05,08

# Магнитные характеристики и коэффициенты Блоха в тонких пленках $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_{6-\delta}$

© Д.А. Киселев [1], С.С. Старухина [1], А.С. Быков [1], А.В. Петров [2], А.Г. Юденков [3], Н.А. Каланда [2,¶]

[1] НИТУ „МИСИС“,
Москва, Россия
[2] ГО „НПЦ НАН Беларуси по материаловедению“,
Минск, Беларусь
[3] НТЦ „Белмикросистемы“ ОАО „Интеграл“,
Минск, Беларусь
[¶] E-mail: kalanda@physics.by

Поступила в Редакцию 20 августа 2025 г.
В окончательной редакции 20 августа 2025 г.
Принята к публикации 14 октября 2025 г.

Проведена отработка режимов получения однофазных пленок $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_{6-\delta}$, полученных методом ионно-лучевого напыления и исследованы их магнитные характеристики. Обнаружено, что зависимость намагниченности от температуры $M(T)$, измеренная в магнитном поле 0.1 T, не подчиняется закону Блоха ни для одной из изученных пленок. Для ее описания потребовалось применение поправок Дайсона, учитывающих вклад магнонов с большими волновыми векторами. Установлено, что как для состава пленок с избытком железа, так и с его недостатком, с увеличением сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo ($P$) величина $B$ (коэффициент Блоха) растет. При этом, в пленках состава $Sr_2Fe_{1.2}Mo_{0.8}O_{6-\delta}$ с ростом $P$ термостабильность ниже, чем в пленках состава $Sr_2Fe_{0.9}Mo_{1.1}O_{6-\delta}$, тогда как с понижением $P$ — наоборот. Показано, что, контролируя состав и режимы синтеза пленок составов $Sr_2Fe_{1.2}Mo_{0.8}O_{6-\delta}$ и $Sr_2Fe_{0.9}Mo_{1.1}O_{6-\delta}$, можно управлять значением $B$, а значит, и термостабильностью спиновой поляризации всей системы.

**Ключевые слова:** двойные перовскиты, ионно-лучевое напыление, магнитные характеристики, антиструктурные дефекты, коэффициенты Блоха.

DOI: 10.61011/FTT.2025.10.61970.239a-25

## 1. Введение

Современная спинтроника нуждается в материалах со стабильной спиновой поляризацией при комнатной температуре, для создания устройств энергонезависимой памяти, сенсоров, элементов нейроморфных вычислений и логических элементов. Перспективным кандидатом является двойной перовскит $Sr_2FeMoO_6$, который обладает полуметаллическими свойствами, высокой температурой Кюри ($T_C \sim 420-450$ K) и теоретически 100 % спиновой поляризацией [1–6].

Ключевым фактором, определяющим свойства $Sr_2FeMoO_6$, является степень сверхструктурного упорядочения катионов Fe и Mo. Антиструктурные дефекты $[Fe_{Mo}]/[Mo_{Fe}]$ и различные степени окисления катионов ($Fe^{2+}/Fe^{3+}/Fe^{4+}$) и ($Mo^{4+}/Mo^{5+}/Mo^{6+}$) разрушают дальнее магнитное упорядочение, что приводит к снижению спиновой поляризации и ухудшению магнитных характеристик.

В тонких пленках [7,8] чувствительность к дефектам усиливается из-за кислородных вакансий, межфазных напряжений и катионной нестехиометрии. Одним из методов управления свойствами является варьирование состава в системе $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_6$, что позволяет регулировать магнитный порядок и подавлять антиструктурные дефекты [8].

Одним из путей управления свойствами является варьирование состава в системе $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_6$. Изменение параметра $x$ позволяет регулировать магнитный порядок, зарядовые состояния катионов (соотношение $Fe^{3+}/Fe^{2+}$ и $Mo^{5+}/Mo^{6+}$), коэрцитивную силу и температуру Кюри [3,4], а также подавлять антиструктурные нарушения. Однако для предотвращения образования примесных фаз необходим точный контроль состава при росте пленок [7].

Особый практический интерес представляют пленки составов $Sr_2Fe_{1.2}Mo_{0.8}O_{6-\delta}$ ($SF_{1.2}M_{0.8}O$) и $Sr_2Fe_{0.9}Mo_{1.1}O_{6-\delta}$ ($SF_{0.9}M_{1.1}O$). Состав с избытком Fe демонстрирует повышенное намагничивание насыщения, а с избытком Mo — лучшую катионную упорядоченность. Однако синтез таких пленок требует прецизионного контроля из-за склонности к образованию примесных фаз (например, $SrMoO_4$, $SrFeO_3$ или оксидов железа), которые радикально ухудшают функциональные свойства материала [7,8]. Таким образом, достижение высоких функциональных характеристик в пленках $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_6$ требует точного управления составом, оптимизации режимов роста и всестороннего анализа дефектной структуры.

Промышленное применение материалов в устройствах спинтроники требует высокой воспроизводимости их физико-химических характеристик, которая напрямую зависит от степени спиновой поляризации носителей заряда, которой можно целенаправленно управлять, контролируя параметры сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo в двойных перовскитах и величину коэффициента Блоха. Этот параметр служит важным инструментом для моделирования и прогнозирования функциональности перспективных устройств — от элементов магнитной памяти с произвольным доступом (MRAM) в смартфонах и высокоэффективных спин-вольтаических элементов для солнечных батарей до кубитов и интерфейсов в квантовых компьютерах [9].

На основании вышесказанного, целью данной работы является исследование влияния сверхструктурного упорядочения катионов на магнитные свойства и параметры закона Блоха в нестехиометрических тонких пленках $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_6$ для управления их спиновой поляризацией и получения воспроизводимых характеристик, необходимых в приложениях спинтроники.

## 2. Методики приготовления и исследования образцов

Пленки составов $Sr_2Fe_{1.2}Mo_{0.8}O_{6-\delta}$ ($SF_{1.2}M_{0.8}O$) и $Sr_2Fe_{0.9}Mo_{1.1}O_{6-\delta}$ ($SF_{0.9}M_{1.1}O$). толщиной порядка $\sim 1\,\mu$m наносились методом ионно-плазменного напыления на вакуумной установке Z-400 („Leybold-Heraeus“), оснащенной безмасляной системой откачки на базе турбомолекулярного насоса. В качестве распыляемого материала использовались мишени составов $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$, диаметром 50 mm и толщиной 5 mm. Камера вакуумной установки была оборудована фланцевым двухлучевым ионным источником с замкнутым дрейфом электронов на основе ускорителя с анодным слоем и магнетронной распылительной системой. Особенностью ионного источника является возможность генерирования двух независимых ионных пучков, один из которых служит для распыления материала мишени, а второй — для очистки подложек. Предварительно производилась очистка подложек ионным пучком. Для этого камера вакуумной установки откачивалась до остаточного давления $10^{-3}$ Pa. В ионный источник подавался Ar до рабочего давления $2.0 \cdot 10^{-2}$ Pa. Время очистки, энергия ионов и ток разряда во всех экспериментах были постоянными и составляли, соответственно, 3 min, 700 eV, 40 mA. Расход газов контролировался автоматическими регуляторами расхода газа РРГ-1. Распыление мишеней осуществлялось аргоном (энергия ионов 1250 eV, ток 65 mA) на подложки поликора ($Al_2O_3$), обеспечивающие химическую инертность и высокую адгезию к пленкам системы $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_{6-\delta}$. Остаточное давление аргона в газовой камере соответствовало $5 \cdot 10^{-2}$ Pa. Температура подложки, согласно техническим возможностям установки, была 670 K. Толщина нанесенных пленок измерялась на различных участках пленок-свидетелей при помощи интерферометра МИИ-4 и корректировалась изменением времени нанесения слоев.

Дополнительный отжиг пленок в потоке смеси газов (Ar, 1 % $H_2$/Ar, 3 % $H_2$/Ar и 5 % $H_2$/Ar) осуществлялся в термоустановках, температура в которых поддерживалась с помощью регулятора температуры РИФ-101 и контролировалась Pt−Pt/Rh(10 %) термопарой с точностью $\pm 0.5$ K.

Фазовый состав пленок и степень сверхструктурного упорядочения катионов железа и молибдена ($P$, %) определялись на основании анализа дифракционных данных, полученных на установке ДРОН-3 в Cu$K_\alpha$-излучении с использованием базы данных „ICSD-PDF2“ (Release 2000), программ „POWDERCELL“ и „FULLPROF“ [10,11].

Микроструктура и морфология зерен изучались на металлографическом микроскопе „OLYMPUS GX-41“, а также методом сканирующей электронной микроскопии на установке „Hitachi S-4800“. Температурные зависимости намагниченности пленок исследовались на универсальной установке фирмы „Cryogenic Limited“ в диапазоне 4.2−300 K, в магнитном поле 0.1 T, с точностью не более 2 %.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Достижение структурного совершенства тонких пленок $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_{6-\delta}$, синтезируемых методом ионно-лучевого напыления (ИЛН), требует тщательной оптимизации ряда взаимосвязанных технологических параметров, включая скорость осаждения, температуру послеростового отжига пленок и парциальное давление кислорода. Преимуществом метода ИЛН является возможность формирования плотной пленки при относительно низких температурах, что способствует снижению количества дефектов [7,8]. Скорость напыления играет ключевую роль в формировании микроструктуры пленки. Оптимальная скорость обеспечивает равномерное распределение мелких зерен в пленках, что положительно сказывается на их магнитных свойствах [8]. Эффективной представляется двухступенчатая стратегия: начальная пониженная скорость способствует формированию буферного слоя между пленкой и подложкой для увеличения адгезии и уменьшению напряжения на границе „пленка-подложка“. Последующая повышенная скорость напыления уменьшает временные затраты на напыление и увеличивает однородность основной части пленки [7]. Скорость осаждения при толщине пленки до 20 nm составляла 2 nm/min; при дальнейшем увеличении толщины пленки до $1\,\mu$m скорость увеличивалась до 18 nm/min.

При изучении структуры и микроструктуры пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$, не обнаружено образования

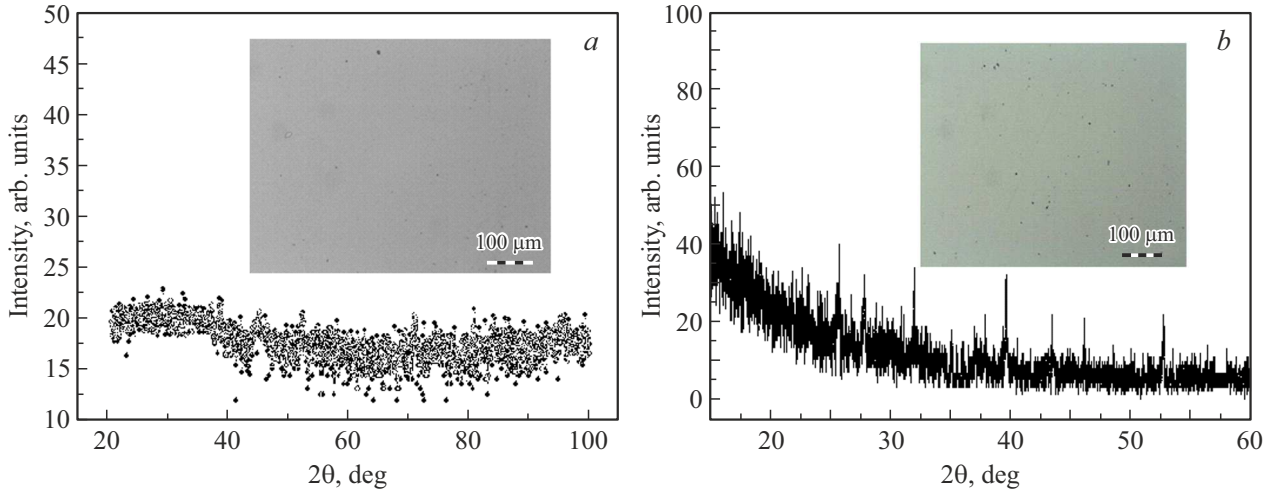


**Рис. 1.** Рентгеновские дифрактограммы пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*a*) и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ (*b*), напыленных в два этапа. Скорость осаждения при толщине пленки до 20 nm составляла 2 nm/min; при дальнейшем увеличении толщины пленки до 1 $\mu$m скорость увеличивалась до 18 nm/min. На вкладках изображена микроструктура пленок, полученная с помощью оптической микроскопии.

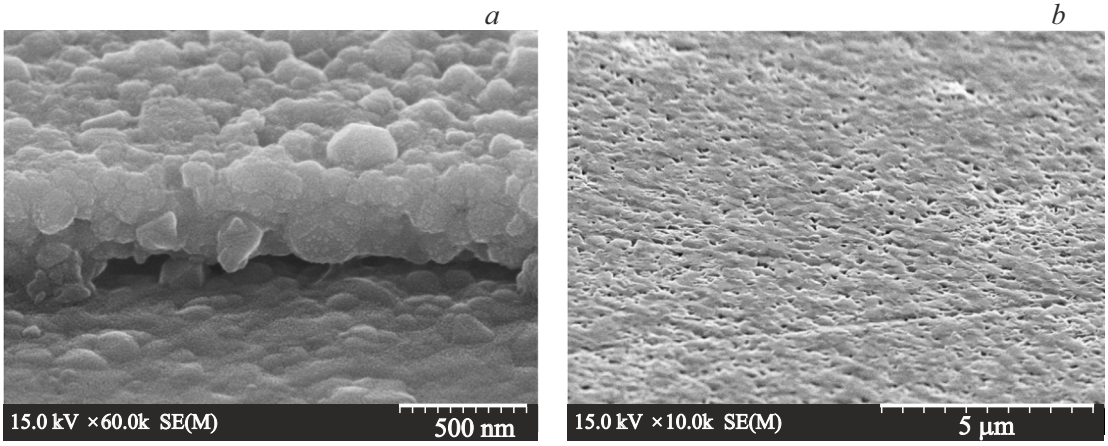


**Рис. 2.** Изображения, полученные с помощью сканирующей микроскопии, микроструктуры пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*a*) и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ (*b*), напыленных в два этапа. Пленки осаждались на втором этапе со 12 nm/min с последующим отжигом при 1173 K в течение 1 h в потоке аргона.

структуры двойного перовскита и других фаз, то есть пленки являются аморфными, имеют зеркальную черную поверхность при отсутствии в них зернистости (рис. 1).

Высокая скорость напыления на втором этапе приводит к тому, что атомы/молекулы осаждаются слишком быстро. У них не хватает времени и энергии (получаемой от подложки или в ходе вторичных процессов) для эффективной поверхностной диффузии, поиска энергетически выгодных позиций (точек роста) и формирования крупных кристаллитов. В результате, преобладает процесс случайного „замораживания“. Данный механизм эффективно подавляет сегрегацию компонентов сложного соединения, поскольку разнотипные атомы, осаждаясь почти одновременно, „замораживаются“ на месте без возможности диффузии и образования областей, обогащенных тем или иным элементом. Быстрое осаждение фиксирует неравновесные состояния и структурные дефекты. Указанные факторы способствуют формированию метастабильных твердых растворов или аморфных фаз, характеризующихся хорошей наноразмерной гомогенностью, но термодинамически неравновесных. В итоге, высокая скорость напыления существенно увеличивает плотность дефектов в осаждаемом материале.

Для структурирования пленок и уменьшения количества дефектов была проведена их послеростовая термообработка в инертной среде и снижение скорости напыления на втором этапе до 12 nm/min. Серия экспериментов показала, что оптимальным режимом является отжиг при $T = 1173$ K в течение 1 h, в потоке аргона. По данным сканирующей электронной микроскопии, пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ были пористыми, с

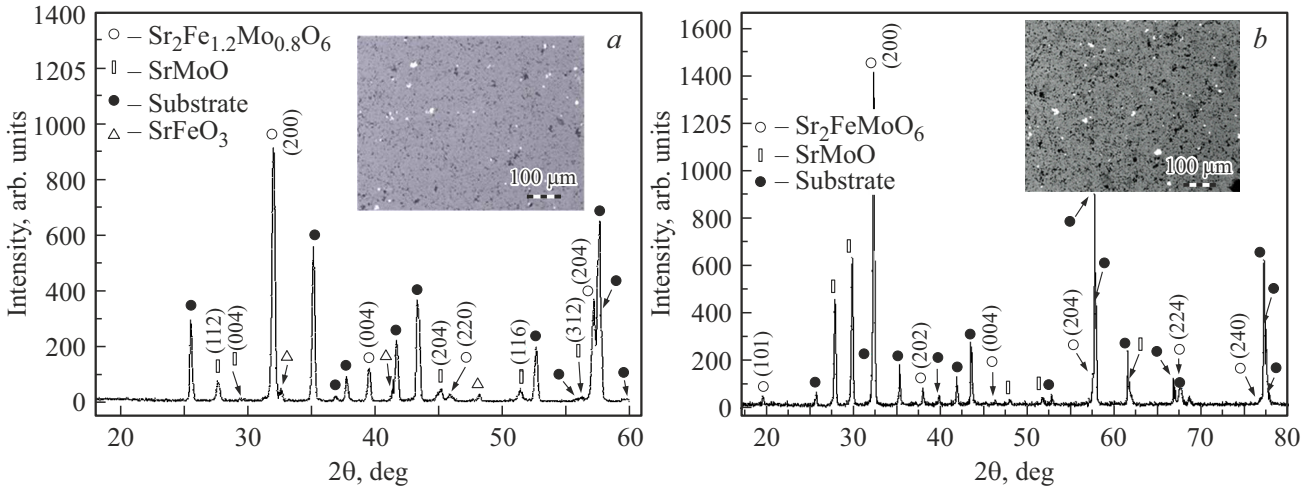


**Рис. 3.** Рентгеновские дифрактограммы пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*a*) и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ (*b*), напыленных в два этапа. Пленки осаждались на втором этапе со скоростью 12 nm/min с последующим отжигом при 1173 K в течение 1 h в потоке аргона. На вкладках изображена микроструктура пленок.

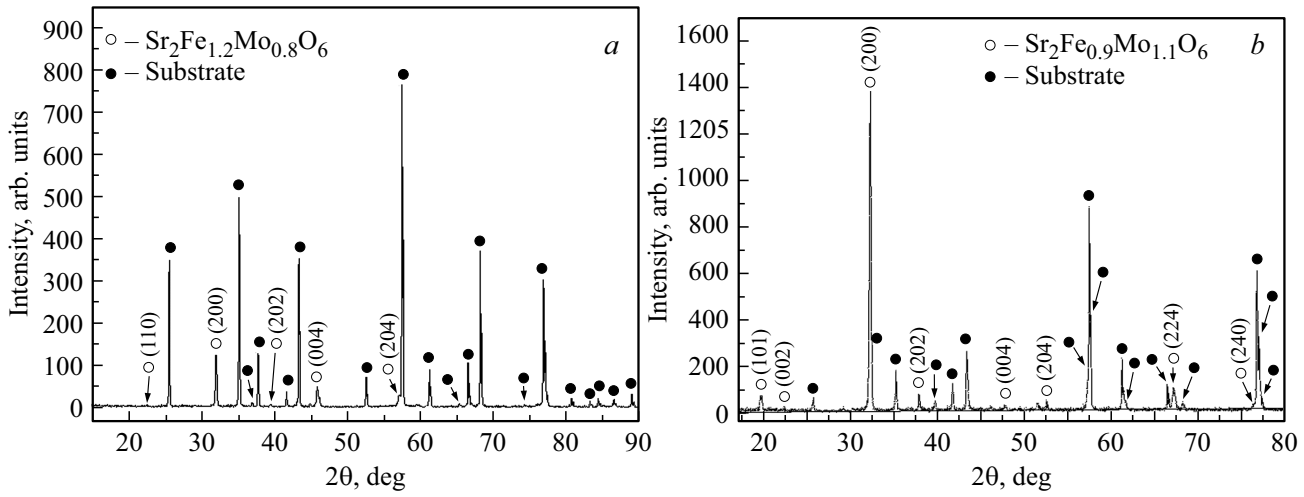


**Рис. 4.** Рентгеновские дифрактограммы пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*a*) и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ (*b*), напыленных в два этапа. Пленки осаждались на втором этапе со скоростью 8 nm/min с последующим отжигом при $T = 1173$ K в течение 1 h в потоке смеси инертных газов 1 % $H_2$/Ar.

развитым рельефом поверхности и слабой адгезии к подложке (рис. 2). Согласно полученным рентгеновским дифракционным данным пленки являлись фазово-неоднородными: в образце $SF_{1.2}M_{0.8}O$ дополнительно выявлены фазы $SrFeO_3$ и $SrMoO_4$ (рис. 3, *a*), а в образце $SF_{0.9}M_{1.1}O$ наряду с основной фазой двойного перовскита обнаружена примесь $SrMoO_4$ (рис. 3, *b*). Основной фазой в пленках обоих составов являлся двойной перовскит, имеющий тетрагональную симметрию (пространственная группа $I4/m$).

Коэффициент сверхструктурного упорядочения катионов Fe и Mo оказался низким. Для пленки $SF_{0.9}M_{1.1}O$ он составил $P \approx 58$ %, что свидетельствует о высокой концентрации антиструктурных дефектов типа $[Fe_{Mo}]$ и $[Mo_{Fe}]$ на уровне $n \approx 21$ %. В пленке $SF_{1.2}M_{0.8}O$ сверхструктурное упорядочение полностью отсутствует ($P \approx 0$ %) и $n \approx 25$ %. Эти особенности микроструктуры, а именно, фазовая неоднородность пленок и высокая концентрация антиструктурных дефектов, могут негативно влиять на их магнитные свойства, что требует дальнейшей оптимизации условий их получения.

Снижение скорости напыления на втором этапе до 8 nm/min и увеличение толщины пленки до 3 $\mu$m, с последующим отжигом при $T = 1173$ K в течение 1 h в потоке смеси инертных газов 1 % $H_2$/Ar привело к однофазности пленок $SF_{0.9}M_{1.1}O$, уменьшению концентрации антиструктурных дефектов $n \approx 18$ % при $P \approx 64$ %. В то же время, в пленках состава $SF_{1.2}M_{0.8}O$ также наблюдается однофазность, тогда как сверхструктурное

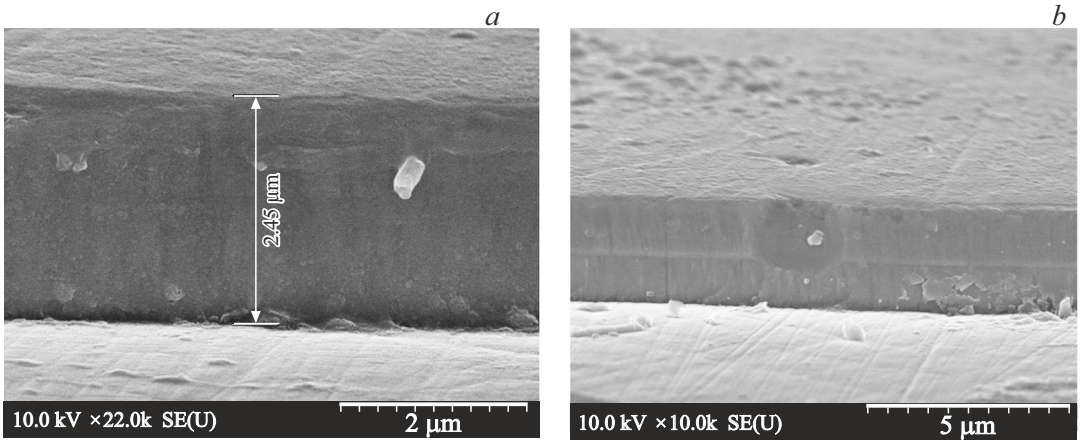


**Рис. 5.** Изображения сканирующей электронной микроскопии микроструктуры пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*a*) и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ (*b*), напыленных в два этапа. Пленки осаждались на втором этапе со скоростью 8 nm/min, с последующим отжигом при $T = 1173$ K в течение 1 h в потоке смеси инертных газов 1 % $H_2$/Ar.

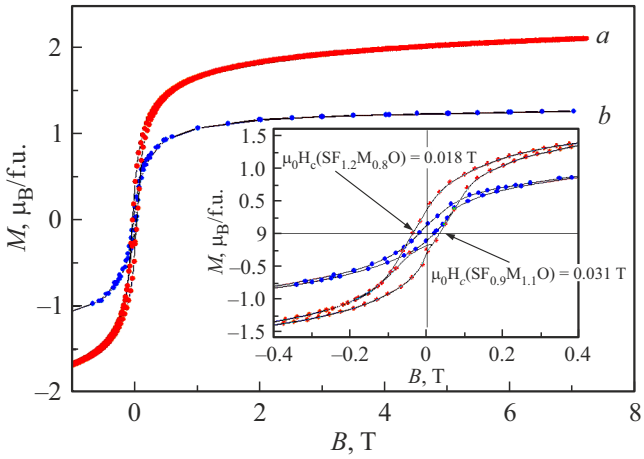


**Рис. 6.** Полевые зависимости намагниченности пленок $SF_{0.9}M_{1.1}O$ (*a*) и $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*b*), которые осаждались на втором этапе со скоростью 8 nm/min, с последующим отжигом при $T = 1173$ K в течение 1 h в потоке смеси инертных газов 1 % $H_2$/Ar.

упорядочение отсутствует ($P \approx 0\,\%$), рис. 4. При изучении микроструктуры пленок наблюдается увеличение их плотности, адгезии и уменьшения шероховатости рельефа поверхности (рис. 5).

При проведении сравнительного анализа магнитных свойств полученных пленок было обнаружено, что пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ характеризуются различными величинами намагниченности насыщения $M_s$ (рис. 6). При температуре 10 K и магнитном поле, приложенном вдоль плоскости пленки, намагниченность насыщения составила $M_s \sim 1.8\,\mu_B$/f.u. для пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $M_s \sim 2.47\,\mu_B$/f.u. для $SF_{1.1}M_{0.9}O$.

Эти значения значительно ниже теоретически предсказанной величины $M_{\text{theory}} = 4\,\mu$B/f.u. [4]. При этом, коэрцитивная сила составляет $\mu_0 H_c = 0.031$ T для пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $\mu_0 H_c = 0.018$ T для пленки $SF_{0.9}M_{1.1}O$.

Меньшее значение намагниченности насыщения пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ обусловлено более высокой концентрацией антиструктурных дефектов ($[Fe_{Mo}]$ и $[Mo_{Fe}]$), чем в пленках $SF_{0.9}M_{1.1}O$. Данные дефекты нарушают катионное упорядочение Fe/Mo, изменяют ориентацию сильно гибридизированных $4d\,t_{2g}$ — орбиталей катионов $Mo^{5+}$ ($S = 1/2$) и $3d$ ($t_{2g}^3 e_g^2$) — орбиталей катионов $Fe^{3+}$ ($S = 5/2$), что подавляет ферримагнитное упорядочение между подрешетками Fe и Mo [3–5]. Кроме того, в условиях кислородного дефицита ($\delta > 0$) часть катионов $Fe^{3+}$ ($3d^5$) может восстанавливаться до $Fe^{2+}$ ($3d^6$), которые в октаэдрическом кристаллическом поле $Fe^{2+}$, как правило, находятся в высокоспиновом состоянии ($t_{2g}^4 e_g^2$, $S = 2$). Появление ионов $Fe^{2+}$ способствует образованию кластеров типа $Fe^{2+}$–$O^{2-}$–$Fe^{2+}$, в которых сверхобменное взаимодействие является антиферромагнитным, согласно правилам Гуденафа–Канамори–Андерсена [12]. Таким образом, в структуре пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ могут присутствовать как антиструктурные дефекты, так и антиферромагнитные кластеры на основе $Fe^{2+}$, что в совокупности способствует формированию магнитно-неоднородной структуры, которая увеличивает коэрцитивную силу [7,8]. Пленки $SF_{0.9}M_{1.1}O$ характеризуются более однородной магнитной структурой по сравнению с $SF_{1.2}M_{0.8}O$, что подтверждается бóльшими значениями намагниченности насыщения $M_s$ и меньшими величинами $\mu_0 H_c$ для составов с избытком молибдена по сравнению с пленками, содержащими избыток железа (рис. 6). Для увеличения сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo в пленках $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ проводились послеростовые отжиги при $T = 1173$ K в течение 1 h в потоке смеси инертных газов 3 % $H_2$/Ar и 5 % $H_2$/Ar. Согласно данным РФА

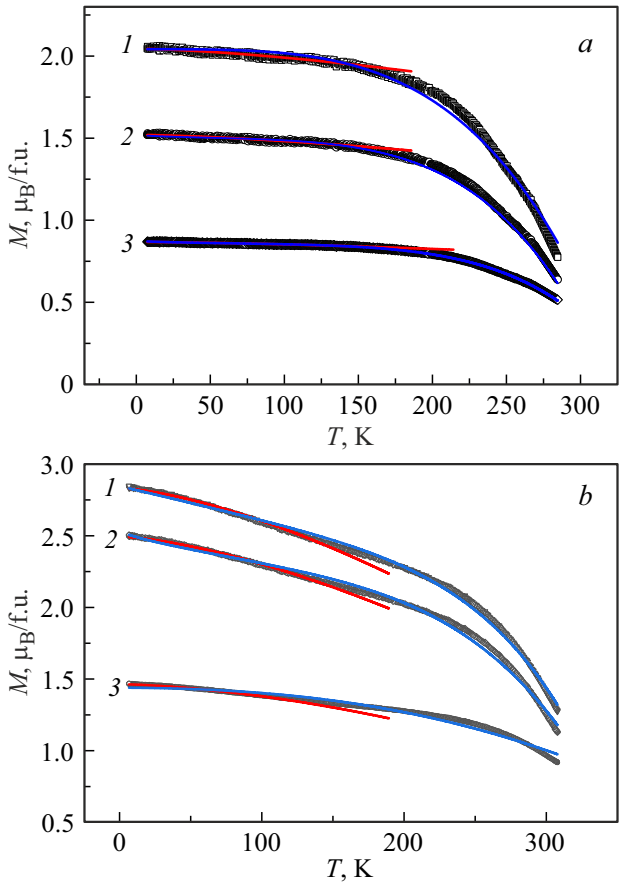


**Рис. 7.** Температурные зависимости намагниченности для пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ (*a*), со сверхструктурным упорядочением катионов Fe/Mo $P = 0\,\%$, $P = 62\,\%$ и $P = 74\,\%$ для кривых (*3*), (*2*) и (*1*), соответственно, и для пленок $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$ (*b*) с $P = 64\,\%$, $P = 72\,\%$ и $P = 80\,\%$ для кривых (*3*), (*2*) и (*1*), соответственно, измеренные во внешнем магнитном поле 0.1 T. Черные линии — экспериментальные данные; красные линии аппроксимация экспериментальных данных функцией (1); синие линии — аппроксимация экспериментальных данных функцией (2).

пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ после отжига в смеси инертных газов $3\,\%\,H_2/Ar$ имели $P = 62\,\%$, а после отжига в смеси инертных газов $5\,\%\,H_2/Ar$ имели $P = 74\,\%$. При этом пленки $SF_{0.9}M_{1.1}O$ после отжига в смеси инертных газов $3\,\%\,H_2/Ar$ имели $P = 72\,\%$, а после отжига в смеси инертных газов $5\,\%\,H_2/Ar$ имели $P = 80\,\%$.

Так как закон Блоха является физической основой для моделирования, прогнозирования и реализации функциональности современных устройств, рассмотрим зависимость его параметров от состава и сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo в пленках $Sr_2Fe_{1-x}Mo_{1+x}O_{6-\delta}$ как с избытком железа ($x > 0$), так и с его недостатком ($x < 0$). Температурная зависимость намагниченности в пленках $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$, описывается законом Блоха. Ее поведение с ростом температуры определяется сложным взаимодействием магнитных подрешеток, дефектов структуры и тепловых флуктуаций. К основным закономерностям относится следующее: в низкотемпературной области с ростом температуры происходит нарушение магнитного упорядочения из-за возбуждения магнонов (спиновых волн). Для акустических магнонов с дисперсией $E(k) \sim k^2$, их число растет пропорционально $T^{3/2}$, что приводит к уменьшению намагниченности. В этом случае температурная зависимость намагниченности, согласно закону Блоха, имеет вид:

$$M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2}), \qquad (1)$$

где $M(0)$ — максимальная намагниченность пленок, $B$ — постоянная Блоха, являющаяся подгоночным параметром, который характеризует вклад магнонных возбуждений в уменьшение намагниченности.

Обнаружено, что лучшая аппроксимация по закону Блоха зависимости $M(T)$, измеренной во внешнем магнитном поле 0.01 T, была реализована в интервале температур $4.2 < T < 110\,K$ (рис. 7). Величины подгоночных коэффициентов представлены в таблице 1. В пленках $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}M_{1.1}O$ наличие антиструктурных дефектов ($[Fe_{Mo}]$ и $[Mo_{Fe}]$) нарушает идеальное упорядочение подрешеток $Fe^{3+}$ ($S = 5/2$) и $Mo^{5+}$ ($S = 1/2$). Это усиливает рассеяние спиновых волн, увеличивая $B$ и ускоряя уменьшение намагниченности.

Повышение температуры выше 150 K приводит к возбуждению магнонов с большими волновыми векторами **k**, для которых закон дисперсии отклоняется от квадратичного, а также к усилению взаимодействия между магнонами.

Для учета этих эффектов в закон Блоха необходимо вводить поправки. В модели Дайсона [13] это отклонение описывается добавлением слагаемого $Ct^{5/2}$:

$$M(T) = M_0(1 - BT^{3/2} - CT^{5/2}), \qquad (2)$$

где $B$ и $C$ — положительные константы. Слагаемое $CT^{5/2}$ связано с учетом неквадратичности закона дисперсии и взаимодействий магнонов. Полученные результаты по аппроксимации функциями (1) и (2) пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$ представлены в таблицах 1 и 2.

Рассчитанные для пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ значения постоянной Блоха с учетом поправки Дайсона $B = (3.11–0.786) \cdot 10^{-5}\,K^{-3/2}$ и для пленок $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$ $B = (2.04–0.902) \cdot 10^{-5}\,K^{-3/2}$ практически соответствуют значениям, обнаруженным другими авторами (например, $7.03 \cdot 10^{-5}\,K^{-3/2}$ для $Sr_2FeMoO_{5.5}S_{0.5}$ [14]; $5.9 \cdot 10^{-5}\,K^{-3/2}$ для $Fe_{29}Hi_{49}P_{14}B_6Si_2$ [15]). Близкие значения полученных результатов с другими авторами можно связать с помощью хорошей подгонки, согласно выражению (2) при коэффициенте детерминации ($R^2 > 0.98$) (см. таблицы 1, 2).

При рассмотрении зависимости постоянной Блоха от параметра $P$ замечено, что как для состава пленок с избытком железа, так и с его недостатком с увеличением сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo

**Таблица 1.** Подгоночные коэфициенты, полученные при аппроксимации температурной зависимости намагниченности пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ различными функциями

| | Значение | Погрешность |
|---|---|---|
| Аппроксимация температурной зависимости намагниченности с помощью функции $M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2})$ | | |
| $P \sim 74\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 2.04492 | $4.48746 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $2.66253 \cdot 10^{-5}$ | $2.56302 \cdot 10^{-7}$ |
| $R^2$ | 0.9374 | |
| $P \sim 62\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 1.52008 | $3.11629 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $2.48737 \cdot 10^{-5}$ | $2.39733 \cdot 10^{-7}$ |
| $R^2$ | 0.9422 | |
| $P \sim 0\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 0.86803 | $1.24652 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $1.74234 \cdot 10^{-5}$ | $1.68798 \cdot 10^{-7}$ |
| $R^2$ | 0.9371 | |
| Аппроксимация температурной зависимости намагниченности с помощью функции $M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2} - CT^{5/2})$ | | |
| $P \sim 74\,\%$ $M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2} - CT^{5/2})$ | | |
| $P \sim 74\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 2.04191 | 0.09548 |
| $B$ | $3.11 \cdot 10^{-5}$ | $2.14 \cdot 10^{-7}$ |
| $C$ | $2.71 \cdot 10^{-7}$ | $1.24 \cdot 10^{-8}$ |
| $R^2$ | 0.9907 | |
| P 62 % | | |
| $M(0)$ | 1.52296 | 0.05829 |
| $B$ | $2.42 \cdot 10^{-5}$ | $7.52 \cdot 10^{-8}$ |
| $C$ | $2.19 \cdot 10^{-7}$ | $1.02 \cdot 10^{-8}$ |
| $R^2$ | 0.9943 | |
| $P \sim 0\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 0.87661 | 0.01359 |
| $B$ | $7.86 \cdot 10^{-6}$ | $4.21 \cdot 10^{-8}$ |
| $C$ | $1.19 \cdot 10^{-7}$ | $6.42 \cdot 10^{-9}$ |
| $R_2$ | 0.9981 | |

**Таблица 2.** Подгоночные коэфициенты, полученные при аппроксимации температурной зависимости намагниченности пленок $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$ различными функциями

| | Значение | Погрешность |
|---|---|---|
| Аппроксимация температурной зависимости намагниченности с помощью функции $M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2}$ | | |
| $P \sim 80\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 2.83249 | $3.21 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $8.09 \cdot 10^{-5}$ | $2.51 \cdot 10^{-7}$ |
| $R^2$ | 0.9687 | |
| $P \sim 72\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 2.49409 | $2.86 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $77 \cdot 10^{-5}$ | $2.54 \cdot 10^{-7}$ |
| $R^2$ | 0.9711 | |
| $P \sim 64\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 1.4643 | $2.42 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $5.25 \cdot 10^{-5}$ | $1.14 \cdot 10^{-7}$ |
| $R^2$ | 9.9721 | |
| Аппроксимация температурной зависимости намагниченности с помощью функции $M(T) = M(0)(1 - BT^{3/2} - Ct^{5/2})$ | | |
| $P \sim 80\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 2.83249 | $3.21 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $2.04 \cdot 10^{-5}$ | $1.04 \cdot 10^{-4}$ |
| $C$ | $2.44 \cdot 10^{-7}$ | $1.22 \cdot 10^{-8}$ |
| $R^2$ | 0.9877 | |
| $P \sim 72\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 2.54613 | $2.92 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $1.33 \cdot 10^{-5}$ | $8.69 \cdot 10^{-8}$ |
| $C$ | $2.24 \cdot 10^{-7}$ | $1.17 \cdot 10^{-8}$ |
| $R^2$ | 0.9843 | |
| $P \sim 64\,\%$ | | |
| $M(0)$ | 1.43937 | $1.17 \cdot 10^{-4}$ |
| $B$ | $9.02 \cdot 10^{-6}$ | $5.91 \cdot 10^{-8}$ |
| $C$ | $1.65 \cdot 10^{-7}$ | $8.21 \cdot 10^{-9}$ |
| $R^2$ | 0.9889 | |

величина $B$ растет. Увеличение $B$ означает, что материал более легко теряет свою намагниченность (и, следовательно, спиновую поляризацию) при нагревании, что плохо для термостабильности электронных устройств. Причем в пленках $SF_{1.2}M_{0.8}O$ с ростом $P$, согласно данным таблиц 1 и 2, термостабильность ниже, чем в пленках $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$, тогда как с понижением $P$ — наоборот. Таким образом, контролируя состав и режимы синтеза пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$, можно управлять значением $B$, а значит, и стабильностью спиновой поляризации.

## 4. Заключение

На основании полученных выше результатов, можно сделать следующие выводы:

– оптимизация режимов осаждения позволила синтезировать однофазные пленки $Sr_2Fe_{1.2}Mo_{0.8}O_{6-\delta}$ ($SF_{1.2}M_{0.8}O$) и $Sr_2Fe_{0.9}Mo_{1.1}O_{6-\delta}$ ($SF_{0.9}M_{1.1}O$) с улучшенными структурными характеристиками и различным сверхструктурным упорядочением катионов Fe/Mo. Для этого применялось двухэтапное напыление, со снижением скорости на втором этапе с 18 до 8 nm/min и последующий отжиг при 1173 K в течение 1 h в различных смесях инертных газов;

– исследование магнитных свойств выявило неоднородную магнитную структуру всех пленок. Данное поведение объясняется двумя основными факторами: наличием антиструктурных дефектов, которые разрушают упорядочение по узлам кристаллической решетки и подавляют ферримагнитное упорядочение, а также в условиях кислородного дефицита ($\delta > 0$) часть катионов $Fe^{2+}(3d^5)$ может восстанавливаться до $Fe^{2+}(3d^6)$, которые в октаэдрическом кристаллическом поле $Fe^{2+}$, как правило, находятся в высокоспиновом состоянии ($t_{2g}^4 e_g^2$, $S = 2$). Появление ионов $Fe^{2+}$ способствует образованию кластеров типа $Fe^{2+}$–$O^{2-}$–$Fe^{2+}$, в которых сверхобменное взаимодействие является антиферромагнитным, согласно правилам Гуденафа–Канамори–Андерсена. Таким образом, в структуре пленки $SF_{1.2}M_{0.8}O$ могут присутствовать как антиструктурные дефекты, так и антиферромагнитные кластеры на основе $Fe^{2+}$, что в совокупности способствует формированию магнитно-неоднородной структуры, которая увеличивает коэрцитивную силу пленок;

– обнаружено, что зависимость намагниченности от температуры $M(T)$, измеренная в магнитном поле 0.1 T, не подчиняется закону Блоха (не аппроксимируется с $R^2 \to 100\,\%$) ни для одной из изученных пленок. Для ее описания потребовалось применение поправок Дайсона, учитывающих вклад магнонов с большими волновыми векторами. Установлено, что как для состава пленок с избытком железа, так и с его недостатком, с увеличением сверхструктурного упорядочения катионов Fe/Mo величина $B$ растет. Причем в пленках $SF_{1.2}M_{0.8}O$, с ростом $P$, термостабильность ниже, чем в пленках $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$, тогда как с понижением $P$, наоборот. Таким образом, контролируя состав и режимы синтеза пленок $SF_{1.2}M_{0.8}O$ и $SF_{0.9}Mo_{1.1}O$, можно управлять значением $B$, а значит, и термостабильностью спиновой поляризации.

### Финансирование работы

Данная работа поддержана в рамках задания „ФКС 1.1.1“ ГПНИ Республики Беларусь „Материаловедение, новые материалы и технологии“, подпрограмма „Физика конденсированного состояния и создание новых функциональных материалов и технологий их получения“(„Физика и техника материалов“), проекта БРФФИ № Ф24В-005, а также в рамках гранта РНФ № 24-19-00729, https://rscf.ru/project/24-19-00729.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] D.D. Sarma. Curr. Opin. Solid State Mater. Sci. **5**, *4*, 261 (2001).
[2] T. Fix, A. Barla, C. Ulhaq-Bouillet, S. Colis, J.P. Kappler, A. Dinia. Chem. Phys. Lett. **434**, 276 (2007).
[3] D. Serrate, J.M. DeTeresa, M.R. Ibarra. J. Phys. Condens. Matter. **19**, 1 (2007).
[4] M. Yarmolich, N. Kalanda, S. Demyanov, H. Terryn, J. Ustarroz, M. Silibin, G. Gorokh. Beilstein J. Nanotechnol. **7**, 1202 (2016).
[5] G. Suchaneck, N. Kalanda, E. Artiukh, M. Yarmolich, N.A. Sobolev. J. Alloys Compd. **860**, 158526 (2021).
[6] С.Е. Демьянов, А.В. Петров. ФТТ, **64**, 1788 (2022).
[7] G. Suchaneck, N. Kalanda, E. Artsiukh, G. Gerlach. Phys. Status Solidi B **257**, 1900312 (2020).
[8] N.A. Kalanda, S.E. Demyanov, A.V. Petrov, D.V. Karpinsky, M.V. Yarmolich, S.K. Oh, S.C. Yu, D.-H. Kim. J. Electron. Mater. **45**, 3466 (2016).
[9] Y. Shao, P. Kh. Amiri. Adv. Mater. Technol. **8**, 2300676 (2023).
[10] W. Kraus, G. Nolze. J. Appl. Crystallogr. **29**, 301 (1996).
[11] J. Rodr?guez-Carvajal. Commission on powder diffraction (IUCr). Newsletter **26**, 12 (2001).
[12] C. Ritter, M.R. Ibarra, L. Morellon, J. Blasco, J. Garcia, J.M. De Teresa. J. Phys. Condens. Matter. **12**, 8295 (2000)
[13] F.J. Dyson. Phys. Rev. **102**, 1230 (1956)
[14] G. Huo, X. Ren, L. Qian, N. Zhang, S. Liu, X. Yuan. J. Magn. Magn. Mater. **343**, 119 (2013)
[15] S.M. Bhagat, M.L. Spano, K.V. Rao. J. Appl. Phys. **50**, 1580 (1979).

*Редактор А.Н. Смирнов*