

## УПРАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЕМ МАГНИТНОГО ВИХРЯ НА НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЭЛЕМЕНТАХ МАГНИТНОЙ ПАМЯТИ

© 2022 г. А. В. Проказников<sup>а</sup> \*, В. А. Папорков<sup>б</sup>, В. А. Чириков<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Ярославский филиал физико-технологического института им. К.А. Валиева,  
Российско АН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007 Россия

<sup>б</sup>Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,  
ул. Советская, 14, Ярославль, 150003 Россия

\*E-mail: prokaznikov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2021 г.

После доработки 26.07.2021 г.

Принята к публикации 27.07.2021 г.

Рассматриваются экспериментальные, технологические и теоретические закономерности формирования и изменения положения магнитных вихревых структур в зависимости от внешнего приложенного магнитного поля. Показано методом микромагнитного моделирования, что на цилиндрических магнитных структурах положение вихря контролируется внешним магнитным полем. Магнитный вихрь может находиться как на основании, так и на боковых стенках цилиндрических структур в зависимости от параметров системы. Исследованный эффект может быть использован при создании магнитной памяти на структурах с магнитными вихрями.

DOI: 10.31857/S0544126922010082

### ВВЕДЕНИЕ

Топологические особенности магнитных структур привлекают внимание большого числа научных коллективов ввиду перспективы их применения в качестве носителей единиц информации при создании компактной магнитной памяти [1, 2]. В настоящее время большое внимание уделяется разработке магнитной памяти, основанной на топологических особенностях магнитных структур. Одним из первых исследований в этом направлении является работа [3], в которой сформулированы принципы функционирования магнитной памяти, основанной на движении доменных стенок в магнитных нанопроводах вследствие импульсов спин-поляризованного тока. В последующих работах в этом направлении была принята концепция уменьшения размеров элементарных магнитных конфигураций за счет использования топологических вихревых магнитных структур [4–8]. К настоящему времени представлено большое число работ в области разработки и миниатюризации магнитной памяти, основанной на топологических магнитных структурах в конденсированных средах пониженной размерности, в том числе и со сложной топологией поверхности [9, 10]. Топология магнитной поверхности играет существенную роль в стабилизации и управлении параметрами магнитных структур на-

нанометровых размеров ввиду того, что на искривленных поверхностях вихревые структуры становятся более устойчивыми [11]. Реализация формирования нанометровых структур с искривленной поверхностью представляет собой отдельную технологическую проблему, которая может быть решена различными способами [12–14].

Большой интерес научных групп вызывает изучение изменения магнитного состояния и положения магнитных вихрей. В этой области микромагнитное моделирование является полезным инструментом, дополнительным к экспериментальным измерениям, особенно при вычислениях петель гистерезиса, динамики перемагничивания и магнитной конфигурации различных областей структуры. Микромагнитное моделирование используется также для разработки и проектирования конструкции функционирования магнитной памяти и логических элементов [5–9]. Экспериментальные работы в этой области также дают значительный вклад, в частности, в исследование быстрых процессов изменения магнитного состояния, например, в тонких слоистых пленочных структурах с наличием кобальта (см., например, [15]), где рассматриваются два основных процесса, ответственных за сверхбыстрые изменения в спиновой подсистеме. Один из механизмов связан с изменениями плотности состояний с разны-

ми ориентациями спинов за счет изменения обменного параметра. Другой механизм связан с рождением магнонов в подсистеме горячих электронов со спином. Настоящее исследование на основании сопоставления результатов эксперимента и микромагнитного моделирования позволяет указать путь исключения процессов перемагничивания и размагничивания элементарных носителей информации при функционировании магнитных устройств на магнитных вихрях [7], заменив его смещением вихрей в нерабочую область.

Управление состоянием и положением магнитных вихрей представляет значительный интерес, который привлекает особое внимание. В работе [16] представлены исследования в области конструирования магнитной памяти, содержащей ячейки с магнитными вихрями, состояние которых контролируется переменным током. В работе [17] предлагаются структуры логических элементов, основанных на свойствах устойчивых топологических вихревых конфигураций (скирмионов). В исследовании [18] изучалась динамика резонансного перемещения магнитного вихря в схеме с тремя контактами. Таким образом, разработка и создание магнитной памяти, а также технологии обработки информации на основе использования магнитных вихревых структур находятся в стадии детальной проработки путей конкретной реализации предложенных научных идей.

## ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

Создание образца с трехмерной магнитной наноструктурой основывалось на сложном технологическом процессе перераспыления одновременно двух мишеней кобальта (Co) и титана (Ti) в аргоновой плазме (Ar) (время обработки  $t = 102$  с) на кремниевой подложке. Такой способ обработки приводит к замещению кобальта наноструктурированным титаном (см. рис. 1а), а специфика подобного процесса описана в научной литературе [19]. После формирования достаточно хаотически расположенных наностолбиков, покрытых титаном на кремниевой подложке, с характерными размерами менее 100 нм наносился слой кобальта толщиной 100 нм методом магнетронного напыления (рис. 1а). После стадии перераспыления образец представлял собой хаотически расположенные кремниевые, покрытые титаном (Ti) “микростолбы” неправильной формы, имеющие различные размеры. Типичный размер отдельных “колоннообразных” структур составлял порядка 50–100 нм. Окончательный результат после магнетронного напыления слоя кобальта толщиной порядка 100 нм приведен на рис. 1а. Условно в дальнейшем будем называть этот образец – образец 1.

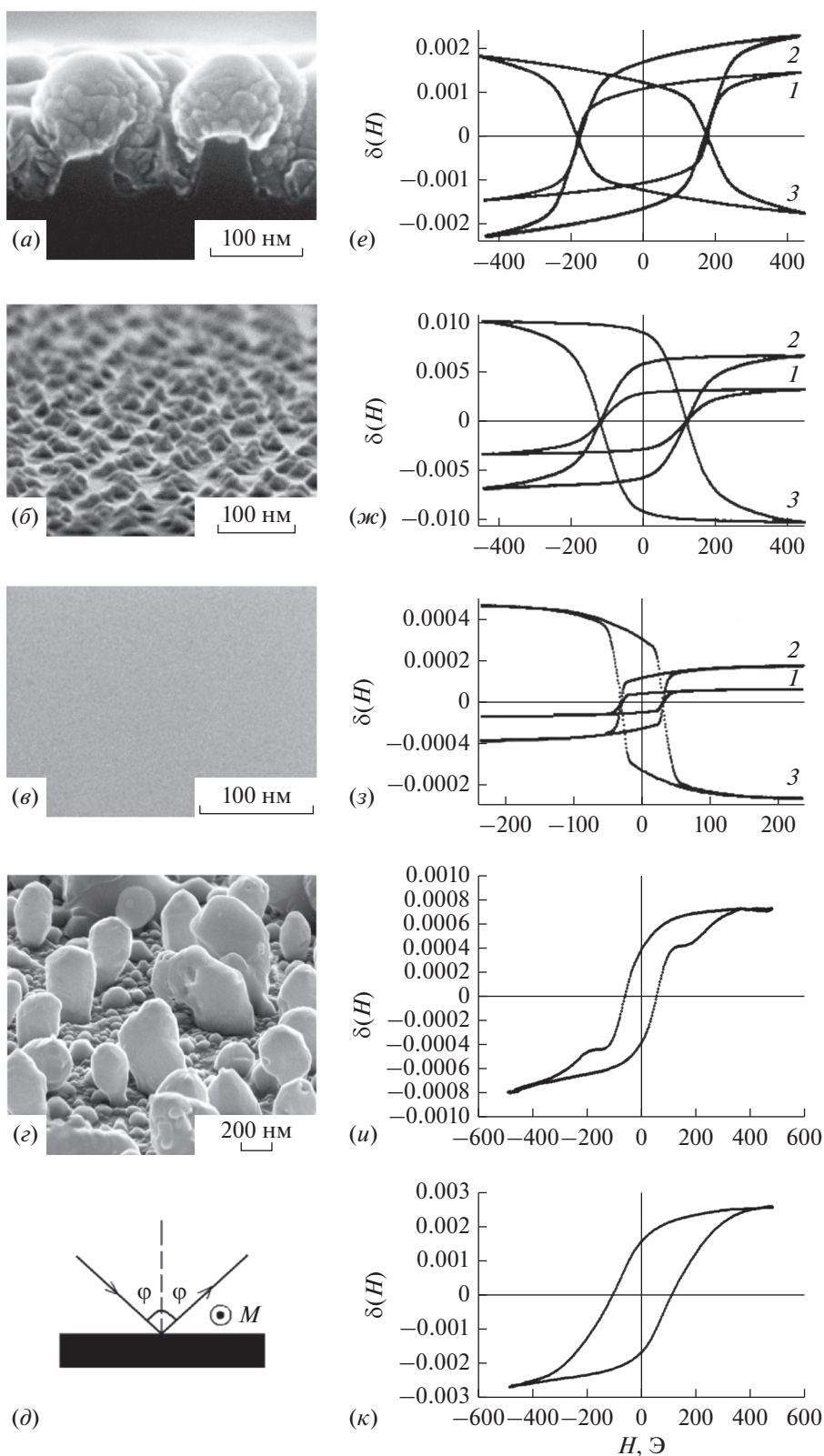
Отметим, что характерные размеры диаметра магнитной части трехмерных эллипсоидных структур, приведенных на рис. 1а ~ 100 нм. Это, в

частности, соответствует по порядку величины размерам вихревых структур. Форма магнитной части (кобальт) отдельного объекта близка к эллиптической. Отметим, что внутри этой эллиптической кобальтовой структуры находится кремниевое, покрытое титаном основание (рис. 1).

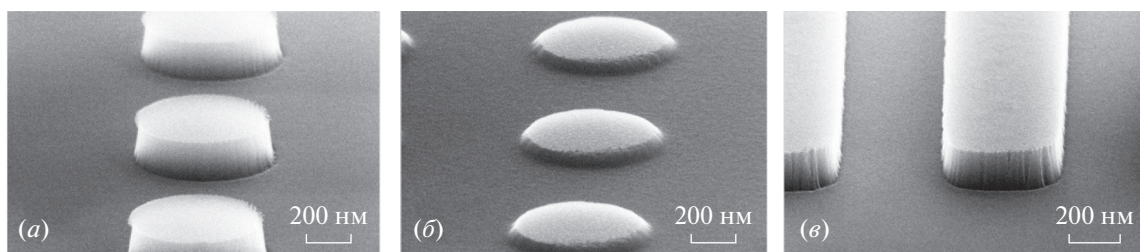
Другой вид структур формировался следующим образом. Изготовление подобного образца включало в себя напыление тантала, в качестве выравнивающего слоя, на кремниевую подложку, затем наносился алюминий толщиной 1 мкм, после чего производилось анодирование в щавелевой кислоте ( $H_2C_2O_4$ ) с последующим травлением слоя пористого алюминия в смеси  $H_3PO_4$  и  $CrO_3$  с образованием “нано-холмиков”  $Al_2O_3$ . В результате технологических операций сформировались, хаотически расположенные “нано-холмики” ( $Al_2O_3$ ), находящиеся на некотором расстоянии друг от друга, которые имели различные размеры. На заключительном этапе магнетронным способом напылялся слой кобальта толщиной 8 нм. Изображение поверхности образца приведено на (рис. 1б). Условно в дальнейшем будем называть этот образец – образец 2.

Для сравнения и более детального анализа результатов измерений на кремниевой подложке был изготовлен тестовый образец с однородной пленкой кобальта толщиной 6 нм на кремниевой подложке, напыленной магнетронным способом. Условно будем называть его в дальнейшем – образец 3. Изображение поверхности образца приведено на (рис. 1в).

В данной работе пленка PbSe толщиной 3 мкм была выращена на кристаллической кремниевой подложке Si(111) с буферным слоем  $CaF_2$  толщиной 2–4 нм методом молекулярно-лучевой эпитаксии [20]. Пленки селенида свинца являлись монокристаллическими и имели ориентацию [111] вдоль оси роста. Плазмохимическая обработка эпитаксиальных структур PbSe/ $CaF_2$ /Si(111) производилась в реакторе плотной плазмы в высокочастотном разряде (13.56 МГц) при малом давлении. Обработка производилась при малой энергии ионов  $Ar^+$  (20–30 eV), близкой к порогу распыления, время обработки составляло 60–240 с. На рис. 1г показано изменение морфологии поверхности после обработки в течение 4 минут. При увеличении времени плазмохимической обработки увеличивается относительная доля содержания свинца, о чем свидетельствует исследование состава поверхностного слоя образцов и появление характерных особенностей, присущих кристаллам свинца. После формирования наноструктур, методом магнетронного распыления был нанесен слой кобальта толщиной 10 нм на поверхность образцов для проведения магнитооптических исследований. Этот слой в 10 нм наносился после каждой серии исследований маг-



**Рис. 1.** Структуры на основе покрытых сверху титаном кремниевых наноструктур после нанесения верхнего нанослоя кобальта (образец 1) (а). Структура с кобальтовой нанопленкой на основе анодированного алюминия на кремниевой подложке (общий вид, образец 2) (б). Структура с однородным нанослоем кобальта на кремнии (образец 3) (в). Образец PbSe после обработки в  $Ag^+$  плазме в течение 4 мин. (г). Схема эксперимента в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) (д). Справа (е, ж, з) соответствующие зависимости МОЭЭК –  $\delta(H)$  для  $\lambda = 633$  нм и углов падения  $25^\circ$  (1),  $40^\circ$  (2),  $75^\circ$  (3); для образца PbSe –  $52.5^\circ$  (u),  $65^\circ$  (а).



**Рис. 2.** Внешний вид магнитных структур (слой кобальта на подложке  $\text{SiO}_2$  только на верхней части выступающих элементов): структуры с плоским покрытием слоем кобальта (а); структуры с выпуклым покрытием слоем кобальта (б); структуры в виде продольных полосок (в).

нитооптических свойств, в общей сложности слой кобальта формировались 4 раза. Результат описанной выше технологии представлен на рис. 1г.

Описанная выше процедура позволила исследовать МО свойства магнитных структур на наноструктурированной поверхности в зависимости от толщины магнитной пленки. В зависимости от времени плазмо-химической обработки поверхности образцов формировались структуры, отличающиеся формой и размерами. По мере увеличения времени плазмо-химического травления формировались структуры со все большим размером и меньшей плотностью расположения.

Для более точного позиционирования положения магнитных структур (в том числе и магнитных вихрей) используется регулярно структурированная магнитная среда. На рис. 2 приведены подобные структуры, выполненные на оксиде кремния с покрытием слоем кобальта нанометровой толщины (слой кобальта на подложке  $\text{SiO}_2$  только на верхней части выступающих элементов). Важным отличием структур рис. 1 и рис. 2, является то, что структуры, приведенные на рис. 1, после их плазмо-химического формирования полностью покрывались слоем кобальта, в то время как структуры на рис. 2 формировались через кобальтовую маску. Поэтому структуры, фотографии которых приведены на рис. 1, имеют неравномерное покрытие слоем кобальта (более плотное на вершинах структур) по всей поверхности образца. Структуры рис. 2, имеют равномерное покрытие кобальтом только на верхней части выступающих вверх элементов, в то время как промежутки между элементами структур свободны от покрытия магнитной пленкой. Характерные размеры структур на рис. 2 изменялись в серии от 1 мкм до 500 нм с шагом 100 нм. Структуры сформированы методом плазмохимического травления через маску, как с плоской вершиной, так и с выпуклой верхней частью (см. рис. 2). Формировались также структуры в виде полосок (см. рис. 2).

Характерные размеры структур рис. 2 порядка длины падающей электромагнитной волны ( $\lambda \sim 633$  нм), поэтому при взаимодействии волны с поверхностью структур длина волны полностью

укладывается на отдельных элементах сформированных структур, в отличие от структур, приведенных на рис. 1.

Характерные магнитооптические петли гистерезиса (МОПГ) для структур в виде полосок соответствуют характерным для кобальтовых пленок величинам и проявляют явно выраженную анизотропию магнитных свойств при приложении внешнего магнитного поля вдоль и поперек магнитных полос.

#### МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе исследовались магнитооптические петли гистерезиса и угловые зависимости амплитудных значений магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) и коэффициентов отражения в дифракционных максимумах различных порядков, измеренные при двух ортогональных ориентациях образца относительно направления внешнего магнитного поля. Исследования проводились при комнатной температуре согласно методике, детально изложенной в [21]. Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Гц с амплитудой до 600 Э, достаточной для магнитного насыщения образца [21]. Поляризованный в плоскости падения ( $p$ -волна) лазерный пучок света диаметром 1 мм падал на поверхность пленки под разными углами и при разной ориентации образцов относительно плоскости падения и магнитного поля в стандартной конфигурации для измерений МОЭЭК, при этом направление магнитного поля было перпендикулярным плоскости падения (см. рис. 1е). Измерялась величина:

$$\delta = \Delta I / I(0), \quad (1)$$

где  $\Delta I = I(H) - I(0)$ . Здесь  $I(H)$  — интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности, а  $I(0)$  — интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности,  $H$  — напряженность магнитного поля. Значение  $\Delta I$  пропорционально переменной составляющей тока фотоприемника,  $I(0)$  пропорционально постоянной составляющей тока. Коэффициент отражения

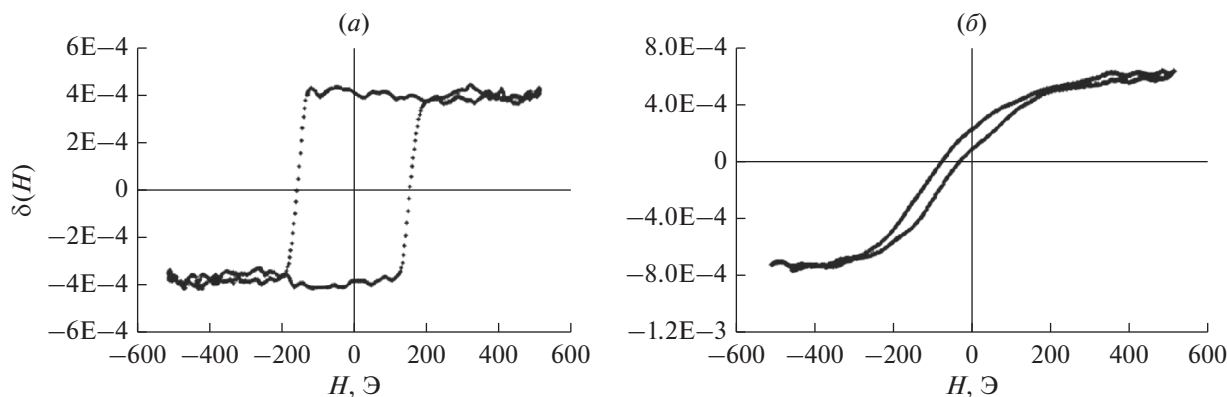


Рис. 3. Магнитооптические петли гистерезиса, полученные на структурах типа полосок (см. рис. 1*б*): магнитное поле приложено вдоль полосок (а), магнитное поле приложено перпендикулярно полоскам (б).

определялся, как отношение постоянной составляющей интенсивности отраженной волны  $I(0)$  к интенсивности  $I_{in}$  падающей волны:  $R = I(0)/I_{in}$ . Зависимость величины  $\delta$  от напряженности магнитного поля  $\delta(H)$  представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса. Для построения угловых зависимостей величины МОЭЖ использовалось амплитудное значение  $\delta_m = \delta(H_{max})$ , где  $H_{max}$  — амплитудное значение напряженности магнитного поля.

Длина волны когерентного излучения лазера составляла  $\lambda = 633$  нм. Размер пятна лазера составлял порядка 1 мм, поэтому для точного позиционирования на сформированных структурах использовались специальные диафрагмы. Тем не менее, размер пятна охватывал несколько элементов сформированных структур, поэтому измерялись усредненные характеристики отраженного сигнала.

Результаты магнитооптических измерений представлены на рис. 1 (справа). МОПГ соответствующих структур из левого столбца приведены в правом столбце рис. 1*е–л*. Отметим, что нормированные МОПГ (*е–з*) для структур (*а–в*) не зависят от углов падения начального излучения для каждой структуры, тогда как магнитооптическая петля гистерезиса, приведенная на рис. 1*и* для структуры на рис. 1*д*, имеет форму, характерную для наличия в системе магнитных вихрей. Все эксперименты проводились при комнатной температуре, и подобные петли наблюдались на нескольких структурах. Особые магнитооптические петли гистерезиса, характерные для наличия магнитных вихрей, возникают при определенных условиях: толщинах пленок, специфических свойствах интерфейсов между конкретными материалами, определенной формы структуры [22, 23] и т.д.

На рис. 3 представлены магнитооптические петли гистерезиса, полученные на структурах типа полосок (см. рис. 2*в*) при различных ориентациях внешнего магнитного поля. Отметим, что

характерные масштабы структур, представленных на рис. 2 составляют несколько сотен нанометров. График рис. 3*б* свидетельствует о возможности взаимного влияния полосок при намагничивании перпендикулярно направлениям магнитных полосок, что заметно по смещению петли гистерезиса влево от вертикальной оси. На смещение петли гистерезиса также может влиять и начальный этап намагничивания. Таким образом, при малых расстояниях между элементами необходимо учитывать их взаимное влияние, а в ряде случаев требуется более детальное исследование наблюдаемых явлений.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ И АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВИХРЕВЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Первые теоретические идеи наличия структур в магнитных системах, минимизирующих энергию системы были представлены в работах [24, 25]. В последующем была предложена простейшая модель состояния, реализующего метастабильное состояние в ферромагнетике с большой, но конечной длиной корреляции [26, 27]. Энергия подобного “вихревого” состояния ( $E_v$ ) оценивается следующим образом:

$$E_v - E_0 = \pi n^2 J \ln(R/a), \quad (2)$$

где  $E_0$  — энергия основного состояния в ферромагнетике, причем  $E_0 = 2JN$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $J$  — обменный интеграл,  $R$  — характерный размер системы,  $a$  — межатомное расстояние. Как это следует из выражения (2), если характерный размер системы  $R \gg a$ , то выражение (2) велико, а магнитные моменты расположены в плоскости магнитной пленки.

В упомянутой модели не учитывались различные виды взаимодействия, кроме обменного [26]. В дальнейшем были учтены вклады других типов взаимодействий и разработаны соответствующие



модели (см. например, [7]), таким образом, на настоящий момент исследуется достаточно широкий класс топологических магнитных структур, возникающих в различных системах при определенных значениях параметров системы [7]. В зависимости от материала подложки, возможны различные варианты взаимодействия магнитного материала (в нашем случае Co) с веществом подложки. В работах [28–30] указывается на способность свинца (Pb), как в виде слоев, так и при легировании, значительно изменять магнитные свойства слоев графена ввиду сильного спин-орбитального взаимодействия. Отметим, что графен имеет гексагональную кристаллическую решетку [31]. Кобальт может иметь три различных кристаллических модификации, наиболее распространенной из которых является гексагональная структура кристаллической решетки [32]. Эта структура является наиболее перспективной с точки зрения ее магнитных свойств, которые могут быть успешно использованы в современных устройствах, основанных на спиновых эффектах [7]. Сильное спин-орбитальное взаимодействие слоев графена и свинца приводит к проявлению необычных магнитных свойств в графена и выстраиванию спинов в определенных направлениях. В работе [28] сообщается о возникающих гигантских эквивалентных магнитных полях, вызывающих в системе графен/свинец уровней квантования, аналогичных уровням Ландау в сильном магнитном поле. Аналогичный эффект возможен и у гексагональной модификации кобальта, напыленного на обогащенную свинцом поверхность. Мы предполагаем, что именно это и происходит в случае нанесения слоев кобальта толщиной 10–20 нм на поверхность обработанного ионами  $Ag^+$  соединения  $PbSe$ , в котором по мере об-

работки ионами  $Ag^+$  увеличивается относительное содержание свинца по сравнению с селеном, как показывают экспериментальные исследования [20]. Возникающие вихревые магнитные структуры при комнатной температуре радикально изменяют форму магнито-оптических петель гистерезиса (см. рис. 1*а*). При этом возможно возникновение различных магнитных конфигураций как с ориентацией в плоскости магнитных пленок, так и перпендикулярно ей, подобно тому как в системе графен/свинец возможна спиновая ориентация как в плоскости пленки, так и перпендикулярно поверхности [29, 30].

Подробно магнитооптические свойства наноструктурированных систем на основе селенида свинца, покрытого нанопленкой кобальта, исследованы в работе [33]. Было показано [33], что в наноструктурированных системах на основе  $PbSe$ , обработанного в плазме  $Ag^+$  и покрытого нанослоем кобальта, имеют место магнитооптические петли гистерезиса, характерные для наличия магнитных вихревых структур. Эти особенности возникли в определенном диапазоне параметров системы: толщины слоя кобальта, масштабов наноструктур, углов падения начального электромагнитного излучения при комнатной температуре [33].

Для описания магнитных структур с ориентацией магнитных моментов, имеющих компоненты перпендикулярные поверхности пленки, используются различные методы, например, компьютерное моделирование и аналитические подходы. Ввиду того, что на настоящий момент не существует точного аналитического решения, описывающего контур магнитного вихря (скирмиона), использовалась аппроксимация в виде суперпозиции двух доменных стенок (двух солитонов), согласно результатам работ [34–37]:

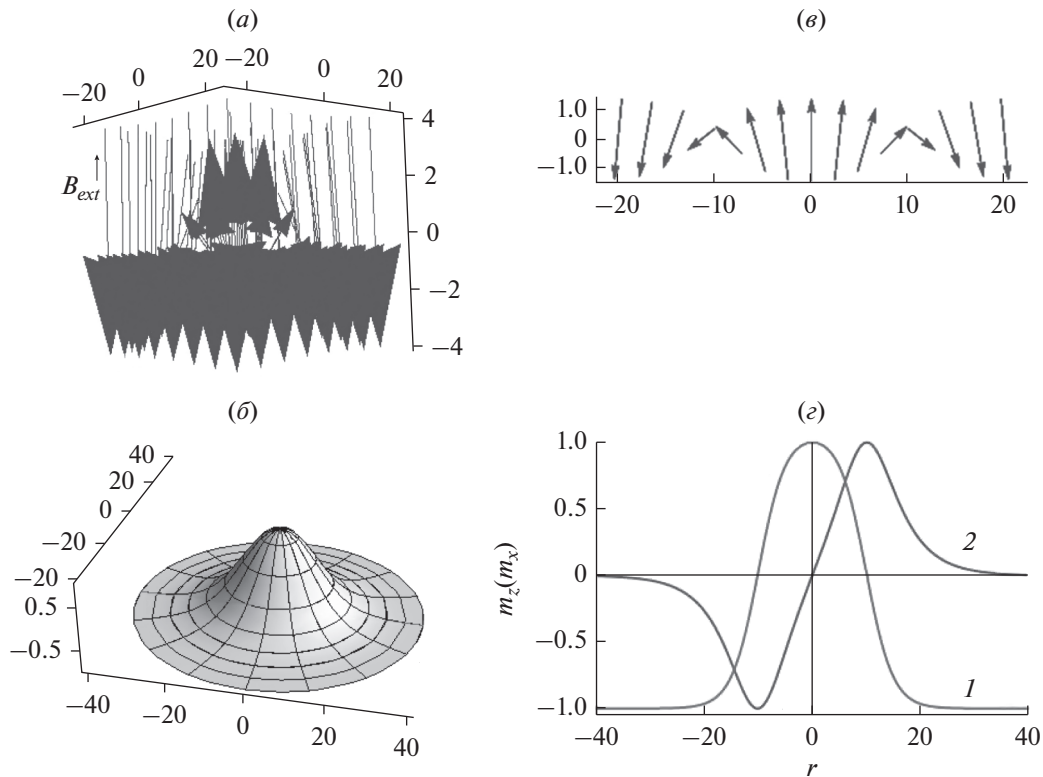
$$\theta(\rho, c, w) = \begin{cases} \sum_{+,-} \left[ \arcsin \left( \operatorname{th} \left( \frac{-\rho \pm c}{w/2} \right) \right) \right] + \pi, & B_z > 0 \\ \sum_{+,-} \left[ \arcsin \left( \operatorname{th} \left( \frac{-\rho \pm c}{w/2} \right) \right) \right], & B_z < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  радиальное расстояние от центра положения скирмиона,  $B_z$  – индукция магнитного поля вдоль оси  $OZ$ , параметр  $w$ , характеризующий ширину вихря (двумерного скирмиона), определялся согласно выражению [35, 36]:

$$c = \frac{w}{2} \operatorname{arcsinh} \left( \sqrt{\frac{2K_{eff}}{M_s B}} \right), \quad (4)$$

$$w = 2 \sqrt{\frac{A_{ex}}{K_{eff} + M_s B/2}}, \quad (5)$$

где  $A_{ex}$  – константа обменного взаимодействия,  $K_{eff}$  – эффективная константа анизотропии,  $M_s$  – намагниченность насыщения. Для кристаллического кобальта эти величины составляют порядка:  $A_{ex} = 1.3 \times 10^{-11}$  Дж/м,  $K_{eff} = 4.1 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>. Отметим, что для нанопленок кобальта константа анизотропии может отличаться от приведенного значения. Параметр  $c$ , характеризующий положение доменной стенки, того же порядка, что и параметр  $w$  (более подробно эти аспекты обсуждаются в работах [35, 36]).



**Рис. 4.** Общий вид трехмерной картины намагниченности участка  $20 \times 20 \text{ нм}^2$ , соответствующий наличию магнитного вихря. Указано направление внешнего магнитного поля ( $\vec{B}_{ext}$ ) (а). Магнитное поле направлено вниз. Пространственная картина проекции на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z = M_z/M_S$  в зависимости от расстояния от центра вихря (б). Сечение плоскостью  $YOZ$  ( $x = 0$ ) магнитного вихря (б); вектор приведенной намагниченности (в); проекция на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z$  в зависимости от расстояния от центра вихря (1) и составляющая  $m_x$  по оси  $Ox$  приведенной намагниченности (2) (г). Масштаб горизонтальных осей соответствует нанометрам, вертикальные оси приведены в условных единицах (у.е.). Результаты представлены для параметров кобальта (Co)  $K_{1u} = 4.1 \times 10^5 \text{ Дж/м}^3$ ,  $A_{ex} = 1.3 \times 10^{11} \text{ Дж/м}$ .

Спиновая структура изолированного скирмиона при аксиальной симметрии для двух измерений может быть представлена в виде [36]:

$$\vec{S}(x, y) = \begin{pmatrix} -\sin[\theta(\rho, c, w)](x/\rho) \\ -\sin[\theta(\rho, c, w)](y/\rho) \\ \cos[\theta(\rho, c, w)] \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Подстановка численных значений дает по порядку величины следующие значения параметров:  $w = 10 \text{ нм}$ ,  $c = 10 \text{ нм}$ . Вычисления по приведенным формулам (3)–(6) дают результаты, представленные на рис. 4. На рис. 4а представлен общий вид трехмерной картины намагниченности участка  $20 \times 20 \text{ нм}^2$ , соответствующий наличию магнитного скирмиона, на рис. 4б представлено сечение плоскостью  $YOZ$  ( $x = 0$ ), на рис. 4в представлена проекция на ось  $OZ$  приведенной намагниченности. Согласно приведенным формулам были рассчитаны величины, характеризующие намагниченность системы в случае образо-

вания магнитных вихрей, которые представлены на рис. 4.

Рисунок 4 демонстрирует структуру магнитного вихря для случая, когда магнитные моменты имеют составляющую, перпендикулярную плоскости магнитной пленки. В частности, рис. 4г демонстрирует структуру вихря, состоящего из двух солитонов (см. также формулу (2)). Размер вихря характеризуется шириной графика 1 на рис. 4г на нулевом уровне по вертикальной оси [35, 36]. Этот параметр по порядку величины равен ширине доменной стенки [38] (см. формулы (4)–(5)).

Описание спиновых структур, с поляризацией магнитных моментов, перпендикулярных поверхности, детально исследуется в многочисленных современных исследованиях (см. например, [7, 34–36]). Предложенные описания топологических спиновых структур базируются на модели Скирма, где автор предложил одну из первых нелинейных реализаций киральной  $SU(2) \otimes SU(2)$  группы – нелинейную  $\sigma$ -модель [39]. В основе модели Скирма лежит “ежевый” (“hedgehog”) анзац, который минимизирует энергию в указанной выше модели [40]. Топологическая магнитная структура – скирмион – реализует абсолютный минимум энергии в гамильтониане модели. Основное уравнение для кирального угла  $\theta(r)$  не имеет аналитического решения. Выражение для кирального угла  $\theta(r)$  при  $r \ll 1$  имеет вид:  $\theta(r) \approx N\pi - r/r_0$ , а при  $r \gg 1$  спадает по закону:  $\theta(r) \approx g/r^2$ , где  $N$  – целое число,  $r_0$  – параметр размерности длины,  $g$  – параметр,  $r$  – расстояние.

Можно построить двухсолитонные решения на основе приведенных в работе [40] аппроксимаций для скирмиона в сильных взаимодействиях (физика ядра). Это, прежде всего, аппроксимация для структур с топологическим зарядом  $Q = 1$  Атьи-Мантона:

$$\theta = \pi \left[ 1 - \left( 1 + \frac{\lambda^2}{r^2} \right)^{-1/2} \right], \quad (7)$$

где, например,  $\lambda^2 \approx 4.22$  определяет размер топологической структуры,  $r$  – расстояние. Другой достаточно хорошей двухпараметрической аппроксимацией для описания поведения кирального угла является следующее выражение [40]:

$$\theta = \pi - 2 \arctg \left[ y \left( 1 + by^2 \right)^{1/2} \right], \quad (8)$$

где  $y = r/a$ ,  $r$  – расстояние,  $a$ ,  $b$  – параметры. На основе этой аппроксимации (8) в настоящей работе было построено двухсолитонное решение по принципу, представленному формулами (3), (6), графическое представление которого приведено на рис. 5. Это решение при должном выборе параметров также описывает нетривиальные топологические магнитные конфигурации. Другие типы аппроксимации двухсолитонных решений предложены, например, в работе [7]. Приведенные аппроксимации позволяют связать характерные параметры магнитной системы со свойствами топологических магнитных структур, что дает большую определенность в подборе технологических режимов формирования конкретных электронных устройств. Отметим, что параметры в аппроксимационных выражениях для рис. 5 выбраны отличными от таковых для рис. 4, чтобы подчеркнуть их различие, так как результаты, представленные на рис. 4 и 5, получены на основе различных фор-

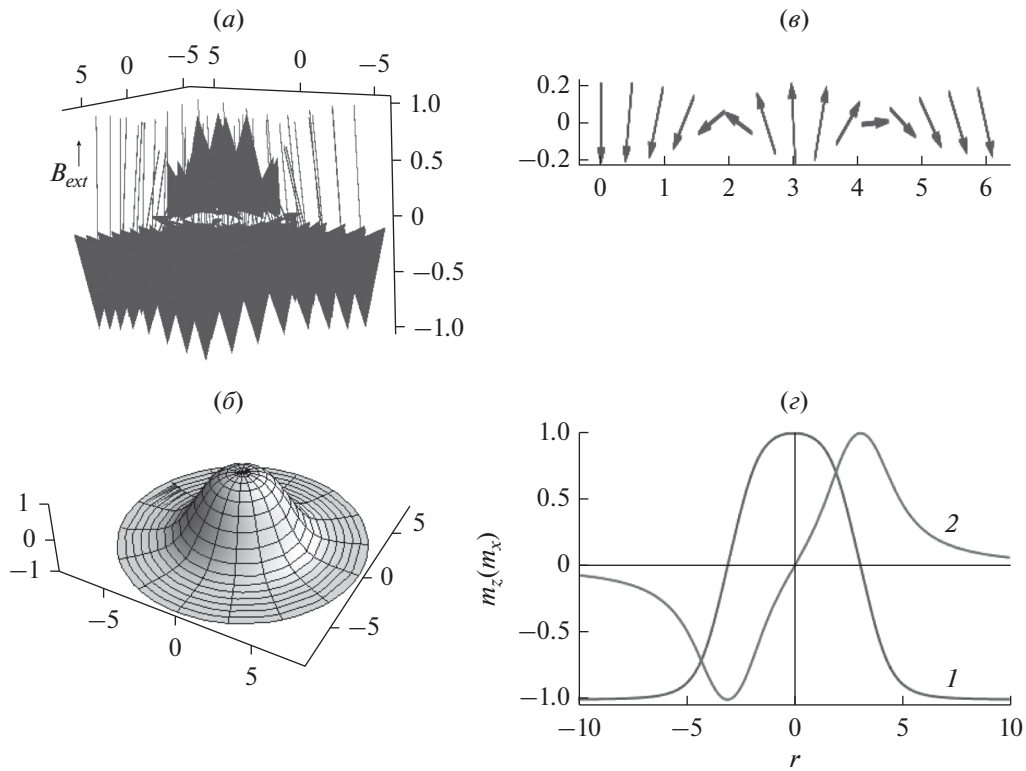
мул. Должным выбором параметров можно добиться идентичности построенных зависимостей при различных аппроксимациях. Сравнение рис. 4 и 5 позволяет сделать вывод, что характер поведения представленных решений аналогичен. Кроме того, очевидно, что возможны различные аппроксимации скирмионных состояний магнитной системы на основе солитонных решений, минимизирующих функционал магнитной энергии, так как общий характер поведения зависимостей, изображенных на рис. 4 и 5 имеет сходный характер. Этот факт базируется на том основании, что уравнения Эйлера-Лагранжа для обеих систем из работ [34, 40], построенные на основе соответствующих функционалов энергии, идентичны и различаются только физическими параметрами, описывающими конкретные системы (в одном случае это магнитная система [34], а в другом – ядерная [40]).

### МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕЩЕНИЯ ВИХРЕЙ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Перемагничивание магнитной пленки, напыленной на наноструктурированную подложку, отличается от перемагничивания пленки, нанесенной на гладкую поверхность. Шероховатость подложки представляет собой немагнитные включения, дефекты или центры концентрации напряжений. У магнитомягких материалов намагничивание осуществляется, в основном, путем смещения доменных границ (см., например, работу [12] и ссылки в ней). Гистерезис, обусловленный смещением границ, рассматривается в теории включений и напряжений. Согласно первой из них причиной задержки смещения является закрепление доменных границ на немагнитных включениях и пустотах, а по теории напряжений гистерезис связан с флуктуацией энергии границ, обусловленной осциллирующей внутренними напряжениями в направлении движения границы.

В рамках обеих теорий показано, что коэрцитивная сила максимальна, когда период флуктуаций напряжений, размер включений или их период  $l$  сравнимы с шириной доменной границы  $d$ . Для определения ширины границы воспользуемся формулой для уединенной 180-градусной стенки Блоха:  $d = \pi(A/K_{eff})^{1/2}$ , где  $A$  – обменный параметр (у кобальта  $A \sim 10^{-11}$  Дж/м),  $K_{eff}$  – эффективная константа анизотропии. Константу анизотропии напыленного кобальта можно приближенно найти из известной формулы для одноосного магнетика:  $H_k = 2K_{eff}/\mu_0 M_s$ , где  $H_k$  – поле анизотропии,  $\mu_0 M_s = 1.8$  Тл – индукция насыщения кобальта,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^7$  Гн/м. Исследуемые пленки не были одноосными, поэтому, полагая, что  $H_k \sim H_s$ , где  $H_s$  – поле насыщения, из рис. 1а–в найдем, что у





**Рис. 5.** Общий вид трехмерной картины намагниченности участка  $6 \times 6 \text{ nm}^2$ , соответствующий наличию магнитного вихря. Указано направление внешнего магнитного поля ( $\vec{B}_{ext}$ ) (а). Магнитное поле направлено вниз. Пространственная картина проекции на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z = M_z/M_S$  в зависимости от расстояния от центра вихря (б). Сечение плоскостью  $YOZ$  ( $x = 0$ ) магнитного вихря (б); вектор приведенной намагниченности (в); проекция на ось  $OZ$  приведенной намагниченности  $m_z$  в зависимости от расстояния от центра вихря (1) и составляющая  $m_x$  по оси  $OX$  приведенной намагниченности (2) (г). Масштаб горизонтальных осей соответствует нанометрам, вертикальные оси приведены в условных единицах (у.е.).

первого и второго образцов  $H_s \sim 400 \text{ Э}$  ( $400 \times 10^3/4\pi = 31.8 \text{ кА/м}$ ), у третьего  $\sim 50 \text{ Э}$  ( $50 \times 10^3/4\pi = 3.98 \text{ кА/м}$ ). В результате, для образцов 1, 2 получим  $d \approx 40 \text{ нм}$ . Для сравнения у гексагонального кобальта величина  $d$  существенно меньше ( $d \approx 15 \text{ нм}$ ). Из рис. 1 видно, что характерный размер  $l$  составляет  $\approx 50 \text{ нм}$ , что соответствует полученной ширине доменной границы напыленного кобальта. У первого образца, несмотря на большую толщину пленки ( $h = 100 \text{ нм}$ ), флуктуации свойств поверхности вследствие ее неоднородности сравнимы с толщиной пленки, что при выполнении условия  $l \approx d$  согласно теории смещения блокирует движение доменных границ. Однако в этом случае существенный вклад в перемещение намагниченности, на что указывает  $H_k \sim H_s$ .

Для исследования магнитных свойств структур, в частности, представленных на рис. 2, было проведено микромагнитное моделирование. Для исследования эффекта “закрепления” доменных границ на неоднородностях изучались посредством моделирующей системы условия, при кото-

рых доменная граница будет тормозиться при движении на неоднородностях поверхности. Компьютерное моделирование в различных разработанных в настоящее время системах описано, в частности, в работе [41]. Моделирование опирается на математическое описание процесса релаксации магнитной подсистемы посредством уравнения Ландау-Лифшица с учетом различных механизмов взаимодействия магнитных моментов [41]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_s}\vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}], \quad (9)$$

где  $\vec{M}$  – намагниченность,  $M_s$  – намагниченность насыщения кобальта,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – безразмерный коэффициент затухания,  $\vec{H}_{eff}$  – эффективное магнитное поле. Эффективное поле определяется согласно:  $\vec{H}_{eff} = -\mu_0^{-1} \partial E / \partial \vec{M}$ , где энергия  $E$  включает в себя различные виды взаимодействия: обменное, зеемановскую энергию, энергию размагничивания, энергию кристаллической анизотропии.

В терминах континуальной модели для моделирования на компьютере общая энергия представляется в виде следующих слагаемых [41]:

$$E = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{M}_i \vec{M}_j + \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij} (\vec{M}_i \vec{M}_j) - \mu_0 \vec{H} \sum_i \vec{M}_i - \frac{1}{2} \mu_0 \sum_i \vec{M}_i \vec{H}_d, \quad (10)$$

где  $J$  – обменная константа,  $D_{ij}$  – параметр взаимодействия Дзялошинского-Мория,  $\vec{M}_i$  – намагниченность  $i$ -го элемента разбиения ( $i$ -й ячейки),  $\vec{H}$  – вектор магнитной напряженности внешнего поля,  $\vec{H}_d$  – вектор размагничивания. В выражение (3) могут быть добавлены и другие виды энергий, например, энергия кристаллической анизотропии.

Объект моделирования представлял собой полый цилиндр диаметром 500 нм, высотой 1 нм,  $M_s = 1.44 \times 10^6$  А/м. Магнитные параметры системы соответствовали пленочному кобальту. Константа анизотропии ( $K$ ) бралась различной:  $10^4$  Дж/м<sup>3</sup>,  $4.4 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup> для определения специфики влияния этого фактора на возникающую картину и ввиду сложности точного экспериментального измерения локальных магнитных свойств нанесенной кобальтовой магнитной пленки. Диаметр цилиндра равнялся 100 нм, количество ячеек вычислительной сетки составляло  $255 \times 255 \times 1$ , размеры ячейки были равны  $2 \times 2 \times 1$  нм<sup>3</sup>, полный размер (размер окна) составлял  $510 \times 510 \times 1$  нм<sup>3</sup>. Изменение положения возникающих магнитных вихрей для различных параметров системы представлено на рис. 6–9.

Моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым плоским верхом, изготовленная из кобальта, без анизотропии. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сбоку и перемещалась по поверхности цилиндрической оболочки перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  (см. рис. 6). Вихревая структура проходила через верхнюю точку плоского покрытия цилиндра и опускалась в нижнее положение с противоположной стороны. Ядро вихря окрашено светлым (белым) цветом.

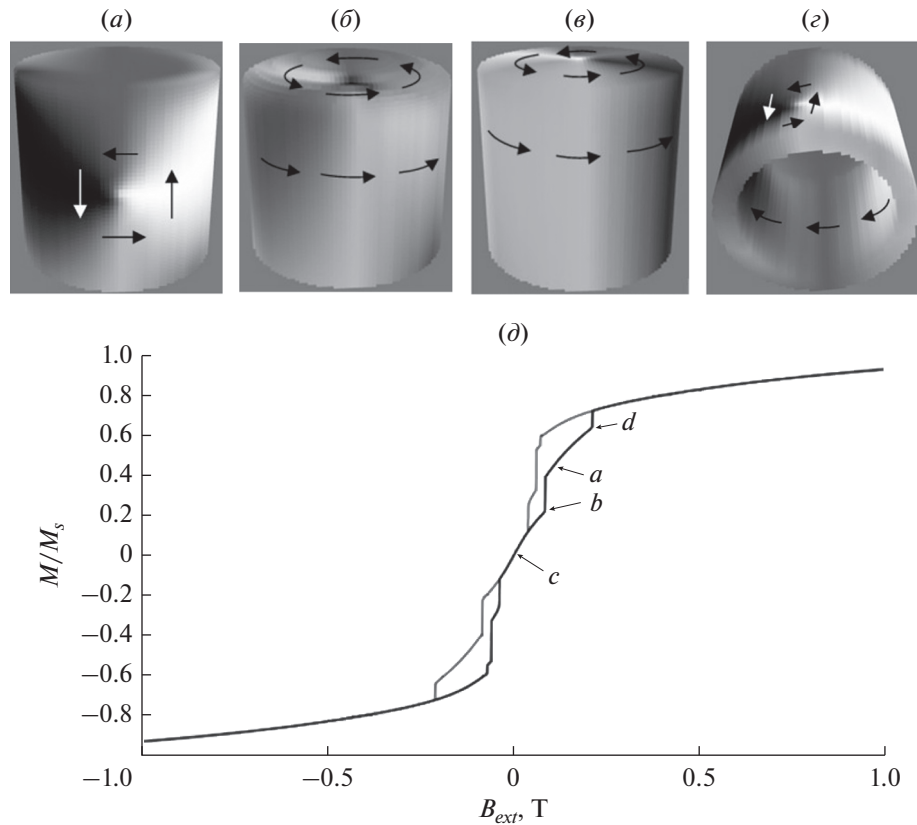
Аналогичным образом моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым выпуклым верхом, изготовленная из кобальта, без анизотропии. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сбоку и перемещается по

поверхности цилиндрической оболочки перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  (см. рис. 7). Вихревая структура проходила через верхнюю точку плоского покрытия цилиндра и опускалась в нижнее положение с противоположной стороны. Ядро вихря окрашено темным (черным) цветом.

Компьютерное моделирование свидетельствует, что, изменяя напряженность внешнего магнитного поля, можно управлять положением ядра вихревой структуры на цилиндрической магнитной поверхности. Таким образом, имеется возможность не стирать и вновь записывать информацию, а перемещать ядро вихря в “теневую” область и вновь возвращать его нужное место для считывания информации.

Моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым плоским верхом, изготовленная из кобальта, с ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН) вдоль оси  $OY$  – (0,1,0), лежащей вместе с осью  $OX$  в основании цилиндра. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм, (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сверху и исчезала при перемещении через верхнюю точку перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  на боковой поверхности цилиндра (см. рис. 8). Ядро вихря окрашено светлым (белым) цветом. Вблизи края основания цилиндра происходит смещение вершины вихря в сторону вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН).

Моделировалась полая цилиндрическая оболочка с закрытым выпуклым верхом, изготовленная из кобальта, с ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН) вдоль оси  $OZ$  – (0,0,1), проходящей вдоль оси цилиндра. Геометрические параметры системы соответствовали следующим значениям: высота – 100 нм, диаметр – 100 нм, толщина боковой стенки – 10 нм (толщина пленки сверху – 10 нм/толщина выпуклой части в верхней точке – 10 нм). Вихревая структура зарождалась сбоку и исчезала при перемещении перпендикулярно приложенному внешнему магнитному полю  $B_{ext}$  вблизи основания цилиндра (см. рис. 9). Ядро вихря окрашено светлым (белым) цветом. Отметим, что на основании цилиндра формирования магнитного вихря не наблюдалось.



**Рис. 6.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с плоским верхом без анизотропии (а–г) в зависимости от приложенного магнитного поля. Стрелками на рисунке (в) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (а–д). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.060-0.211$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

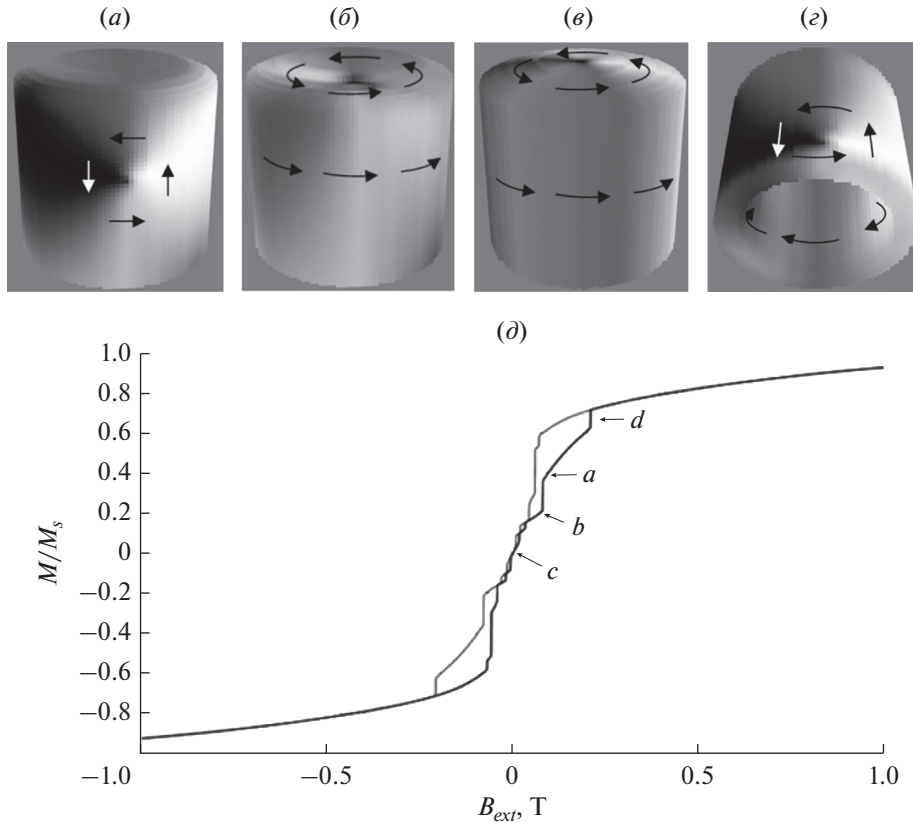
## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Результаты магнитооптических исследований свидетельствуют о наличии характерных размерных масштабов для исследованного класса структур и материалов, при которых возможно формирование магнитных вихрей [33]. Этот размерный масштаб составлял порядка  $\Lambda \sim 100$  нм. При больших чем  $\Lambda$  размерах структурных элементов на искривленных поверхностях обогащенных свинцом структур наблюдались магнитооптические петли гистерезиса, характерные для наличия в системе магнитных вихрей [33]. Положение магнитных вихрей зависит от целого ряда условий, для детального изучения которых проводилось микромагнитное моделирование.

Как показали результаты микромагнитного моделирования в среде MuMax<sup>3</sup> [41], имеются существенные различия в возникновении и поведении магнитных вихрей в зависимости от конфигурации и структуры магнитных материалов. Магнитные вихри не возникали на основании цилиндрической поверхности при наличии магнитной анизотропии и выпуклости основания. Выпуклости в верхней части структур (основа-

нии) возникают при магнитном напылении металлических пленок, ввиду преимущественного осаждения металла на вершинах наноструктур. Наличие вихревой магнитной структуры на основании цилиндра отражается на магнитном гистерезисе в виде смыкания вблизи нулевых магнитных полей гистерезиса перемагничивания (см. рис. 5–7). При отсутствии факта возникновения вихревой магнитной структуры на основании цилиндрической поверхности не происходит смыкания гистерезиса перемагничивания в магнитных полях вблизи нулевых магнитных полей. При изменении величины индукции внешнего магнитного поля происходит смещение положения центра магнитного вихря на поверхности магнитной цилиндрической поверхности. Это позволяет управлять положением магнитного вихря на структуре.

Исследование закономерностей по перемагничиванию магнитной структуры на основании экспериментальной петли гистерезиса, приведенной на рис. 1и, и ее сравнение с петлей гистерезиса для однородной пленки кобальта на рис. 1з позволяют оценить работу по перемагничиванию, а также работу по формированию магнитного вихря при комнатной температуре. Это важно



**Рис. 7.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с выпуклым верхом без анизотропии (*a–z*) в зависимости от приложенного магнитного поля. Стрелками на рисунке (*d*) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (*a–d*). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.058–0.207$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

как для понимания сущности протекающих процессов, так и для оценки энергетических затрат для выполнения элементарных операций в электронных системах. Оценка энергетических потерь на гистерезис, отнесенных к единице вещества (удельные потери), определяются по формуле  $\epsilon = \oint \vec{H} d\vec{B}$  [33]. На основе результатов работы [33] для чистой пленки кобальта (рис. 1з) толщиной 10 нм оценки дают значение порядка  $\epsilon_{Co} \approx 23 \times 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Оценка энергетических потерь на гистерезис, отнесенных к единице объема, для процесса перемагничивания с возникновением вихревых магнитных состояний (рис. 1u) имеет порядок  $\epsilon_v \approx 41 \times 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Отметим, что энергия  $\epsilon_v$  является усредненной энергией по площади, охватываемой падающим лучом, и включает в себя как энергию по перемагничиванию вихревых магнитных состояний, так и энергию на перемагничивание магнитной пленки на поверхности структуры. Оценка удельных потерь на гистерезис для случая без образования магнитного вихря (рис. 1l) составляет  $\epsilon \approx 61 \times 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>. Таким образом, формирование магнитного вихря приво-

дит к меньшим удельным потерям на перемагничивание и происходит по траектории с наименьшей убылью потенциальной энергии [33].

Для определения момента возникновения магнитного вихревого состояния сравнивались значения магнитостатической энергии и энергии магнитного вихря. Для оценки магнитостатической энергии ( $E_d$ ) однородно намагниченного цилиндра высотой  $h$  и радиусом основания  $R$ , однородно намагниченного перпендикулярно своей оси, было получено выражение:

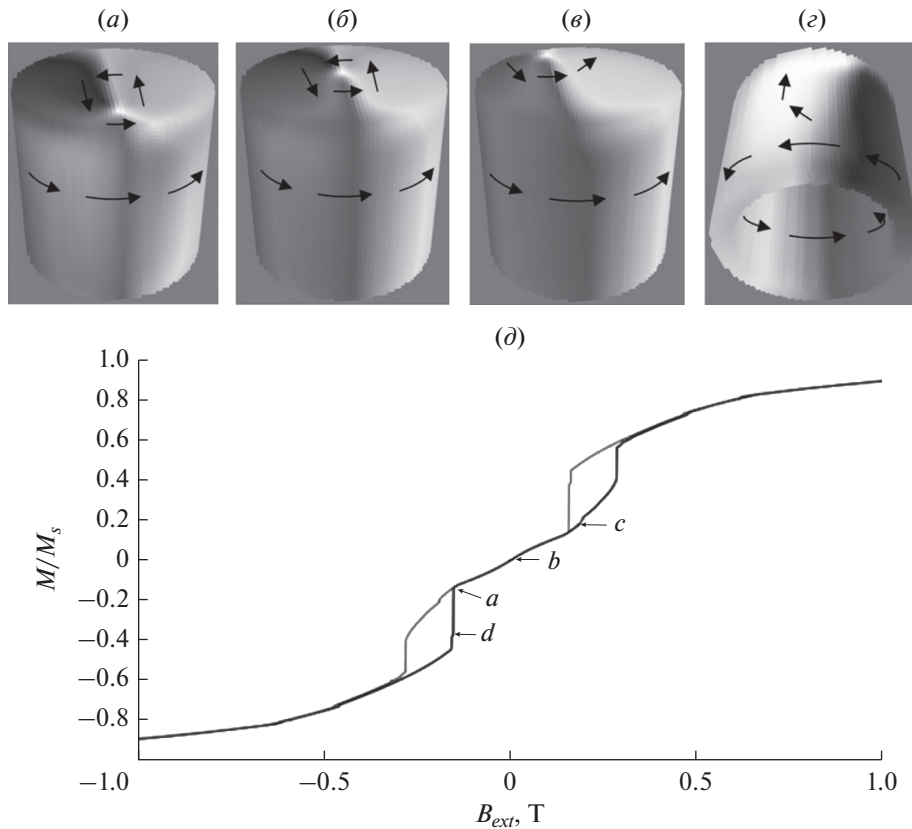
$$E_d = \frac{\pi B_s^2}{8\mu_0} Rh^2, \quad (11)$$

где  $B_s$  – индукция магнитного поля насыщения.

Оценка энергии магнитного вихря ( $E_v$ ) производилась согласно следующему выражению:

$$E_v \approx 2\pi h A \ln(R/a), \quad (12)$$

где  $A$  – обменный параметр,  $a$  – межатомное расстояние. При малых  $h$  выгодным становится однородно намагниченное состояние, а при больших значениях  $h$  выгоднее формирование магнитного вихря. Переход происходит при значениях:  $E_v \cong E_d$ ,



**Рис. 8.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с плоским верхом с анизотропией (0,1,0),  $K = 4.4 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup> в зависимости от приложенного магнитного поля (а–г). Стрелками на рисунке (д) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках (а–д). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.155-0.193$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

что дает следующее соотношение для толщины магнитного слоя, начиная с которого становится выгодным формирование магнитного вихря ( $h_{cr}$ ):

$$h_{cr} = \frac{16\mu_0 A}{B_s^2 R} \ln(R/a). \quad (13)$$

При наличии плоскостной магнитной анизотропии, в частности – одноосной, если ось легкого намагничивания ориентирована параллельно внешнему полю, энергия однородно намагниченной пленки не изменится, тогда как энергия вихря увеличится на величину  $E_a$ , обусловленную анизотропией:

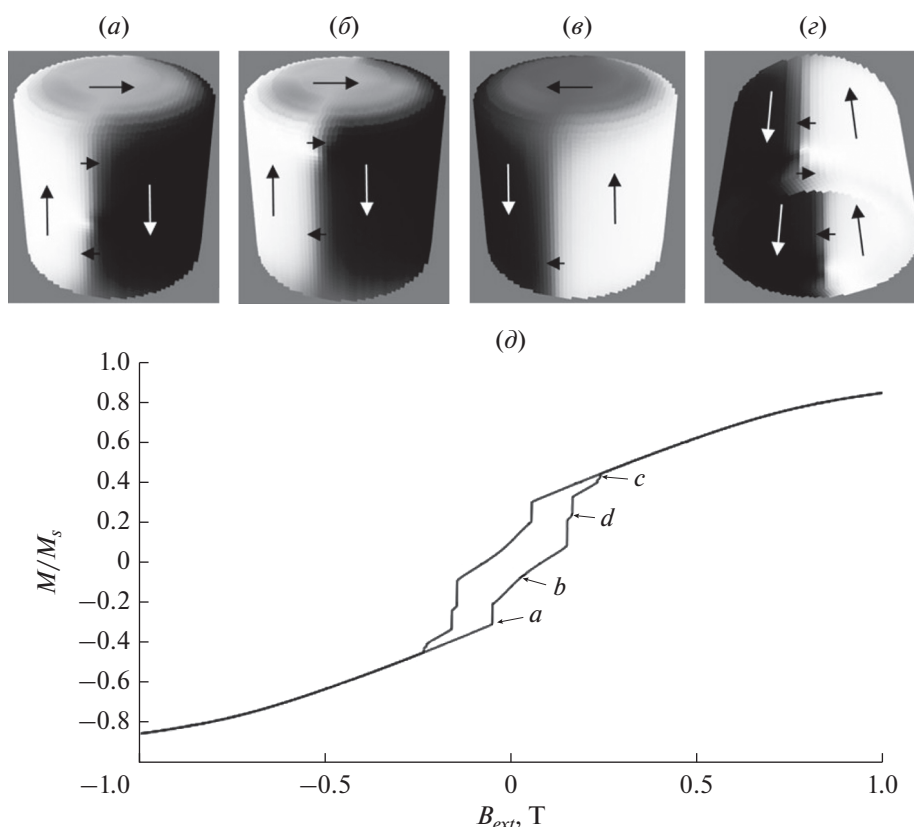
$$E_a = 0.5\pi R^2 h K_{eff}. \quad (14)$$

В этом случае:

$$h_{cr} = 4\mu_0(4A \ln(R/a) + R^2 K_{eff}) / (RB_s^2). \quad (15)$$

Подстановка численных значений для кобальта в формулу (15) дает при  $R = 50$  нм значение толщины магнитного слоя  $h_{cr} \cong 9$  нм для  $K_{eff} = 0$  и увеличение  $h_{cr}$  при больших  $K_{eff}$ , что и наблюдалось в настоящем исследовании.

Предложенная аналитическая аппроксимация магнитных структур типа скирмиона позволяет связать его характерные размеры с характеристиками системы. Результаты исследования показывают, что возможны различные аппроксимации скирмионных конфигураций намагниченности на основе солитонных решений, минимизирующих функционал магнитной энергии. Все отмеченные закономерности, как это следует из проведенных исследований, чрезвычайно чувствительны к технологическим параметрам системы. Исходя из проведенных исследований, можно сделать вывод, что специфика различных технологических этапов изготовления магнитных наноструктур с необходимыми свойствами является одним из решающих факторов при создании действующих образцов электронных устройств на основе особых топологических свойств магнитных структур. Отметим, что управление положением магнитного вихря осуществляется посредством изменения величины магнитного поля, а не его градиента, что не требует дополнительных технологических устройств.



**Рис. 9.** Вихревая магнитная структура на цилиндрической поверхности с выпуклым верхом с анизотропией  $(0,0,1)$ ,  $K = 4.4 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup> в зависимости от приложенного магнитного поля ( $a$ – $e$ ). Стрелками на рисунке ( $d$ ) отмечены точки, где формируется соответствующая картина намагничивания структуры на рисунках ( $a$ – $d$ ). Вихри формируются и существуют при значениях магнитного поля в диапазоне:  $-0.052$ – $0.236$  Тл (на восходящей ветви петли гистерезиса).

Таким образом, в настоящем исследовании рассматриваются закономерности изменения положения магнитных вихревых структур в зависимости от внешнего приложенного магнитного поля. Показано методом микромагнитного моделирования, что на цилиндрических магнитных структурах положение вихря контролируется внешним магнитным полем. Магнитный вихрь может находиться как на основании, так и на боковых стенках цилиндрических структур в зависимости от параметров системы. Исследованный эффект может быть использован при создании магнитной памяти на структурах с магнитными вихрями. Отметим, что наноструктурированные системы, подобные исследованным в настоящей работе, привлекают особое внимание исследователей на протяжении последних десятилетий ввиду возможности их использования для создания компактных электронных устройств [42, 43].

## ВЫВОДЫ

В настоящей работе изучаются закономерности формирования и возможности управления положением магнитного вихря на структурном

эlemente магнитной памяти посредством экспериментальных исследований и методами микромагнитного моделирования. Формирование магнитных вихрей в исследуемых системах происходит на характерных размерных масштабах  $\Lambda \geq 100$  нм, как показали результаты экспериментов [33]. Исследованы закономерности изменения положения магнитных вихревых структур в зависимости от величины и направления внешнего приложенного магнитного поля. Методом микромагнитного моделирования продемонстрировано, что на цилиндрических магнитных структурах положение вихря контролируется внешним магнитным полем. Магнитный вихрь может находиться как на основании, так и на боковых стенках цилиндрических структур в зависимости от параметров системы. Исследованные эффекты могут быть использованы при создании магнитной памяти на структурах с магнитными вихрями.

Авторы выражают искреннюю признательность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур, В.В. Наумову за нанесение магнитных нанослоев, С.П. Зимину за предоставление образцов на основе халькогенидов свинца.



Работа выполнена в рамках Государственного задания ЯФ ФТИАН им. К.А. Валиева Минобрнауки России по теме № 0066-2019-0003 с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Диагностика микро- и наноструктур”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parkin S., Yang S.-H.* Memory on racetrack // *Nat. Nanotechnology*. 2015. V. 10. P. 195–198.
2. *Guimaraes A.P.* Principles of nanomagnetism. 2017 AG. Springer International Publishing, Switzerland, 330 p.
3. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic domain-wall racetrack memory, *Science* // 2008. V. 320. P. 190–194.
4. *Pigeau B., de Loubens G., Klein O., Riegler A., Lochner F., Schmidt G., Molenkamp L. W., Tiberkevich V. S., Slavin A. N.* A frequency-controlled magnetic vortex memory, *Appl. Phys. Lett* // 2010. V. 96. P. 132506.
5. *Geng L.D., Jin Y.M.* Magnetic vortex racetrack memory // *Journ. Magn. Magn. Mat.* 2017. V. 423. P. 84–89.
6. *Kronmuller H., Parkin S. (eds).* Handbook of Magnetism and advanced magnetic materials. Wiley, New York: 2007, 2912 p.
7. *Zang J., Cros V., Hoffmann A. (eds).* Topology in Magnetism. Springer series in Solid State Science. V. 192. Springer International Company. 2018. Springer. Switzerland, 416 p.
8. *Gobel B., Schaffer A.F., Berakdar J., Mertig I., Parkin S.S.P.* Electrical writing, deleting, reading, and moving of magnetic skyrmioniums in a racetrack device // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 12119.
9. *LoBue M., Mazaleyrat F., Ammar M., Barrue R., Champion Y., Faure S., Hytch M., Snoek E., Steiner J., Alouges F.* Observation and modelling of magnetic vortex core structure in permalloy nanoparticles // 2010. *Journ. Magn. Magn. Mat.* 2010. V. 322. P. 1290–1292.
10. *Sapozhnikov M.V., Ermolaeva O.L., Gribkov B.G., Nafedov I.M., Karetnikova I.R., Gusev S.A., Rogov V.V., Troitskii B.B., Khokhlova L.V.* Frustrated magnetic vortices in hexagonal lattice of magnetic nanocaps // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 054402.
11. *Streubel R., Makarov D., Kronast F., Kravchuk V., Albrecht M., Schmidt O.G.* Magnetic vortices on closely packed spherically curved surfaces // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 174429.
12. *Fernandez-Pacheco A., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fischer P., Cowburn R.P.* Three-dimensional nanomagnetism // *Nature Communications*. 2017. V. 8. P. 15756.
13. *Fernandez-Pacheco A., Serrano-Ramon L., Michalik J.M., Ibarra M.R., De Teresa J.M., O'Brien L., Petit D., Lee J., Cowburn R.* Three dimensional magnetic nanowires grown by focused electron-beam induced deposition // *Sci. Rep.* 2013. V. 3. P. 1492.
14. *Ozel T., Zhang B.A., Gao R., Day R.W., Lieber C.M., Nocera D.G.* Electrochemical deposition on conformal and functional layers on high aspect ratio silicon micro/nanowires // *NanoLett.* 2017. V. 7. P. 1950.
15. *Turgut E., Zusin D., Legut D., Carva K., Knut R., Shaw J.M., Chen C., Tao Z., Nembach H.T., Silva T.J., Mathias S., Aeschlimann M., Oppeneer P.M., Kapteyn H.C., Murnane M.M., Grychtol P.* Stoner versus Heisenberg: exchange and magnon generation during laser-induced demagnetization // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. P. 220408.
16. *Bohlens S., Kruger B., Drews A., Bolte M., Meier G., Pfannkuche D.* Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 142508.
17. *Zhang X., Ezawa M., Zhou Y.* Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. P. 9400.
18. *Kasai S., Nakano K., Kondou K., Ohshima N., Kobayashi K., Ono T.* Three-terminal device based on the current-induced magnetic vortex dynamics with magnetic tunnel junction // *Appl. Phys. Express*. 2008. V. 1. P. 091302.
19. *Zhang K., Bobes O., Hofsass H.* Designing self-organized nanopatterns on Si by ion irradiation and metal co-deposition // *Nanotechnology*. 2014. V. 25. P. 085301.
20. *Зимин С.П., Амиров И.И., Наумов В.В., Гусева К.Е.* Формирование полых свинцовых структур на поверхности пленок PbSe при обработке в аргоновой плазме // *Письма в ЖТФ*. 2018. Вып. 12. С. 32–38.
21. *Бучин Э.Ю., Ваганова Е.И., Наумов В.В., Панорков В.А., Проказников А.В.* // *Письма в ЖТФ*. 2009. Т.35. Вып.13. С. 8–17.
22. *Lebib A., Li S.P., Natali M., Chen Y.* Size and thickness dependence of magnetization reversal in Co dot arrays // *Journ. Appl. Phys.* 2001. V. 89. № 7. P. 3892–3896.
23. *Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E.* Single-domain circular nanomagnets // *Phys. Rev. Letters*. 1999. V. 83. № 5. P. 1042–1045.
24. *Berezinskii V.L.* Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group. I. Classical systems // *Sov. Phys. JETP*. 1971. V. 32. No 3. P. 493–500.
25. *Berezinskii V.L.* Destruction of log-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group. II. Quantum systems. // *Sov. Phys. JETP*. 1972. V. 34. № 3. P. 610–616.
26. *Belavin A.A., Polyakov A.M.* Metastable states of two-dimensional isotropic ferromagnets // *JETP Lett.* 1975. V. 22. No 10. P. 245–247.
27. *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* Metastability and phase transition in two-dimensional systems // *J. Phys. C*. 1973. V. 6. P. 1181.
28. *Calleja F., Ochoa H., Garnica M., Barja S., Navarro J.J., Black A., Black A., Otrokov M.M., Chulkov E.V., Arnau A., Vasquez de Parga A.L., Guinea F., Miranda R.* Spatial variation of a giant spin-orbit effect induced electron confinement in graphene on Pb islands. // *Nature Phys.* 2015. V. 11. P. 43–47.
29. *Otrokov M.M., Klimovskikh I.I., Calleja F., Shikin A.M., Vilkov O., Rybkin A.G., Estyunin D., Muff S., Dil J.H., Vasquez de Parga A.L., Miranda R., Ochoa H., Guinea F., Cerda J.I., Chulkov E.V., Arnau A.* Evidence of large spin-orbit coupling effects in quasi-free standing graphene on Pb/Ir(111) // *2D Mater.* 2018. V. 5. P. 035029.

30. *Ma D., Yang Z.* First-principles studies of Pb doping in graphene: stability, energy gap, and spin-orbit splitting // *New Journ. Phys.* 2011. V. 13. P. 123018.
31. *Wallage P.G.* The band theory of graphite. // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. № 9. P. 622–634.
32. *De la Pena Oshea V.A., Moreira I.P.R., Roldan A., Illas F.* Electronic and magnetic structure of bulk cobalt: the  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\epsilon$ -phases from density functional theory calculations // *Journ. Chem. Phys.* 2010. V. 133. P. 024701.
33. *Проказников А.В., Папорков В.А.* Исследование магнитооптических свойств структур на искривленных поверхностях для разработки элементов памяти на магнитных вихрях // *Микроэлектроника.* 2020. Т. 49. № 5. С. 380–394.
34. *Bogdanov A., Hubert A.* The properties of isolated magnetic vortex // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1994. V. 186. P. 527–543.
35. *Kubetzka A., Pietzsch O., Bode M., Wiesendanger R.* Spin-polarized scanning tunneling microscopy study of  $360^\circ$  walls in an external magnetic field // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67. P. 020401.
36. *Roming N., Kubetzka A., Hanneken C.* Field-dependent size and shape of single magnetic skyrmions // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. P. 177203.
37. *Braun H.B.* Solitons in real space: domain walls, vortices, hedgehogs, and skyrmions. In: Zang J., Cros V., Hoffman A. (eds.) *Topology in magnetism.* 2018. Springer. Switzerland, 416 p.
38. *Morrish A.H.* The physical principles of magnetism. 2001. IEEE Press. NY.
39. *Skyrme T.H.R.* The origin of skyrmions // *Intern. Journ. Mod. Phys. Ser. A.* 1988. V. 3. P. 2745–2751.
40. *Миханьков В.Г., Рыбаков Ю.П., Санюк В.И.* Модель Скирма и сильные взаимодействия // *УФН.* 1992. Т. 162. № 2. С. 1–61.
41. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garsia-Sanchez F., Van Waeyenberge B.* The design and verification of MuMax3 // *AIP advances.* 2014. V. 4. No. 10. P. 107133.
42. *Chou S.Y.* Patterned magnetic nanostructures and quaternized magnetic disks // *Proceedings of the IEEE.* 1997. V. 85. No 4. P. 652–671.
43. *Xu Y., Awschalom D.D., Nitta J. (eds)* Handbook of spintronics // Springer. NY. London. 2016, 1609 p.