

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

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА  
«МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗО-ЦИРКОНИЙ-АЗОТ»

Выполнил студент  
419 академической группы  
Неменов Сергей Григорьевич

---

подпись студента

**Научный руководитель:**

Профессор  
Перов Николай Сергеевич

---

подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав.кафедрой \_\_\_\_\_

подпись зав.кафедрой

Москва

2022

## Оглавление

<b>ВВЕДЕНИЕ .....</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1. Нанокристаллические магнитомягкие сплавы системы Fe-Me-X, получаемые в виде пленок.....</b>	<b>4</b>
<b>1.1. Структура магнитомягких нанокристаллических пленок.....</b>	<b>4</b>
<b>1.2. Природа магнитомягких свойств нанокристаллических ферромагнетиков. Модель случайной магнитной анизотропии .....</b>	<b>6</b>
<b>1.3. Метод корреляционной магнитометрии.....</b>	<b>9</b>
<b>1.4. Методы получения тонких пленок .....</b>	<b>13</b>
<b>Глава 2. Исследуемые образцы и их описание.....</b>	<b>15</b>
<b>2.1. Нанокристаллические пленки Fe-TiB<sub>2</sub>. Серия 1548 .....</b>	<b>15</b>
<b>2.2. Нанокристаллические пленки Fe-TiB<sub>2</sub>. Серия 1553 .....</b>	<b>18</b>
<b>Глава 3. Методика измерений .....</b>	<b>20</b>
<b>Глава 4. Описание полученных результатов и их обсуждение.....</b>	<b>21</b>
<b>4.1. Серия 1548. Измерения при комнатной температуре .....</b>	<b>21</b>
<b>4.2. Серия 1553. Измерения при комнатной температуре .....</b>	<b>27</b>
<b>4.3 Серия 1548. Температурные измерения.....</b>	<b>33</b>
<b>Глава 5. Основные результаты.....</b>	<b>39</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>40</b>
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....</b>	<b>41</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых магнитных материалов, отвечающих постоянно растущим требованиям современной магнитной электроники, является важной проблемой и задачей материаловедения. Основными тенденциями современной развивающейся магнитной микроэлектроники являются миниатюризация и быстроедействие при обеспечении эффективности работы в МГц- и ГГц-интервалах частот магнитных полей. В научном сообществе был проявлен интерес к новому классу нанокристаллических магнитомягких сплавов систем Fe-Me-X (Me – один из переходных металлов IV группы Периодической системы элементов, X – один из легких элементов – N, C, O, B), получаемых в виде пленок. Интерес к таким пленкам был обусловлен в связи с перспективой их применения в устройствах информационных технологий (аудио- и видеотехника), где требуются магнитомягкие пленочные материалы, обеспечивающие максимально возможную индукцию насыщения  $B_s$ , низкую коэрцитивную силу  $H_c$  и высокую твердость. Физико – химический подход к выбору химического состава и условий формирования структуры для нового класса пленок для магнитных материалов состоит в выборе в квазибинарной системе Fe-MeX сплава эвтектического состава, получении его пленок в аморфном или кластерном состоянии методом магнетронного напыления и последующим отжиге, формирующем в пленках нанокристаллическую структуру. Энергетические параметры магнетронного распыления, в отличие от других доступных методов получения пленочных материалов, обеспечивают условия для получения пленок в аморфном и нанокристаллическом состояниях, которые включают высокотемпературные и термодинамически стабильные фазы, в частности, ZrN. В пленках этих сплавов квазибинарной системы Fe-MeX оказалось возможным сочетание таких свойств как высокая индукция насыщения, высокая проницаемость при высоких частотах, низкая коэрцитивная сила, термическая стабильность, повышенная износостойкость. Одним из наиболее популярных с

исследовательской точки зрения сплавов, принадлежащих по химическому составу к квазибинарным системам, является Fe-ZrN. Пленки такого сплава обладают хорошими магнитомягкими свойствами [1-2], которые описываются моделью случайной анизотропии, предложенной Херцером. В настоящей работе подтверждается применимость данной модели к пленкам системы Fe-MeX, а также используется метод корреляционной магнитометрии для модели случайной анизотропии, который впервые был применен Игнатченко и Исхаковым [3], исследуется магнитная структура пленок Fe-Ti-B, проверяется возможность описания магнитомягких свойств этих нанокристаллических пленок также при помощи вышеупомянутой модели. Цель данной работы – экспериментальное исследование фазово-структурного состояния нанокристаллических пленок Fe-Ti-B, влияния параметров структуры на магнитные свойства этих пленок.

## **Глава 1. Нанокристаллические магнитомягкие сплавы системы Fe-Me-X, получаемые в виде пленок**

### **1.1. Структура магнитомягких нанокристаллических пленок**

Магнитомягкие пленки являются важным функциональным материалом, используемым при изготовлении современных, передовых устройств микроэлектроники [4]. Основными требованиями к таким устройствам являются миниатюризация, производительность и высокая чувствительность к слабым магнитным полям. Ферромагнитные нанокристаллические пленки Fe – Me<sub>IV</sub>X (где Me<sub>IV</sub> - один из переходных металлов IV группы Периодической системы элементов, а X - азот, углерод или бор), полученные методом магнетронного распыления, составы которых являются эвтектическими в метастабильных квазибинарных системах Fe – Me<sub>IV</sub>X, способны удовлетворить этим требованиям. Этот класс пленок обеспечивает

уникальное сочетание свойств, а именно: высокую индукцию насыщения  $B_s$  до 2 Тл [5], коэрцитивную силу менее 1 Э и высокую начальную магнитную проницаемость [6,7], высокое электрическое сопротивление и термостойкость до 600°C [5-7]. Высокочастотные магнитные характеристики ферромагнитных пленок, применяемых в устройствах микроэлектроники, являются очень важными. Обеспечить высокую индукцию насыщения способен материал с высокой начальной магнитной проницаемостью. Одним из способов получения высокой магнитной проницаемости на высоких частотах (МГц, ГГц) является увеличение частоты ферромагнитного резонанса [8-10] путем, в частности, создания магнитной анизотропии в плоскости [11-13]. Высокое электрическое сопротивление предоставляет возможность уменьшения энергетических потерь, связанных с возникновением вихревых токов при работе материала в высокочастотных полях. Термическая стабильность данного класса пленок в контексте их применения в устройствах микроэлектроники обеспечивает сохранение необходимого уровня свойств при изготовлении и эксплуатации этих устройств. После проведения магнетронного распыления и дальнейшего отжига пленок в рамках необходимого шага физико-химического подхода к выбору условий формирования структуры нового класса пленок образуется нанокристаллическая структура, представляющая основную ферромагнитную фазу на основе Fe и упрочняющие эту фазу дисперсные включения неферромагнитной термодинамически стабильной и твердой фазы внедрения MeX (Рисунок 1).

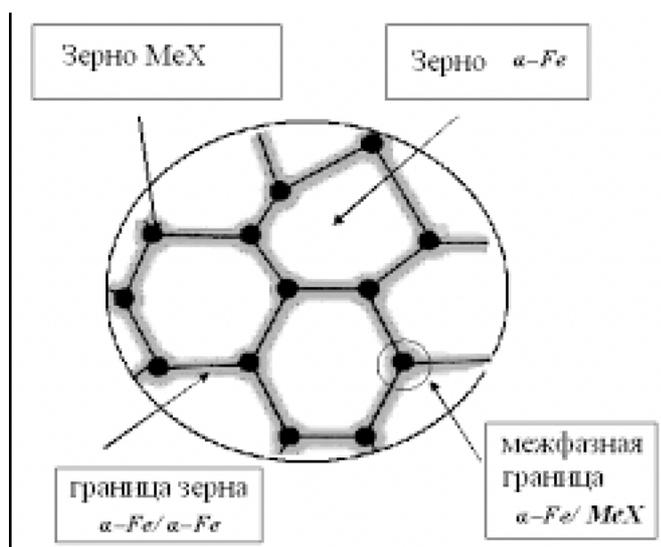


Рисунок 1 – Структура магнитномягкой нанокристаллической тонкой пленки Fe-MeX [32].

Основу для изготовления пленок составляет железо ввиду того, что оно имеет максимальный магнитный момент ( $2.22 \mu_B/\text{атом}$ ) и максимальное значение индукции насыщения  $B_s$  (2.148 Тл) среди ферромагнитных 3d-переходных металлов.

## 1.2. Природа магнитномягких свойств нанокристаллических ферромагнетиков. Модель случайной магнитной анизотропии

В этом разделе рассмотрены некоторые положения теории ферромагнетизма [14-15]. Ферромагнетизм возникает в результате обменного взаимодействия, приводящего к параллельной ориентации спиновых магнитных моментов. Энергия обменного взаимодействия  $A \approx 2k_B\theta_C/z$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\theta_C$  – температура Кюри;  $z$  – координационное число). В отсутствие внешнего магнитного поля и внутренних напряжений в ферромагнетике вектор намагниченности  $M_S$  направлен вдоль оси легкого намагничивания в кристалле, что соответствует минимуму энергии. При намагничивании ферромагнетика не только проявляется анизотропия вследствие наличия в кристалле осей легкого и трудного намагничивания, но и определенным образом в зависимости от кристаллографического направления меняются

линейные размеры ферромагнетика (явление магнитострикции). В результате направление намагниченности, соответствующее минимальной энергии, изменяется и появляется дополнительная энергия магнитной анизотропии; так называемая эффективная энергия магнитной анизотропии  $K_{эфф}$ , складывается из энергии кристаллографической анизотропии  $K_1$  и энергии наведенной магнитоупругой анизотропии  $\lambda_S \sigma$ , где  $\lambda_S$  – магнитострикция насыщения;  $\sigma$  – внутренние напряжения. Поскольку  $K_{эфф} = \alpha K_1 + \beta K_2$  ( $\alpha$  и  $\beta$  – числовые коэффициенты порядка единицы), а  $H_C \approx K_{эфф} / M_S$ , минимальное значение  $H_C$  достигается при условии  $K_{эфф} \rightarrow 0$ . Оказалось, что в нанокристаллических пленках  $K_{эфф}$  зависит от размера ферромагнитного зерна. Зависимость величины коэрцитивной силы  $H_C$  от размера кристаллита была получена в работе [3]. Данная зависимость построена для нескольких магнитомягких металлических сплавов (Рисунок 2).

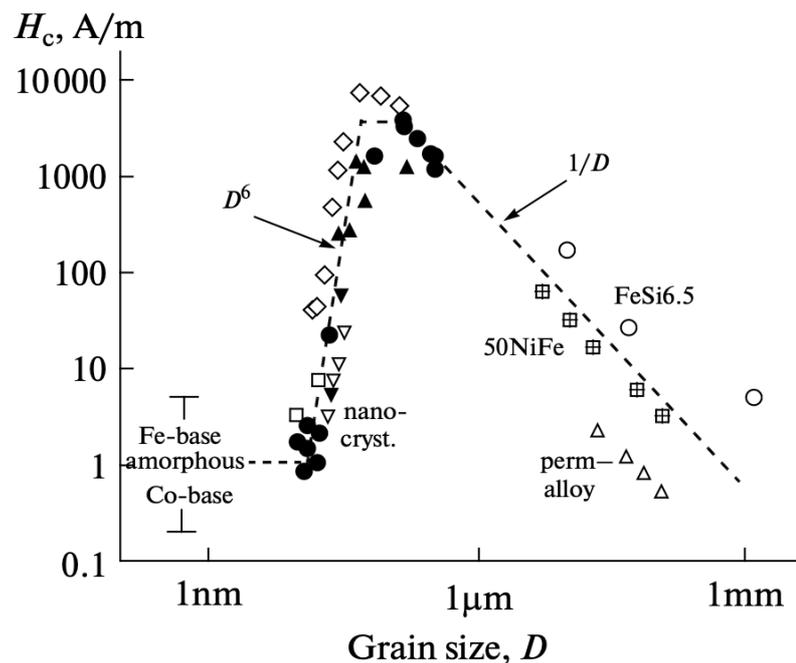


Рисунок 2 – Зависимость коэрцитивной силы  $H_C$  от размера зерна  $D$  для различных магнитомягких металлических сплавов. ( $\blacktriangle$ ) Fe–Nb–Si–B (Herzer, 1990), ( $\bullet$ ) Fe–Cu–Nb–Si–B (Herzer, 1990–1995; Herzer and Warlimont, 1992), and ( $\blacktriangledown$ ,  $\triangledown$ ) Fe–Cu–V–Si–B (this work and Takahashi, 1990, respectively); ( $\square$ )

Fe–Zr–B (Suzuki et al., 1991); ( $\diamond$ ) Fe–Co–Zr (Guo et al., 1991); ( $\boxplus$ ,  $\Delta$ ) NiFe alloys (Pfeifer and Radeloff, 1980); and ( $\circ$ ) Fe–6.5 wt % Si (Arai et al., 1984) [3].

Эффект резкого снижения коэрцитивной силы с уменьшением величины наноразмерного зерна объясняется на основе модели случайной анизотропии [16]. Связь между макроскопическими и микроскопическими параметрами для наноструктурных ферромагнетиков определяется этой моделью, в которой магнитная подсистема ферромагнетика определяется обменным взаимодействием  $A$ , намагниченностью  $M_S$ , локальной анизотропией  $K$  и размером зерен (кластеров)  $2R_c$ . Считается, что оси локальной анизотропии в отдельных зернах (кластерах) ориентированы случайным образом. Характерной особенностью данной модели является реализация ферромагнитного порядка только в пределах характерных масштабов, так называемых стохастических доменах,  $2R_L$ , ( $R_L \gg R_c$ ) [17-19]. В связи с этим магнитную структуру нанокристаллических ферромагнетиков можно представить ансамблем стохастических доменов (размером  $2R_L$ ), для которых справедливо приближение, аналогичное приближению обменно-независимых кристаллитов в поликристаллах (Рисунок 3).

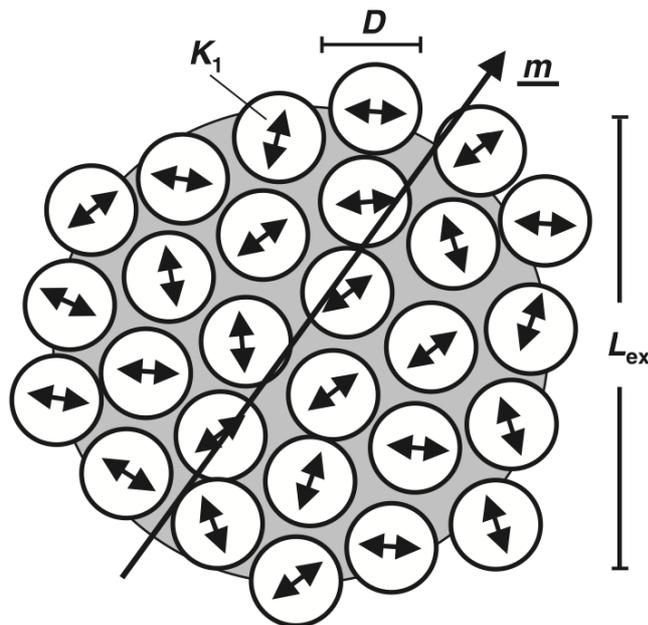


Рисунок 3 – Схематическое изображение модели случайной магнитной анизотропии. Стохастический домен [25].

Это хорошо известное приближение широко использовалось как для расчета таких макроскопических параметров, как коэрцитивная сила, восприимчивость, остаточная намагниченность в области необратимого хода кривой намагничивания, так и при расчете закона приближения намагниченности к насыщению [20, 21], используемого для определения микроскопической анизотропии  $K$  из обратимой кривой намагничивания. Достоверно показано, что такое описание применимо к нанокристаллическим ферромагнетикам: была измерена зависимость коэрцитивной силы  $H_C$  от размера зерна  $H_C \sim R_c^6$  [19, 22, 23, 24], что эквивалентно оценке макроскопической анизотропии в стохастическом домене как  $K(R_c/R_L)^{3/2}$ , а его размера – как  $R_L \sim A^2/K^2R_c^3$ .

### 1.3. Метод корреляционной магнитометрии

Для исследований неоднородной микромагнитной структуры и длины магнитных корреляций в масштабе от двух до двух сотен нанометров, применяется метод корреляционной магнитометрии. Согласно модели случайной магнитной анизотропии, магнитная микроструктура, неоднородное состояние ориентации магнитного момента  $\vec{M}(\vec{x})$  определяется магнитной корреляционной функцией  $K_m(\vec{r})$ , которая может быть выражена через корреляционную функцию  $K(r)$  ориентации осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов.

$$\langle \vec{m}_\perp(\vec{x}) \vec{m}_\perp(\vec{x} + \vec{r}) \rangle = K_m(\vec{r}); \quad (1)$$

$$K_m(\vec{r}) = \frac{\left(\frac{K}{A}\right)^2}{8\pi k_H} \int K(\vec{r}') \exp(-k_H |\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}'. \quad (2)$$

Здесь  $K$  – эффективная энергия анизотропии,  $A$  – величина обменного взаимодействия,  $k_H = \left(\frac{MH}{2A}\right)^{1/2}$  – волновое число обменных корреляций,  $H$  – внешнее магнитное поле. Если в качестве моделирующей корреляционной функции выбрать экспоненту  $\exp(-r/R_c)$ , то магнитная корреляционная функция вычисляется точно при любой мерности магнитной системы. Асимптоты  $K_m(\vec{r})$ , остающиеся неизменными при любой модельной корреляционной функции из класса монотонно убывающих:

$$K_m(\vec{r}) = \begin{cases} \left[ \frac{(aH_a)^2}{H_R^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}} = \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{H_L^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}} \right] \times \\ \times \exp(-k_H r), \quad H_L \ll H \ll H_R, \\ \frac{(aH_a)^2}{H^2} \exp\left(-\frac{r}{R_c}\right), \quad H_R \ll H \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $H_a = \frac{2K}{M_S}$  – поле локальной анизотропии,  $a$  – симметричный коэффициент, равный для одноосной анизотропии  $1/15^{1/2}$ ,  $H_R = 2A/M_S R_c^2$ ,  $H_L = 2A/M_S R_L^2$  – корреляционные поля,  $2R_c$  – размер зерна,  $2R_L$  – размер стохастического домена,  $d$  – размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Поле макроскопической анизотропии в стохастическом домене определяется выражением:

$$\langle H_a \rangle_L = H_a \left(\frac{H_L}{H_R}\right)^{d/4} = H_a \left(\frac{R_c}{R_L}\right)^{d/2} = H_a / \sqrt{N} \quad (4)$$

Низкополевые эффекты, обусловленные образованием стохастических доменов, в выражении (3) явно не проявляются, и оно перестает быть справедливым в области малых полей. Здесь корреляционные свойства могут

быть определены численными методами. В [26] были рассчитаны корреляционная функция  $K_m(\vec{r})$  и корреляционный радиус  $R_m(H)$  для цепочки обменно-связанных зерен со случайной анизотропией. Установлено, что в малых и нулевых полях основные параметры корреляционной функции  $K_m(\vec{r})$  стремятся к вполне определенным величинам:

$$K_m(\vec{r}) = \left[ \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{H_L^2} = \frac{a^2}{\varepsilon^2} \right] \exp\left(-\frac{r}{R_L}\right), H < H_L;$$

$$K_m(\vec{r}) = \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{H^2} \exp\left(-\frac{r}{R_L}\right), H > H_L. \quad (5)$$

Здесь постоянная  $\varepsilon$  определяется отношением обменной энергии стохастического домена к его энергии анизотропии и идентифицирует понятие наноструктурированного ферромагнетика неравенством:  $R_c < \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{A}{K}\right)^{1/2}$ .

Корреляционная функция намагниченности  $K_m(\vec{r})$  обычно является монотонно убывающей и поэтому может быть охарактеризована всего двумя параметрами: дисперсией намагниченности  $K_m(0)$  и корреляционным радиусом намагниченности  $R_m$ . Корреляционный радиус намагниченности  $R_m$ , как и дисперсия намагниченности  $K_m(0)$ , зависят как от размера зерна, так и от величины приложенного магнитного поля (Рисунок 4, 5).

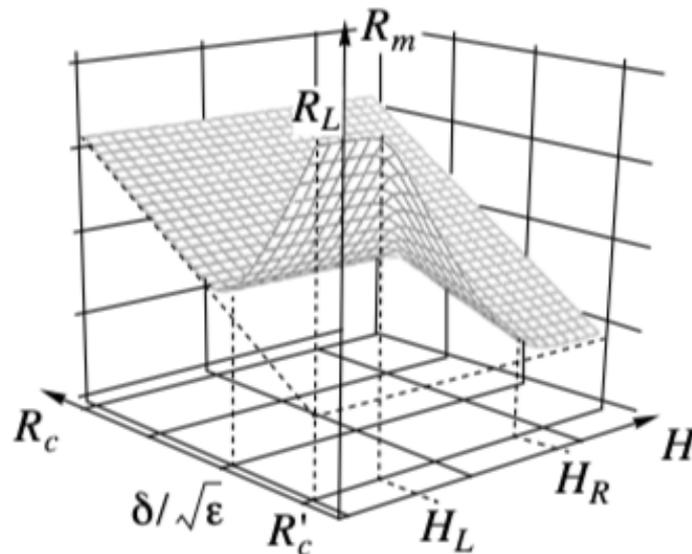


Рисунок 4 – Качественная зависимость магнитного корреляционного радиуса намагниченности  $R_m$  от корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии  $R_c$  и величины внешнего магнитного поля  $H$  в логарифмических осях [27].

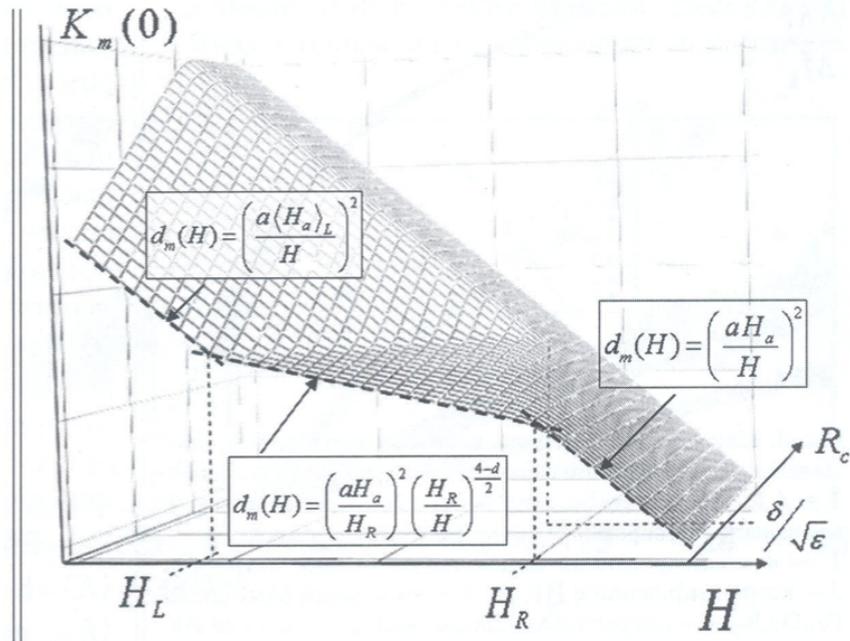


Рисунок 5 – Зависимость дисперсии намагниченности  $K_m(0)$  от корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии  $R_c$  и внешнего магнитного поля  $H$  в логарифмических осях [16].

Методика корреляционной магнитометрии состоит в тщательном измерении кривой намагничивания нанокристаллического или аморфного ферромагнетика, а именно участка кривой приближения намагниченности к насыщению. Экспериментально определив намагниченность насыщения, а затем, используя выражение  $M(H) = M_s(1 - K_m(0)) = M_s(1 - d_m(H))$ , можно посчитать такой параметр корреляционной функции, как дисперсия намагниченности  $d_m(H) = 1 - M(H)/M_s$  [33]. Учитывая образование стохастического домена зависимость дисперсии намагниченности от поля описывается следующим образом:

$$K_m(0) = d_m(H) = \left(\frac{aH_a}{H}\right)^2 \left(\frac{H_L^{1/2} + H^{1/2}}{H_R^{1/2} + H^{1/2}}\right)^d \equiv a^2 \left(\frac{R_c}{\delta}\right) \frac{\left(\frac{R_H}{R_c}\right)^{4-d}}{\left(1 + \frac{R_c}{R_H}\right)^d} \left(1 + \frac{R_H}{R_L}\right)^d \quad (6),$$

где  $d$  – размерность системы обменно-связанных кристаллитов,  $R_H = \left(\frac{2A}{MH}\right)^{1/2}$  – длина ряби намагниченности.

Таким образом, изучение зависимости  $K_m(0)$  от напряженности магнитного поля позволяет определить ряд характеристик микромагнитной структуры ферромагнетика, а именно относительный размер стохастического домена (ансамбля кристаллитов, связанных обменных взаимодействием), поле магнитной анизотропии отдельного кристаллита  $H_a$  и поле магнитной анизотропии всего стохастического домена  $\langle H_a \rangle$  [33].

#### **1.4. Методы получения тонких пленок**

Существует несколько методов получения тонких пленок. Рассмотрим основные, наиболее часто используемые из них: метод химического и плазмохимического осаждения из газовой фазы, метод вакуумного термического напыления, метод магнетронного распыления.

Метод химического осаждения из газовой фазы – процесс, используемый для получения высокочистых твердых материалов, во время которого подложка помещается в пары одного или нескольких веществ, которые, вступая во взаимные реакции или разлагаясь формируют на поверхности подложки слой необходимого вещества. Побочно образуются также газообразные продукты реакции, выносимые из камеры осаждения потоком газа-носителя. Процессы осуществляются в реакторах, и температура определяется кинетикой химической реакции. Преимуществами данного метода является возможность наносить поликристаллические слои, а также чистота полученных пленок. К недостаткам относится сложное оборудование, необходимость точного задания скорости газового потока и высокая температура подложки.

Метод плазмохимического осаждения использует газоразрядную плазму для разложения реакционного газа на активные радикалы. Применение различных приемов возбуждения плазмы в реакционном объеме и управление ее параметрами позволяет: интенсифицировать процессы роста покрытий, проводить осаждение аморфных и поликристаллических пленок при значительно более низких температурах подложки, более качественно управлять процессами формирования заданного микрорельефа, структуры, примесного состава и других характеристик покрытия по сравнению с аналогичными процессами при химическом осаждении из газовой фазы, основанными на термическом разложении реакционного газа.

Метод вакуумного термического напыления заключается в испарении исходного материала в вакууме. Он использует два физических процесса: испарение нагретого исходного материала и конденсацию его на подложке. В высоком вакууме длина свободного пробега испаренных частиц больше расстояния до подложки, и они могут попадать на нее без рассеяния на молекулах остаточного газа. За счет отсутствия столкновений, частицы испаренного материала сохраняют высокую температуру, что обеспечивает их необходимую подвижность для формирования на подложке плотного слоя. Вакуум также является защитной средой, позволяющей производить испарение химически активных материалов без нарушения их химического состава. Недостатком метода является сложность напыления материалов сложного состава из-за фракционирования, происходящего благодаря разнице в давлениях пара компонентов.

Метод магнетронного распыления – технология нанесения тонких пленок на подложку с помощью катодного распыления мишени в плазме магнетронного разряда. Главной особенностью магнетронного распыления является наличие двух скрещенных полей (магнитного и электрического). Электроны,

испущенные из мишени-катода, под действием электрического поля начнут движение к аноду. Действие магнитного поля на движущуюся заряженную частицу приведет к возникновению силы Лоренца, которая направлена перпендикулярно скорости. Воздействие этих двух сил на электроны приведет к тому, что частицы будут двигаться параллельно поверхности мишени по сложной замкнутой циклоидальной траектории. Траектория движения у электронов замкнутая, что увеличивает вероятность столкновения с атомами рабочего газа. Еще одним важным достоинством этого метода является то, что газообразная плазма локализована вблизи поверхности мишени, а не занимает все межэлектродное пространство, появляется возможность ионизировать газ близко от мишени и резко увеличить интенсивность бомбардировки мишени. Электроны будут испытывать столкновения с ионами рабочего газа. Подложка будет подвержена меньшему нагреву, и появится возможность использовать материалы с малой термостойкостью. Исследуемые в данной работе тонкие пленки были получены методом магнетронного распыления.

## **Глава 2. Исследуемые образцы и их описание**

### **2.1. Нанокристаллические пленки Fe-TiB<sub>2</sub>. Серия 1548**

Исследуемые пленки толщиной 2.4 мкм были получены методом магнетронного распыления композитных мишеней на постоянном токе  $I = 1.5$  А и напряжении  $U = 600$  В в атмосфере Ar при давлении 0.2 Па. В качестве мишени был взят диск Fe, покрытый керамическими чипами TiB<sub>2</sub> (Рисунок 6). Время осаждения составило 20 минут. Пленки напылялись на подложку из жаропрочного стекла, часть из них в дальнейшем в течение часа была подвержена вакуумному отжигу в диапазоне температур 200 - 500 °С.

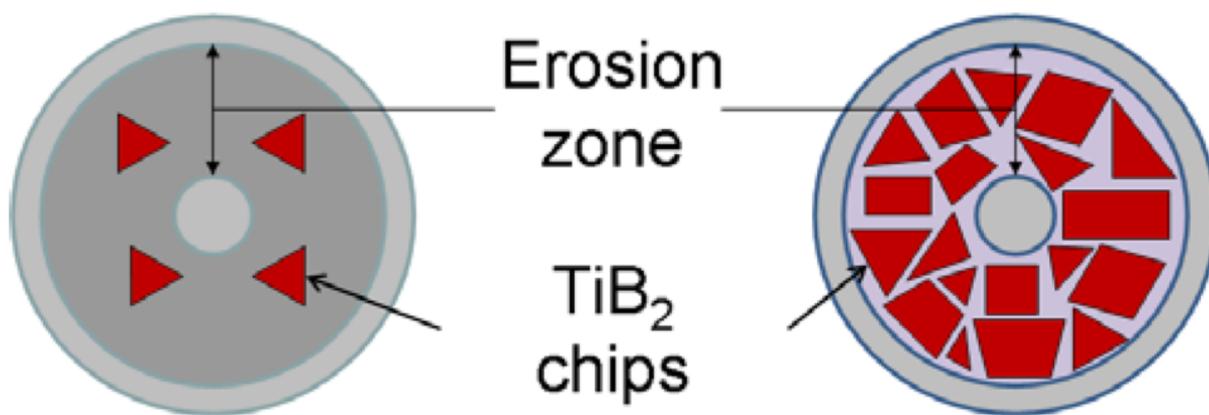


Рисунок 6 – Схема мишеней Fe – TiB<sub>2</sub> [34].

Данные рентгено-дифракционного анализа серии 1548 приведены в таблице 2.1.

**Таблица 2.1.** Структурные характеристики, химический и фазовый состав нанокристаллических пленок Fe – TiB<sub>2</sub> серии 1548

Химический состав пленок, ат.%	Термообработка	Фазовый состав, об.%	a, Å D, Å ε, % п текстуры (Ритвельд)
Fe=81,5±0,5 Ti=13,1±1,6 B=3,9±1,0 O=1,5±0,7	Исходный	a-Fe = 93.1 ± 1.5	2.87543 ± 0.00056 35 ± 0 0.193 ± 0.036 II
		TiB <sub>2</sub> = 6.9 ± 1.5	3.01423 ± 0.00136/ 3.28989 ± 0.00366 36 ± 1 0.601 ± 0.141 II
	200°C	a-Fe = 90.3 ± 2.2	2.86205 ± 0.00107 25 ± 0 0.949 ± 0.081 II

		TiB <sub>2</sub> = 9.7 ± 2.2	3.03478 ± 0.00709/ 3.52099 ± 0.03026 12 ± 1 0.528 ± 2.232 IV
		300°C	a-Fe = 85.9 ± 1.1
	TiB <sub>2</sub> = 14.1 ± 1.1		3.00446 ± 0.00379/ 3.59609 ± 0.01853 43 ± 5 0.265 ± 1.238 IV
	400°C	a-Fe = 80.4 ± 1.9	2.88206 ± 0.00043 56 ± 1 0.547 ± 0.034 II
		TiB <sub>2</sub> = 19.6 ± 1.9	3.02737 ± 0.00245/ 3.33725 ± 0.01265 42 ± 3 3.503 ± 0.995 IV
	500°C	a-Fe = 86.3 ± 1.1	2.86717 103 0.568 II
		TiB <sub>2</sub> = 13.7 ± 1.1	3.01183/ 3.19090 90 0.098 IV

Химический состав, морфологию и толщину пленок изучали методом EDX-спектрометрии на сканирующем электронном микроскопе (SEM) Hitachi

S3400N с приставкой Noran 7 Thermo Scientific. Содержание легких элементов (В, О, N) уточняли методом оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда (GDOES) на приборе Horiba Jobin Yvon Profiler-2 [28]. Фазово-структурное состояние пленок исследовали методом рентгеновской дифракции (XRD) на дифрактометре Rigaku Ultima IV с графитовым монохроматором в геометрии Брэгга-Бретано с использованием  $\text{CuK}\alpha$ -излучения. Для количественного фазового анализа использовали специализированный пакет программ [29], использующий полнопрофильный анализ по методу Ритвельда. Определены объемные доли кристаллических фаз и их средние размеры зерен. Для корректной оценки размера зерна анализ физического уширения пиков проводился с учетом не только размера зерна  $D$ , но и микродеформаций частиц  $\langle \epsilon \rangle$ . Для уменьшения погрешности определения межплоскостных расстояний  $\Delta d$  параметры решетки  $a$  и  $c$  рассчитывались по положению центров тяжести большеугловых пиков с использованием приближения Фойгта.

## 2.2. Нанокристаллические пленки Fe-TiB<sub>2</sub>. Серия 1553

Исследуемые пленки толщиной 1.92 мкм были получены методом магнетронного распыления композитных мишеней на постоянном токе  $I = 1.5$  А и напряжении  $U = 600$  В в атмосфере Ar при давлении 0.2 Па. В качестве мишени был взят диск Fe, покрытый керамическими чипами TiB<sub>2</sub> (Рисунок 6). Время осаждения составило 15 минут. Пленки напылялись на подложку из жаропрочного стекла, часть из них в дальнейшем в течение часа была подвержена вакуумному отжигу в диапазоне температур 200 - 500 °С. Некоторые данные рентгено-дифракционного анализа серии 1553 приведены в таблице 2.2.

**Таблица 2.2.** Структурные характеристики, химический и фазовый состав некоторых нанокристаллических пленок Fe – TiB<sub>2</sub> серии 1553

<b>Химический состав пленок, ат.%</b>	<b>Термообработка</b>	<b>Фазовый состав, об.%</b>	<b>a, Å D, Å ε, % n текстуры (Ритвельд)</b>
Fe=81,5±0,5 Ti=13,1±1,6 B=3,9±1,0 O=1,5±0,7	Исходный	a-Fe = 49,3 ± 0.3	2.89584 57 0.030 II
		TiB <sub>2</sub> = 50,7 ± 0.3	2.93604 70 0.535 I
	500°C	a-Fe = 38.0 ± 0.3	2.88274 ± 0.00094 158 ± 10 0.632 ± 0.021 I
		TiB <sub>2</sub> = 62.0 ± 0.3	2.92173 ± 0.00166 45 ± 2 0.021 ± 0.266 I

Согласно химическому анализу пленки в напыленном состоянии содержат Fe, Ti, B и O (последний в количестве не более 1,5 ат.%). Других неконтролируемых примесей в этих пленках обнаружено не было. Профили распределения элементов, полученные методом GDOES (Рисунок 7), свидетельствуют о равномерном распределении элементов по толщине пленок. Пленки характеризуются плотной беспористой структурой (Рисунок 8).

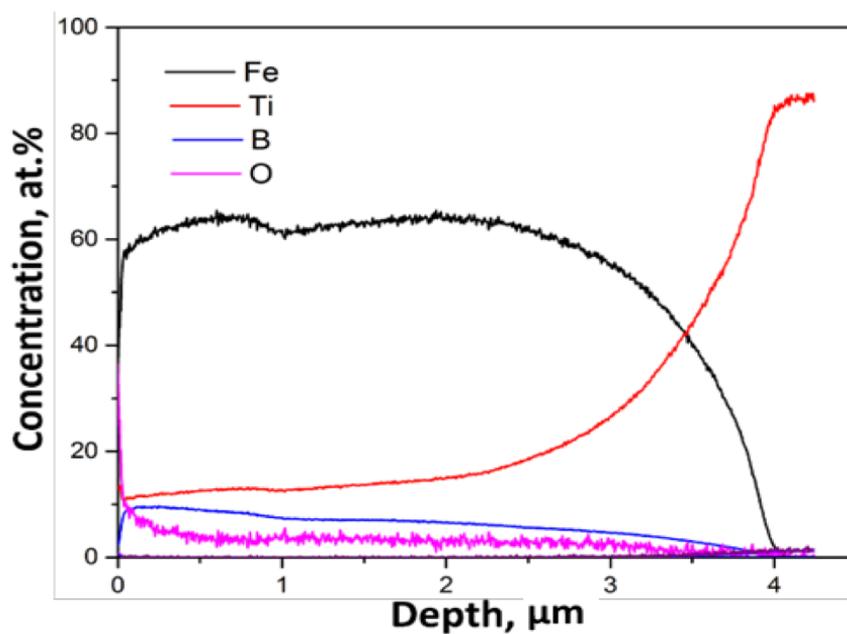


Рисунок 7 – Распределение химических элементов по толщине (GDOES) пленок  $\text{Fe}_{81.5}\text{Ti}_{13.1}\text{B}_{3.9}\text{O}_{1.5}$  [35]

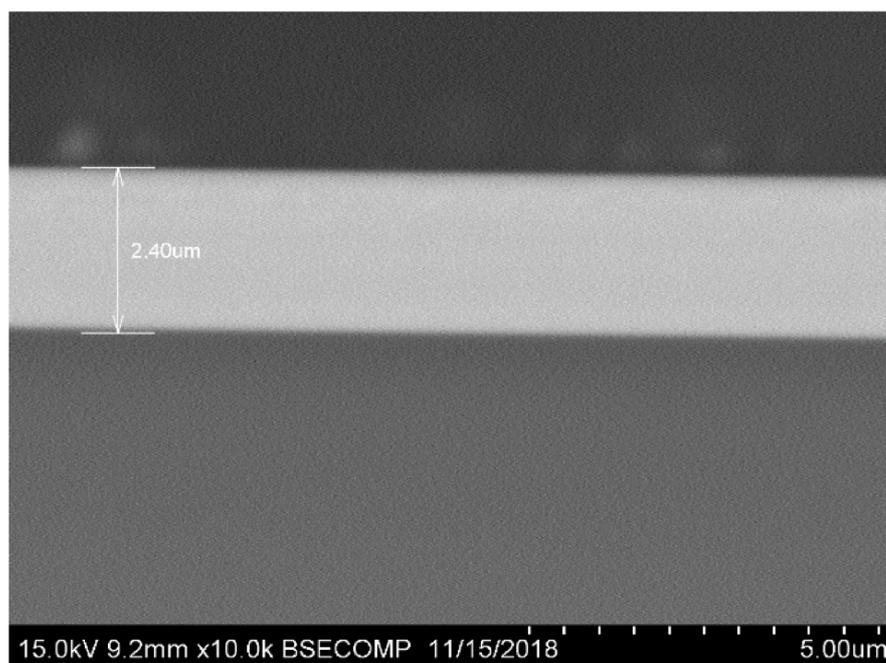


Рисунок 8 – Микрофотография поперечного сечения (SEM) пленок  $\text{Fe}_{81.5}\text{Ti}_{13.1}\text{B}_{3.9}\text{O}_{1.5}$  [35]

### Глава 3. Методика измерений

Измерения магнитных свойств проводились на вибрационном магнитометре (Vibrating Sample Magnetometer (VSM) фирмы Lake Shore, модель 7407).

Измерения проводились при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. При комнатной температуре измерения петель магнитного гистерезиса проводились в полях до 16 кЭ с переменным шагом: в слабых полях (менее 20 Э) с шагом менее 1 Э, в интервале 20-500 Э с шагом 10 Э, в сильных полях (более 500 Э) с шагом 200 Э. Единица измерения магнитного момента  $\mu_B = 1 \text{ Гс} \times \text{см}^3$ . С целью определения объема образцов была также рассчитана площадь поверхности для каждого образца в программе Adobe Photoshop. Интерполяция кривых намагничивания проводилась уравнением [30]:

$$d_m(H) = \frac{a^2}{\delta^4} \times \frac{R_H^4}{1 + \left(\frac{R_H}{R_C}\right)^d} = \frac{(aH_a)^2}{H^{\frac{4-d}{2}} (H^{d/2} + H_R^{d/2})}$$

После выполнения интерполяции данным уравнением можно получить значения для намагниченности насыщения  $M_S$ , среднеквадратичной флуктуации локального поля магнитной анизотропии  $aH_a$ , обменного поля  $H_R$  и диамагнитной восприимчивости. Обработка результатов эксперимента и построение соответствующих графиков были проведены в программе OriginLab. При выполнении температурных измерений интерполяция кривых намагничивания проводилась законом Блоха [31]:

$$M(T) = M_0 \left( 1 - 2.612 \left( \frac{M_0}{g\mu_B} \right)^{1/2} \left( \frac{k_B T}{8\pi A} \right)^{3/2} \right)$$

## **Глава 4. Описание полученных результатов и их обсуждение**

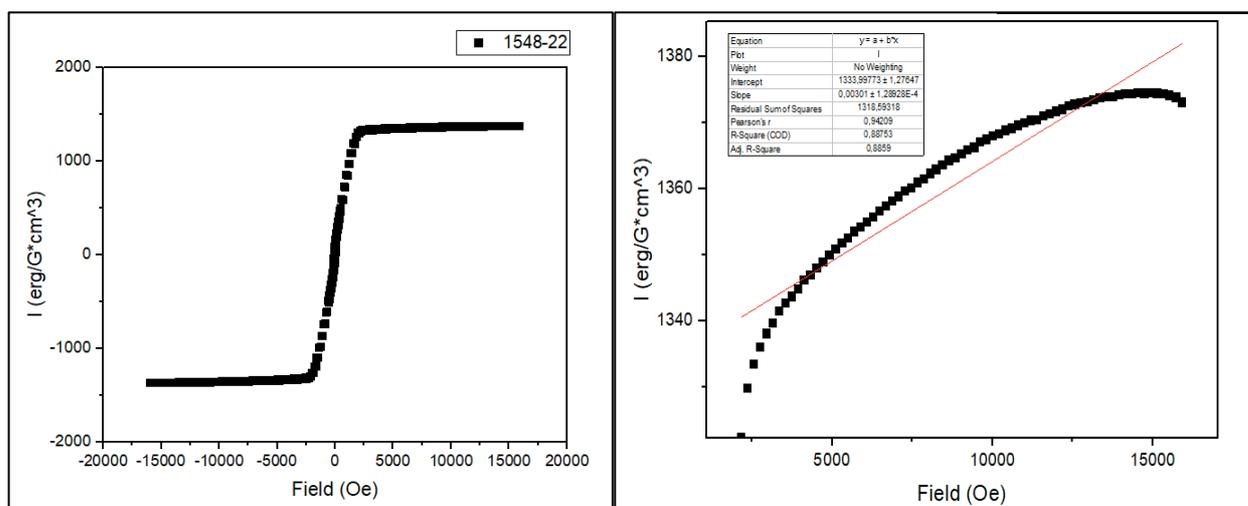
### **4.1. Серия 1548. Измерения при комнатной температуре**

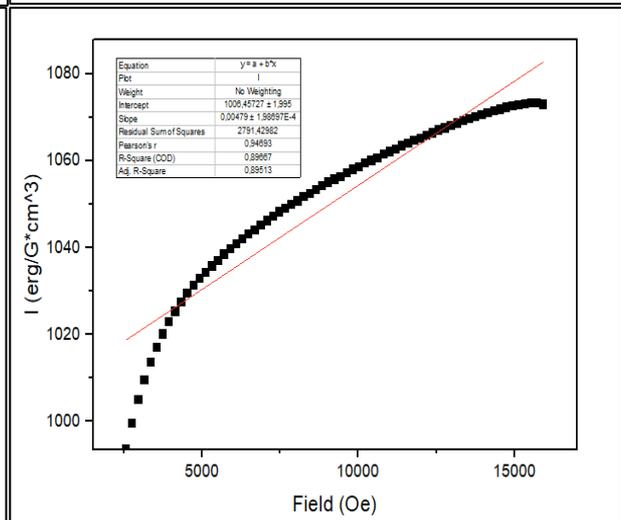
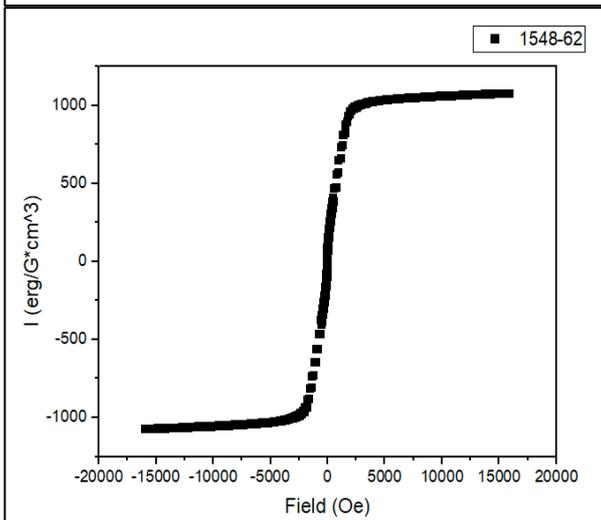
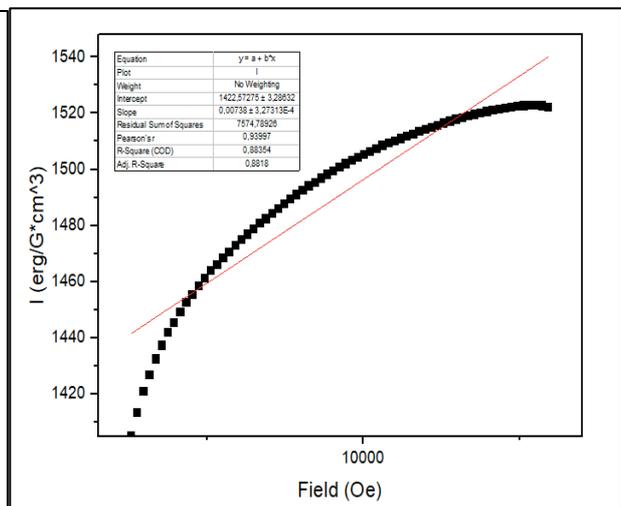
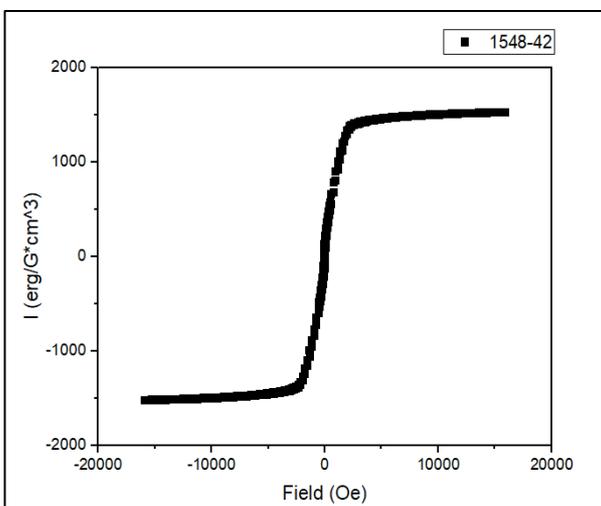
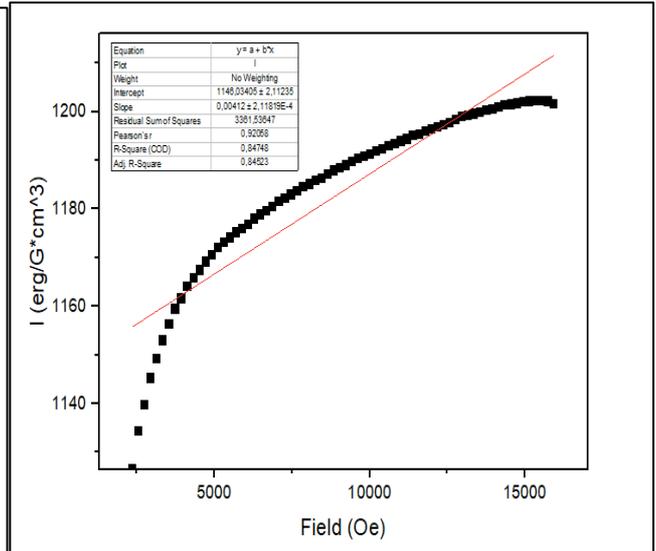
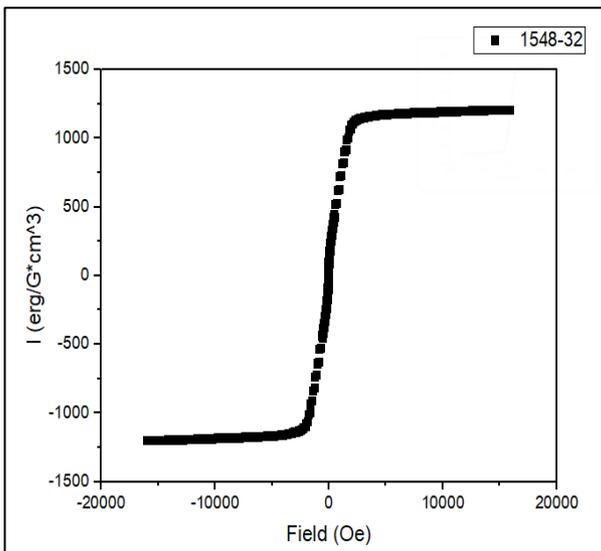
Полученные параметры тонких пленок серии 1548, использованных в ходе измерений при комнатной температуре, представлены в таблице 4.1.1.

**Таблица 4.1.1.** Параметры пленок серии 1548

Серия, номер	Температура отжига, °С	Толщина, мкм	Площадь, см <sup>2</sup>	Объем, см <sup>3</sup>
1548-62	Исходный	2.4	0.7213	0.000173112
1548-72	200	2.4	0.7125	0.000171
1548-32	300	2.4	0.6087	0.000146088
1548-42	400	2.4	0.5116	0.000122784
1548-22	500	2.4	0.5534	0.000132816

Графики зависимости намагниченности  $I$  от напряженности магнитного поля  $H$  изображены на рисунке 9.





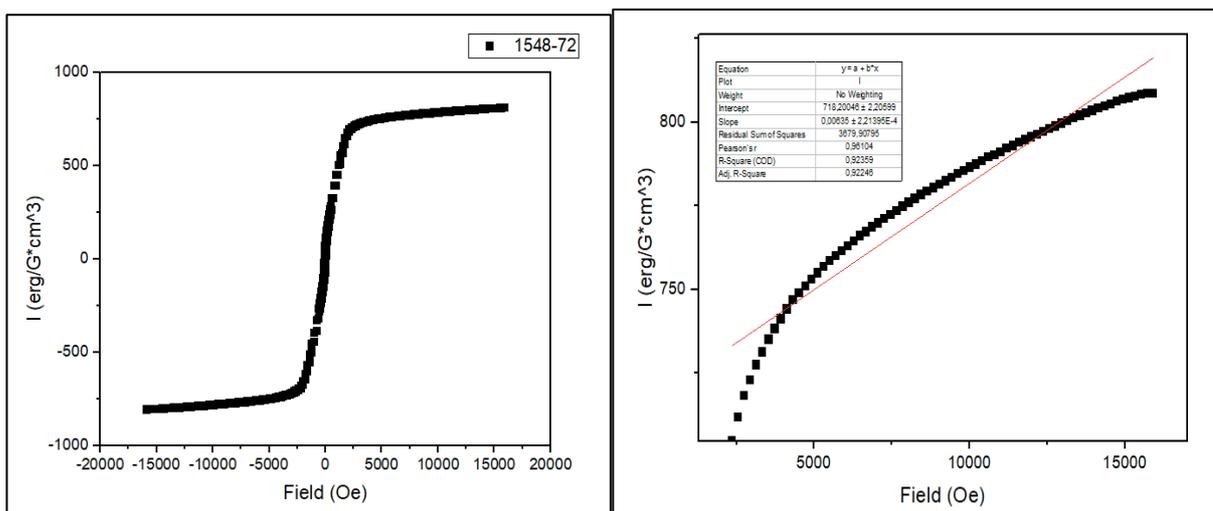


Рисунок 9 – Зависимости намагниченности  $I$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  для тонких пленок серии 1548

Полученные характеристики тонких пленок серии 1548, использованных в ходе измерений при комнатной температуре, представлены в таблице 4.1.2.

Таблица 4.1.2. Характеристики пленок серии 1548

Серия, номер	Температура отжига, °С	Коэрцитивная сила, Э	Остаточная намагниченность $B_r$ , $\frac{\text{Эрг}}{\text{Гс} \times \text{см}^3}$	Намагниченность насыщения, $\frac{\text{Эрг}}{\text{Гс} \times \text{см}^3}$
1548-62	Исходный	34	85	1006±2
1548-72	200	64	69	718±2
1548-32	300	39	97	1146±2
1548-42	400	44	124	1423±3
1548-22	500	61	77	1334±1

Обработка методом корреляционной магнитометрии и применение закона для дисперсии намагниченности [30] дали следующие результаты (рисунок 10-14):

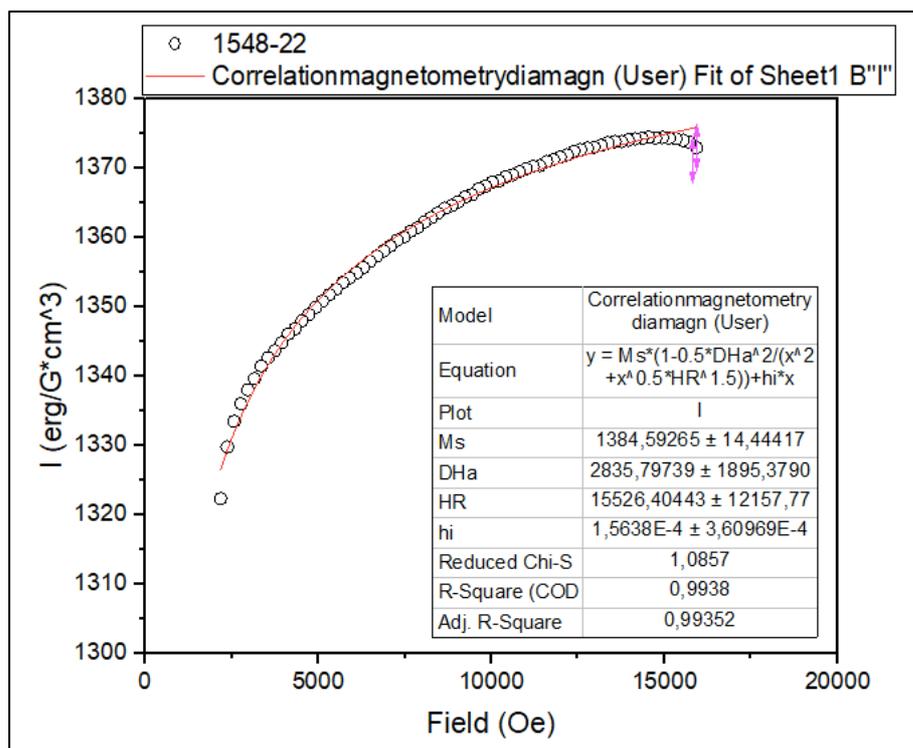


Рисунок 10 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1548-22

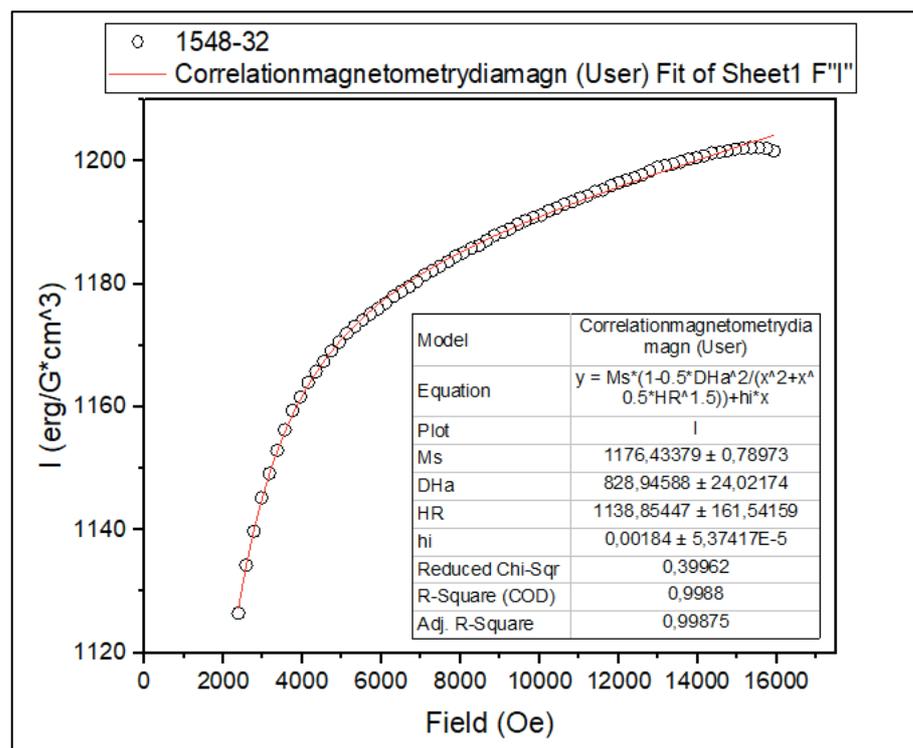


Рисунок 11 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1548-32

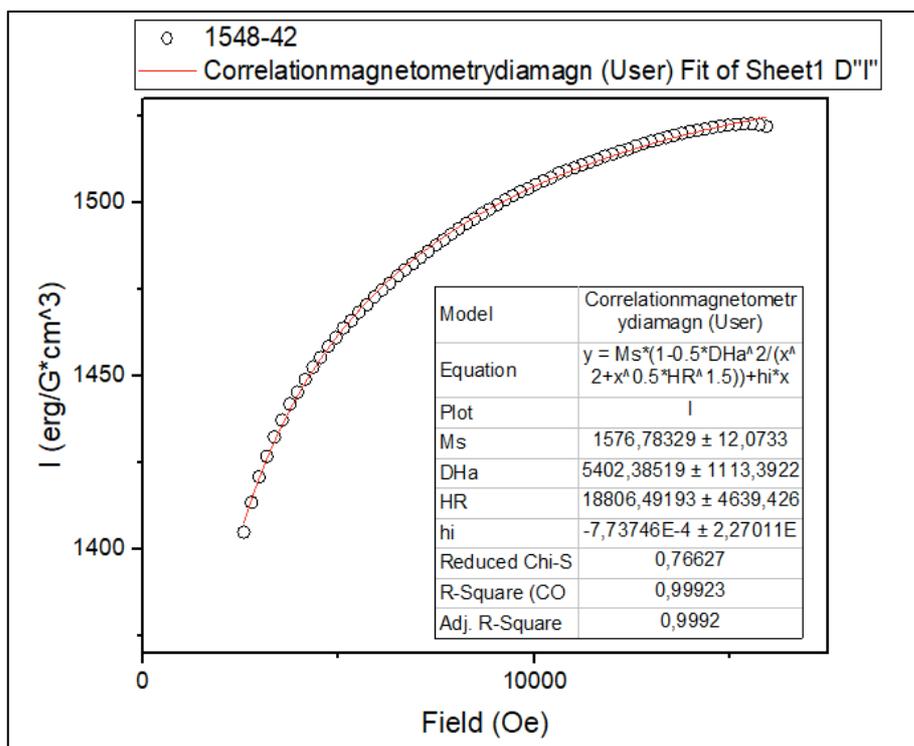


Рисунок 12 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1548-42

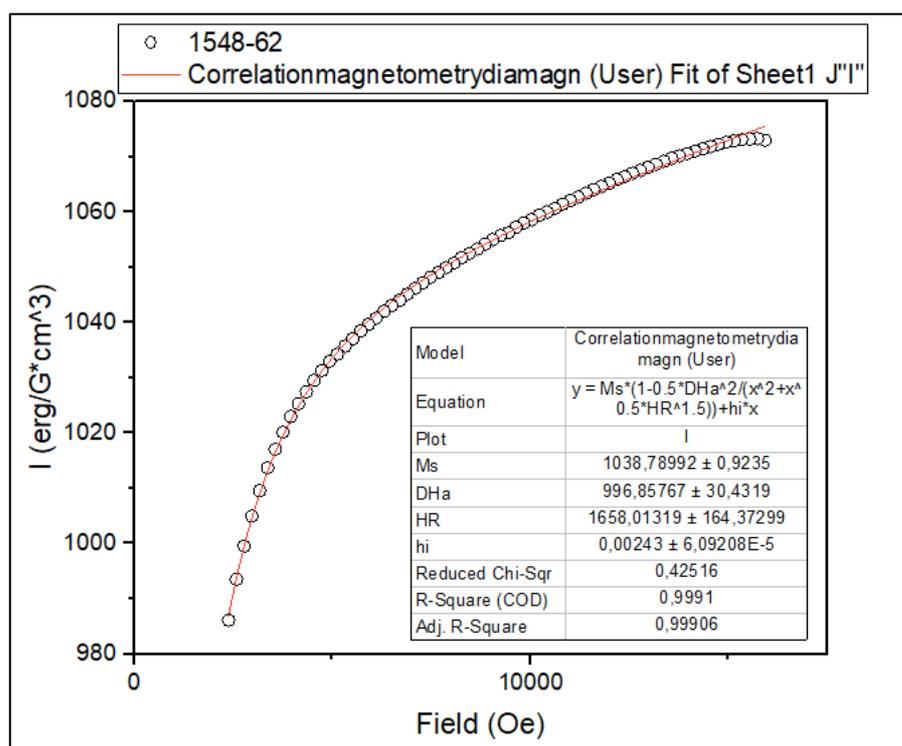


Рисунок 13 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1548-62

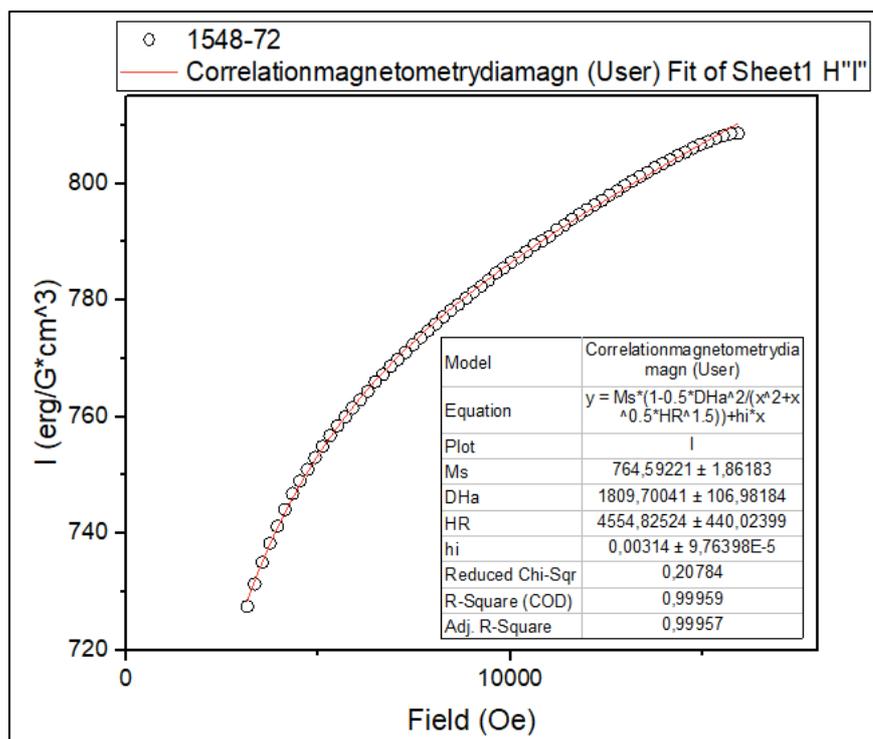


Рисунок 14 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1548-72  
 В таблице 4.1.3. представлены значения для намагниченности насыщения  $M_s$ , среднеквадратичной флуктуации локального поля магнитной анизотропии  $DHa$ , обменного поля  $H_R$ , полученные из метода корреляционной магнитометрии.

**Таблица 4.1.3.** Характеристики пленок серии 1548

Серия, номер	Температура отжига, °C	$M_s, \frac{\text{Эрг}}{\text{Гс} \times \text{см}^3}$	$DHa, \text{кЭ}$	$H_R, \text{кЭ}$
1548-62	Исходный	$1039 \pm 1$	$1,00 \pm 0,03$	$1,7 \pm 0,2$
1548-72	200	$765 \pm 2$	$1,8 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,4$
1548-32	300	$1176 \pm 1$	$0,83 \pm 0,02$	$1,1 \pm 0,2$
1548-42	400	$1577 \pm 12$	$5,4 \pm 1,1$	$19 \pm 5$
1548-22	500	$1385 \pm 14$	$2,8 \pm 1,9$	$15 \pm 12$

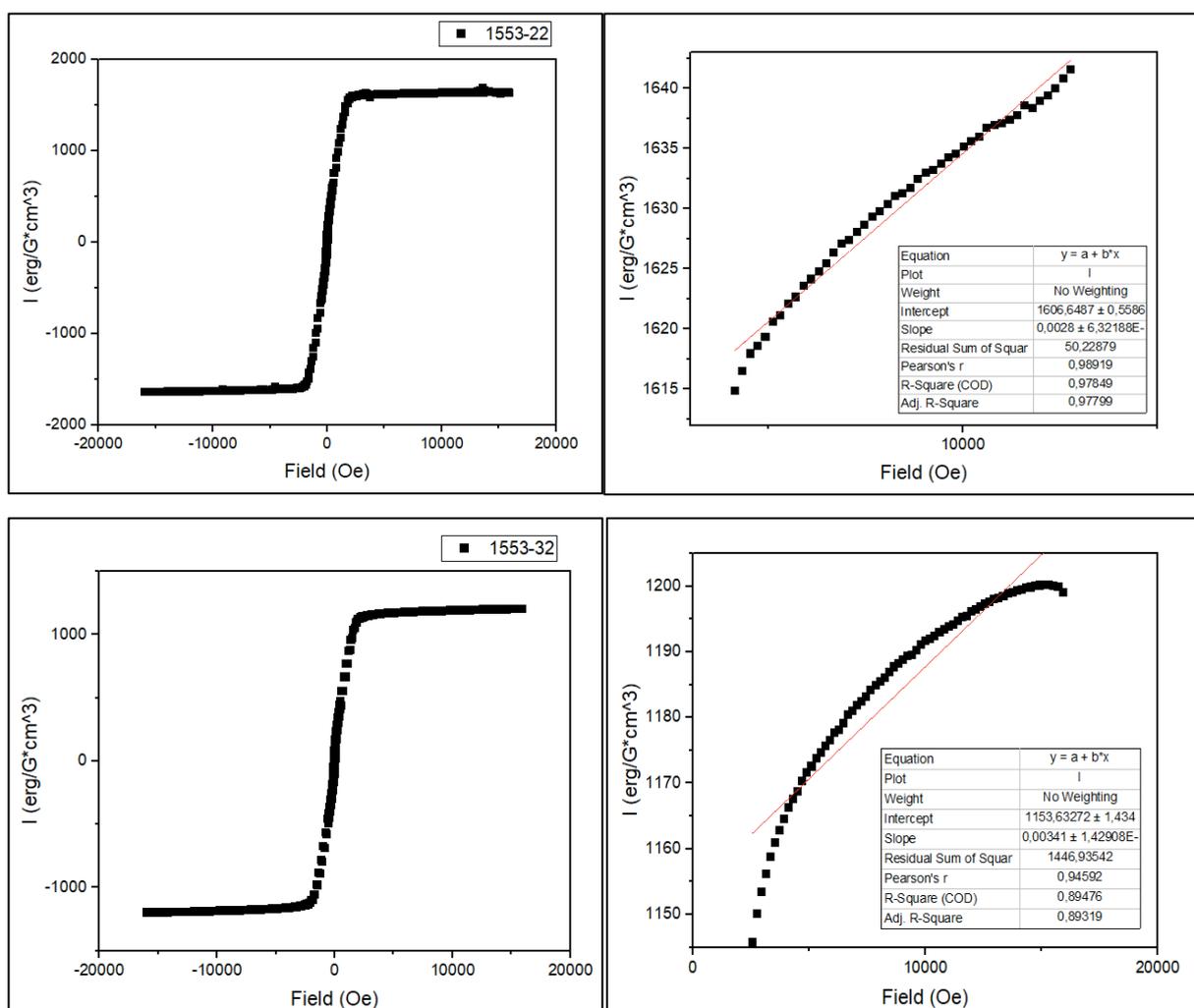
#### 4.2. Серия 1553. Измерения при комнатной температуре

Полученные параметры тонких пленок серии 1548, использованных в ходе измерений при комнатной температуре, представлены в таблице 4.1.1.

Таблица 4.2.1. Параметры пленок серии 1553

Серия, номер	Температура отжига, °С	Толщина, мкм	Площадь, см <sup>2</sup>	Объем, см <sup>3</sup>
1553-52	Исходный	1.92	0.6914	0.00013275
1553-72	200	1.92	0.8147	0.00015643
1553-32	300	1.92	0.6337	0.00012167
1553-42	400	1.92	0.6259	0.00012017
1553-22	500	1.92	0.6381	0.00012252

Графики зависимости намагниченности  $I$  от напряженности магнитного поля  $H$  изображены на рисунке 15.



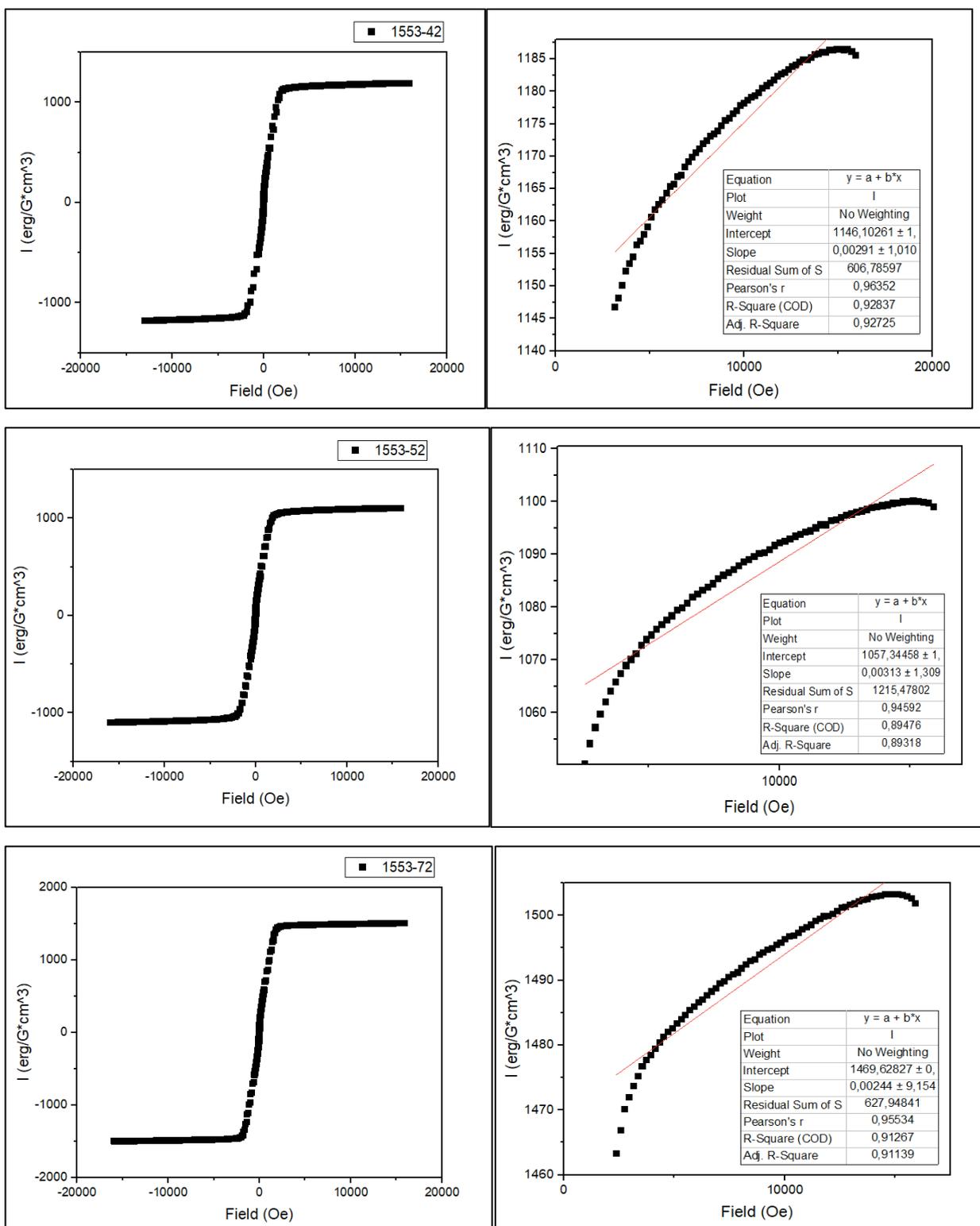


Рисунок 15 – Зависимости намагниченности  $I$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  для тонких пленок серии 1553

Полученные характеристики тонких пленок серии 1553, использованных в ходе измерений при комнатной температуре, представлены в таблице 4.2.2.

Таблица 4.2.2. Характеристики пленок серии 1553

Серия , номер	Температура отжига, °С	Коэрцитивная сила, Э	Остаточная намагниченность, $\frac{\text{Эрг}}{\text{Гс}\times\text{см}^3}$	Намагниченность насыщения, $\frac{\text{Эрг}}{\text{Гс}\times\text{см}^3}$
1553-52	Исходный	58	83	1057±1
1553-72	200	47	106	1470±0
1553-32	300	58	90	1153,6±1,4
1553-42	400	62	101	1146±1
1553-22	500	61	103	1606,6±0,6

Обработка методом корреляционной магнитометрии и применение закона для дисперсии намагниченности [30] дали следующие результаты (рисунок 16-20):

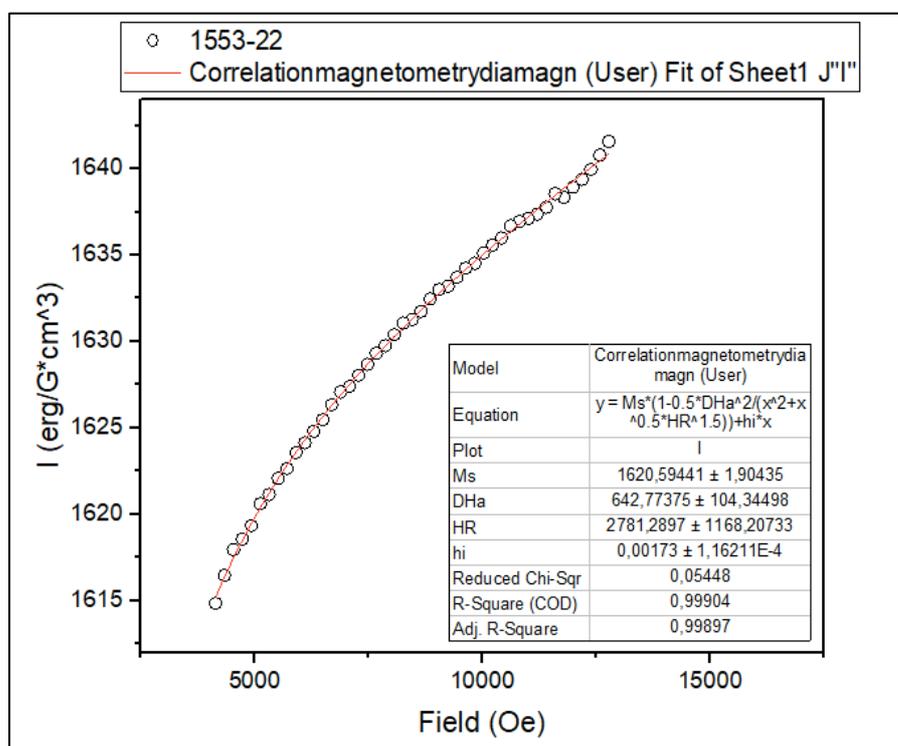


Рисунок 16 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1553-22

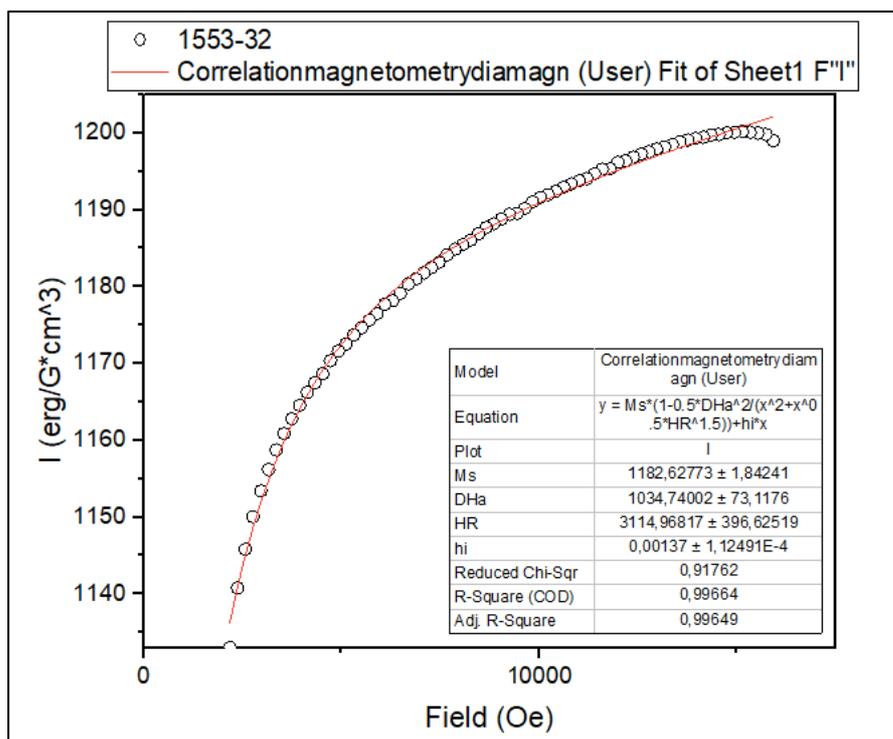


Рисунок 17 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1553-32

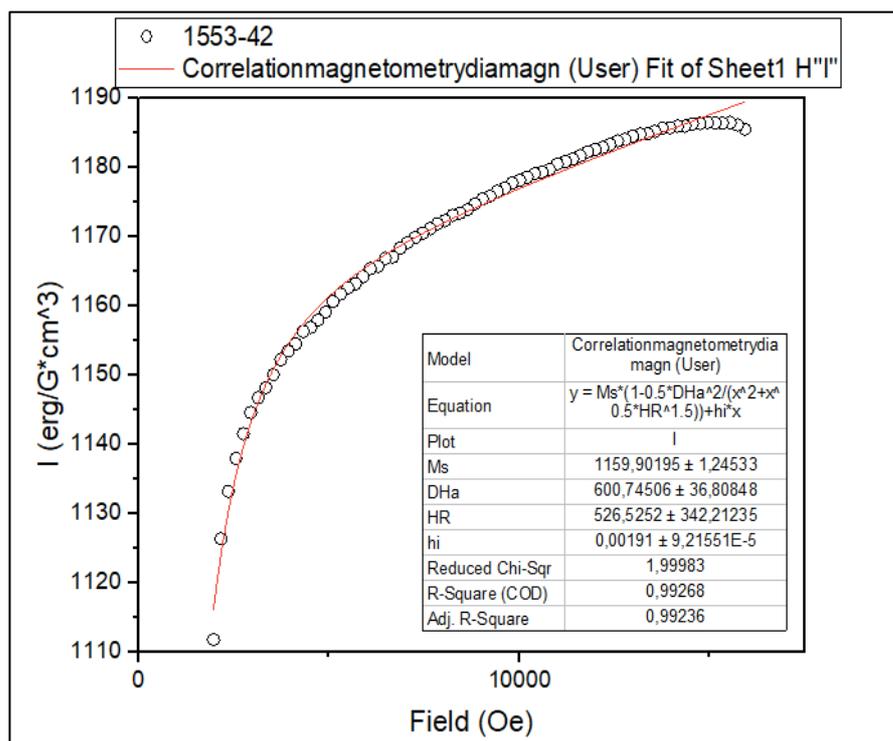


Рисунок 18 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1553-42

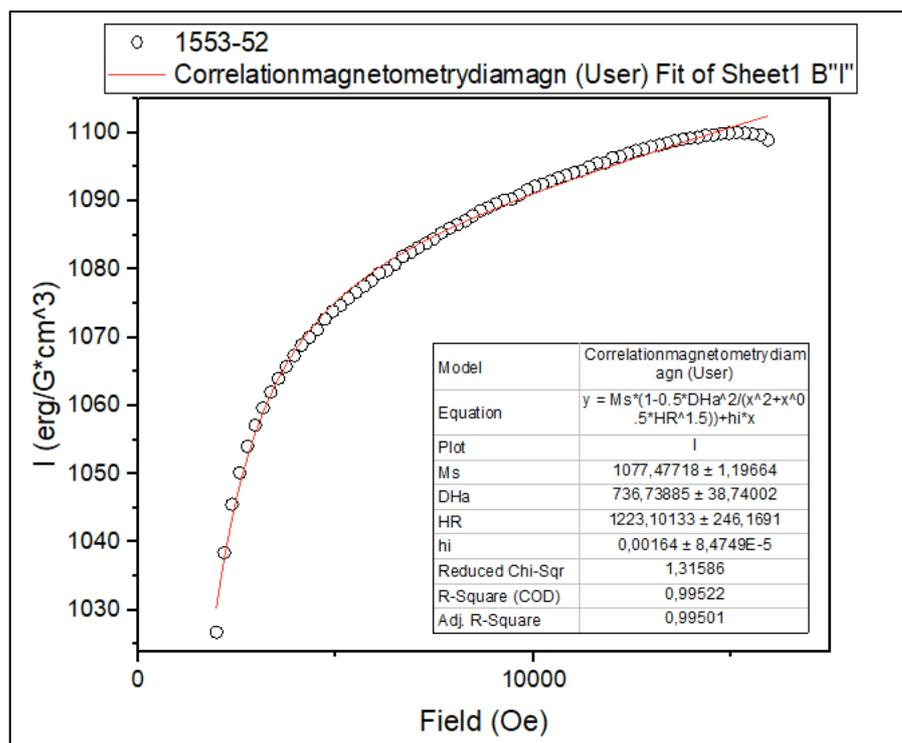


Рисунок 19 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1553-52

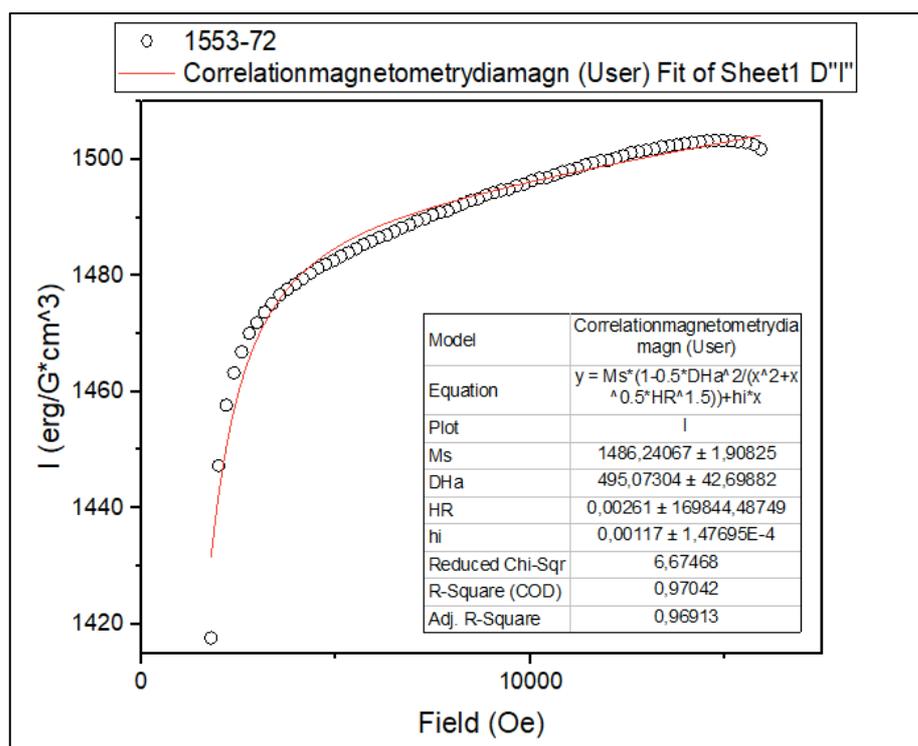


Рисунок 20 – Метод корреляционной магнитометрии для пленки 1553-72

В таблице 4.2.3. представлены значения для намагниченности насыщения  $M_s$ , среднеквадратичной флуктуации локального поля магнитной анизотропии  $DHa$ , обменного поля  $H_R$ , полученные из метода корреляционной магнитометрии.

**Таблица 4.2.3.** Характеристики пленок серии 1553

<b>Серия, номер</b>	<b>Температура отжига, °С</b>	<b><math>M_s, \frac{\text{Эрг}}{\text{Гс}\times\text{см}^3}</math></b>	<b><math>D_{Na}, \text{кЭ}</math></b>	<b><math>H_R, \text{кЭ}</math></b>
1553-52	Исходный	1077,5±1,2	0,74±0,04	1,2±0,2
1553-72	200	1486,2±1,9	0,50±0,04	0,0059
1553-32	300	1182,6±1,8	1,04±0,07	3,1±0,4
1553-42	400	1159,9±1,2	0,60±0,04	0,5±0,3
1553-22	500	1620,6±1,9	0,6±0,1	2,8±1,2

### 4.3 Серия 1548. Температурные измерения

Полученные параметры тонких пленок серии 1548, использованных в ходе температурных измерений, представлены в таблице 4.3.1.

**Таблица 4.3.1.** Параметры пленок серии 1548

<b>Серия, номер</b>	<b>Температура отжига, °С</b>	<b>Толщина, мкм</b>	<b>Площадь, см<sup>2</sup></b>	<b>Объем, см<sup>3</sup></b>
1548-62	Исходный	2.4	0.0495	0.00001187
1548-72	200	2.4	0.0305	0.00000733
1548-32	300	2.4	0.0607	0.00001456
1548-42	400	2.4	0.0368	0.00000882
1548-22	500	2.4	0.0498	0.0000119

На рисунке 21-25 представлен ход кривых намагниченности в зависимости от температуры и аппроксимация законом [31]:

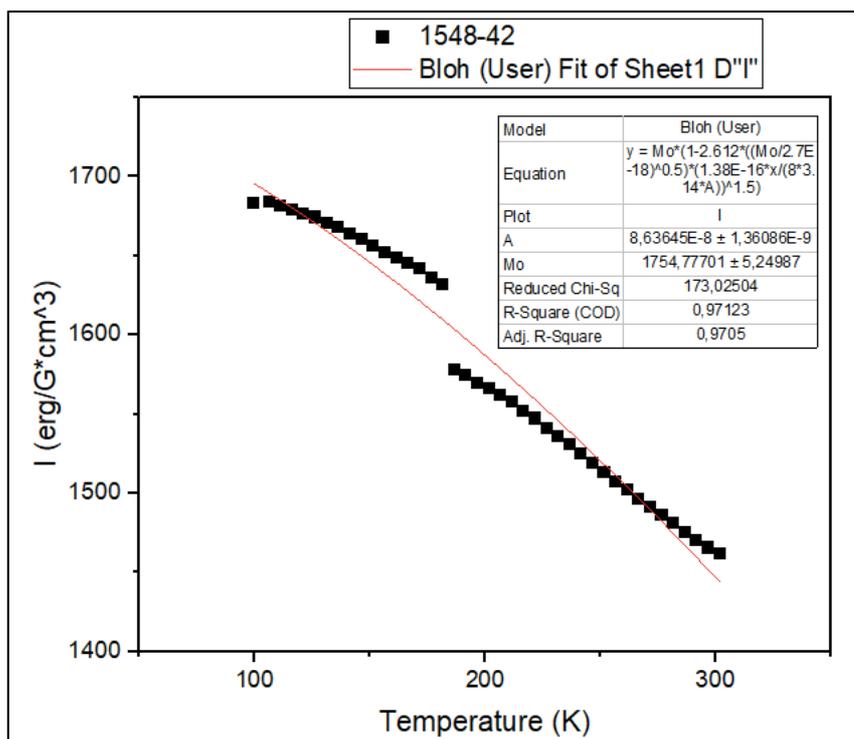


Рисунок 21 – Зависимость намагниченности образца 1548-42 от температуры.

Интерполяция кривых законом [31].

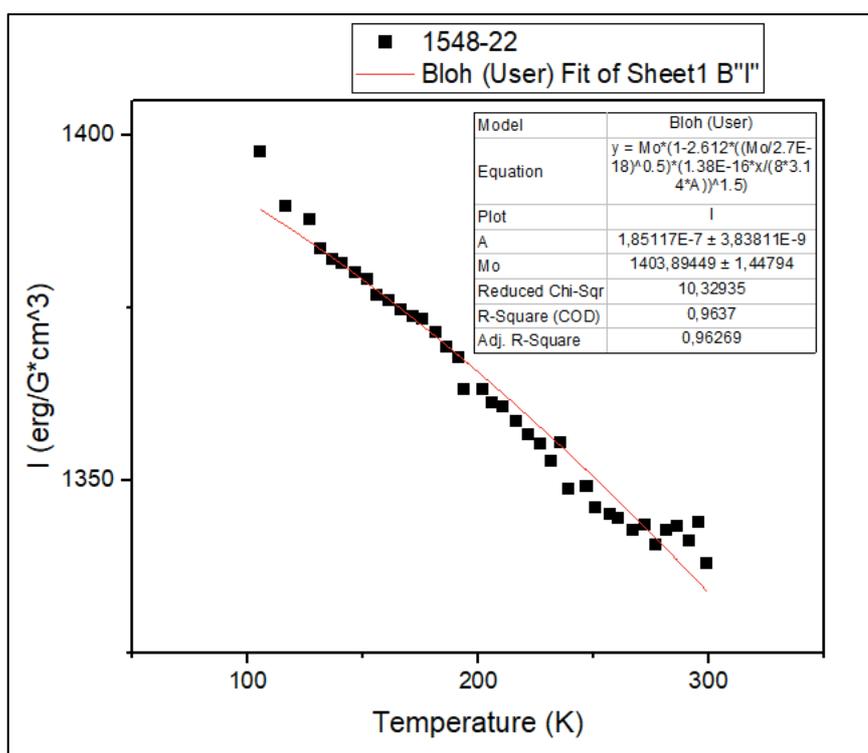


Рисунок 22 – Зависимость намагниченности образца 1548-22 от температуры.

Интерполяция кривых законом [31].

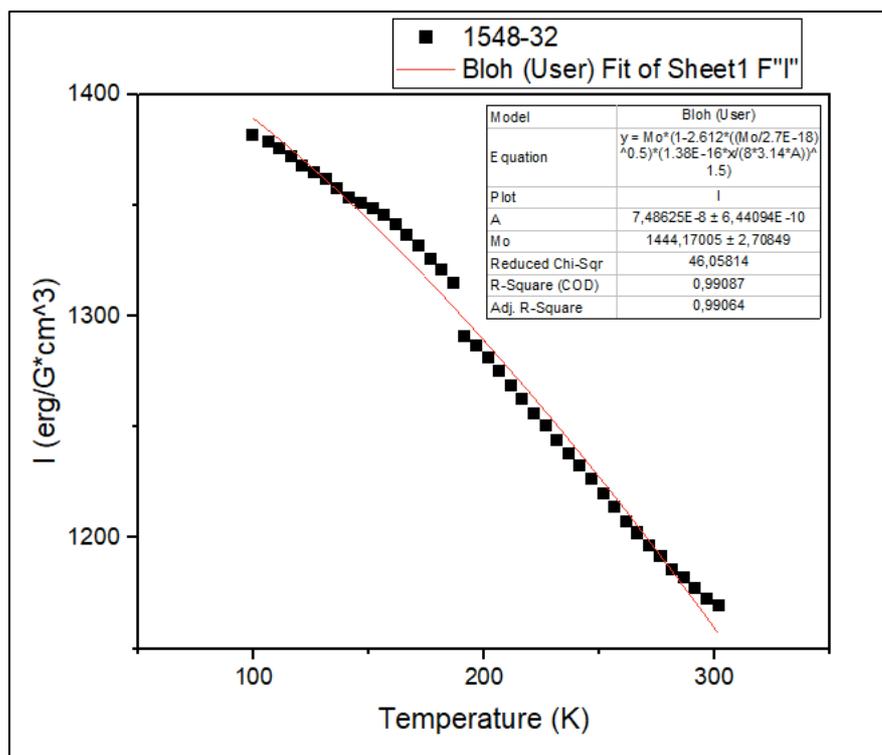


Рисунок 23 – Зависимость намагниченности образца 1548-32 от температуры.

Интерполяция кривых законом [31].

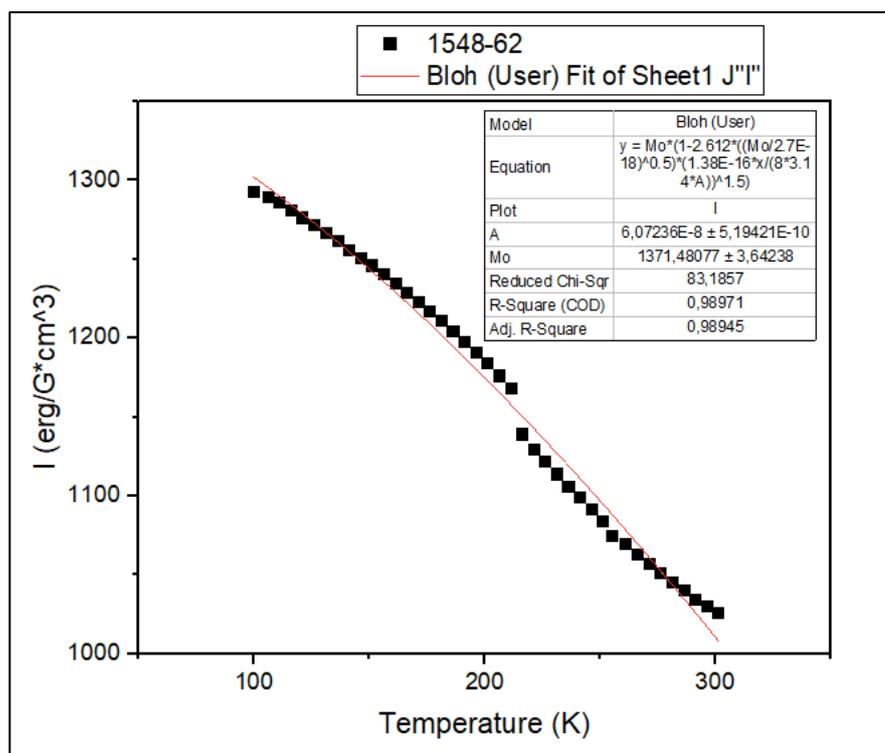


Рисунок 24 – Зависимость намагниченности образца 1548-62 от температуры.

Интерполяция кривых законом [31].

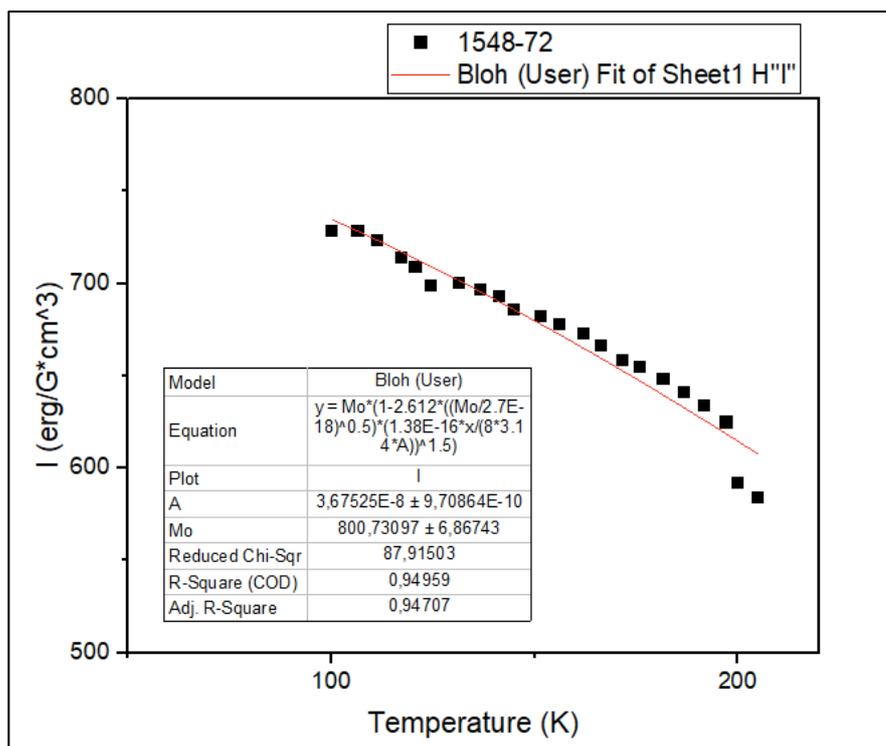


Рисунок 25 – Зависимость намагниченности образца 1548-72 от температуры.

Интерполяция кривых законом [31].

Некоторые характеристики, полученные из интерполяции кривых намагниченности законом [31], представлены в таблице 4.3.2.

Таблица 4.3.2. Характеристики пленок серии 1548

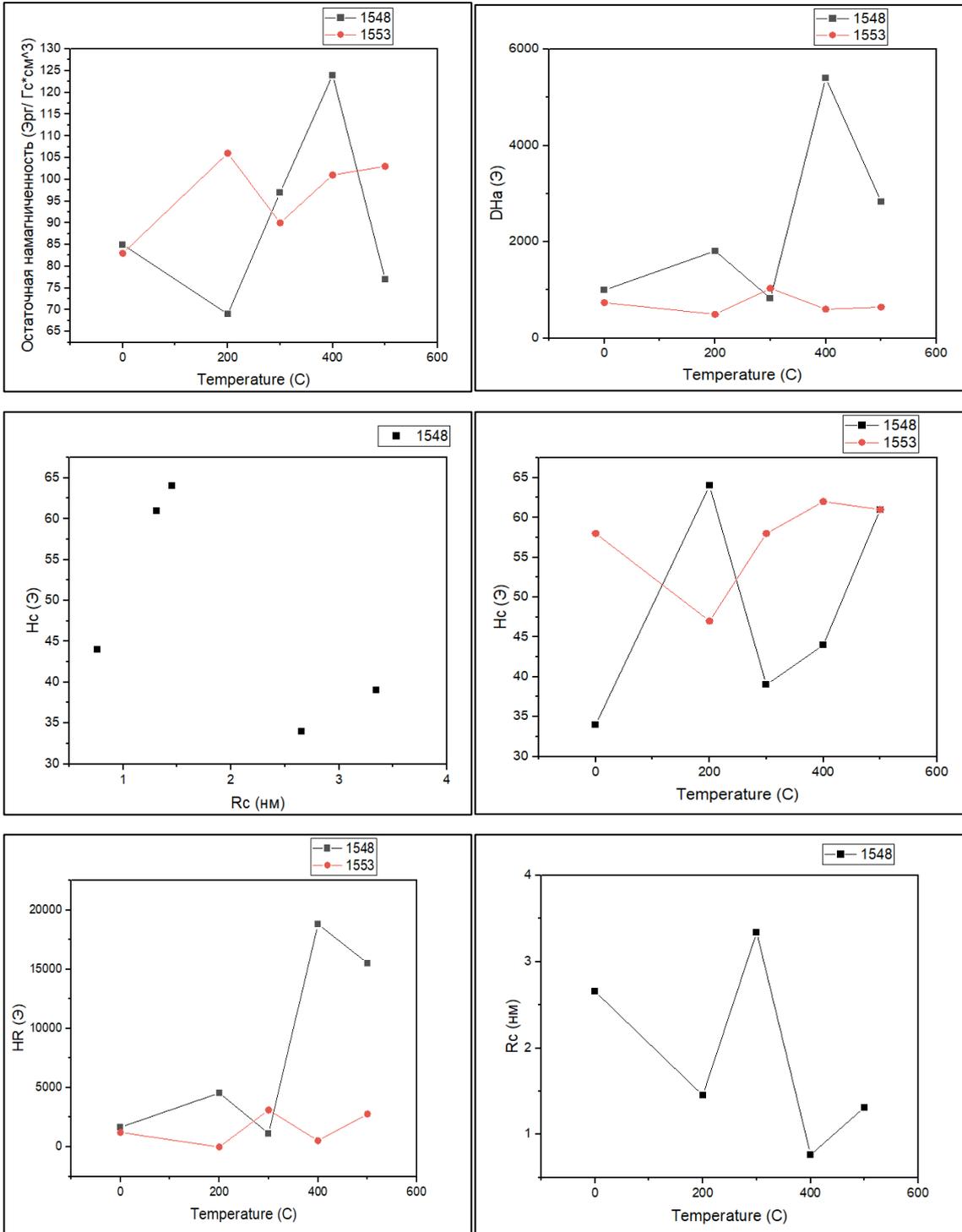
Серия, номер	Температура отжига, °С	Обменная энергия, $\frac{\text{Эрг}}{\text{см}}$ ,
1548-62	Исходный	$(6.07 \pm 0.05) \cdot 10^{-8}$
1548-72	200	$(3.68 \pm 0.09) \cdot 10^{-8}$
1548-32	300	$(7.49 \pm 0.06) \cdot 10^{-8}$
1548-42	400	$(8.64 \pm 0.14) \cdot 10^{-8}$
1548-22	500	$(1.85 \pm 0.04) \cdot 10^{-7}$

В таблице 4.3.3. собраны воедино все характеристики для тонких пленок серий 1548 и 1553.

**Таблица 4.3.3.** Результирующая информация серий 1548 и 1553

Серия, номер	Температура отжига, °С	Коэрцитивная сила, Э	Остаточная намагниченность, $\frac{\text{Эрг}}{\text{Гс}\times\text{см}^3}$	$M_s, \frac{\text{Эрг}}{\text{Гс}\times\text{см}^3}$	ДНа, кЭ
1548-62	Исходный	34	85	1038,8±0,9	1,00±0,03
1548-72	200	64	69	764,6±1,9	1,8±0,1
1548-32	300	39	97	1176,4±0,8	0,83±0,02
1548-42	400	44	124	1577±12	5,4±1,1
1548-22	500	61	77	1385±14	2,8±1,9
1553-52	Исходный	58	83	1077,5±1,2	0,74±0,04
1553-72	200	47	106	1486,2±1,9	0,50±0,04
1553-32	300	58	90	1182,6±1,8	1,04±0,07
1553-42	400	62	101	1159,9±1,2	0,60±0,04
1553-22	500	61	103	1620,6±1,9	0,6±0,1
Серия, номер	$H_R, \text{Э}$	Обменная энергия, $\frac{\text{Эрг}}{\text{см}}$		$R_c, \text{нм}$	
1548-62	1,7±0,2	$(6.07\pm0.05)\cdot 10^{-8}$		2,65493	
1548-72	4,6±0,4	$(3.68\pm0.09)\cdot 10^{-8}$		1,45372	
1548-32	1,1±0,2	$(7.49\pm0.06)\cdot 10^{-8}$		3,34357	
1548-42	19±5	$(8.64\pm0.14)\cdot 10^{-8}$		0,763375	
1548-22	15±12	$(1.85\pm0.04)\cdot 10^{-7}$		1,31193	
1553-52	1,2±0,2				
1553-72	0,0059				
1553-32	3,1±0,4				
1553-42	0,5±0,3				
1553-22	2,8±1,2				

На рисунке 22 представлены зависимости магнитных характеристик от температуры отжига, а также зависимость коэрцитивной силы тонких пленок серии 1548 от размера зерна.



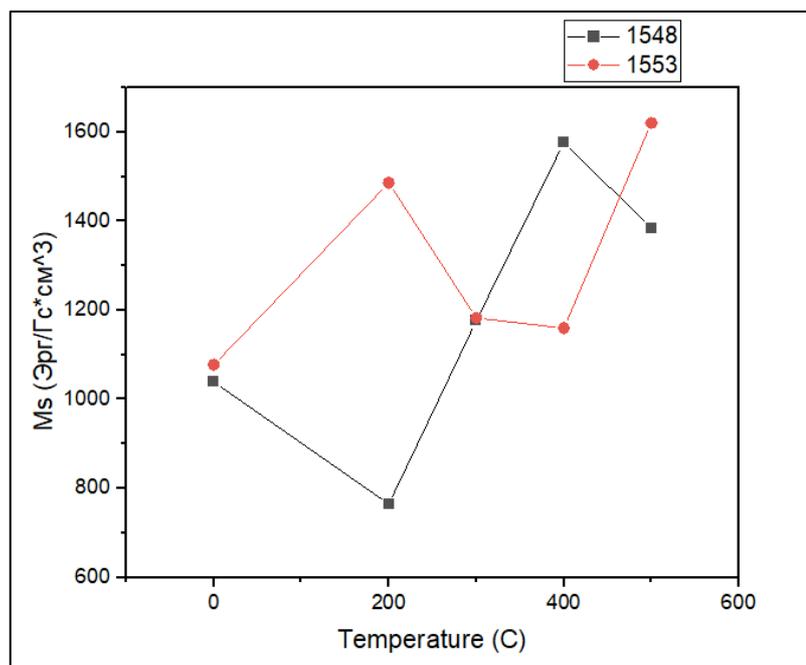


Рисунок 22 - Зависимости магнитных характеристик

## Глава 5. Основные результаты

Проведено исследование магнитных свойств серии магнитомягких тонких пленок Fe – TiV<sub>2</sub>, полученных магнетронным напылением, с целью проверки применимости модели случайной анизотропии и метода корреляционной магнитометрии для описания зависимости основных магнитных параметров от размеров кристаллитов.

В частности:

1. Определены макроскопические (коэрцитивная сила, намагниченность насыщения, остаточная намагниченность) и микроскопические (размер кристаллита) параметры магнитной структуры данных пленок.
2. Для пленок Fe – TiV<sub>2</sub> была обнаружена тенденция уменьшения коэрцитивной силы при уменьшении размеров кристаллитов. Полученная зависимость качественно хорошо согласуется с моделью случайной анизотропии и методом корреляционной магнитометрии.

3. Установлена различная чувствительность магнитных свойств к температуре отжига. Показано, в частности, что после 200°C в серии тонких пленок 1553 и после 300°C в серии тонких пленок 1548 коэрцитивная сила начинает увеличиваться. Остаточная намагниченность претерпевает рост после 200°C в серии 1548 и после 300°C в серии 1553. Изменение намагниченности насыщения имеет неоднозначный характер с ростом температуры отжига, но после 200°C значения намагниченности насыщения относительно значений характерных для неотожженных образцов больше.
4. После отжига при температуре выше 200°C наблюдается увеличение значений обменной энергии для образцов серии 1548.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитные наноструктуры, изученные в данной работе, состоят из магнитных наночастиц размером  $2R_c \sim 4\text{нм}$ . При условии сильного обменного взаимодействия между наночастицами связь макроскопических магнитных параметров, таких как восприимчивость, коэрцитивная сила, намагниченность насыщения и т.д., с микроскопическими параметрами, такими как размер наночастицы (кристаллита) и локальная анизотропия, описывается моделью случайной магнитной анизотропии. Макроскопические магнитные характеристики обусловлены размером и анизотропией стохастических доменов. При экспериментальном изучении магнитных наноструктур необходимо проводить исследования микроскопических и макроскопических магнитных величин в совокупности. Магнитномягкие пленки для современных приложений характеризуются низкой коэрцитивной силой, высокой намагниченностью насыщения и при этом отличаются небольшой толщиной. Исследуемые в работе пленки Fe – TiB<sub>2</sub> обладают всеми вышеперечисленными свойствами, что позволяет использовать их в устройствах микроэлектроники.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Шефтель Е.Н., Банных О. А., «Нанокристаллические пленки магнитномягких сплавов на основе Fe». *Металлы*, т. 5, стр. 33 – 39, 2006.
- [2] Шефтель Е.Н., «Магнитномягкие нанокристаллические плёнки сплавов Fe – тугоплавкая фаза внедрения для применения в устройствах магнитной записи». *Материаловедение*, т. 4, стр. 10 – 17, 2009.
- [3] *The Physics of Metals and Metallography*, 2011, Vol. 112, No. 7, pp. 666–681.
- [4] Sh. Fujii, K. Nishijima, H. Satoh, S. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* 379 (2015) 256–259.
- [5] E.N. Sheftel, E.V. Harin, *Mat. Lett.* 229 (2018) 36–39.
- [6] E.N. Sheftel', E.V. Kharin, V.A. Tedzhetov, et al., *Russ. Metall.* 2016 (2016) 826–831.
- [7] E.V. Harin, E.N. Sheftel', V.A. Tedzhetov, *Tech. Phys. Lett.* 44 (2018) 420–423.
- [8] S.X. Wang, N.X. Sun, M. Yamaguchi, S. Yabukami, *Nature* 407 (6802) (2000) 150–151.
- [9] M. Luo, P.H. Zhou, Y.F. Liu, et al., *Mat. Lett.* 188 (2017) 188–191.
- [10] D. Li, Zh. Wang, X. Han, et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 375 (2015) 33–37.
- [11] X. Zhong, Ng. N. Phuoc, Y. Liu, C.K. Ong, *J. Magn. Magn. Mat.* 365 (2014) 8–13.
- [12] P.N. Solovev, A.V. Izotov, B.A. Belyaev, *J. Magn. Magn. Mat.* 429 (2017) 45–51.
- [13] X. Zhong, Ng.N. Phuoc, W.T. Soh, et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 429 (2017) 52–59.
- [14] Акулов Н.С., «Ферромагнетизм». Государственное издательство технико - теоретической литературы, 1939.
- [15] Лифшиц Б. Г., «Физические свойства металлов и сплавов». МАШГИЗ, 1959.

- [16] Комогорцев С.В., Шефтель Е.Н., “Физические основы материаловедения”, 2013, №10, с. 3-9.
- [17] Chudnovsky E.M., Saslow W.M., Serota R.A. Ordering in ferromagnets with random anisotropy // *Phys.Rev. B.* 1986. V. 33. No 1. P. 251-261.
- [18] Imry Y., Ma S.-K. Random field Instability of the ordered state of continuous symmetry // *Phys.Rev. Lett.* 1975. V. 35 No 21. P. 1399-1401
- [19] Herzer G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets // *IEEE Trans. Magn.* 1990. V. 26. No 5. P. 1397-1402.
- [20] Akulov N.S. Über den Verlauf der Magnetisierungskurve in starken Feldern // *Z. Phys.* 1931. V. 69. P. 822-831.
- [21] Акулов Н.С., Киренский Л.В. Магнитный метод исследования внутренних напряжений в ферромагнитных металлах // *Журнал технической физики.* 1939. Т. 9. №13. С. 1145-1150
- [22] *Handbook of Magnetic Materials* / Ed. by K.H. J. Buschow, Amsterdam: Elsevier, 1997. V. 10. P. 415-462
- [23] Sakai T., Tsukahara N., Tanimoto H., Ota K., Murakami H., Kita E. Magnetic Anisotropy of Ni Nano-Crystals Prepared With Gas-Deposition Method // *Scripta mater.* 2001. V. 44. P. 1359-1363.
- [24] Kita E., Tsukahara N., Sato H., Ota K., Yangaiharu H., Tanimoto H., Ikeda N. Structure and random anisotropy in single-phase Ni nanocrystals // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. P. 152-501.
- [25] Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials // *Acta Materialia* 61 (2013). P. 718–734.
- [26] Комогорцев С.В., Исаков Р.С. // *Физика тв. тела.* 2005. Т. 47. С. 480
- [27] Michels A., Weissmuller J. Magnetic-field-dependent small-angle neutron scattering on random anisotropy ferromagnets // *Rep. Prog. Phys.* 2008. V. 71. P. 066501
- [28] Kiryukhantsev-Korneev Ph V 2012 *Protection of Metals and Physical Chemistry of Surfaces* **48** 585
- [29] Shelekhov E V and Sviridova T A 2000 *Metal Science and Heat Treatment* **42** 309

- [30] Komogortsev S.V., Iskhakov R.S. Law of approach to magnetic saturation in nanocrystalline and amorphous ferromagnets with improved transition behavior between power-law regimes // J. Magn. Magn. Mater. 145 (2016)
- [31] S. V. Komogortsev, E. A. Denisova, R. S. Iskhakov, A. D. Balaev, L. A. Chekanova et al. Multilayer nanogranular films  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{50}(\text{SiO}_2)_{50}/\alpha\text{-Si:H}$  and  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{50}(\text{SiO}_2)_{50}/\text{SiO}_2$ : Magnetic properties // J. Appl. Phys. 113, 17C105 (2013)
- [32] Sheftel E. N., «Soft Magnetic Nanocrystalline Films of Alloys of Fe—Refractory Interstitial Phase for Application in Devices for Magnetic Recording». Inorganic Materials Applied Research, Vol.1 (1), pp. 17 – 24, 2010.
- [33] Титова А.О. «Магнитные свойства нанокристаллических пленок на основе железа», 2015, стр. 8-9
- [34] Elena N. Sheftel, Valentin A. Tedzhetov, Eugene V. Harin, Filipp V. Kiryukhantsev-Korneev, Galina Sh. Usmanova. High-induction nanocrystalline soft magnetic  $\text{Fe}_x\text{Ti}_y\text{B}_z$  films prepared by magnetron sputtering // Phys. Status Solidi C **13**, No. 10–12, 965–971 (2016)
- [35] E N Sheftel, E V Harin, V A Tedzhetov, G Sh Usmanova, S Y Bobrovskii, K N Rozanov, P A Zezyulina **and** Ph V Kiryukhantsev-Korneev. Study of high-frequency magnetic properties of Fe-Ti-B films obtained by magnetron sputtering // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering **848** (2020) 012082

