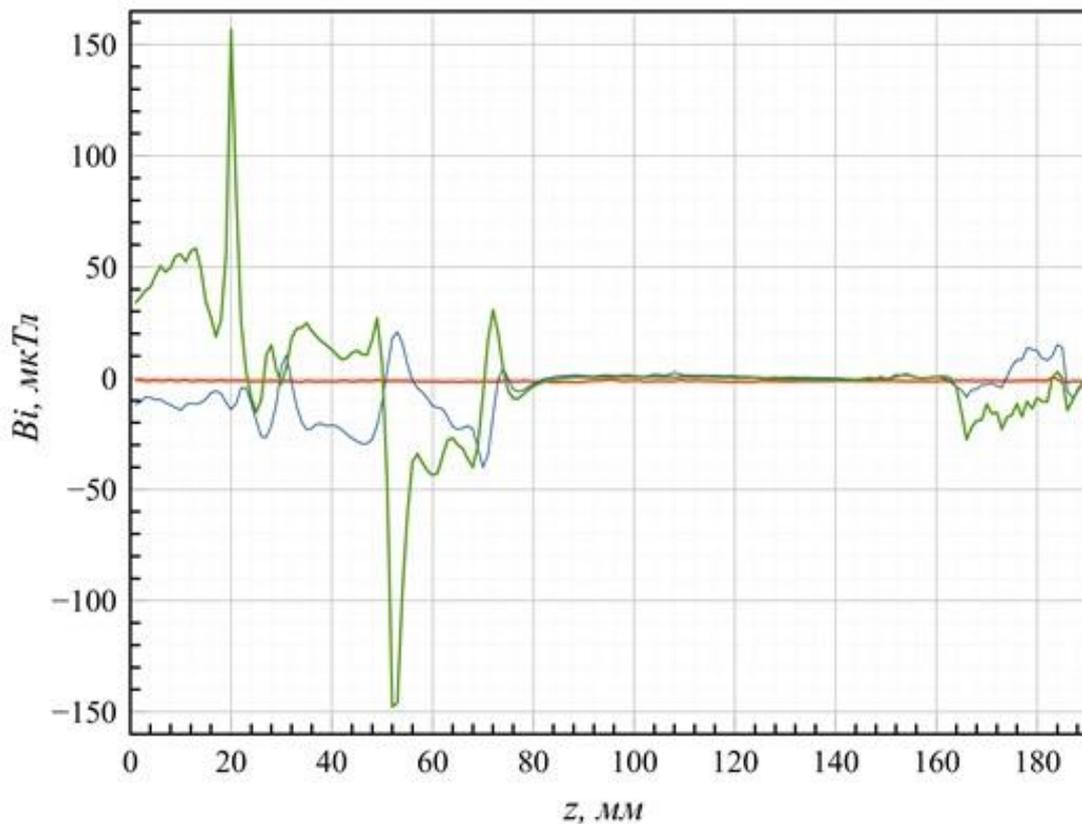


**Рисунок 39** – Значение модуля поперечной компоненты намагниченности, усредненной по сечению для образца стали марки СВ08Г2С с дефектами, на рисунке 22. Красная линия – значения исходного состояния образца, зелёная – после нанесения дефекта, без учёта края образца

#### **4.2. Исследование метода оценки распределения намагниченности цилиндрических стержней после их деформации в нагрузочной машине**

Для проведения эксперимента использовались стержни тех же марок, что и в п.4.1. В этом эксперименте участки стержня с напряжённо-деформированным состоянием создаются нагрузочной машиной марки «Метротест РЭЛ-50-1». Для этого образцы последовательно растягивались в нагрузочной машине с шагом 15 мм до разрыва. Так же, как и в п. 4.1, перед измерением магнитограммы стержня измерялась фоновая магнитограмма. После каждого цикла растяжения проводилось измерение магнитограммы поля рассеяния стержня. На рисунке 40

представлена магнитограмма поля рассеяния образца нержавеющей стали ER-308LSi после его растяжения на 64 мм в нагрузочной машине. Значительные флуктуации магнитного поля на участке 0 ... 80 мм показывают значительные изменения намагниченности в этой области. Участок магнитограммы 160 мм соответствует геометрическому краю образца.

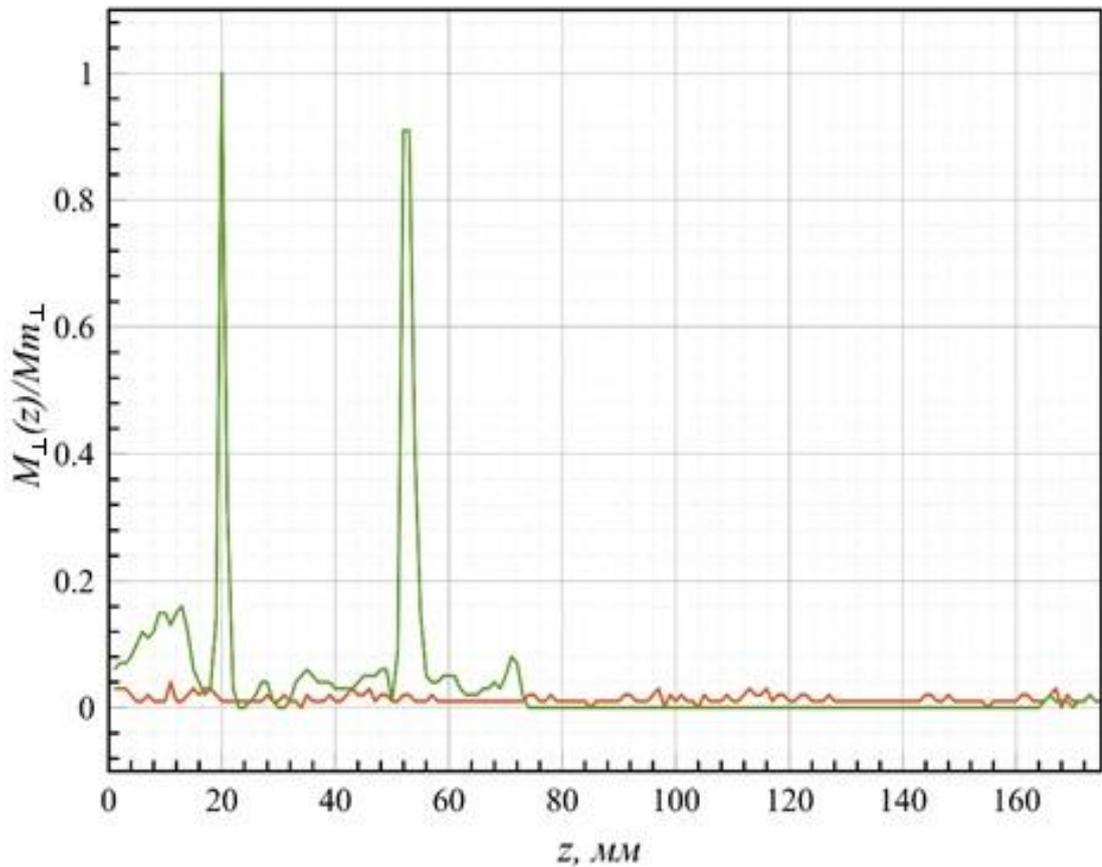


**Рисунок 40** – Магнитограмма образца стали марки *ER-308LSi*.

Красный – начальное состояние, синий,  
зелёный – первый и второй цикл растяжения, соответственно

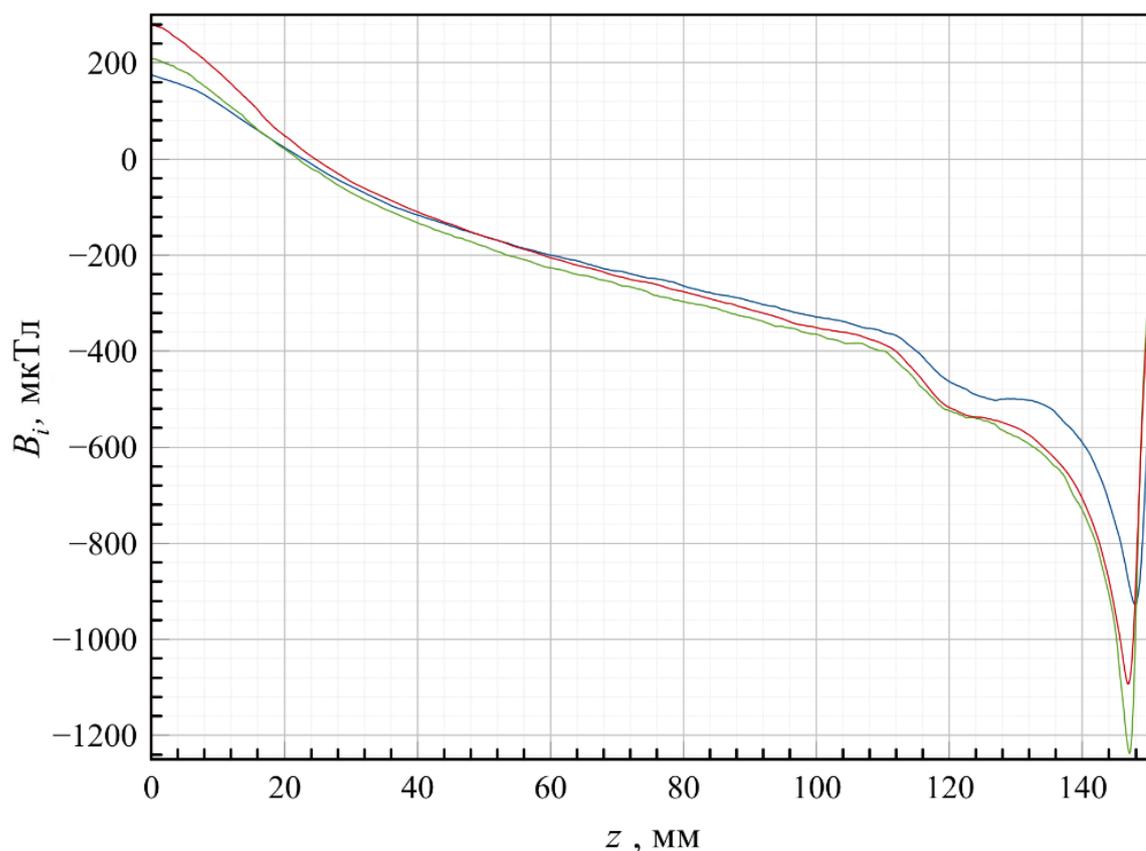
На рисунке 41 представлены графики значений модуля поперечной компоненты намагниченности, усреднённой по сечению, вычисленной по формуле 22, для исследуемого образца. Из представленного графика на рисунке 41 видно, что вычисление намагниченности эффективно выделило место нанесённого дефекта, о чём свидетельствуют всплески на участке  $\approx 20$  и 53 мм.

При последующем цикле растяжения образец порвался в области детектирования первого пика, что соответствует зоне 20–25 мм на рисунке 41.



**Рисунок 41** – Значение модуля поперечной компоненты намагниченности, усреднённой по сечению при циклическом растяжении образца стали марки *ER-308LSi*. Красный – начальное состояние, зелёный – после растяжения

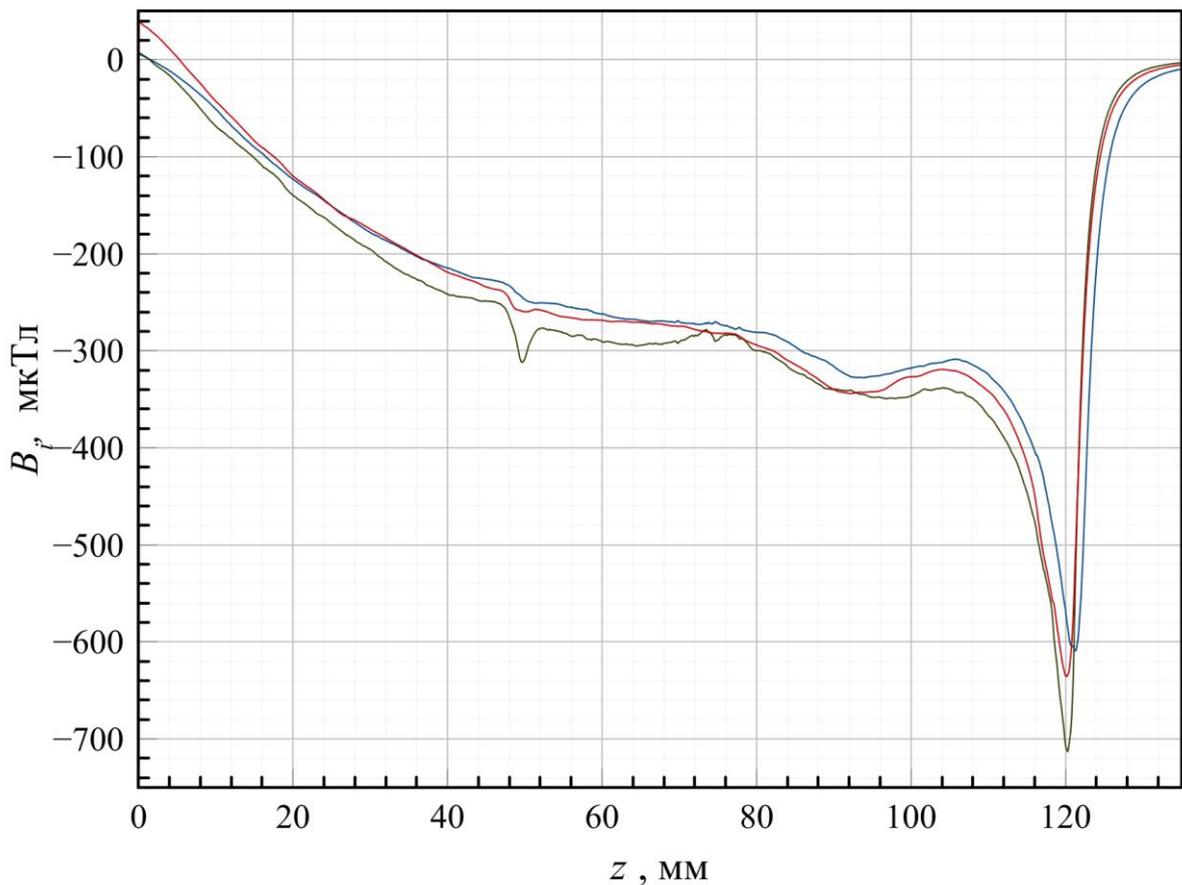
Далее эксперименты проводились с использованием стержней из марки стали СВ08Г2С. Пример полученной магнитограммы поля рассеяния образца стали СВ08Г2С, после его растяжения на 30 мм представлен на рисунке 42. Из эксперимента отмечено, что на магнитограммах поля рассеяния образцов стали СВ08Г2С при увеличении растяжения увеличивается всплеск магнитного поля на краю исследуемого стержня, что может быть обусловлено ростом намагниченности всего образца.



**Рисунок 42** – Магнитограмма стержня из стали СВ08Г2С после последовательного растяжения на 30 мм

Следующие испытания проводились на стержнях с нанесёнными механическими дефектами и видимыми пластическими деформациями, которые последовательно растягивались на нагрузочной машине до разрыва. Дефекты и пластические деформации имели вид поперечной вмятины глубиной 0,2 ... 0,4 мм и протяжённостью 2 мм, нанесённой ударом металлического ножа. Нанесение такого рода деформаций, согласно эффекту Виллари, должно приводить к изменению намагниченности исследуемого стержня.

В результате проведённых испытаний были получены магнитограммы для стержней из марок стали ER-308LSi и СВ08Г2С, из них можно сделать выводы, что с удлинением образцов возникают локальные всплески магнитного поля на различных участках, в том числе и в области нанесения дефектов. Пример полученной магнитограммы представлен на рис .43.



**Рисунок 43** – Магнитограмма образца из стали марки СВ08Г2С с дефектом после последовательного растяжения на 30 мм (всплеск поля на 50 мм соответствует месту нанесённого дефекта)

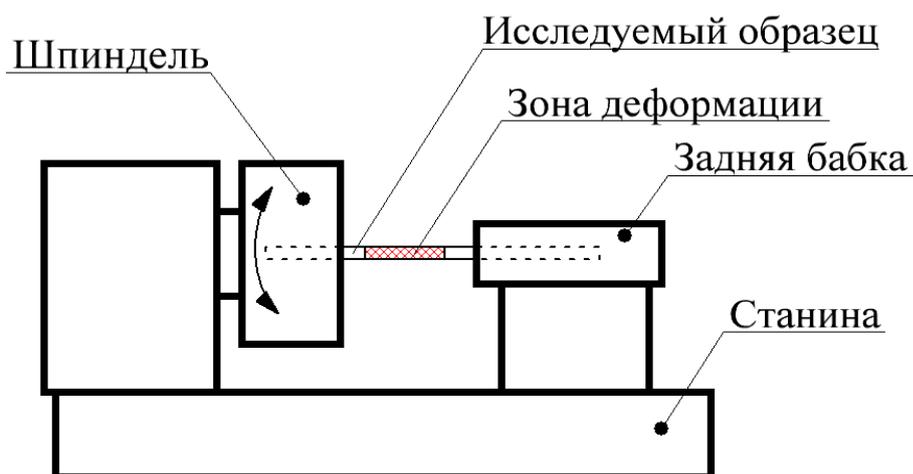
Оценка поперечной компоненты намагниченности, усреднённой по сечению, также выделила места нанесённых дефектов и другие зоны стержня, находящиеся в напряжённо-деформированном состоянии, аналогично рисунку 41. В экспериментах со стержнями из стали марки СВ08Г2С отмечено, что по мере растяжения растёт всплеск магнитного поля на краю исследуемого образца, что косвенно позволяет судить о пропорциональном росте намагниченности в образце.

Проведённые испытания показывают, что при растяжении стальных стержней в нагрузочной машине изменяется их намагниченность и происходит

локализация напряжённно-деформированных участков, что согласуется с проявлением эффекта Виллари [93].

### 4.3. Исследование метода оценки распределения намагниченности цилиндрических стержней после деформации в крутильной экспериментальной установке

Эксперименты проводилась на тех же стержнях, описанных в п. 4.1. Для проведения экспериментов использовалась экспериментальная установка, представленная на рисунке 44.



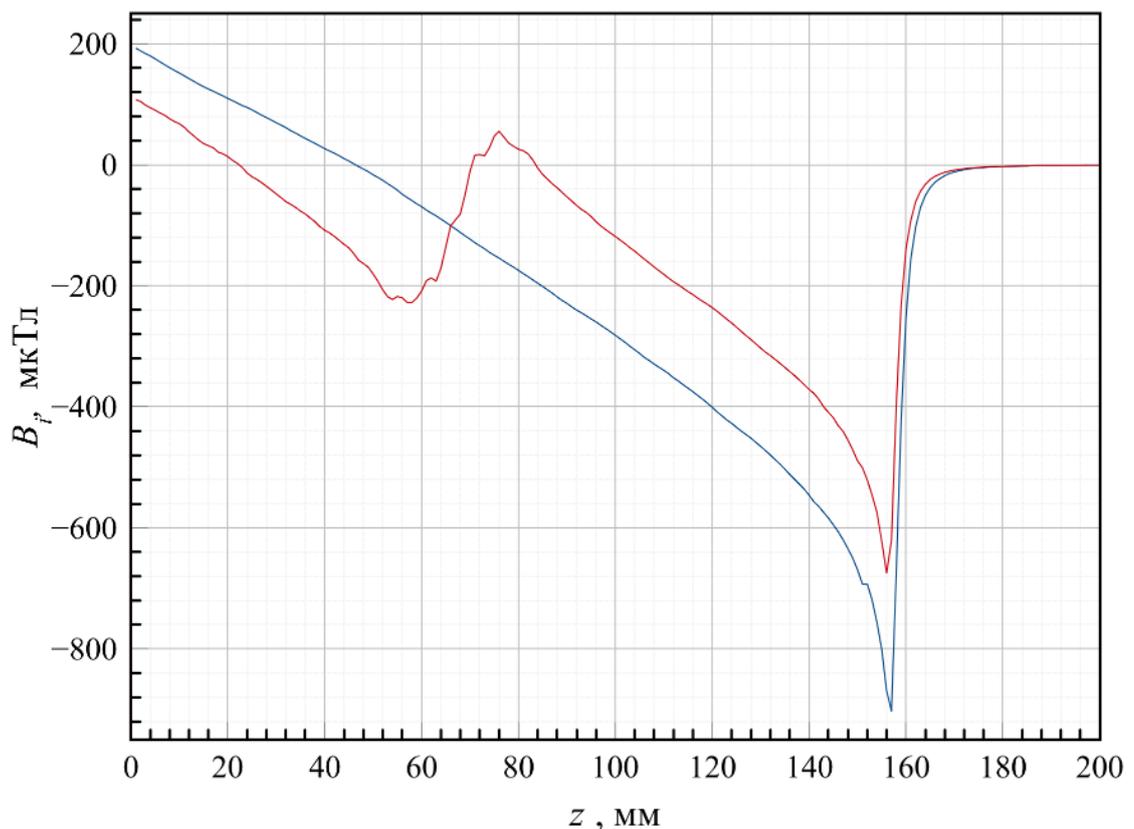
**Рисунок 44** – Чертёж экспериментальной установки для нанесения деформации кручением

Экспериментальная установка реализована на основе токарного станка «КОРВЕТ 401». Для проведения экспериментов проводилась аналогичная подготовка стержней, что и в пп.4.1, и 4.2 (были отожжены и измерены их начальные магнитограммы).

Исследуемые стержни зажимались в патроне и задней бабке токарного станка, причём задняя бабка устанавливалась на таком расстоянии, чтобы область воздействия деформации кручения располагалась примерно в центре образца, а длина этой области не превышала 2 см. После этого патрон станка поворачивался

вокруг своей оси на углы  $\pm 45^\circ$  от исходного положения. После каждой серии поворотов стержень извлекался из станка, и измерялась его магнитограмма. Для оптического наблюдения процесса образования деформации и трещин область кручения полировалась до блеска наждачной бумагой.

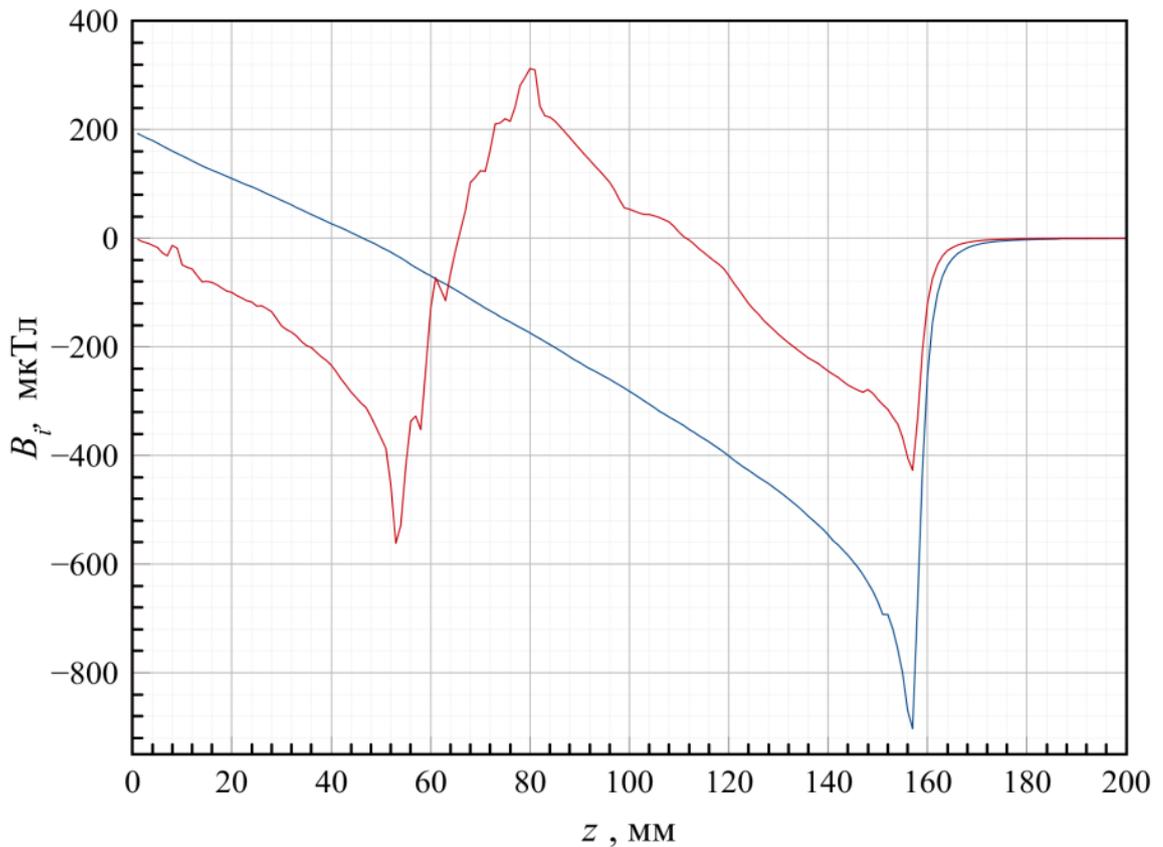
Сначала исследовались последствия зажима образца в патронах станка без последующего кручения. В качестве исследуемой зависимости выбрано среднее значение показаний трёх ПХ. На рисунке 45 представлен пример магнитограммы одного и того же образца стали марки СВ08Г2С: синяя – после отжига, красная – после зажима в патронах станка.



**Рисунок 45** – Магнитограммы исследуемого образца стали марки СВ08Г2С: синяя после отжига, красная после зажима в станке

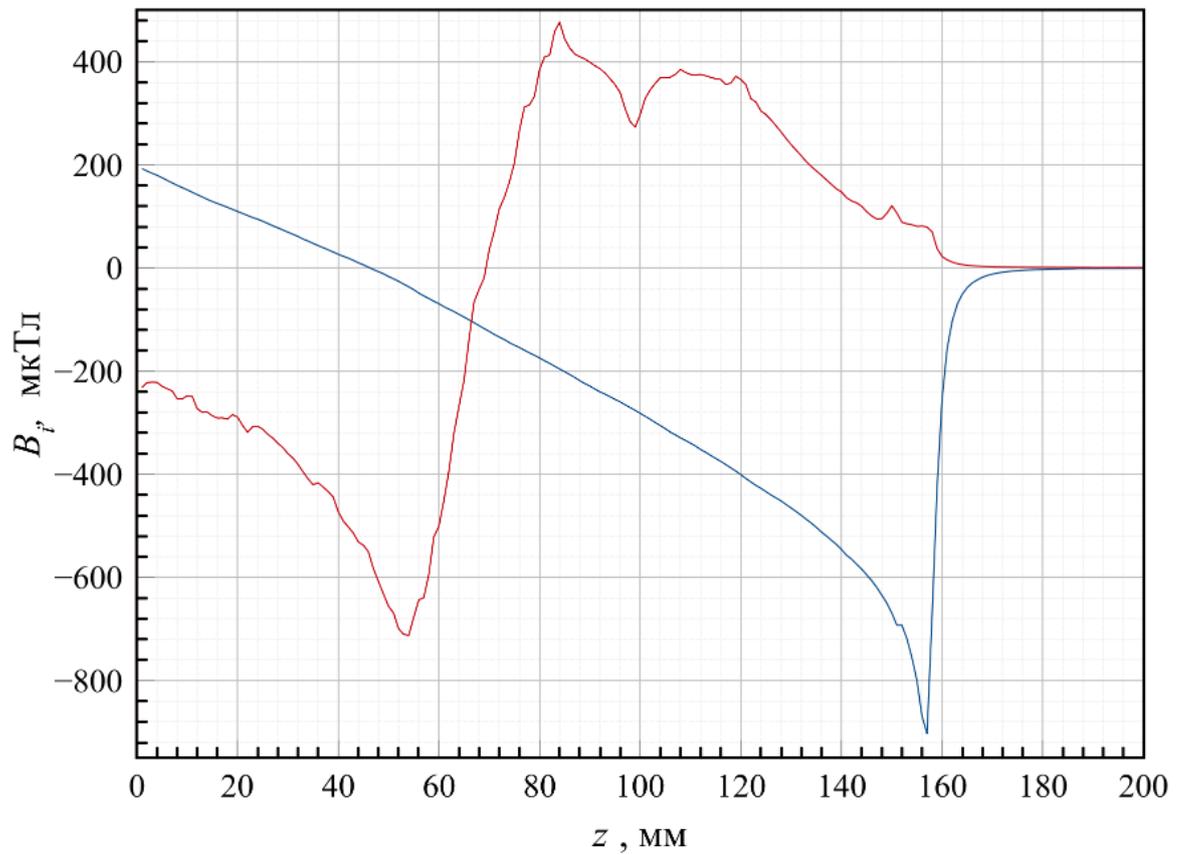
Из представленной магнитограммы видно, что после зажима магнитограмма образца изменилась, что свидетельствует о возникновении напряжённо-деформированного состояния в области 40 ... 80 мм. Этот участок соответствует

зажато в кулачковый патрон станка концу стержня. Второй патрон, расположенный в задней бабке, заметного воздействия на стержень не оказал. Отчётливый пик на 150 ... 155 мм является геометрическим краем исследуемого образца. На рисунке 46 представлена магнитограмма образца после нанесения деформации кручения к области между 75 ... 95 мм.



**Рисунок 46** – Магнитограммы исследуемого стержня: синяя после отжига, красная – после зажима в станке и кручения

Видно, что кручение привело к изменению магнитного поля в области 40 ... 90 мм. Кроме этого, поле на краю образца значительно уменьшилось по амплитуде, что косвенно предполагает перераспределение намагниченности всего образца. При дальнейшем кручении этого же стержня были получены магнитограмма и фотография исследуемого участка, которые представлены на рисунке 47 и 48 соответственно.

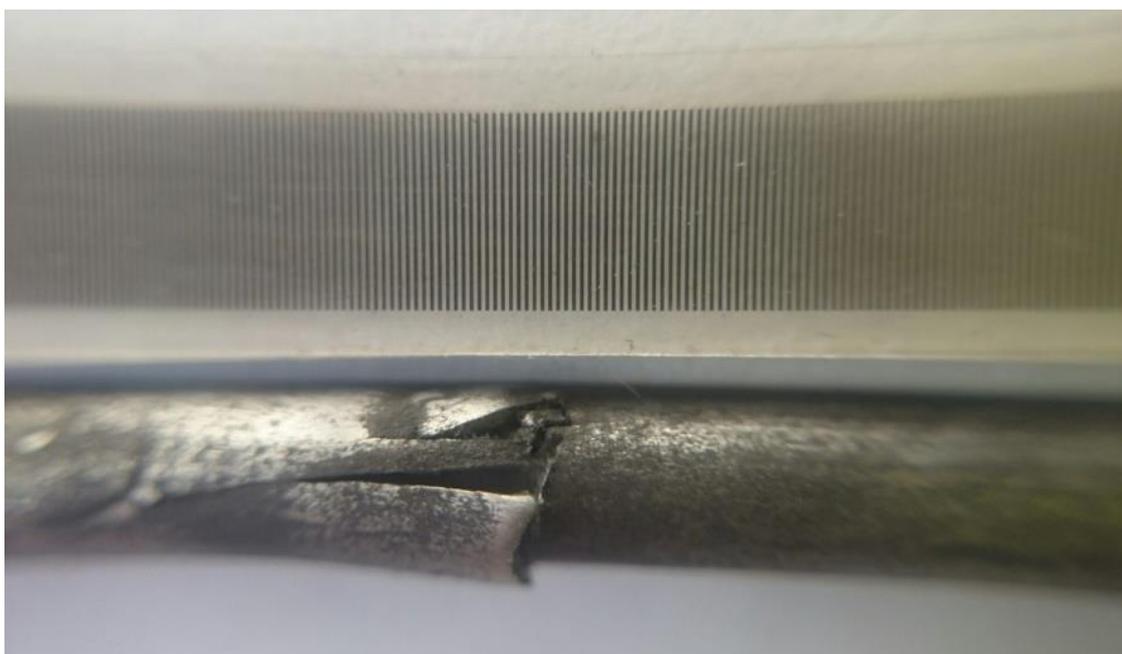


**Рисунок 47** – Магнитограммы исследуемого образца: синяя после отжига, красная – после приложения деформации кручения



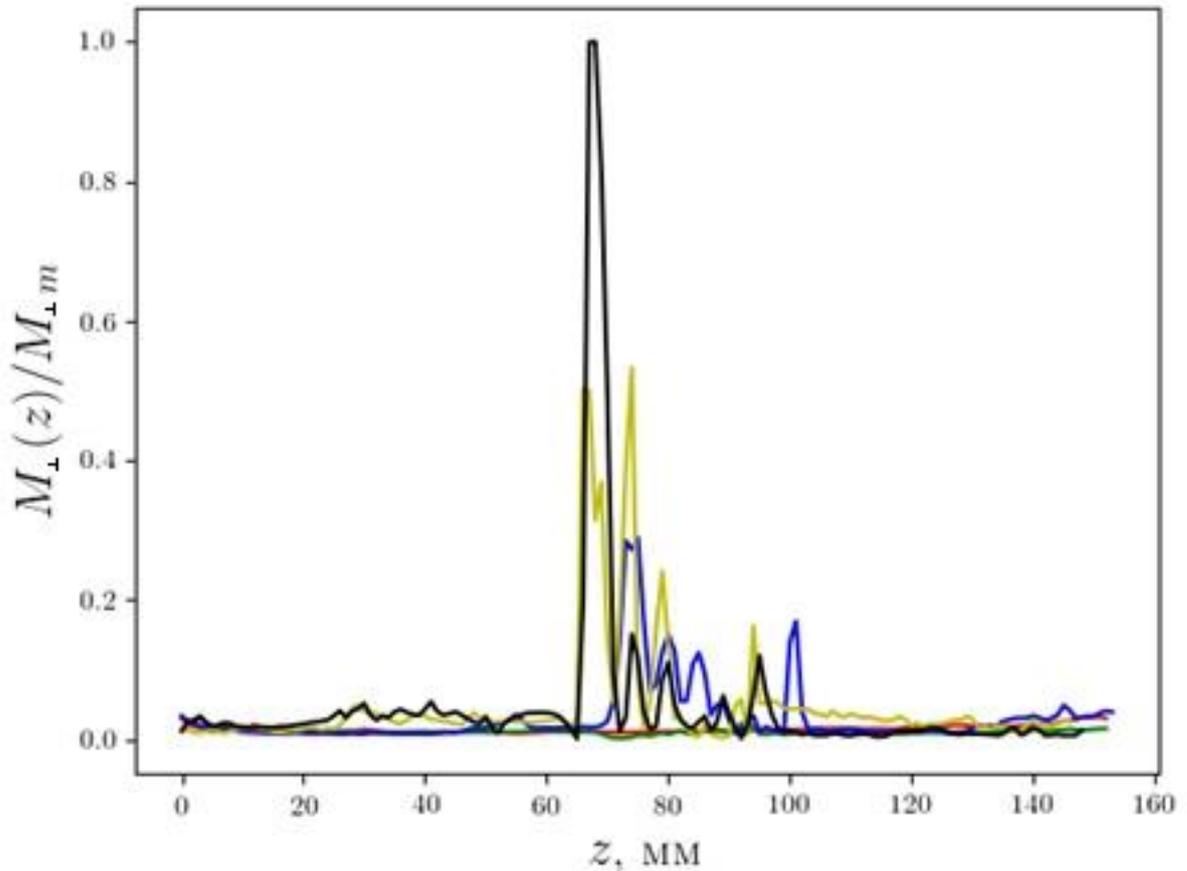
**Рисунок 48** – Фотография исследуемого участка стержня после кручения

Из представленной на рисунке 47 магнитограммы видно, что магнитное поле рассеяния на исследуемом участке увеличилось, а на краю образца уменьшилось. По-видимому, это связано с перераспределением намагниченности во всем образце. На рисунке 48 отчётливо видно образование семейства микротрещин толщиной не более 120 мкм на поверхности образца. Оценка размера проводилась с использованием штриховой меры, шаг которой соответствовал 120 мкм. Описанный эксперимент был повторён на других образцах, и были получены подобные результаты, что подтверждает их достоверность. При последующем кручении стержня трещины увеличивались, что приводило к разрушению образца, как показано на фотографии, представленной на рисунке 49.



**Рисунок 49** – Фотография исследуемого участка стержня после разрушения

Для подтверждения утверждения, что намагниченность исследуемых стержней меняется в процессе проведения экспериментов, проводилась оценка значения модуля поперечной компоненты намагниченности, усреднённой по сечению по формуле 22. Пример оценки намагниченности для стержня из стали марки СВ08Г2С представлен на рисунке 50.



**Рисунок 50** – Значение модуля поперечной компоненты намагниченности, усреднённой по сечению при циклическом приложении деформации кручения в центре образца стали марки СВ08Г2С. Красный – начальное состояние, зелёный – после зажатия в станке, синий, жёлтый, чёрный – первый, второй и третий цикл кручения, соответственно

Видно, что значения модуля намагниченности увеличиваются по мере роста напряжённо-деформированного состояния, количества и глубины микротрещин. Из проведённых экспериментов можно сделать вывод, что деформации кручения приводят к возникновению участков напряжённо-деформированного состояния в стержнях, что в свою очередь приводит к изменению распределения намагниченности, которую возможно оценить с помощью предлагаемой методики.

#### 4.4. Достигнутые результаты и выводы

В результате проведённых экспериментов удалось создать условия для проявления контролируемого изменения распределения намагниченности в исследуемых образцах, вызванного проявлением эффекта Виллари. Экспериментально проверено, что различные по своему качеству деформации в ферромагнитном цилиндрическом образце приводят к схожим изменениям распределения намагниченности. Это явным образом подтверждает состоятельность предложенного метода оценки распределения медленно меняющейся намагниченности цилиндрического образца длиной как минимум в три раза превышающей ширину его системной функции намагниченности, по распределению нормальных к его поверхности компонент магнитного поля

Новизной предложенной методики использования холловского магнитометра для исследования цилиндрических стержней и вычисления по полученным данным оценки распределения их медленно меняющейся намагниченности является объединение метода высокоточных измерений распределения компонент магнитного поля на поверхности образца и вычисление на основе произведённых измерений оценки распределения его медленно меняющейся намагниченности в режиме реального времени.

Разработанная методика может иметь широкое практическое применение для использования как в лабораторных физических экспериментах, для контроля измерения распределения медленно меняющейся намагниченности в одномерных задачах, так и на производстве ферромагнитных цилиндрических объектов труб, тросов, осей и т. п. Её преимуществом является использование вычисленной оценки распределения медленно меняющейся намагниченности в образце в качестве детектора для эффективной локализации областей концентрации напряжённо-деформированных состояний микроструктуры.

Работа выполнялась в рамках гранта РФФИ № 15-14-02297 «Разработка методики магнитного структурного анализа и гибридной экспертной системы

оперативной технической диагностики металлических изделий в геомагнитном поле» и госзадания Министерства образования и науки РФ № 2.852.2017/4.6 «Создание программного обеспечения для моделирования физических сред и природных явлений».

## Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы была достигнута поставленная цель исследования: разработан метод оценки распределения медленно меняющейся намагниченности в цилиндрических ферромагнитных материалах, находящихся в слабых магнитных полях, по измеренному распределению нормальных компонент магнитного поля на их поверхности холловским магнитометром. В результате выполнения поставленных задач исследования, были получены следующие основные результаты:

1. Разработан метод решения обратной задачи нахождения вектора усреднённой по сечению медленно меняющейся намагниченности цилиндрического образца, длиной как минимум в три раза превышающей ширину его системной функции намагниченности, по распределению нормальных к его поверхности компонент магнитного поля.
2. Переходные процессы в тонкоплёночных преобразователях Холла, возникающие в процессе измерения четырёхтактным алгоритмом, ограничивают быстродействие и точность. Они обусловлены разницей температур порядка  $0,5 \text{ }^\circ\text{K}$ , возникающей между измерительными контактами ПХ, линейно зависящей от величины протекающего тока через датчик в диапазоне до 100 мА.
3. Соотношения взаимности для линейной части матрицы нелинейных сопротивлений нестационарного гальваномагнитного элемента выполняются при любых значениях тока в диапазоне до 100 мА и магнитного поля в диапазоне  $\pm 100 \text{ мкТл}$  с погрешностью не более  $10^{-2}$  при нелинейности вольт-амперной характеристики исследуемого ПХ серии ПХЭ602117А порядка  $0,2 \text{ мВ/мТл}$ .
4. Разработан метод достижения порога чувствительности холловских магнитометров порядка  $1 \text{ нТл}$ , основанный на линейной добавке показаний температурного датчика к измеряемому в четырёхтактном алгоритме

напряжению Холла. Он позволяет уменьшить температурную зависимость систематической составляющей температурной погрешности измерений напряжения Холла в диапазоне температур от 10 ... 100 °С до уровня 0.3 мкВ/К.

Дальнейшие исследования предметной области диссертационной работы позволят перейти от качественной оценки распределения медленно меняющейся намагниченности к разработке метрологических методов её количественной оценки. Предпосылками для этого служит развитие технологий высокоточной трёхмерной печати из металлических сплавов сложных геометрических объектов. Это позволит создавать эталонные трёхмерные токовые диполи малого объёма, с хорошо контролируемыми расчётными параметрами, создаваемого магнитного поля. Переход к количественной оценке позволит повысить точность проводимых исследований и измерений.

### Список литературы

1. Lu, Y., Li, L., Hu, N., Pan, Y., Ren, C. Measurement method of magnetic field for the wire suspended Micro-Pendulum accelerometer // *Sensors (Switzerland)*. Volume 15, Issue 4, 13 April 2015, Pages 8527-8539.
2. Stashkov, A.N., Kuleev, V.G., Shchapova, E.A., Nichipuruk, A.P. Studying Field Dependence of Reversible Magnetic Permeability in Plastically Deformed Low-Carbon Steels // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. Volume 54, Issue 12, 1 December 2018, Pages 855-860.
3. Tang, Y., Zhang Y., Ma N., Du P. Control of the nanostructure in percolativemultiferroic composites on the dielectric loss and magnetism threshold // *Journal of Materials Chemistry C*. Volume 3, Issue 35, 31 July 2015, Pages 9076-9088.
4. Ключев, В. В Неразрушающий контроль и диагностика // Ключев В. В., Ф. Р. Соснин, А. В. Ковалев и др. – 2е изд., испр. и доп. – М.: Машиностроение, 2001. – 656 с.
5. Никитов С. А. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники / С. А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков и др. // *УФН*. – 2015. – Т. 185. – №10. – С. 1099 – 1128, doi: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
6. Трегубов А.А., Соколов И.Л., Бабёнышев А.В., Никитин П.И., Черкасов В.Р., Никитин М.П. Magnetic hybrid magnetite/metal organic framework nanoparticles: facile preparation, post-synthetic biofunctionalization and tracking in vivo with magnetic methods // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. Volume 449, 1 March 2018, Pages 590-596.
7. Dzhumazoda, L.V. Panina, M.G. Nematov, S.A. El-Demrdash, A.A. Ukhasov, N.A. Yudanov, A.T. Morchenko, F. X. Qin, Temperature-stable magnetoimpedance (MI) of current-annealed Co-based amorphous microwires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 474, (2019) 374-380.
8. Elena Shalygina, Anna Kharlamova, Andrey Makarov, Galina Kurlyandskaya, Andrey Svalov Structural magnetic characteristics of the Co/Cu/Co thin-film systems // *EPJ Web of Conferences*.– 2018. – Vol. 185.– P. 03009-1–03009-4.
9. Thide, B. *Electromagnetic Field Theory* / B. Thide. – Sweden: Upsilon Books, 2001. – 366 p.

10. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990. 232с.
11. Мейзда, Ф. Электронные измерительные приборы и методы измерений: пер. с англ./ В. Д. Новиков. – М.: Мир, 1990. – 535 с.
12. Мужичкий В.Ф., Султанов М.Х., Загидулин Р.В., Макаров П.С. Многопараметровый метод оценки напряженно-деформированного состояния стальных изделий и трубопроводов // Контроль. Диагностика. 2006. -№8. -С. 17-22.
13. Madec M. et al. // Analog Integr Circ Sig Process vol. 73, 2012, p. 719.
14. J. Jiang et al. // IEEE Journal of solid-state circuits, vol. 49, no. 7, 2014.
15. Gusev, N.A. et al. Magnetoplasmonic Crystals for Highly Sensitive Magnetometry // ACS Photonics. Volume 5, Issue 12, 19 December 2018, Pages 4951-4959.
16. Баранова, В. Е. Измерение слабого магнитного поля на основе феррозондового датчика: дис. к. т. н. / В. Е. Баранова. – Томск, 2015. – 134 с.
17. Дорофеев А. Л., Казаманов Ю. Г. Электромагнитная дефектоскопия. – М.: Машиностроение, 1980. – 232 с.
18. Афанасьев, Ю. В. Феррозонды / Ю. В. Афанасьев. – Л.: Энергия, Ленинградское отделение, 1969. – 168 с.
19. Афанасьев Ю.В. Феррозондовые приборы. – Л.: Энергаториздат. Ленингр.отд-ние. 1986. – 188 с.
20. Игнатъев А. А., Проскуряков Г. М., Каюшкина Е. А., Проблемы и перспективы развития прецизионной магнитометрии // Гетеромагнитная микроэлектроника. 2013, № 15, с 93-103
21. Иголкина Г. В. Скважинная магнитометрия при исследовании сверхглубоких и глубоких скважин // Екатеринбург, Институт геофизики им. Ю.П. Булашевича УрО РАН. 2002. 221 с.
22. Deyneka, R., Tykhan, M., Markina, O. Non-destructive testing of ferromagnetic materials using hand inductive sensor // Archives of Materials Science and Engineering. Volume 98, Issue 1, July 2019, Pages 32-41.
23. Поляков С.В. и др. Линейка индукционных датчиков магнитного поля для геофизических исследований // Сейсмические приборы. 2016. Т. 52, № 1, с.5 – 27
24. Бараночников М.Л. Микромагнитоэлектроника. Т.1. - М.: ДМК Пресс. - 2011. - 544 с.

25. Герасимов В. Г. Неразрушающий контроль качества изделий электромагнитными методами / В. Г. Герасимов, Ю. А. Останин, А. Д. Покровский и др. – М.: Энергия, 1978. – 216 с.
26. Егиазарян, Г. А. Магнитодиоды, магниторезисторы и их применение / Г. А. Егиазарян, В. И. Стафеев. – М.: Радио и связь, 1987. – 88 с.
27. Абрагам А. Ядерный магнетизм. – М.: изд. Иностранной Литературы, 1963.
28. Эрнст Р., Боденхаузен Дж., Вокаун А. ЯМР в одном и двух измерениях. – М.: Мир, 1990.
29. Malcolm H. Levitt. Spin dynamics: basics of nuclear magnetic resonance: John Wiley & Sons, Chichester, UK, 2001, 686 pp.
30. Кларк Дж. Принципы действия и применение СКВИДов // ТИИЭР. 1989. Т. 77, № 8. С. 118–137.
31. Yan-Fei et al. Magnetic susceptibility inversion method with full tensor gradient data using low-temperature SQUIDs // Petroleum Science. 2019, Volume 16, Issue 4, 794–807 pp.
32. Великанов Д. А. СКВИД – магнитометр для исследования магнитных свойств материалов в интервале температур 4,2 – 370 К // Вестник СибГАУ. 2013. № 2(48). С 176 – 181.
33. Nakamura, Y. et al. Sensitivity improvement of sample rotation measurement method in HTS-SQUID magnetometer for diamagnetic materials // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. Volume 28, Issue 4, June 2018.
34. Mallick, K., Wagh, A.A., Anil Kumar, P.S. Enhanced spin transport in a ferrite having distributed energy barriers for exchange bias // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 492, 15 December 2019, 165644 – 8.
35. Голубев А.А., Игнатъев В.К., Никитин А.В. Прецизионный магнитометр. Приборы и техника эксперимента. – 2008. – № 5. с. 123-128. : Игнатъев В.К. Способ уменьшения погрешностей Холловского магнитометра. Патент РФ №2311655. 2007. 5 с.
36. Araujo, J.F.D.F. et al. Versatile Hall magnetometer with variable sensitivity assembly for characterization of the magnetic properties of nanoparticles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 489, 1 November 2019, 165431 – 8.
37. Ruotolo, A. et al. Photo-induced anomalous Hall effect in nickel thin films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 485, 1 September 2019, Pages 82-84.

38. Pandey R.K., Droopad R., Stern H.P. Magnetic field sensor based on varistor response // *IEEE Sensors Journal*. Volume 19, Issue 19, 1 October 2019, 8720268, Pages 8635-8641.
39. Топильский В. Б. Схемотехника измерительных устройств / В. Б. Топильский. - М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. - 232 с.
40. Кобус А., Тушинский Я., Датчики Холла и магниторезисторы. Пер. с польск. В. И. Тихонова и К.Б. Макидонский, под ред. О.К. Хомерики, - М.: Энергия. 1971. - 352 с.
41. Ramsden E. Hall-Effect Sensors 2nd Edition Theory and Application: Newnes. 2006. - 272 с.
42. Stashkov, A.N., Kuleev, V.G., Shchapova, E.A., Nichipuruk, A.P. Studying Field Dependence of Reversible Magnetic Permeability in Plastically Deformed Low-Carbon Steels // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. Volume 54, Issue 12, 1 December 2018, Pages 855-860.
43. Чечерников, В. И. Магнитные измерения // под ред. Е. И. Кондорского. - 2-е изд. - М. : Изд-во МГУ, 1969. - 387 с.
44. Ilit, T., Valko, P., Sitek, J., Novák, P., Drík, M., Senderáková, D., Ušáková, M., Marton, M., Behúl, M., Tomáška, M., Potočný, M., Vojs, M., A novel method for time-resolved measurement of magnetization dynamics induced by femtosecond laser pulse in highly absorbing and metallic layer coated thin films based on a magnetic loop antenna // *AIP Advances*. Volume 9, Issue 9, 1 September 2019, 095044 – 5 pp.
45. Игнатъев В. К., Козин Д. А., Орлов А. А., Станкевич Д. А., Микромагнитный метод микроструктурного анализа ферромагнитных цилиндрических образцов // *Физические основы приборостроения*. 2012. Т. 1. № 4 (5). С. 44 - 57.
46. Jeddi, M. et al. Structural, magnetic, critical behavior and phenomenological investigation of magnetocaloric properties of  $\text{La}_{0.6}\text{Ca}_{0.4-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  perovskite // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. Volume 30, Issue 15, 1 August 2019, Pages 14430-14444.
47. Formisano, A., Martone, R. Different regularization methods for an inverse magnetostatic problem // *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. Volume 60, Issue S1, 2019, Pages S49-S62.
48. Шифрин В.Я. Приборы для точного измерения магнитной индукции и их метрологическое обеспечение. - М.: Машиностроение. - 1981. - 57 с.

49. ГОСТ 8.030-2013. Государственная поверочная схема для средств измерений магнитной индукции, магнитного потока, магнитного момента и градиента магнитной индукции. – М.: Стандартинформ, 2019. - 18 с.
50. Шифрин, В. Я. Государственный первичный эталон единиц магнитной индукции, магнитного потока, магнитного момента и градиента магнитной индукции / В. Я. Шифрин, В. Н. Хорев, В. Н. Калабин и др. // Измерительная техника. – 2012. – № 7. – С. 3 – 7.
51. Zheng J. et al. Magnetic and levitation characteristics of bulk high-temperature superconducting magnets above a permanent magnet guideway // *Superconductor Science and Technology*. Volume 29, Issue 9, 22 July 2016, 095009.
52. Чхиквадзе Т.И., Шифрин В. Я. Геофизическая аппаратура. - Л.: Недра, 1979. - вып. 69. С. 73 - 80.
53. Angelopoulos, S., Vourna, P., Ktena, A., Tsarabaris, P., Hristoforou, E. Design and development of a new magnetometer calibration device // *IEEE Transactions on Magnetics*. Volume 55, Issue 1, January 2019, Pages 1-4.
54. Богомолов В.Н. Устройства с датчиками Холла и датчиками магнитосопротивления. – М.: Госэнергоиздат, 1961. – 168 с.
55. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Гальваномагнитные приборы. – М.: Радио и связь, 1983. – 104 с.
56. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
57. Ramsden. E. Hall-Effect Sensors – Theory and Application. – Elsevier, 2007. - 291 p.
58. Yu, X.-Q., Zhu, Z.-G., Su, G., Jauho, A.-P. Spin-Caloritronic Batteries // *Physical review applied*. Volume 8, Issue 5, 20 November 2017, 054038-12 pp.
59. Cholakova, I. N. Temperature Influence on Hall Effect Sensors Characteristics / I. N. Cholakova, T. B. Takov, R. T. Tsankov et. al. // 20th Telecommunications forum TELFOR. – 2012. – pp.967 – 970. – doi: 10.1109/TELFOR.2012.6419370.
60. Левшина Е.С., Новицкий П.В., Электрические измерения физических величин. Учеб. Пособие для вузов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1983. – 302 с.
61. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника: Справ. – Киев: Наукова думка. – 1975. – 704 с.
62. Самойлович, А. Г. Современное состояние теории термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках / А. Г. Самойлович, Л. Л. Коренблит // *Успехи физических наук*. – 1953. – Т. 49. – №2. – С. 337 – 383.

63. Агеев О.А., Мамиконова В.М., Петров В.В., Котов В.Н., Негоденко О.Н. Микроэлектронные преобразователи неэлектрических величин: Учебное пособие. Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2000. – 153 с.
64. Onsager. L. Reciprocal relations in irreversible processes. // *Physical Review*, 1931. – V. 37. 405 – 426 pp.
65. Onsager. L. Reciprocal relations in irreversible processes. II. // *Physical Review*, 1931. – V. 38. 2265 – 2279 pp.
66. Гроот С.Р. Термодинамика необратимых процессов. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 281 с.
67. Dey, R., Register, L.F., Banerjee, S. K. Theory of spin detection on the surface of diffusive topological insulators by means of ferromagnets: Establishing Onsager reciprocity and the importance of tunnel contact // *Physical Review B. Volume 100*, Issue 9, 12 September 2019, 094419 – 19 pp.
68. Ignatjev, V., Orlov, A., Perchenko, S. The research of reciprocal relations for nonlinear quadripole in the magnetic field // *Progress in Electromagnetics Research Letters* vol. 59, 2016, pp. 71-75.
69. Белов, К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах / – М.-Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1951. – 256 с.
70. Gumarov, G.G. et al. Magnetic properties of iron silicide films ion-synthesized in the field of mechanical stresses // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 487*, 1 October 2019, 165322 – 5.
71. Milyutin, V.A., Gervasyeva, I.V. Thermally activated transformations in alloys with different type of magnetic ordering under high magnetic field // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 492*, 15 December 2019, 165654 – 26.
72. Crespo R.D. et al. Villari effect in silicone/FeGa composites // *Bulletin of Materials Science. Volume 42*, Issue 5, 1 October 2019, 238-7.
73. Lebedev, N.G. et al. Quantum model for studying magneto-mechanical properties of a magnetically soft ferromagnet // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 494*, 15 January 2020, 165658 – 41.
74. Акулов, Н.С. Ферромагнетизм / Н.С. Акулов. – М.-Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1939. – 188 с.
75. Вонсовский С. В. Ферромагнетизм / С.В. Вонсовский, Я.С. Шур. – М.-Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1948. – 817 с.
76. Белов К. П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. – М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. Лит., 1987. – 160 с.

77. Акулов Н. С., Кондорский Е. И. Применение новой статистики к расчету магнитомеханических явлений. – ЖЭТФ, 1933, т.3, №2, с.109-114.
78. Белов К. П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. – М.: Гостехтеориздат, 1951.
79. Бородин В.И., Баранова Н.А., Кулеев В.Г. Влияние механических напряжений на некоторые свойства магнитострикционных материалов. – ФММ, 1972, т.33, № I, с. 94 –105.
80. Владимирова Н. Н., Дунаев Ф. Н., Скоредин В. Н., Яковлев Г. П. Влияние статических упругих напряжений на внутреннее трение и модуля сдвига ферромагнитных материалов. – В кн.: Материаловедение, Воронеж.полит.ин-т, 1975, 42, с. 220 – 228.
81. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. – 519 с.
82. Такер Дж., Зэмpton В. Гиперзвук в физике твёрдого тела: Пер. с англ./ Под ред. И. Г. Михфйлова и В. А, Шутилова. – М.: Мир, 1975. – 453 с.
83. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах. – М.: Наука, 1981. – 287 с.
84. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. – М.: Наука, 1984. – 403 с.
85. Щур М. Л. Об обратной задаче магнитостатики / М. Л. Щур, А П. Новослугина, Я. Г. Смородинский // Дефектоскопия. – 2013. – Т. 49. – №8. – С. 43 – 53.
86. Печенков А.Н., Щербинин В.Е. Некоторые прямые и обратные задачи технической магнитостатики. Екатеринбург: УрО РАН, 2004. – 177 с.
87. El-Mihoub T.A., Hopgood A.A., Nolle L.A. Battersby Hybrid genetic algorithms: a review // Eng. Lett. vol. 13, iss. 2, 2006. p. 124.
88. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Том I. – М.: ДМК Пресс, 2008. – 832 с.
89. Nevsorov, A., Orlov, A. Geomagnetic field fast-change measurements by proton precession magnetometer // 16 International multidisciplinary scientific geoconference, Volume 3, Pages 499-504, Doi: 10.5593/SGEM2016/B13/S05.063.
90. В. К. Игнатъев, А. А. Орлов ¶, С. В. Перченко, Д. А. Станкевич, Холловский микроскоп для измерения магнитных свойств пленок / Письма в журнал технической физики, 2017, том 43, вып. 15.

91. Polanschütz W. Inverse magnetostrictive effect and electromagnetic non-destructive testing methods // NDT International. vol.19, iss. 4, 1986. p. 249.
92. Власов В.Т., Дубов А.А. Физические основы метода магнитной памяти металла. М.: Тиссо, 2004. 424 с.
93. Jiles D.C. Theory of the magnetomechanical effect // J. Phys. D: Appl. Phys. vol. 28, 1995. p. 1537.

### Публикации автора по теме диссертации

- A1. Бардин А. А., Игнатьев В. К. Устройство для калибровки трёхкомпонентного магнитометра. Патент РФ № 138023, 2013 г.
- A2. Бардин А. А., Перченко С. В. Холловский градиометр // Инженерный вестник Дона [Электронный ресурс] 2014. режим доступа: <http://www.ivdon.ru/ru/magazine/archive/N4y2014/2693>.
- A3. Бардин А. А. Холловский градиометр // XIX Региональная конференция молодых исследователей Волгоградской области. 2014, Волгоград: Изд-во ВолГТУ. С. 222 -223
- A4. Бардин А. А., Игнатьев В. К. Алгоритм ориентации по физическим полям Земли // Фундаментальные и прикладные науки сегодня. Материалы VI международной научно-практической конференции. North Charleston. USA - 2015 г. С. 219-221.
- A5. Бардин А. А., Игнатьев В. К., Орлов А. А., Перченко С. В., Станкевич Д. А. Магнитная экспресс диагностика микроструктуры инженерных конструкций // Технологии техносферной безопасности - 2015. С.1 - 8.
- A6. Бардин А. А., Орлов А. А. Программа для определения калибровочных коэффициентов первичных преобразователей многокомпонентного мобильного магнитного сканера. Свидетельство на программу ЭВМ № 2016660782. 2016.
- A7. Bardin, A., Ignatjev, V., Orlov, A., Perchenko, S. Verifying of reciprocal relations for nonlinear quadripole in unsteady mode // Results in Physics, Volume 7, 2017, Pages 665-666, Doi:10.1016/j.rinp.2017.01.029.
- A8. Bardin, A., Ignatjev, V., Orlov, A., Perchenko, S. Voltage transients in thin-film InSb Hall sensor // Results in Physics, Volume 7, 2017, Pages 3344-3345, Doi:10.1016/j.rinp.2017.08.050.

- A9. Bardin, A., Ignatjev, V., Orlov, A., Perchenko, S. Reciprocal relations for nonlinear multipole in inhomogeneous magnetic field // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Doi:10.1016/j.jmmm.2017.05.079.
- A10. Bardin, A., Ignatjev, V., Orlov, A. Hall magnetic scanner // 17 International multidisciplinary scientific geoconference, Volume 17, Pages 165-171, Doi:10.5593/sgem2017/14.
- A11. Bardin, A., Ignatjev, V., Nevzorov A., Orlov, A. Mapping of geomagnetic vector to global coordinate system // 17 International multidisciplinary scientific geoconference, Volume 17, Pages 237-243, Doi:10.5593/sgem2017/14.
- A12. Nevzorov A.A., Orlov A.A., Ignatjev V.K., Bardin A.A. Calibration algorithm of Hall magnetometer in visible coordinate system // Measurement, 2018, DOI:10.1016/j.measurement.2018.11.065.
- A13. Бардин А.А., Орлов А.А., Перченко С.В. Метод экспресс-диагностики напряженно-деформированного состояния слабо намагниченных ферромагнитных стержней // Математическая физика и компьютерное моделирование. Том 23 № 1 2020, с. 44-79.