

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра нелинейной физики

**Экспериментальные и теоретические методы исследования
ферромагнитного резонанса в магнитоупорядоченных структурах**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 4011 группы

направления 03.03.01 Прикладные математика и физика
код и наименование направления (специальности)

Институт Физики

наименование факультета, института, колледжа

Гетманов Святослав Андреевич

фамилия, имя, отчество

Научный руководитель

зав. кафедрой, к.ф.-м.н.,

доцент

_____ Е.Н. Бегинин
подпись, дата

Зав. кафедрой

нелинейной физики

к.ф.-м.н., доцент

_____ Е.Н. Бегинин
подпись, дата

Саратов 2026 г.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность. Ферромагнитный резонанс (ФМР) является одним из ключевых методов изучения магнитных свойств материалов, позволяющим получать детальную информацию о внутренней магнитной структуре, динамических процессах и механизмах релаксации в магнитных средах. Благодаря высокой чувствительности к изменениям магнитных характеристик ФМР широко применяется для исследования тонких пленок, наноструктур и микронных образцов, включая микронные диски. Использование спектроскопии на базе ФМР для анализа микронных дисков позволяет не только определить основные параметры магнитных слоёв, такие как гистерезисные свойства, анимационные процессы и коэффициенты релаксации, но и выявить особенности взаимодействия магнитных доменов, а также оценить локальные неоднородности структуры.

Цель работы — изучить метод ферромагнитного резонанса на примере ферромагнитного образца, определить его магнитные свойства и особенности динамических процессов.

Задачи работы:

1. Определение геометрических параметров образцов при помощи профилометра и электронного микроскопа. Наблюдение эффекта Керра в отражённом поляризованном свете, а также изучение профилей на предмет возможных дефектов, оказывающих влияние на магнитодинамику образцов.
2. Спектроскопия ФМР, выполненная резонаторным и широкополосным методами в касательной, нормальной, а также произвольной ориентации образца относительно направления внешнего магнитного поля.
3. Анализ полученных спектров на предмет поведения поглощаемого электромагнитного СВЧ-сигнала в образцах.
4. Интерпретация данных с целью выявления ключевых характеристик материала и структуры диска.

Методы исследования: модифицированная установка СЭПР-2, адаптированном для наблюдения ферромагнитного резонанса. Установка VNA-FMR с линией передачи, представленной в виде копланарного волновода (CPW). Интерпретация данных выполнена при помощи аналитической модели, построенной на основе модифицированного уравнения Киттеля, включающего размагничивающие факторы и поле анизотропии, а также уравнения Смита-Зуля.

Структура работы. Работа содержит введение, 3 главы, заключение, список использованных источников из 35 наименований, заключение, список использованных источников. Общий объём – 78 страниц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении рассмотрена важность и актуальность метода ФМР в изучении микронных дисков, определена цель работы и поставлены её основные задачи.

В главе 1 подробно изложен теоретический механизм ферромагнитного резонанса. Изложено представление о ферромагнетизме, где спин электрона представлен, как классическая частица, обладающая механическим моментом и магнитным моментом [1].

Из вышеописанного представления можно получить уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, описывающее динамику намагниченности с учетом параметра диссипации [2]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{a}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

Отсюда, используя метод комплексных амплитуд, можно определить тензор высокочастотной магнитной восприимчивости с учётом потерь:

$$\chi = \frac{\gamma M_0 (\omega_H + i\omega a)}{\omega_H^2 - (1+a)\omega^2 + 2i\omega\omega_H a}, \quad \chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_H^2 - (1+a)\omega^2 + 2i\omega\omega_H a} \quad (2)$$

Перейдя к модели конечных размеров, а именно к модели эллипсоида вращения, был учтён вклад поля размагничивания ($-\vec{N}\vec{M}$).

Если оси координат совпадают с осями эллипсоида: $N_{12} = 0$; $N_{11} = N_x$; $N_{22} = N_y$; $H_{i0} = H_0 - N_z M_0$. Тогда выражение перейдёт в формулу Киттеля [3]:

$$\omega_0 = \gamma \left\{ [H_0 + (N_x - N_z)M_0] [H_0 + (N_y - N_z)M_0] \right\}^{1/2} \quad (3)$$

Для модификации данного выражения, необходимо перейти к учёту кристаллографической анизотропии в образце. Если учесть энергии размагничивающих полей ($-\vec{N}\vec{M}$) и при наличии внешнего поля \vec{H}_0 , т.е. с учётом зеемановской энергии, направления равновесной намагниченности определяются в результате минимизации суммарной энергии, а также энергию анизотропии [4].

При учёте кристаллографической анизотропии уравнение резонанса принимает вид уравнений Смита-Белгерса[5]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[\vec{H}_0 \cos(\theta_0 - \theta_H) + 2\vec{H}_{A1} \cos^2 \theta_0 \right] \times \begin{bmatrix} \vec{H}_0 \cos(\theta_0 - \theta_H) \\ +2\vec{H}_{A1} \cos 2\theta_0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

В главе 2 проведен обзор экспериментальных методов измерения ФМР, таких как классический резонаторный и широкополосный.

Классический резонаторный метод основан на использовании высокочастотного СВЧ-резонатора [6]. Резонатор возбуждается на одной из своих собственных частот ω_0 . При фиксированной частоте СВЧ-сигнала производится медленное изменение постоянного магнитного поля H_0 . Когда величина поля приближается к резонансному значению $H_{рез}$ [7], определяемому формулой Киттеля, в образце возникает резонансное поглощение СВЧ-энергии. Это поглощение приводит к увеличению потерь в резонаторе и, как следствие, к уменьшению его добротности и возрастанию коэффициента стоячей волны (КСВ) в питающей его линии передачи. В

общем случае, резонатор с образцом можно трактовать как колебательную систему, состоящую из двух взаимодействующих подсистем: СВЧ-резонатора и феррита [8].

В качестве альтернативы, позволяющей получить частотные зависимости, используется широкополосный метод (VNA-FMR). В нём образец размещается на планарной копланарной линии передачи (CPW) [9]. В отличие от резонаторного метода, в VNA-FMR спектрометре производится сканирование частоты СВЧ-сигнала при фиксированном магнитном поле. При заданной величине постоянного магнитного поля регистрируется частотная зависимость комплексных частотных коэффициентов прохождения/отражения СВЧ-сигнала (S-параметров) [10].

В главе 3 объектом исследования являлись образцы в виде дисков, изготовленных из эпитаксиально-выращенных на немагнитной подложке (галлий-гадолиниевый гранат, (ГГГ) пленок железоиттриевого граната (ЖИГ)).

Результаты измерения геометрических размеров образцов №1 и №2, полученные с помощью электронного микроскопа и профилометра представлены в таблице 1.

Таблица 1 — Результаты измерения геометрических размеров образцов

Образец	Толщина b , мкм	Диаметр D , мкм (микроскоп)	Диаметр D , мкм (профилометр)
1	12.50	968.38 ± 0.01	976 ± 5
2	13.04	973.19 ± 0.01	983 ± 5

Исследования резонаторным методом на частоте 9.8 ГГц.

Касательное намагничивание образца реализуется в случае, когда вектор статического магнитного поля H лежит в плоскости диска.

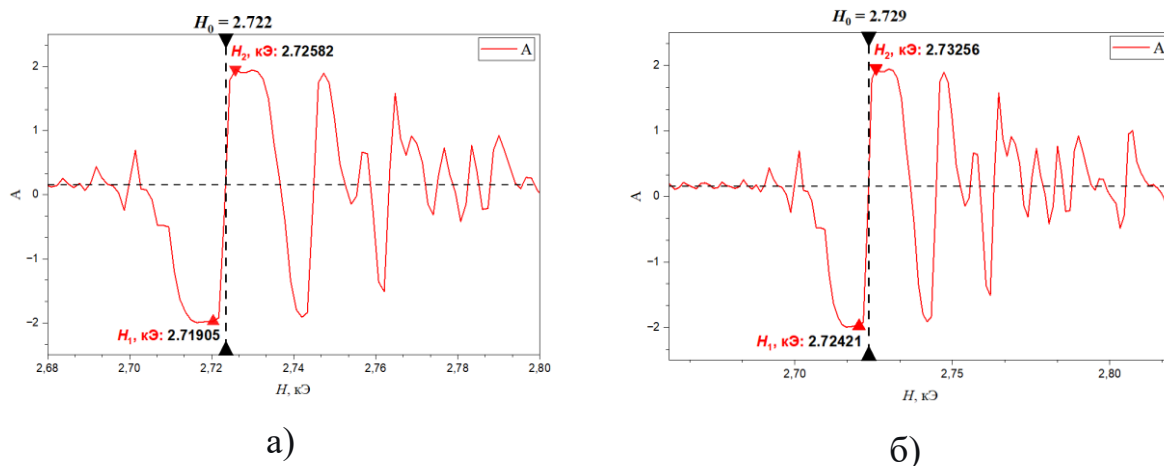


Рисунок 2 — Экспериментальные результаты измерений резонаторным методом в касательной ориентации намагниченности для образцов №1, №2:

а) производная от выходного сигнала (красная линия; точка пересечения чёрного пунктира – резонансное поле H_0) образца №1; б) производная от выходного сигнала образца №2.

Для учёта геометрических параметров дисков в касательной ориентации намагниченности (отношение толщины и диаметра) переопределим размагничивающие факторы (таблица 2), используя аналитическую модель очень плоского сплюснутого сфероида: $D/h = m \gg 1$ [11]:

$$\frac{N_x}{4\pi} = \frac{N_z}{4\pi} \simeq \frac{\pi}{4m} \left(1 - \frac{4}{\pi m} \right); \quad \frac{N_y}{4\pi} \simeq 1 - \frac{\pi}{2m} + \frac{2}{m^2} \quad (5)$$

Таблица 2 — Размагничивающие факторы для касательной ориентации намагниченности с учётом геометрических параметров дисков

	Диск №1	Диск №2
N_x	0.1247	0.1299
N_y	12.317	12.306
N_z	0.1247	0.1299

В таком случае, уравнение Киттеля для диска в касательной ориентации предстанет в виде:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{рез.}^{кас.} \left[H_{рез.}^{кас.} + (N_x - N_z) M_s \right]^{1/2} \quad (6)$$

Таблица 3 — Параметры дисков №1 и №2, определённые резонаторным методом в касательной ориентации

	$M_{eff}, \text{ Гс}$	$\alpha \cdot 10^{-3}$
Диск №1	144.35	1.529
Диск №2	145.77	1.243

Нормальное намагничивание. Нормальное намагничивание образца реализуется в случае, когда вектор статического магнитного поля \vec{H} перпендикулярен плоскости диска (рисунок 15а) (угол $\varphi = 90^\circ$).

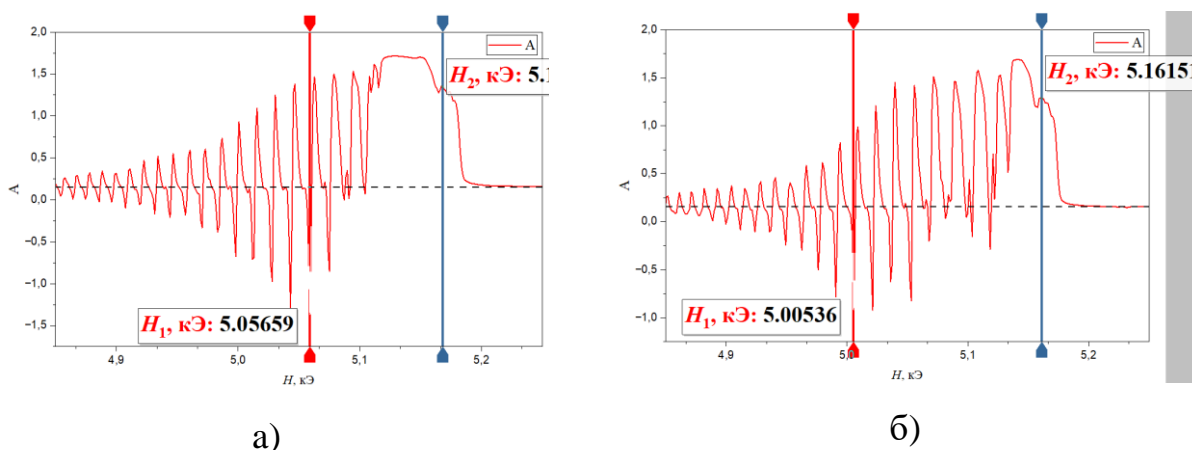


Рисунок 3 — Экспериментальные результаты измерений резонаторным методом в нормальной ориентации намагниченности для образцов №1, №2: а) производная от выходного сигнала (красная линия; красная и синяя метки отображают предполагаемый диапазон нахождения резонансного поля) образца №1; б) производная от выходного сигнала образца №2.

Как можно заметить по графикам на рисунках 3б-3в, однозначно определить величину резонансного поля $H_{рез.}^{норм.}$ и выделить основные моды, ориентируясь на экспериментальные результаты резонаторного ФМР в нормальной ориентации намагниченности – не представляется возможным.

Переопределим размагничивающие факторы с учётом геометрических параметров дисков, таблица 4. Используя модель очень сплюснутого сфероида (уравнение (5)), получим (значения изменятся в связи с определением для нормальной ориентации: $N_x = N_y, N_z$) [12].

Таблица 4 — Размагничивающие факторы для нормальной ориентации намагниченности с учётом геометрических параметров дисков.

	Диск №1	Диск №2
N_x	0.1247	0.1299
N_y	0.1247	0.1299
N_z	12.317	12.306

В таком случае, уравнение Киттеля для диска в нормальной ориентации предстанет в виде:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{рез.}^{норм.} + (N_x - N_z)M_s \quad (7)$$

Подставив вместо M_s значения из таблицы 4, получим, согласно уравнению (7), величину резонансного поля для образцов в нормальной ориентации:

$$H_{рез.1}^{норм.} = 5.260 \text{ кЭ}$$

$$H_{рез.2}^{норм.} = 5.275 \text{ кЭ}$$

Как можно заметить, полученные значения резонансного поля в нормальной ориентации выходят за пределы диапазона для образца №1 $\in [5.005, 5.161]$ кЭ, и диапазона для образца №2 $\in [5.056, 5.168]$ кЭ.

В таком случае, необходимо уточнить модель, используя поле анизотропии. Составим систему с двумя неизвестными для определения собственной (истинной) намагниченности образца — M_s [13], подставляя значения размагничивающих факторов из таблицы 2 и таблицы 4:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\omega}{\gamma} = H_{рез.}^{норм.} - (N_x^{норм.} - N_z^{норм.})M_s + H_u \\ \frac{\omega}{\gamma} = H_{рез.}^{кас.} \left[H_{рез.}^{кас.} + (N_y^{кас.} - N_z^{кас.})M_s - H_u \right]^{1/2} \end{array} \right\}$$

Поскольку данные для нормальной ориентации обладают меньшей достоверностью, при разрешении данной системы использовался алгоритм оптимизации (минимум отклонения), который будет искать такие значения M_s и H_u , при которых теоретические частоты наилучшим образом сходятся с экспериментом.

Таблица 5 — Общие значения M_s и H_u , полученные с помощью алгоритма оптимизации

	M_s , Гс	H_u , Э
Диск №1	136.34	-30.97
Диск №2	137.67	-31.01

Экспериментальное исследование ФМР широкополосным методом.

Для более детального изучения магнитных параметров микронных дисков и получения частотных зависимостей резонансного поля был применён широкополосный VNA-FMR метод. Полученные резонансные пики аппроксимировались лоренцевой функцией [14] вида:

$$y = y_0 + \frac{2A}{\pi} \cdot \frac{w}{4(x - x_c)^2 + w^2}, \quad (8)$$

где x_c — резонансная линейная частота, $f_{рез}$ (ГГц), w — полная ширина на полувысоте Δf (ГГц), A — амплитудный коэффициент.

В таблице 6 сведены результаты обработки спектров для двух дисков. Для каждого значения постоянного поля H_0 (в кЭ) указаны экспериментально определённые резонансная частота $f_{рез}$ (ГГц) и ширина линии Δf (МГц).

Данные представлены для диска №1 (столбцы 1–3) и диска №2 (столбцы 4–6).

По результатам, представленным в таблице 6, можно оценить параметр затухания Гильберта α [15].

Таблица 6 — Результаты измерений широкополосным методом для нормальной ориентации намагниченности

H_{01} , кЭ	$f_{рез.1}$, ГГц	Δf_1 , МГц	$\alpha_1 \cdot 10^{-3}$	H_{02} , кЭ	$f_{рез.2}$, ГГц	Δf_2 , МГц	$\alpha_2 \cdot 10^{-3}$
2.004	1.023	19.69	9.620	2.005	0.874	16.94	9.690
2.254	1.742	21.02	6.040	2.254	1.570	17.28	5.505
2.500	2.452	20.52	4.190	2.490	2.225	18.62	4.185
2.746	3.135	23.50	3.750	2.748	2.950	14.97	2.535
2.996	3.839	17.93	2.340	3.000	3.614	17.66	2.445
3.225	4.564	16.97	1.860	3.252	4.343	16.30	1.875
3.500	5.274	12.57	1.190	3.513	5.051	16.65	1.650
3.754	6.008	19.26	1.610	3.756	5.740	13.38	1.165
3.956	6.647	13.15	0.990	4.000	6.446	13.84	1.075
4.224	7.372	13.07	0.890	4.239	7.146	12.89	0.900
4.439	7.946	13.06	0.820	4.499	7.803	13.32	0.855
4.743	8.813	14.73	0.840	4.736	8.466	9.78	0.580
5.100	9.573	10.45	0.550	4.955	9.221	16.09	0.870
5.240	10.228	15.02	0.740	5.250	9.845	10.73	0.545

Для получения значения намагниченности для каждой из ориентаций, воспользуемся методом наименьших квадратов. Основная идея метода заключается в минимизации суммы квадратов отклонений наблюдаемых значений от значений, предсказанных моделью.

Для определения собственной намагниченности, а также поля анизотропии воспользуемся значениями размагничивающих факторов и таблицы 4 и значением поля анизотропии из таблицы 5:

$$M_{s,1} = 135.87 \text{ Гс}$$

$$M_{s,2} = 137.73 \text{ Гс}$$

Полученные значения лежат в пределах погрешности для тех, что были получены резонаторным методом.

Касательная ориентация намагниченности. Для полноты исследования и сравнения с резонаторным методом были проведены широкополосные VNA-FMR измерения также в **касательной геометрии** (вектор внешнего постоянного поля H_0 лежит в плоскости диска, а СВЧ-поле h перпендикулярно ему) [16].

Для определения собственной намагниченности, а также поля анизотропии воспользуемся значениями размагничивающих факторов и таблицы 2 и значением поля анизотропии из таблицы 5:

$$M_{s,1} = 136.84 \text{ Гс}$$

$$M_{s,2} = 138.03 \text{ Гс}$$

Полученные значения лежат в пределах погрешности для тех, что были получены резонаторным методом.

В Заключение сформулированы основные научные и практические выводы проведенных исследований:

1. **Разработан и успешно реализован** теоретический аппарат для корректного описания динамики намагниченности в плоскостных структурах конечных размеров.
2. **В ходе резонаторных измерений** на модифицированном спектрометре СЭПР-2 на фиксированной частоте 9.8 ГГц зарегистрированы спектры ФМР для двух исследуемых ЖИГ-дисков, полученных в рамках единого технологического процесса. С высокой точностью определены резонансные поля для двух взаимно перпендикулярных конфигураций. Для строго касательной ориентации поля составили 2729 Э (образец №1) и 2722 Э (образец №2), а для нормальной ориентации — 5053 Э и 5059 Э соответственно.

3. С помощью широкополосного метода VNA-FMR на базе векторного анализатора цепей проведена независимая проверка параметров в режиме развертки частоты для подтверждения результатов классического ФМР.

4. На основе совместного анализа экспериментальных данных в касательной и нормальной геометриях в рамках единой магнитостатической модели (таблица 5) извлечены истинные физические параметры материала. Собственная намагниченность насыщения образцов составила 136.34 Гс и 137.67 Гс, а поле одноосной магнитной анизотропии зафиксировано на уровне -31.0 Э. Отрицательный знак поля H_u строго обосновывает наличие в структурах анизотропии типа «легкая плоскость».

Полученные в работе константы M_s , H_u , α отражают близость исследуемого материала к предполагаемому – железо-иттриевому гранату.

Список использованных источников

- 1 Гуревич А.Г., ФЕРРИТЫ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ / А.Г. Гуревич — Москва: Гос. Изд. Физико-Математической литературы, 1960. — 208 с.
- 2 Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц — 68 — Москва: Гостехиздат, 1957 — 423 с.
- 3 Kittel C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption / C. Kittel // Phys. Rev. — 1948. — № 73. — С. 155.
- 4 Гуревич А.Г., МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ФЕРРИТАХ И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ / А.Г. Гуревич— Москва: Физмалит, 1994. — 464 с.
- 5 Вонсовский С. В. Ферромагнетизм / С. В. Вонсовский, Я. С. Шур — Москва: Гостехиздат, 1966. — 66 с.
- 6 Пархоменко М.П. Резонаторный метод для определения диэлектрических / М.П. Пархоменко, Д.С. Калёнов, Ю.Ф. Абакумов // Электронная техника — 2013 — Т. 2 — №517 — С. 43–57

- 7 Slichter C. P. Principles of magnetic resonance // Springer Science & Business Media — 2013. — №1 — С. 123-129
- 8 Гуревич А. Г., Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков — Москва: Физматлит, 1994. — 226 с.
- 9 Maksymov I. S. Broadband stripline ferromagnetic resonance spectroscopy of ferromagnetic films, multilayers and nanostructures / I. S. Maksymov и М. Kostylev // Journal of Magnetism and Magnetic Materials — 2015 — №356 — С. 12-20
- 10 Horowitz P. The art of electronics / P. Horowitz, W. Hill, I. Robinson // Cambridge: Cambridge university press — 1989. — Т. 2. — С. 658.
- 11 Osborn J.A. Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid // Physical Review — 1945 — Т 67 — № 11–12 — С. 351–357
- 12 Desick. Q. Introduction to Broad Band FMR Spectroscopy // Appl. Note — 2017 — С. 1087–2011
- 13 Гуревич А.Г. Однородное и неоднородное уширение линии ферромагнитного резонанса, обусловленное проводимостью / К. Г. Никифоров, А.Г. Гуревич, Л.Я. Пасенко, С.И. Радауцан, Л.М. Эмирян // Физика твердого тела — 1987 — Т. 29 — №4 — С. 1279–1282
- 14 Lorenz M. O. Methods of Measuring the Concentration of Wealth / M. O. Lorenz // Publications of the American statistical association — 1905. — №70 — С. 209–219.
- 15 Yaln O. Ferromagnetic Resonance / O. Yaln // Theory and Applications Chapter 1 InTech — 2013 — С 143-145.
- 16 Sievers S. Microwave interferometry for high sensitivity VNA-FMR measurements / S. Sievers, J. Kurda, N. Liebing, F Hohls, H.W Schumacher // IEEE Transactions on Magnetics. — 2016. — Т. 53. — №. 4. — С. 1-4.