

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА»  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА  
«Исследование эффекта Фарадея в борате железа ( $\text{FeVO}_3$ ),  
обусловленного компонентой намагниченности параллельной оси  $C_3$ »

Выполнил студент  
419 группы  
Булатов Дмитрий Андреевич

---

Подпись студента  
Научный руководитель:  
Д. ф.-м. н., профессор  
Зубов Виктор Евгеньевич

---

Подпись научного руководителя

Допущен к защите

---

Зав. кафедрой магнетизма

Д. ф.-м. н., профессор Перов Н.С.

Москва

2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	3
Глава 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР .....	5
1.1. Антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом .....	5
1.2. Компонента намагниченности вдоль оси $C_3$ .....	8
1.3. Эффект Фарадея в ферромагнетиках .....	10
Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.....	11
2.1. Методика измерений .....	11
2.2. Экспериментальная установка. ....	11
2.3. Подавление паразитного сигнала на частоте $f$ .....	17
2.4. Описание образцов .....	18
Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ .....	21
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	23
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	24
БЛАГОДАРНОСТИ.....	26

## ВВЕДЕНИЕ

Антиферромагнетики, в которых существует спонтанный ферромагнитный момент, называют антиферромагнетиками со слабым ферромагнетизмом. Величина такого момента существенно мала по сравнению с намагниченностью каждой из подрешёток антиферромагнетика. Долгое время, с момента открытия слабого ферромагнетизма в природных кристаллах гематита [1], это явление считалось следствием наличия примесей в образцах. Однако позже это явление было обнаружено в чистых кристаллах  $\text{NiF}_2$  в работе [2]. А также в  $\text{MnCO}_3$  и  $\text{CoCO}_3$  в работе Боровика-Романова [3]. Он высказал предположение, что наличие слабого магнитного момента обусловлено тем, что намагниченности подрешёток слегка наклонены друг к другу и не полностью компенсируют друг друга. А построенная Дзялошинским термодинамическая теория слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков предсказывает существование этого спонтанного магнитного момента из соображений симметрии [4].

Борат железа ( $\text{FeVO}_3$ ) - один из немногих известных магнитоупорядоченных при комнатной температуре кристаллов, прозрачных в видимой области спектра.  $\text{FeVO}_3$  имеет очень малый спонтанный магнитный момент вдоль оси  $C_3$ [5].

Во всех видах магнетиков: ферромагнетиках, аморфных ферромагнетиках, ферримагнетиках, и слабых ферромагнетиках наблюдались линейные по намагниченности магнитооптические эффекты. В борате железа наблюдался эффект Фарадея, обусловленный слабоферромагнитной компонентой намагниченности, величиной 2300 градусов/см на длине волны  $5250\text{\AA}$  [6]. Поэтому естественно предположить существование эффекта Фарадея, обусловленного и намагниченностью вдоль оси  $C_3$  в борате железа.

Целью данной работы было проведение эксперимента по поиску эффекта Фарадея в  $\text{FeVO}_3$ , обусловленного намагниченностью вдоль оси  $C_3$ . В работе представлена экспериментальная установка для регистрации малого

магнитооптического эффекта, и с помощью неё был впервые обнаружен эффект Фарадея, обусловленный малым спонтанным магнитным моментом вдоль оси  $C_3$ .

# ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

## 1.1 Антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом

Термодинамическую теорию слабого ферромагнетизма построил Дзялошинский [4]. Он показал, что существование спонтанного магнитного момента у некоторых антиферромагнитных кристаллов непосредственно следует из общего вида термодинамического потенциала. Причинами, приводящими к слабому ферромагнетизму антиферромагнетиков, являются релятивистские взаимодействия спин-решетка и магнитные взаимодействия. Эти взаимодействия при определенной симметрии кристалла могут привести к слабому наклону магнитных подрешеток друг к другу, за счет чего и появляется слабый ферромагнитный момент.

Подробно он рассмотрел термодинамический потенциал для ромбоэдрических кристаллов, таких как гематит, борат железа и др. Кроме того, было показано, что симметрия ромбоэдрических кристаллов допускает появление магнитного момента вдоль оси третьего порядка  $C_3$ .

Микроскопическую теорию слабого ферромагнетизма развил Мория [7,8]. Им показано, что при учете спин-орбитального взаимодействия в схеме косвенного обмена как возмущения в магнитном гамильтониане возникают члены, антисимметричные по отношению к перестановке номеров магнитных подрешеток.

Построенная теория слабого ферромагнетизма вводит параметр, характеризующий скос подрешеток антиферромагнетика и приводящий к возникновению слабого ферромагнитного момента - эффективное поле Дзялошинского. Модель скошенных подрешеток показана на рисунке 1. Вектор  $\vec{m}$  определяет слабый ферромагнетизм и направлен перпендикулярно вектору антиферромагнетизма  $\vec{l}$ , поэтому намагниченности подрешеток отклоняются на небольшой угол, а не направлены антипараллельно.

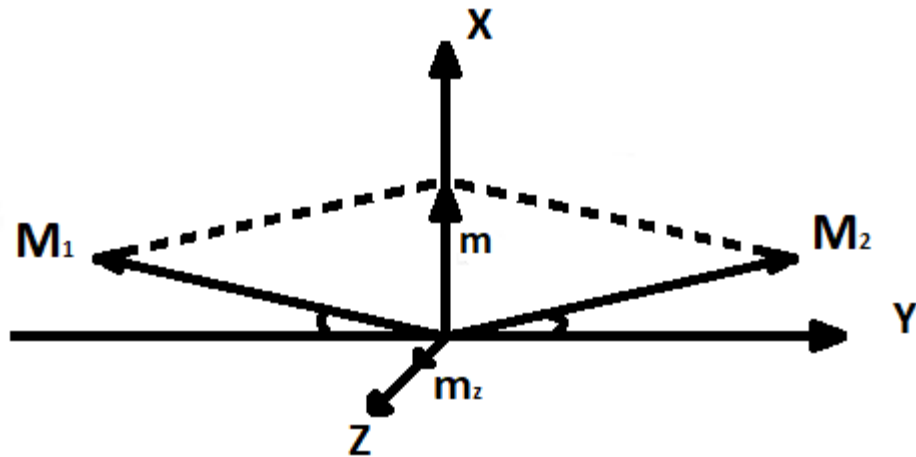


Рисунок 1. Образование слабого ферромагнетизма за счет скоса векторов намагниченности в двухподрешеточном антиферромагнетике.

Механизмы, приводящие к появлению слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков, принято называть взаимодействием Дзялошинского.

Рассмотрим борат железа. Элементарная ячейка содержит два магнитных иона  $\text{Fe}^{3+}$ , поэтому будем рассматривать две подрешетки с намагниченностями  $\vec{M}_1$  и  $\vec{M}_2$ . При этом  $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M = 520 \text{ Гс}$  (при  $T=0 \text{ К}$ ) [9]. Вместо данных векторов введем другие:

$$\vec{m} = \frac{\vec{M}_1 + \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| + |\vec{M}_2|} \text{ - приведённый вектор слабого ферромагнетизма;}$$

$$\vec{l} = \frac{\vec{M}_1 - \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| + |\vec{M}_2|} \text{ - приведенный вектор антиферромагнетизма.}$$

Термодинамический потенциал  $\text{FeVO}_3$  в общем виде должен быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии группы  $D_{3d}^6$ . Однако для описания макроскопических свойств в магнетиках достаточно, чтобы потенциал  $\Phi$  оставался инвариантным относительно преобразований соответствующей точечной группы  $D_{3d}$  [4].

Разложение термодинамического потенциала бесконечного однодоменного кристалла  $\text{FeVO}_3$  с учётом инвариантов до второго порядка по компонентам намагниченности имеет вид:

$$\Phi = \frac{B_1}{2} \vec{l}^2 + \frac{B_2}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + \frac{b}{2} m_z + D(l_x m_y - l_y m_x)$$

Декартова система координат выбрана так, что ось Z направлена по оси  $C_3$ , ось X параллельна одной из осей второго порядка кристалла, а ось Y лежит в плоскости симметрии. Первые два члена в выражении описывают энергию обменного взаимодействия ( $B_1 \sim B_2$ ). Члены с a и b определяют энергию одноосной анизотропии второго порядка.

$$\frac{a}{B_2} \sim \frac{b}{B_2} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

Пятое слагаемое с коэффициентом D отвечает за появление слабого ферромагнетизма, причиной которого являются релятивистские взаимодействия спин - решётка и магнитные дипольные взаимодействия. D - константа Дзялошинского, v - скорость электрона в атоме, c - скорость света.

$$\frac{D}{B_2} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

$$\vec{m}^2 + \vec{l}^2 = 1$$

Сделаем в выражении замену:

$$\frac{B_1}{2} \vec{l}^2 + \frac{B_2}{2} \vec{m}^2 \rightarrow \frac{B_2 - B_1}{2} \vec{m}^2 \rightarrow \frac{B}{2} \vec{m}^2$$

В результате термодинамический потенциал приобретает вид:

$$\Phi = \frac{B}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + \frac{b}{2} m_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x)$$

Компонента слабого ферромагнетизма  $m_{\perp} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2} = \left(\frac{D}{B}\right) l_{\perp}$  в базисной плоскости мала по сравнению с намагниченностью подрешёток. Из уравнения видно, что слабый ферромагнитный момент пропорционален проекции вектора антиферромагнетизма  $\vec{l}$  на базисную плоскость и не зависит от ориентации этой проекции в базисной плоскости.

## 1.2 Компонента намагниченности вдоль оси $C_3$

Учет инвариантов второго порядка по компонентам намагниченности в разложении термодинамического потенциала не приводит к анизотропии в базисной плоскости относительно вращения вектора  $\vec{l}$ . Анизотропия в базисной плоскости появляется при рассмотрении инвариантов более высокого порядка.

При разложении до 4 порядка возникает слагаемое с коэффициентом  $f$ , которое описывает компоненту намагниченности  $m_z$  вдоль оси  $C_3$ :

$$\Phi = \frac{B}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + b m_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x) + \frac{1}{2i} d \left[ (l_x + i l_y)^3 - (l_x - i l_y)^3 \right] l_z + \frac{f}{2} \left[ (l_x + i l_y)^3 + (l_x - i l_y)^3 \right] m_z + \frac{e}{2} \left[ (l_x + i l_y)^6 + (l_x - i l_y)^6 \right]$$

в сферических координатах уравнение приобретает вид:

$$\Phi = \frac{B}{2} m^2 + \frac{a}{2} \cos^2 \theta + \frac{b}{2} m_z + D \sin \theta (m_y \cos \varphi - m_x \sin \varphi) + d \cos \theta \sin^3 \theta \sin(3\varphi) + f m_z \sin^3 \theta \cos(3\varphi)$$

$$\frac{f}{D} \sim \frac{m_z}{m_{\perp}} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sim 10^{-5} - 10^{-2},$$

$$\frac{f}{B} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^4.$$

Таким образом, теория Дзялошинского предсказывает не только намагниченность  $m_{\perp}$  в базисной плоскости, но и вектор  $m_z$ , перпендикулярный базисной плоскости. Намагниченность в базисной плоскости  $m_{\perp}$  в  $\left(\frac{v}{c}\right)^2$  раз меньше суммарной намагниченности подрешеток. В свою очередь  $\frac{m_z}{m_{\perp}} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$  т.е. намагниченность вдоль оси  $C_3(Z)$  существенно меньше намагниченности подрешеток  $\frac{m_z}{M} \sim \left(\frac{v}{c}\right)^4$ . А угловая зависимость этой намагниченности описывается выражением  $m_z = m_{z0} \cdot \cos 3\varphi$ , где угол  $\varphi$  отсчитывается в базисной плоскости от линии пересечения базисной



плоскости с зеркальной плоскостью симметрии. При вращении  $m_{\perp}$  в базисной плоскости на  $360^{\circ}$  величина  $m_z$  должна шесть раз менять знак.

Предсказанный спонтанный магнитный момент в направлении оси  $C_3$  был обнаружен в гематите  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , в борате железа  $\text{FeVO}_3$  в работе [5], в кристалле  $\text{CoCO}_3$  в работе [10], а также измерена величина магнитного момента вдоль оси  $C_3$ . Для бората железа она составила  $0,4 \cdot 10^{-3}$  от магнитного момента в базисной плоскости [5]. На рисунке 2 представлены результаты измерений магнитного момента вдоль оси  $C_3$  в кристалле  $\text{CoCO}_3$  от угла поворота образца в работе [10].

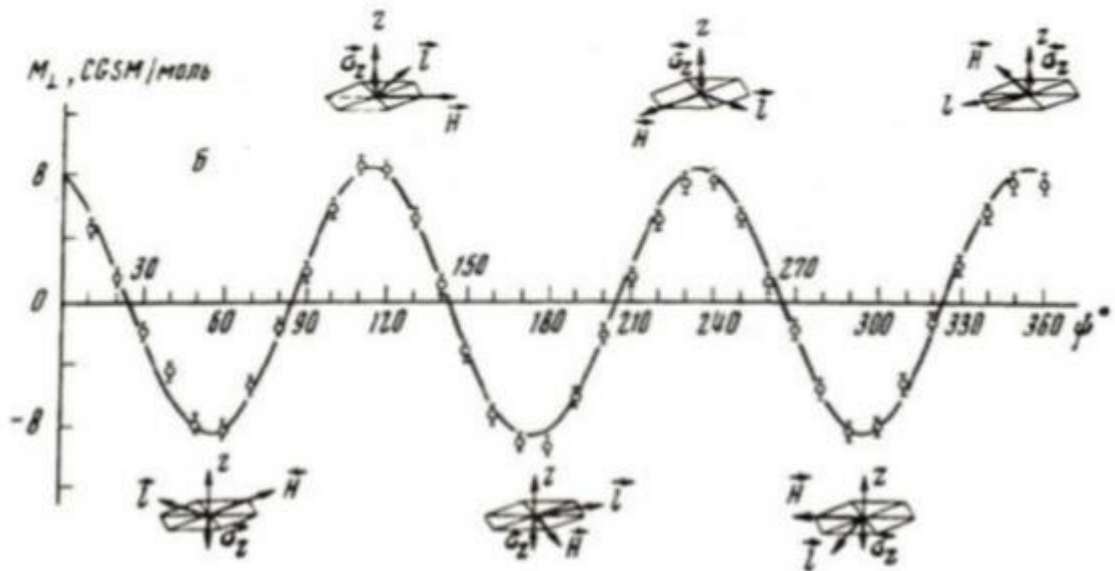


Рисунок 2. Осцилляция магнитного момента вдоль оси  $C_3$  в  $\text{CoCO}_3$ .

### 1.3 Эффект Фарадея в ферромагнетиках

При взаимодействии света с намагниченным образцом, наблюдаются изменения в интенсивности, поляризации, сдвиг фазы, двулучепреломление света. Эти эффекты носят названия магнитооптические. Магнитооптические эффекты можно разделить по характеру зависимости от намагниченности: линейные и квадратичные; по взаимному расположению вектора намагниченности и направлению распространения света на продольные (эффект Фарадея) и поперечные (эффект Фохта). Логично так же разделить эффекты на эффекты в отраженном свете (эффекты Керра) и в прошедшем (эффект Фарадея и Фохта).

Используемый в работе эффект Фарадея заключается в повороте поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны, при прохождении через продольно намагниченную среду. Линейно поляризованную волну можно разложить на право- и левоциркулярно поляризованные, эффект Фарадея заключается в разности показателей преломления среды для этих волн. При прохождении светом расстояния  $d$  между волной  $n_+$  и  $n_-$  появляется разность фаз из-за разности фазовых скоростей. Соответственно плоскость поляризации поворачивается на угол:

$$\alpha_f = \frac{\omega}{c} (n_+ - n_-)d,$$

$\omega$  — частота электромагнитной волны,  $c$  — скорость света.

При прохождении света сквозь образец, поворот плоскости поляризации определяется проекцией намагниченности на направление распространения света. Далее поворот поляризации с помощью анализатора преобразуется в изменение интенсивности света.

## ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

### 2.1 Методика измерений

В данной работе было проведено исследование образцов с помощью модуляционной методики измерения эффекта Фарадея. Фиксировались изменения интенсивности света, прошедшего через образец, при перемагничивании его внешним магнитным полем.

Идея эксперимента состоит в том, что образец помещается во вращающееся с частотой  $f$  магнитное поле, плоскость вращения которого совпадает с базисной плоскостью кристалла. Намагниченность в образце в этом случае равномерно вращается в плоскости. Образец закреплён в цилиндре, который можно поворачивать на  $360^\circ$  вокруг оси  $C_3$ . Свет проходит через образец вдоль оси  $C_3$ . Вдоль оси  $C_3$  образца будет периодически меняться величина намагниченности  $m_z$  с частотой в три раза большей частоты вращения поля. Измерения проводятся на частоте  $3f$ . И это позволяет отстроиться от сигнала на частоте  $f$ , обусловленного слабоферромагнитной компонентой в базисной плоскости. Таким образом, при повороте образца на  $360^\circ$  эффект Фарадея меняет знак 6 раз.

### 2.2 Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3. Использовался генератор звуковых сигналов Г6-26, имеющий несколько выходов: основной сигнал с фазой  $0^\circ$ , дополнительный сигнал с фазой сдвинутой на  $90^\circ$  по отношению к основному, а также прямоугольный сигнал, совпадающий по фазе с основным. Генератор выдаёт два синусоидальных сигнала с разницей фаз  $90^\circ$ , которые поступают на разные каналы усилителя мощности КОРВЕТ 200УМ-088С и питают взаимно перпендикулярные катушки, создающие вращающееся с частотой  $f$  магнитное поле. Анизотропия бората железа в базисной плоскости мала, а также экспериментально

установлено, что поле насыщения составляет  $\sim 1 \text{ Э}$  [11], поэтому катушками создаётся вращающееся магнитное поле величиной  $\sim 10 \text{ Э}$ , на порядок превышающее поле насыщения бората железа.

Прямоугольный сигнал в соответствии с разложением Фурье может быть представлен как сумма гармонических сигналов на разных частотах:  $f, 3f, 5f\dots$  Для выделения сигнала с частотой  $3f$  используется резонансный усилитель У2-6 настроенный на эту частоту. Сигнал с частотой  $3f$  используется как опорный сигнал в фазовом детекторе. В качестве источника света использовалась дуговая ксеноновая лампа ДКсШ-150. Питание лампы производилось от стабилизированных источников тока Б5-21. Свет проходил сквозь узкую диафрагму диаметром 1 мм, поляризатор, образец, анализатор, повернутый на  $45^\circ$  относительно поляризатора. Затем попадал на фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79. Для измерения сигнала с частотой  $3f$  использовался резонансный усилитель У2-6 и фазовый детектор В9-2. Сигнал с фотоэлектронного умножителя поступал одновременно на усилитель постоянного тока ( $J_0$ ) и через селективный усилитель на фазовый детектор ( $\Delta J_0$ ), с выхода которого снимался постоянный сигнал, пропорциональный изменению интенсивности падающего света.

Величина магнитооптического эффекта определяется соотношением сигналов.

$$\delta = \frac{\Delta J_0}{J_0} = \frac{I_{\sim}}{I_0}$$

$I_0$ - интенсивность прошедшего света;

$I_{\sim}$ - глубина модуляции света вследствие перемагничивания.

Если поляризатор и анализатор скрещены под углом  $45^\circ$ , то величина эффекта  $\delta$  численно равна углу поворота плоскости поляризации в радианах.

Величина эффекта в градусах:  $\alpha = \delta \frac{180^\circ}{\pi}$

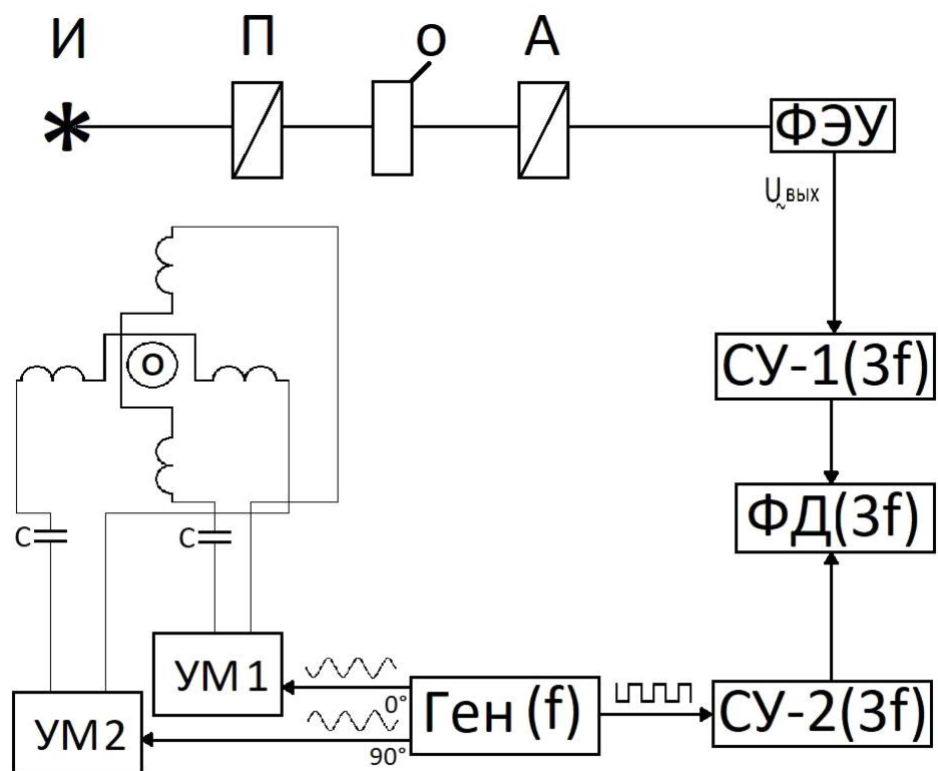


Рисунок 3. Блок-схема экспериментальной установки.

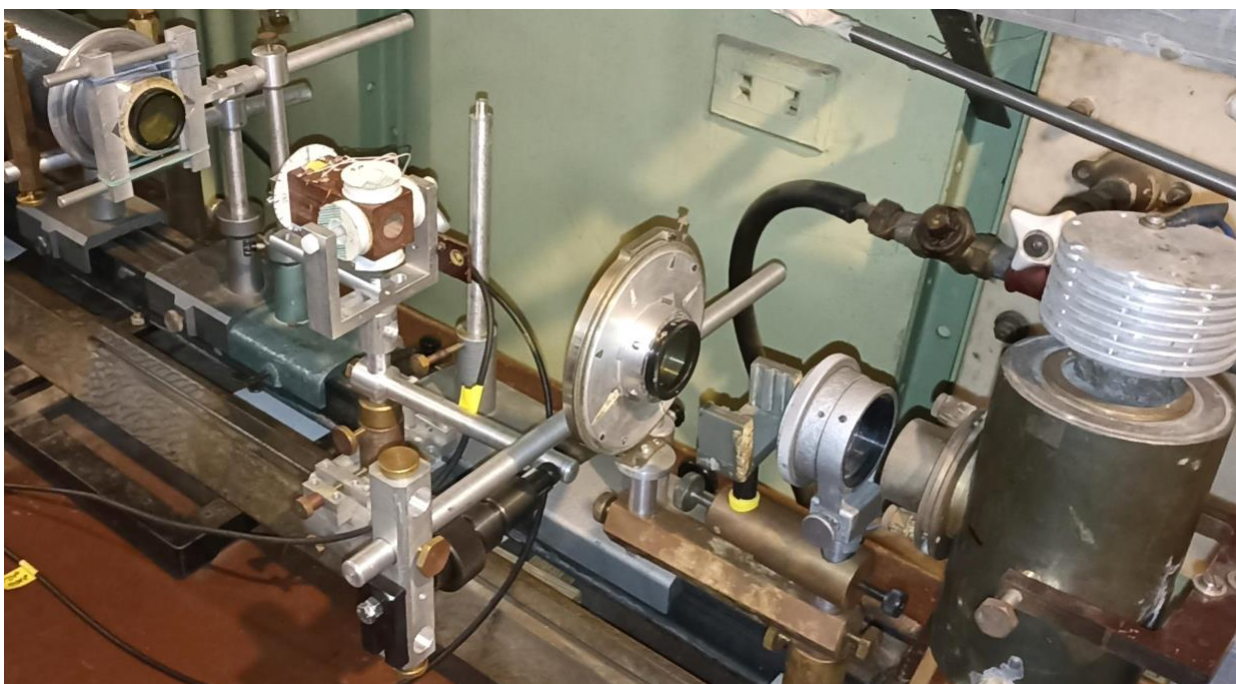


Рисунок 4. Фото экспериментальной установки.

Технические характеристики установки:

- Диапазон частот усилителя У2-8 20 Гц – 100 кГц
- Диапазон частот усилителя У2-6 20 Гц – 30 кГц
- Коэффициент усиления имеет ступенчатую регулировку через 10 Дб в диапазоне от 0 до 120 Дб
- Диапазон частот преобразуемых сигналов В9-2: 20Гц- 30кГц
- Опорное рабочее напряжение В9-2: 1-2В
- Область спектральной чувствительности ФЭУ-79: 160 - 600 нм
- Номинальная мощность лампы ДКсШ-150: 150Вт
- Спектральный диапазон ДКсШ-150: непрерывный спектр в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях
- Индуктивности катушек 6,8 мГн
- Ёмкости конденсаторов 200 мкФ
- Частота генератора Г6-26  $f = 265$  Гц

Выбор частоты генератора обусловлен необходимостью отойти от частот, на которых может наводиться паразитный сигнал, в частности от частоты электросети в 50 Гц, и кратных ей величин. А также от помех по свету на частоте 100 Гц. Частота не могла быть слишком большой, так как в этом случае возрастало бы индуктивное сопротивление катушек.

Специально для этого эксперимента была сделана система крепления образца в цилиндре, который способен вращаться на  $360^\circ$  вокруг своей оси. В свою очередь цилиндр держится внутри ячейки, на которой крепятся катушки, создающие магнитное поле. Длина цилиндра подобрана таким образом, чтобы образец находился с большой точностью в центре создаваемого магнитного

поля. Таким образом обеспечивается и расположение плоскости образца в плоскости вращения магнитного поля. С помощью специальных винтов предусмотрена тонкая настройка вращения ячейки вокруг двух осей: вертикальной и горизонтальной, для выставления образца строго перпендикулярно падающему лучу света. Угол наклона ячейки регулируется с точностью до  $0,3^\circ$  по каждой из осей. Фотографии системы крепления представлены на рисунках 5,6.



Рисунок 5. Система крепления образца.



Рисунок 6. Элемент крепления образца.

## Вращающееся магнитное поле

Для проведения эксперимента были специально изготовлены две пары одинаковых катушек, создающие вращающееся магнитное поле постоянной амплитуды. Геометрические параметры катушек указаны на рисунке 7. Сопротивление катушек  $R = 14,2$  Ом. Используя геометрические параметры катушек оценена индуктивность каждой из них, она равна  $L = 6,8$  мГн [12].

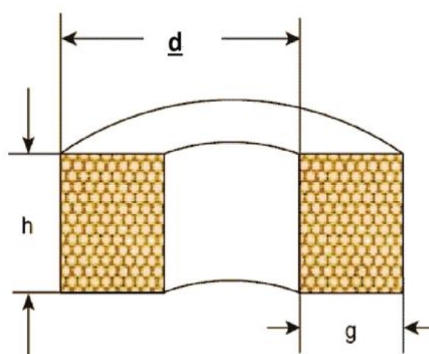


Рисунок 7. Геометрические параметры катушек.

$$d = 15 \text{ мм}, g = 8,5 \text{ мм}, h = 8,5 \text{ мм}.$$

Из геометрических параметров катушек рассчитаны изменения амплитуды магнитного поля от амплитуды поля в центре:

Таблица 1. Отклонение амплитуды поля от значения в центре.

Отклонение от центра	Изменение величины поля
0,25 мм	0,1 %
0,5 мм	0,4 %
0,75 мм	0,7 %
1,0 мм	1,2 %
1,5 мм	2,6 %

В ходе экспериментов было выявлено наличие постоянной составляющей тока на катушках. Для устранения этой составляющей в цепь с катушками



были последовательно включены конденсаторы одинаковых ёмкостей  $C=200\text{мкФ}$ . Ёмкость выбрана достаточно большой, чтобы ёмкостное сопротивление в цепи было незначительным и минимизировать падение напряжения на нём. Была проведена градуировка магнитного поля по напряжению на выходах генератора. Таким образом, обеспечена равная амплитуда магнитных полей, создаваемых горизонтальными и вертикальными катушками. Было проверено, что сдвиг фаз взаимно перпендикулярных составляющих поля равен  $90^\circ$ .

### 2.3 Подавление паразитного сигнала на частоте $f$

Эффект Фарадея, обусловленный слабоферромагнитной компонентой намагниченности  $m_{\perp}$ , имеет частоту  $f$ . При этом его величина на несколько порядков выше величины эффекта вдоль оси  $S_z$ . Поэтому в эксперименте требуется подавить сигнал на этой частоте. Производилось это подавление двумя способами. Оптически, устанавливая образец перпендикулярно падающему лучу света по отраженному лучу, совмещая его с падающим. А также производилась электронная настройка. Для этого используются параллельно дополнительный усилитель У2-6 и фазовый детектор В9-2. Образец устанавливается таким образом, чтобы сигнал на частоте  $f$  был равен нулю. Для этого использовались винты, поворачивающие ячейку с образцом в двух плоскостях. Подавляя таким образом сигнал на частоте  $f$ , сводим к нулю его вклад при измерениях сигнала на частоте  $3f$ . На рисунке 8 представлена блок-схема системы подавления паразитного сигнала на частоте  $f$ .

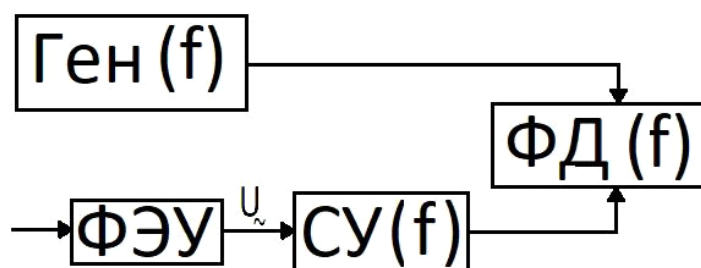




Рисунок 8. Блок-схема системы подавления паразитного сигнала на частоте  $f$ .

## 2.4 Описание образцов

В работе исследовались монокристаллические образцы антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом  $\text{FeVO}_3$ , выращенные в Крымском Федеральном Университете имени В.И. Вернадского. Образцы выращены методом кристаллизации из раствора в расплаве. Кристаллизация из раствора в расплаве позволяет получить тонкие пластины 0,05-0,1 мм вдоль оси  $C_3$  и до 10 мм в базисной плоскости [13,14]. Измерения были проведены на двух образцах.

Таблица 2. Описание исследуемых образцов.

	Толщина	Поперечные размеры	Фото
Образец 1	~ 28 мкм	~ 3 мм	
Образец 2	8 мкм	~ 3 мм	

## Кристаллическая структура $\text{FeBO}_3$

Структурные параметры бората железа точно определены Дилом в 1975 году [15]. Точечная группа симметрии  $D_{3d}$ , пространственная группа  $D_{3d}^6$ . В элементарной ячейке, представленной на рисунке 9, содержится две формульные единицы: 2 атома железа, 2 атома бора и 6 атомов кислорода. Ионы железа находятся в октаэдрических комплексах анионов. В качестве анионов находятся плоские треугольные группы  $\text{BO}_3^{3-}$ . Ось X совпадает с осью симметрии второго порядка ( $C_2$ ). Ось Z с осью третьего порядка ( $C_3$ ).

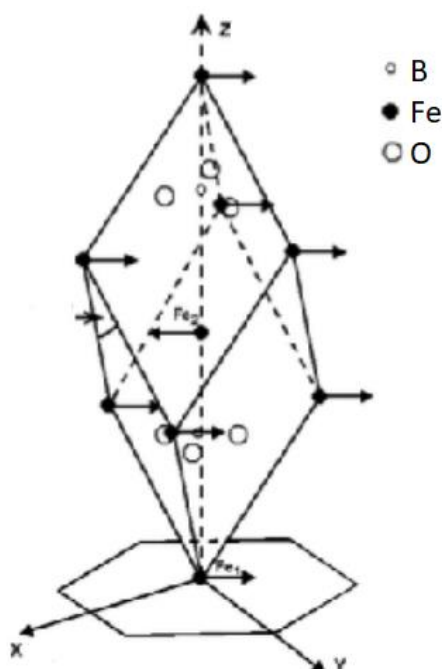


Рисунок 9. Элементарная ячейка  $\text{FeBO}_3$  в ромбоэдрической установке.

При температуре ниже температуры Нееля 348К реализуется антиферромагнитная структура со слабым ферромагнетизмом. Имеются две подрешетки ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , почти антипараллельные друг другу. Небольшое отклонение векторов M1 и M2 от антипараллельности приводит к возникновению слабого ферромагнитного момента. Суммарный слабоферромагнитный момент и моменты подрешеток лежат в базисной плоскости кристалла. Магнитная анизотропия в базисной плоскости очень

мала, при комнатной температуре эффективное поле анизотропии составляет менее 0,1 Э [11]. Спонтанная намагниченность определена в работе [16] и составляет  $4\pi M = 115$  Гс, при  $T=300\text{K}$ . Эффективное обменное поле  $H_E=3000$  кЭ. Эффективное поле Дзялошинского  $H_D=100$  кЭ. Кристаллы прозрачны в видимой области спектра. Наименьшее поглощение приходится на зелёную длину волны 525 нм.

### ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В ходе работы были проведены измерения на двух образцах бората железа. На образце 1 эффект обнаружить не удалось. Это может быть связано с недостатками самого образца. Образец был недостаточно плоскопараллельным. А в проходящем и отраженном свете было видно сильное искажение пучка света.

В магнитооптических измерениях важно, чтобы пучок света проходя через образец сохранял форму и оставался параллелен самому себе. Поэтому следующий образец был подобран максимально плоскопараллельным в базисной плоскости.

Эффект Фарадея был экспериментально обнаружен на образце 2. Получена зависимость угла поворота плоскости поляризации проходящего света от угла поворота образца. На этой зависимости прослеживается вполне отчетливая осцилляция эффекта с периодом  $120^\circ$ . Изменения были проведены многократно и была установлена повторяемость результатов. При всех измерениях экспериментальные точки сохраняли  $120$  градусную симметрию и хорошо ложились на кривую  $y = A \cdot \sin(3\Psi)$ .

Погрешность измерения магнитооптического эффекта  $\delta$  составила  $0,3 \cdot 10^{-7}$ , что примерно в 4 раза меньше амплитуды синусоиды, полученной аппроксимированием экспериментальных точек. Она обусловлена шумом по свету и собственными шумами усилителей.

Характерная зависимость эффекта от угла поворота представлена на рисунке 10.

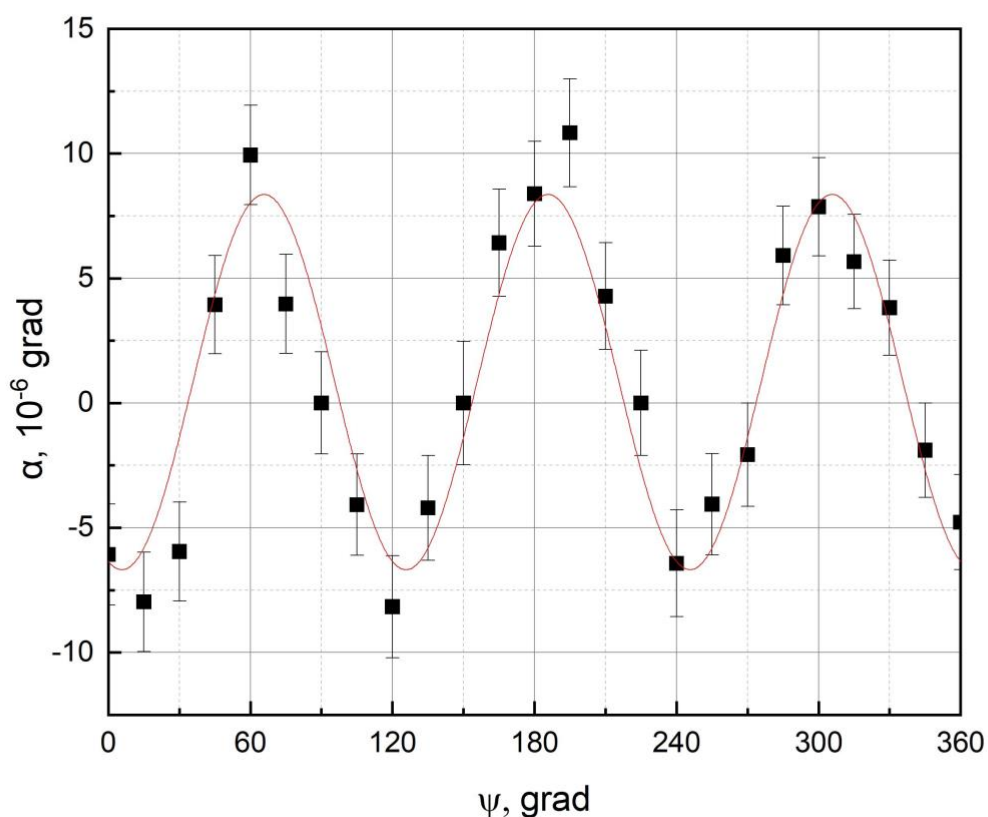


Рисунок 10. Результаты измерения эффекта Фарадея вдоль оси  $C_3$ .  $\Psi$  - угол поворота образца;

$\alpha$  - угол поворота плоскости поляризации.

Экспериментальные точки аппроксимированы зависимостью

$\alpha - \alpha_0 = A \cdot \sin(3\Psi - \Psi_0)$  методом наименьших квадратов в программе OriginPro 2022.

Амплитуда синуса равна максимальному углу поворота плоскости поляризации  $\alpha = 7,5 \cdot 10^{-6}$  градусов. Для образца толщиной 8 мкм это соответствует величине фарадеевского вращения  $(0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$  градусов/см, что примерно на 6 порядков меньше величины эффекта Фарадея, обусловленного компонентой намагниченности в базисной плоскости бората железа на длине волны 525 нм.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной бакалаврской работе был впервые в слабом ферромагнетике  $\text{FeVO}_3$  экспериментально обнаружен эффект Фарадея, обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси  $C_3$ , которая на 3,5 порядка меньше слабоферромагнитной компоненты, ориентированной в базисной плоскости.

Измеренная зависимость угла поворота поляризации от угла поворота образца позволяет сделать вывод, что эффект оказался на 6 порядков меньше эффекта, обусловленного намагниченностью в базисной плоскости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith I. The magnetic properties of hematite. / Smith I.// Phys. Rev., 1916, V. 8, №1, p. 721.
2. Matarrese L. M., Stout J. W. Magnetic anisotropy of NiF<sub>2</sub> / Matarrese L. M. [et al.]/Phys. Rev., 1954, V. 94, p. 1792.
3. Боровик-Романов А. С., Орлова М. П. Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, // ЖЭТФ, 1956, т. 31, стр. 579.
4. Дзялошинский И. Е. Термодинамическая теория слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков. ЖЭТФ, 1957, т. 32, №6, стр. 1547.
5. P.J. Flanders. Observation of a c-Axis Moment in  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. J.Appl. Phys., 1972, V. 43, №5, p. 2430.
6. R. Wolfe, A.J.Kurtzig and R.C. Le Craw. magneto-optical properties of a green room-temperature ferromagnet: FeBO<sub>3</sub>, J.Appl. Phys., 1960, Lett. 14, p. 350.
7. Moriya T., Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism.- Phys. Rev. , 1960, V. 120, №1, p. 91.
8. Moriya T., Weak ferromagnetism. – Magnetism(edited by Radio G.T. and Suhl).- New York and London: Academic Pres., 1963, V. 1, p. 86.
9. Diehl R., Tantz W., Nolang B.I., Wettling W., Growth and properties of iron borate, FeBO<sub>3</sub>. Current Topics in Materials Science.- Uppsala, 1984, V.11, p. 241.
10. А.Н.Бажан, Н.М.Крейнес., Спонтанный магнитный момент в направлении тригональной оси в CoCO<sub>3</sub>. ЖЭТФ, 1972, т. 15, стр. 533.
11. В.Е.Зубов, А.Д.Кудаков, Н.Л.Левшин, И.А.Белов, М.Б.Стругацкий. Влияние обратимой адсорбции молекул воды на магнитную восприимчивость бората железа. ЖЭТФ, 2017, т. 105, стр. 675.
12. <https://coil32.ru/calc/multi-layer.html>.
13. Yagupov S. FexGa12xBO3 single crystals: synthesis and characterization/ Yagupov S., Applied Physics A, 2015, V. 121, p. 179.



14. Прокопов А.Р., Селезнев В.Н., Стругацкий М.Б., Усков В.В., Ягупов С.В. Тезисы 2-го Семинара по функциональной электронике. – Красноярск, 1986, стр. 39.

15. Diehl R. Crystal Structure Refinement of Ferrit Borate,  $\text{FeBO}_3$ , Sol.Stat.Com. 1975, V. 17, p. 743.

16. Кадомцева А.М. Магнитные и магнитоупругие свойства монокристалла  $\text{FeBO}_3$ . ФТТ, 1972, т. 14, стр. 214.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает огромную благодарность кафедре и лично своему научному руководителю, профессору Зубову Виктору Евгеньевичу, за предоставленную возможность принять участие в этой интересной и нетривиальной работе и за помощь в написании текста.

Автор крайне благодарен Кудякову Андрею Дмитриевичу за помощь в проведении экспериментов.

Автор благодарен Стругацкому Марку Борисовичу за изготовление и предоставление образцов для экспериментального исследования в рамках данной работы.

Автор выражает благодарность всем преподавателям кафедры магнетизма за помощь в ходе учебного процесса и ценные советы.