

05,12

## О низкочастотном резонансе магнитных вихрей в микро- и нанопятнах

© П.Д. Ким<sup>1</sup>, В.А. Орлов<sup>2</sup>, В.С. Прокопенко<sup>2</sup>, С.С. Замай<sup>3</sup>, В.Я. Принц<sup>4</sup>, Р.Ю. Руденко<sup>1</sup>, Т.В. Руденко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Красноярский государственный медицинский университет им. проф. В.Ф. Войно-Ясенецкого, Красноярск, Россия

<sup>4</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, Россия

E-mail: orlhome@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 27 июня 2014 г.)

Теоретически и экспериментально исследуется резонансное движение намагниченности тонких микро- и нанопятен в форме цилиндра и параллелепипеда. Получены аналитические выражения для зависимости резонансной частоты колебаний вихревой структуры от внешнего поля с учетом инерционного коэффициента и затухания. Теоретически получена зависимость параметра затухания от значения внешнего поля. Обсуждается влияние эффективной массы магнитного вихря на его низкочастотную динамику.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта СО РАН для реализации междисциплинарного интеграционного проекта 26 „Ферромагнитные пленочные нанопятна: физика явлений и практическое использование“ (2012–2014 гг.).

### 1. Введение

Уже много лет не ослабевает интерес к исследованию наноразмерных объектов. Этот интерес связан с перспективами использования таких материалов в устройствах сверхплотного хранения информации, устройствах спинтроники [1,2]. Большие ожидания связаны с применением суспензий ферромагнитных наночастиц в медицине: транспорт лекарственных веществ, использование магнитокалорического эффекта для локального воздействия на ткани и пр. [3].

Современные технологии позволяют изготавливать наноразмерные частицы разных форм, треугольные (см., например, [4,5]), квадратные (прямоугольные) [6,7], но наиболее популярными являются круглые (эллиптические), что связано с легко реализуемой в них вихревой магнитной структурой. В любом случае толщина таких объектов чрезвычайно мала, что позволяет рассматривать их как 2D материалы и применять для их аналитического описания соответствующий формализм.

Несмотря на продолжительное время изучения нанопятен, понимание процессов, проходящих в них, приходит только в последнее время. Это можно связать как с развитием экспериментальных средств наблюдений, так и с увеличением вычислительных мощностей, имеющих в распоряжении ученых. Как стало известно в последнее время, перемагничивание нанопятен чрезвычайно сложно для аналитического описания, поэтому численное моделирование является важным фактором в исследовании динамических нелинейных процессов [8–20].

В основе аналитических оценок лежит решение уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) и его моди-

фикация, впервые приведенная Тилем в работе [21]. Суть предложенного в этой работе подхода заключается в следующем. Уравнение движения намагниченности при наличии неоднородностей намагниченности солитонного типа переписывается через новые коллективные переменные, которые являются ничем иным, как координатой центра этой неоднородности  $\mathbf{X}$ . В таком виде уравнение Тилия в применении к описанию магнитного вихря в нанопятне принимает так называемый „неньютоновский“ вид [22]

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \nabla U + \hat{D}\mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{G}$  — гировектор,  $\mathbf{v}$  — вектор скорости кора магнитного вихря,  $U$  — потенциальная энергия намагниченности (ее изменение при смещении кора из центра пятна связывают с увеличением магнитостатической энергии),  $\hat{D}$  — тензор затухания. Из (1) видно, что кор вихря участвует в сложном движении с наличием гирросилы [23]. Это обстоятельство указывает на то, что траектория должна представлять собой спиралевидные фигуры. Этот вывод многократно подтвержден в численном моделировании и попытках прямого наблюдения [6,24,25]. Следует отметить, что в нанопятнах с формой, отличной от круговой (эллиптической) движение намагниченности может носить более сложный характер, и применение уравнения Тилия осложнено [26]. Из (1) следует, что характерная частота обращения вихря вокруг центра наноточки без учета диссипации составляет  $\Omega_0 \approx \kappa/G$ , где  $\kappa$  — эффективный коэффициент жесткости магнитной подсистемы.

Характерные частоты вращения кора вихря зависят от многих факторов: намагниченности насыщения мате-

риала, его геометрических размеров, формы, внешнего поля и т.д., и составляют порядка нескольких сотен мегагерц. Такое движение намагниченности можно считать низкочастотным. Важно заметить, что кроме низкочастотных мод движения намагниченности в нанопятнах предсказано существование и более сложных колебаний с высокими частотами [27–29].

Исследование динамических характеристик намагниченности нанопятен особенно важно в свете применения таких объектов в устройствах сверхбыстрой и энергетически экономной памяти. Квазистатическое перемагничивание нанопятен как с изменением вектора поляризации, так и с изменением хиральности, чрезвычайно затруднительно. В первом случае основная работа внешнего поля тратится на преодоление энергии обмена, во втором случае — в основном на преодоление магнитостатической энергии. Естественным выходом из положения является ввод магнитной системы в резонансное состояние с последующим переворотом намагниченности в коре на противоположное. Метод такого „резонансного раскручивания“ магнитного вихря реализуется в эксперименте достаточно успешно, и под него подведена убедительная теоретическая база. Как правило, развитие экспериментальных методов идет по двум направлениям: а) перемагничивание коротким импульсом (наносекундные длины) магнитного поля [30–33]; б) перемагничивание, спровоцированное спин-поляризованными токами [34–37]. В любом случае расчеты как аналитические, так и численные основываются на решении уравнения ЛЛГ или Тилля.

Но здесь следует отметить, что получение общего решения уравнения (1), максимально приближенного к реальности, сопряжено с существенными вычислительными трудностями. Поэтому часто прибегают к модельным представлениям.

В настоящее время появились десятки экспериментальных работ по наблюдению движения вихря. В них выяснилось, что траектория кора вихря носит более сложный характер, чем предписывается уравнением (1). Искажение траектории не удается объяснить наличием структурных дефектов и пиннингом вихря. Кроме того, обнаружены резонансные частоты (порядка нескольких GHz), связанные с движением вихря, но в много раз меньше, чем предсказывает теория (1). А так же предсказано расщепление низкочастотной моды на дуплет, связанное с наличием инерционных свойств у магнитного вихря.

Объяснение низкочастотного режима движения кора можно проводить, используя классический подход к анализу лагранжиана магнитной системы, из которого можно вычленишь слагаемые, ответственные за кинетическую энергию не только вращательного, но и поступательного движения кора (например, [28,29,38]). Другое направление анализа связано с добавлением в уравнение (1) феноменологических слагаемых, пропорциональных высшим производным от координаты кора по времени: инерционного слагаемого [39] и высшего гироскопического слагаемого, пропорционального третьей производной от координаты кора [39–41].

Решение уравнения (1) с включенными инерционным и высшим гироскопическим слагаемым отличается от гладкой сходящейся спирали. Траектория в этом случае представляет собой результат наложения на гладкую медленную спиралевидную траекторию высокочастотных колебаний, по форме напоминающих циклоиды. Считается, что такое „тонкое“ быстрое движение кора на фоне медленной траектории и обеспечивает наличие высокочастотных мод. Для описания такого движения уравнение Тилля должно быть представлено в виде:

$$\mathbf{G}_3 \times \dot{\mathbf{v}} + \hat{\mu}_* \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \nabla U + \hat{D}\mathbf{v} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{\mu}_*$  — тензор эффективной массы магнитного вихря.

Гиромагнитный вектор можно записать так:  $\mathbf{G} = G\mathbf{z}$ , где  $\mathbf{z}$  — единичный вектор в направлении, перпендикулярном плоскости нанопятна. В случае 2D магнетика можно записать:

$$G = \frac{M_S L}{\gamma} \int \left( \frac{\partial m_n}{\partial X_i} \frac{\partial m_m}{\partial X_j} - \frac{\partial m_n}{\partial X_j} \frac{\partial m_m}{\partial X_i} \right) dX_i dX_j. \quad (3)$$

$$D = -\frac{\alpha M_S L}{\gamma} \int \left( \frac{\partial m_n}{\partial X_i} \frac{\partial m_n}{\partial X_j} + \frac{\partial m_m}{\partial X_i} \frac{\partial m_m}{\partial X_j} \right) dX_i dX_j. \quad (4)$$

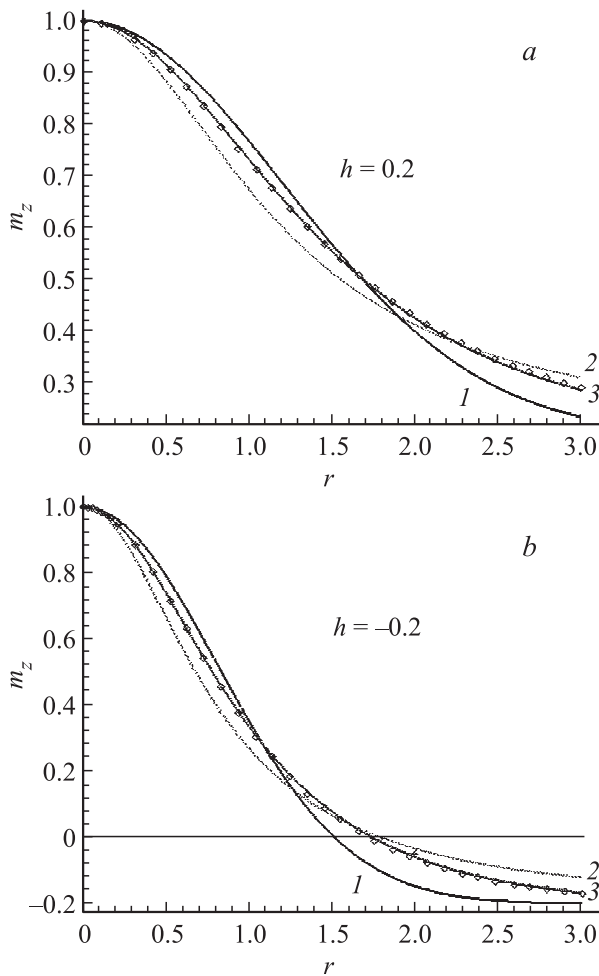
Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение,  $\alpha$  — параметр затухания,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $L$  — толщина магнетика, которая много меньше его радиуса  $R$ . Малость  $L$  позволяет считать, что в направлении, перпендикулярном плоскости магнетика намагниченность не меняется.

Авторы большинства известных нам теоретических работ диссипативное слагаемое не принимают в расчет, считая его малым. Действительно, так и есть, но в случае больших скоростей движения вихря (нелинейный режим) или при анализе высокочастотных мод, упомянутых выше, слагаемое, ответственное за затухание может играть существенную роль. Кроме того, это слагаемое влияет на экспериментально исследуемые резонансные кривые наноточек, а это заостряет интерес на вычислении множителя  $D$ , особенно его зависимости от приложенного внешнего поля.

Так же остается проблемой строгое вычисление коэффициентов  $G_3$  и  $\hat{\mu}_*$ . Как правило, в аналитических расчетах используют приближенные оценки. Эти величины зависят от профиля функции распределения намагниченности в коре вихря  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , для которой не удается получить строгое выражение.

В настоящей работе мы ставим целью получить зависимость параметра  $D$  от внешнего поля  $\mathbf{H}$  и на основе этого предпринимаем попытку описания низкочастотного режима движения вихря с учетом инерционного множителя и параметра затухания, исследуем форму резонансной кривой массива нанопятен в зависимости от величины магнитного поля, включенного перпендикулярно плоскости магнетика.

Рассмотрим далее нанопятно в форме диска радиуса  $R$  и толщины  $L$ . Разные авторы используют известные модельные функции, которые приближенно соответствуют



**Рис. 1.** Распределение перпендикулярной компоненты намагниченности по некоторым литературным данным в сравнении с численным решением уравнения (5) — кривая 3. Точками показано распределение по функции (6). Кривая 1 — гауссово распределение [46,51], кривая 2 — распределение намагниченности  $\text{tg}(\vartheta/2) = r$  по данным [49]. Графики построены для случаев: направление поля совпадает с направлением намагниченности в центре вихря ( $h > 0$ ) и поле противоположно намагниченности вихря ( $h < 0$ ). *a* — поле включено вдоль намагниченности в ядре вихря, *b* — направление внешнего поля противоположно намагниченности в ядре вихря.

решению хорошо известного уравнения на равновесное распределение радиальной компоненты намагниченности в цилиндрически симметричных магнетиках [42–49]:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} - \frac{1}{2} \sin(2\vartheta) \left[ \frac{1}{r^2} - 1 \right] - h \sin(\vartheta) = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\vartheta$  — полярный угол намагниченности, отсчитываемый от перпендикуляра к плоскости магнетика,  $r = \rho/\delta_0$  — безразмерная радиальная координата,  $h = H/H_a$  — безразмерное магнитное поле, отнесенное к полю анизотропии типа „легкая плоскость“,  $\delta_0 = \sqrt{A/(H_a M_S)}$  — корреляционная длина намагниченности (радиус вихря). Свой вклад в построение

модельного решения  $\vartheta(r)$  внесли и мы в работе [50], где предложили в качестве решения модификацию потенциала Юкавы, известного в ядерной физике. Предложенный профиль хорошо совпадает с результатом численного решения особенно для случая дисков радиуса  $R \gg \delta_0$ .

Для исследования резонансных свойств вихря в зависимости от поля необходимо иметь информацию о зависимости профиля  $\vartheta(r)$  от величины поля или в крайнем случае зависимость  $\delta_0$  от  $h$ . К сожалению такая детальная информация, насколько нам известно, имеется только для случая больших магнитных полей  $h \approx 1$  [38,43,44]. В случае малых полей у разных авторов нет согласия. Мы предлагаем в качестве решения следующую функцию

$$m_z(r) = \cos(\vartheta(r)) = \frac{(1-h) \exp(-0.1(\frac{r}{1+h})^2)}{1 + 0.6(\frac{r}{1+h})^2} + h. \quad (6)$$

На рис. 1 представлены в сравнении распределения намагниченности, предложенные разными авторами. Далее будем использовать распределение (6) как наиболее точно совпадающее с численным решением при слабых полях  $h$ .

## 2. Медленное движение магнитного вихря в наноточке

Рассмотрим решение уравнения

$$\hat{\mu} \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \nabla U + \hat{D} \mathbf{v} = 0. \quad (7)$$

В двухмерном случае это уравнение образует систему для компонент — проекций на систему координат

$$\begin{cases} \mu_* \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} - G \frac{\partial y}{\partial t} + D \frac{\partial x}{\partial t} + \kappa x = 0, \\ \mu_* \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + G \frac{\partial x}{\partial t} + D \frac{\partial y}{\partial t} + \kappa y = 0. \end{cases} \quad (8)$$

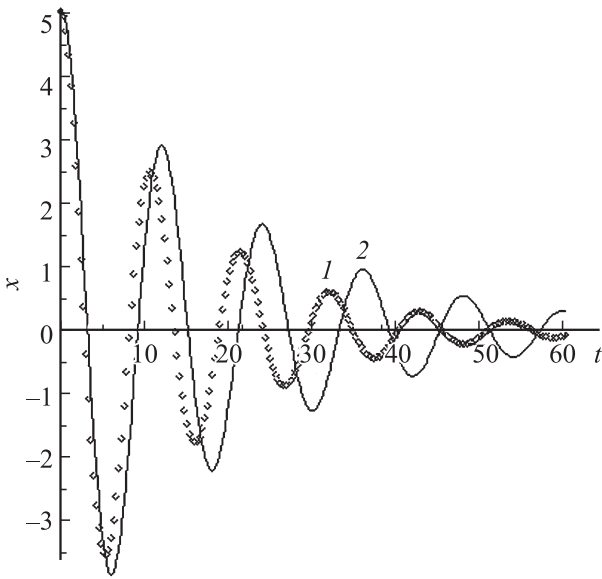
Решение этой системы уравнений искалось в виде затухающих тригонометрических функций:  $x(t) = A(t) \sin(\Omega_0 t)$ ,  $y(t) = A(t) \cos(\Omega_0 t)$ . В результате для параметра  $\Omega_0$  получено уравнение

$$\mu \Omega_0^2 \left[ \frac{D^2}{(G - 2\mu \Omega_0)^2} - 1 \right] + \frac{\Omega_0 D^2}{G - 2\mu \Omega_0} + \Omega_0 G + \kappa = 0. \quad (9)$$

Проведем приближенный анализ этого уравнения. В случае так называемого внутрислойного вихря [52]  $G = 0$ , при этом реализуется трансляционная мода движения вихря. В этом случае уравнение (9) принимает тривиальный вид, а выражение для частоты колебаний будем иметь

$$\Omega_0^2 = \frac{\kappa}{\mu} - \frac{D^2}{4\mu^2}. \quad (10)$$

В случае конфигурации вихря с выходом намагниченности из плоскости наноточки выполняются соотношения:



**Рис. 2.** Пример численного сравнения решений уравнения движения магнитного вихря с учетом (1) и без учета (2) инерционного коэффициента.

$G^2 \gg D^2$ ,  $k\mu$ . В этом варианте решение уравнения (10) можно представить в приближенном виде

$$\Omega_0 \approx \frac{1}{2\mu G} \left[ 2k\mu - D^2 - G^2 + \sqrt{(2k\mu - D^2 - G^2)^2 + 4k\mu G^2} \right]. \quad (11)$$

Полученные выражения справедливы, если положить, что потенциальная энергия магнитного вихря может быть представлена в виде:  $U(\mathbf{r}) \approx k\mathbf{r}^2/2$ , что допустимо в случае незначительного смещения кора вихря из положения равновесия.

Заметим, что при  $\mu = 0$  выражения (10)–(11) полностью совпадают с хорошо известными частными случаями [21,29,53,54]. На рис. 2 кривая 2 показывает характерное решение уравнения (11) в сравнении с решением без учета „массы“ вихря (кривая 1). Для этих случаев начальные условия заданы одинаковыми, а характерные параметры заданы для диска из пермаллоя толщиной 40 nm и диаметром 1.5  $\mu\text{m}$ . Как и следовало ожидать, период обращения кора при учете инерционного слагаемого увеличивается. Особенно это заметно при значительных смещениях кора от центра наноточки, т.е. в резонансном режиме или близком к нему.

Далее нас будет интересовать гиротропный режим движения кора вихря. Исследуем зависимость (11) от приложенного магнитного поля перпендикулярно плоскости диска. Расчеты для  $G(h)$  проведены уже давно и хорошо известны (см., например, [55]). Приведем их коротко. Вследствие цилиндрической симметрии магнетика, выражение (3) разумно переписать в цилиндрической

системе координат, где оно принимает простой вид

$$G = \frac{M_S L}{\gamma} \int_0^R \sin(\vartheta) (\nabla\phi \times \nabla\vartheta) \rho d\rho d\phi. \quad (12)$$

Здесь использовались соотношения:  $m_x = \sin(\vartheta) \cos(\phi)$ ,  $m_y = \sin(\vartheta) \sin(\phi)$ ,  $m_z = \cos(\vartheta)$ ,  $\phi$  — азимутальный угол намагниченности. Простое интегрирование дает

$$G = \frac{2\pi M_S L}{\gamma} \int_0^{\vartheta_0} \sin(\vartheta) d\vartheta = \frac{2\pi M_S L}{\gamma} (1 - h). \quad (13)$$

Здесь  $\cos(\vartheta_0) = h$  — равновесное положение намагниченности вдали от кора. Поле, включенное перпендикулярно плоскости магнетика, приводит к выходу намагниченности из плоскости.

Аналогичные расчеты проведем для параметра  $D(h)$  с учетом предложенного нами выражения (6). В литературе до сих пор детальное обсуждение зависимости параметра затухания от перпендикулярного поля не проводилось. Представим выражение (4) через полярный и азимутальный углы намагниченности

$$D = -\frac{\alpha M_S L}{\gamma} \int_V \left( \frac{\partial\vartheta}{\partial X_i} \frac{\partial\vartheta}{\partial X_j} + \sin^2(\vartheta) \frac{\partial\phi}{\partial X_i} \frac{\partial\phi}{\partial X_j} \right) dX_i dX_j. \quad (14)$$

После перехода в цилиндрические координаты ( $X_i = \rho \cos(\beta)$ ,  $X_j = \rho \sin(\beta)$ ) будем иметь

$$D = -\frac{\alpha M_S L}{\gamma} \int_0^R \left[ \left( \frac{d\vartheta}{d\rho} \right)^2 - \frac{1}{\rho^2} \sin^2(\vartheta) \right] \rho d\rho. \quad (15)$$

Дальнейший расчет необходимо проводить с учетом конкретной зависимости  $\vartheta(\rho)$ . Для дальнейшего анализа переписем подынтегральное выражение в (15) через перпендикулярную к плоскости компоненту намагниченности  $m_z$

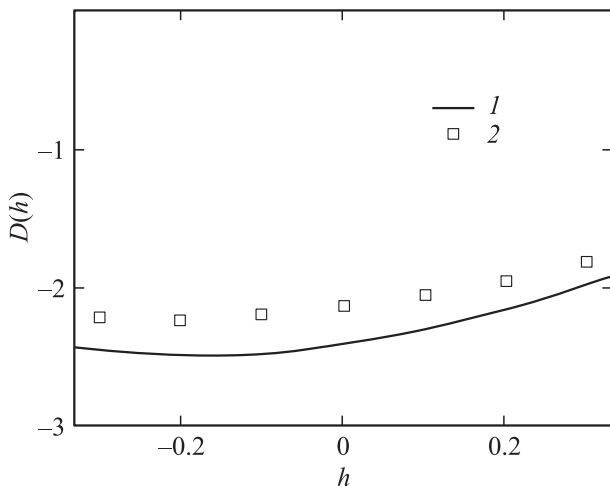
$$D = -\frac{\alpha M_S L}{\gamma} f(h). \quad (16)$$

Здесь  $f(h)$  — безразмерный интеграл — функция внешнего поля  $h$

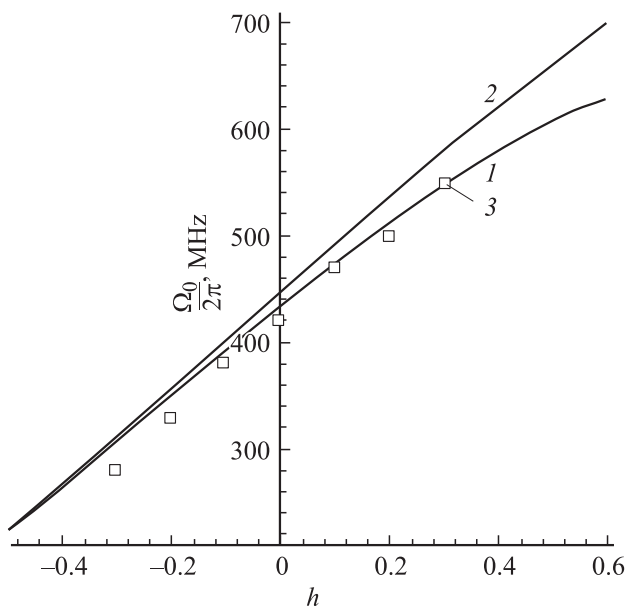
$$f(h) = \int_0^R \left[ \frac{\rho(m'_z)^2}{1 - m_z^2} - \frac{1}{\rho} (1 - m_z^2) \right] d\rho. \quad (17)$$

В дальнейшем в выражение (16) необходимо подставить распределение (6). К сожалению аналитический расчет интеграла (16) затруднителен, поэтому воспользуемся численными вычислениями. На рис. 3 показан результат вычисления  $D(h)$  с учетом нашего профиля вихря (6) в сравнении с численным моделированием из первых принципов, проведенным авторами работы [56]. На этом рисунке приведены результаты для наноточки из пермаллоя с радиусом 300 nm и толщиной 30 nm.

Заметим, что при нулевом магнитном поле для магнетика с указанными выше размерами наш расчет по формуле (16) дает следующее значение:  $D = -2.41 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{s}/\text{cm}^2$ . Результаты компьютерного моделирования, представленные авторами [56] дают  $D = -2.14 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{s}/\text{cm}^2$ . Аналитический расчет, проведенный в работе [57] для распределения намагниченности в коре в виде  $\text{tg}(\vartheta/2) = r$ , дал следующее значение:  $D = -\alpha\pi M_S L(2 + \ln(R/\delta_0))/\gamma = -2.30 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{s}/\text{cm}^2$ . В целом совпадение удовлетворительное.



**Рис. 3.** Зависимость параметра затухания  $D$  от магнитного поля  $h$ . 1 — расчет по формуле (16), 2 — результаты моделирования на основе ЛЛГ из работы [56]. По вертикальной оси отложен параметр затухания в единицах  $\times 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{s}/\text{cm}^2$ .



**Рис. 4.** Зависимость резонансной частоты  $\Omega_0(h)$  для диска из пермаллоя при  $l = 0.1$ ,  $R = 500 \text{ nm}$ , сплошные графики — аналитический расчет с учетом (1) и без учета (2) массы кора, 3 — результаты микромагнитного моделирования из работы [56].

Далее рассмотрим движение вихря с учетом инерционного коэффициента. Компоненты тензора массы можно оценить как произведение поверхностной плотности на площадь боковой поверхности кора вихря [58]

$$\mu_C \approx \frac{1}{\gamma^2 \delta_0} 2\pi \delta_0 L \approx \frac{2\pi L}{\gamma^2}. \quad (18)$$

После добавления к массе кора хорошо известного выражения для эффективной массы периферии магнитного вихря [39]

$$\mu_P \approx \frac{\pi^2 L}{2\gamma^2} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right) \quad (19)$$

получаем величину полной массы:

$$\mu = \mu_C + \mu_P. \quad (20)$$

Эффективный коэффициент жесткости может быть представлен в виде [53,55]

$$\kappa \approx \frac{40}{9} \frac{\pi M_S^2 L^2}{R} (1 - h^2). \quad (21)$$

С учетом выражений (13), (16), (20) и (21) для частоты обращения кора (11) запишем

$$\left\{ \begin{aligned} \Omega_0 &= \frac{-\gamma M_S}{2(1 + (\pi/4) \ln(R/\delta_0))(1 - h)} \\ &\times \left[ \xi - \sqrt{\xi^2 + \frac{80}{9} l \left(1 + \frac{\pi}{4} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right)\right) (1 - h^2)(1 - h)^2} \right], \\ \xi &= \frac{20}{9} l \left(1 + \frac{\pi}{4} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right)\right) (1 - h^2) - \frac{\alpha^2}{4\pi^2} f^2(h) - (1 - h)^2. \end{aligned} \right. \quad (22)$$

Здесь введено обозначение:  $l = L/R$ . Учет инерционного коэффициента вносит незначительную поправку, которая заметна на полевой зависимости  $\Omega_0(h)$  (рис. 4).

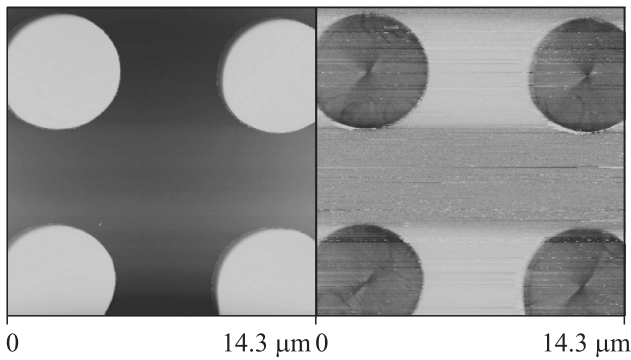
Кроме самой частоты, нас интересовала ширина резонансной кривой при разных значениях величины внешнего магнитного поля

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\kappa D}{G^2 + D^2} \\ &= -\frac{40\pi}{9} M_S l \gamma \alpha (1 - h^2) f(h) [4\pi^2 (1 - h)^2 + \alpha^2 f^2(h)]^{-1}. \end{aligned} \quad (23)$$

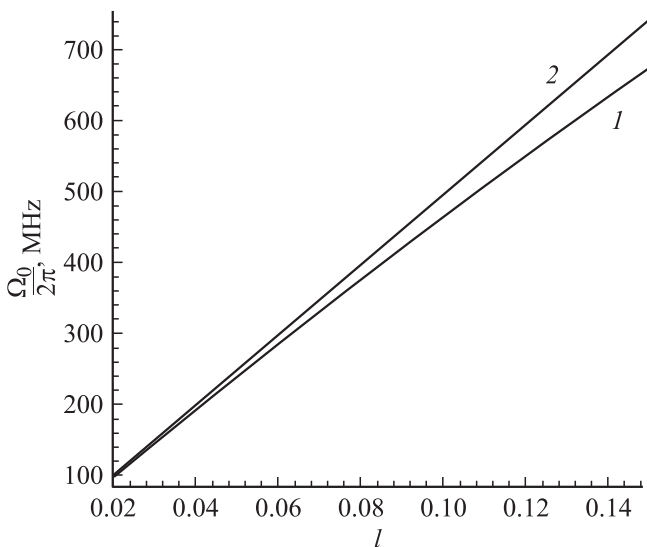
Заметим, что функция (23) является монотонно возрастающей, что качественно согласуется с данными компьютерного моделирования изолированной наноточки на основе решения уравнения ЛЛГ, представленными в работе [56].

### 3. Эксперимент

Авторы работы [1], используя нанопятна из сплава с малым затуханием NiMnSb, и применив уникальный магнитный резонансный силовой микроскоп, нашли две



**Рис. 5.** Форма и структура намагниченности круглых наноточек.



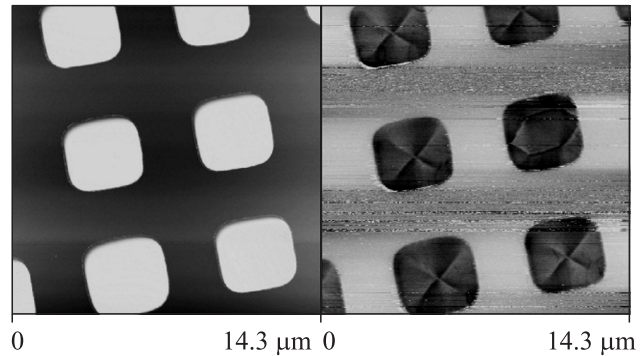
**Рис. 6.** Зависимость  $\Omega_0(l)$  для наших образцов из пермаллоя при  $h = 0$ ,  $R = 750$  nm, графики 1 и 2 — аналитический расчет по формуле (22) с учетом и без учета массы кора соответственно.

отдельные области резонансных частот, определяемых полярностью кора. Мы же в нашей работе экспериментально исследовали резонансные свойства наноточек из классического пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . Массив дисков диаметром  $2R = 1.5 \mu\text{m}$  был изготовлен методом фотолитографии из сплошной поликристаллической пленки толщиной около  $L = 35$  nm (рис. 5). Исследования проводились с использованием компланарного волновода с центральной линией шириной  $100 \mu\text{m}$ , нагруженного на волновое сопротивление  $50 \Omega$ . Высокочастотное поле было направлено перпендикулярно центральной полосе в плоскости пленки и имело амплитуду  $1.8$  Oe. Компланарный волновод и образец находились в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца (максимальная напряженность постоянного магнитного поля  $H = 12$  kOe). Регистрировались дифференциальные кривые поглощения (с использованием модулирующего поля амплитудой  $H_m = 60$  Oe, направленного вдоль поля  $H$ ). Детектированный сигнал с компланарного вол-

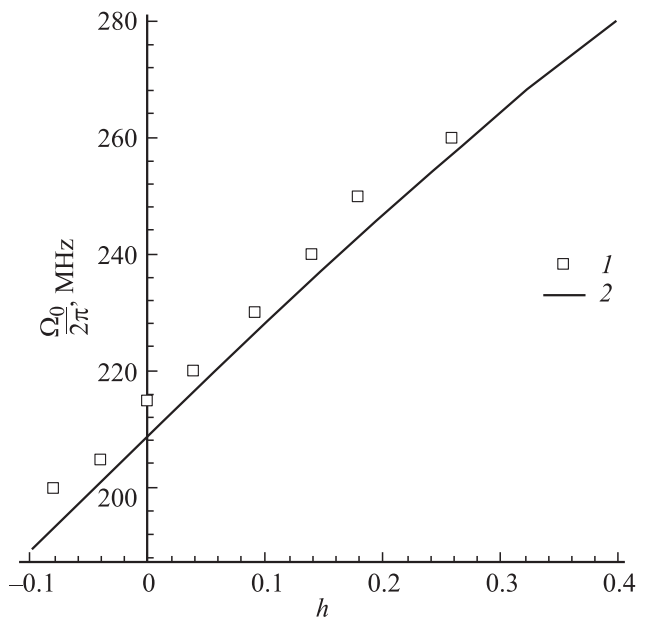
новода усиливался селективным усилителем на частоте модуляции и подавался на вход синхронного детектора. На рис. 4 показана зависимость резонансной частоты от поля  $H$  (3). При совпадающем направлении кора (core) и поля ( $p = +1$ ) резонансная частота увеличивается с увеличением поля  $H$ , а в случае, когда кор и поле антипараллельны ( $p = -1$ ) с увеличением поля резонансная частота уменьшается. Результаты эксперимента и теоретические расчеты хорошо согласуются.

Учет массы привносит поправку и в зависимость частоты  $\Omega_0$  от параметра  $l$ . На рис. 6 показаны зависимости  $\Omega_0(l)$ . Следует отметить, что эти результаты с учетом массы хорошо согласуются с данными численного моделирования, приведенными в работах [29,53].

Экспериментальное изучение резонансных свойств квадратных точек проводилось на массиве, в составе которого были объекты с длиной стороны  $3 \mu\text{m}$  и толщиной около  $65$  nm (рис. 7).



**Рис. 7.** Форма и структура намагниченности квадратных наноточек.



**Рис. 8.** Экспериментальная зависимость гиротропной частоты вихря в квадратной точке от приложенного поля ( $l$ ) в сравнении с расчетом (2) по формуле (22).



Хорошо известно, что характер движения магнитного вихря в прямоугольных (квадратных) наноточках принципиально не отличается от гиротропного движения в круглых объектах. Разумно предположить, что выражение (22) будет справедливо в этом случае. Мы считаем, что во внесении поправки в инерционное слагаемое из-за наличия неелевских стенок нет необходимости из-за малых размеров наноточки.

Как и в случае круглых объектов, в первую очередь была получена зависимость гиротропной резонансной частоты от величины приложенного перпендикулярного магнитного поля. Результаты в сравнении с теоретическим расчетом приведены на рис. 8. Согласие теории и эксперимента можно считать удовлетворительным.

#### 4. Заключение

В заключение следует отметить, что учет инерционного слагаемого в решении уравнения движения магнитного вихря практически не изменяет частоту гиротропного движения ядра вихря. Заметные поправки имеют место при относительно больших значениях внешнего магнитного поля, близких к полям переключения полярности вихря. Расчеты с учетом эффективной массы и оцененным нами параметром затухания показали, что рост гиротропной частоты с увеличением толщины наноточки должен идти несколько медленнее, чем без их учета.

В настоящей работе предложена уточненная функция распределения намагниченности в магнитном вихре. На основе этого получены следующие экспериментальные и теоретические результаты.

1. Аналитически получено выражение для частоты гиротропного движения ядра вихря с учетом эффективной массы и параметра затухания, зависящего от внешнего магнитного поля. Поставлен эксперимент и проведено сравнение с теоретическим результатом.

2. Получено оценочное выражение для зависимости частоты колебаний ядра от отношения толщины пятна к его радиусу с учетом инерционного слагаемого и параметра затухания.

3. Аналитически получено выражение для зависимости параметра затухания от величины магнитного поля.

#### Список литературы

- [1] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 132 506 (2010).
- [2] O. Klein, G. de Loubens, V.V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, N. Vukadinovic. *Phys. Rev. B* **78**, 144 410 (2008).
- [3] E.A. Rozhkova, V. Novosad, D.-H. Kim, J. Pearson, R. Divan, T. Rajh, S.D. Bader. *J. Appl. Phys.* **105**, 07B306 (2009).
- [4] J. Militat, A. Thiaville. *Science* **298**, 18, 555 (2002).
- [5] A. Vogel, A.C. Niemann, C. Stenner, A. Drews, Mi-Young Im, P. Fischer, G. Meier. *J. Appl. Phys.* **112**, 063 916 (2012).
- [6] A. Puzic, B.V. Waeyenberge, K.W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tylliszczak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, T. Haug, M. Buess, C.H. Back. *J. Appl. Phys.* **97**, 10E704 (2005).
- [7] V.S. Prokopenko, P.D. Kim, V.A. Orlov, B.V. Vasiliev, D.K. Vovk, S.E. Zatsepilin, R.Yu. Rudenko. *J. Siberian Federal University. Mathematics and Physics* **6**, 2, 262 (2013).
- [8] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono. *Science* **289**, 930 (2000).
- [9] K.-S. Lee, S.-K. Kim. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 132 511 (2007).
- [10] Yu. Gaididei, D.D. Sheka, F.G. Mertens. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 012 503 (2008).
- [11] A. Maziewski, V. Zablotksii, M. Kisielewski. *Phys. Rev. B* **73**, 134 415 (2006).
- [12] M. Konoto, T. Yamada, K. Koike, H. Akoh, T. Arima, Y. Tokura. *J. Appl. Phys.* **103**, 023 904 (2008).
- [13] Y. Liu, H. Li, Y. Hu, A. Du. *J. Appl. Phys.* **112**, 093 905 (2012).
- [14] V.P. Kravchuk, Yu. Gaididei, D.D. Sheka. *Phys. Rev. B* **80**, 100 405(R) (2009).
- [15] S. Jain, Y. Ren, A.O. Adeyeye, N. Singh. *Phys. Rev. B* **80**, 132 401 (2009).
- [16] K.-S. Lee, K.Y. Guslienko, J.-Y. Lee, S.-K. Kim. *Phys. Rev. B* **76**, 174 410 (2007).
- [17] K.Yu. Guslienko, K.-S. Lee, S.-K. Kim. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027 203 (2008).
- [18] S. Prosandeev, I. Ponomareva, I. Kornev, I. Naumov, L. Bellaiche. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 237 601 (2006).
- [19] R. Hertel, C.M. Schneider. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 177 202 (2006).
- [20] R. Hertel, S. Gliga, M. Faehnle, C.M. Schneider. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 117 201 (2007).
- [21] A.A. Thiel. *Phys. Rev. Lett.* **30**, 6, 230 (1975).
- [22] J. Kim, S.-B. Choe. *J. Magn.* **12**, 3, 113 (2007).
- [23] S.O. Parreiras, G.B.M. Fior, F. Garcia, M.D. Martins. *J. Appl. Phys.* **114**, 203 903 (2013).
- [24] R.L. Compton, T.Y. Chen, P.A. Crowell. *Phys. Rev. B* **81**, 144 412 (2010).
- [25] K.Yu. Guslienko, X.F. Han, D.J. Keavney, R. Divan, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067 205 (2006).
- [26] Y. Talbi, Y. Roussigne, P. Djemia, M. Labrune. *J. Phys.: Conf. Ser.* **200**, 042 027 (2010).
- [27] B.A. Ivanov, H.J. Schnitzer, F.G. Mertens, G.M. Wysin. *Phys. Rev. B* **58**, 13, 8464 (1998).
- [28] B.A. Ivanov, G.M. Wysin. *Phys. Rev. B* **65**, 134 434 (2002).
- [29] B.A. Ivanov, C.E. Zaspel. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 027 205 (2005).
- [30] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stohr, H.A. Padmore. *Science* **304**, 420 (2004).
- [31] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K.W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Faehnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C.H. Back, G. Schutz. *Nature* **444**, 461 (2006).
- [32] J.P. Park, P. Eames, D.M. Engebretson, J. Berezovsky, P.A. Crowell. *Phys. Rev. B* **67**, 020 403(R) (2003).
- [33] X. Zhu, Zhigang, V. Metlushko, P. Grutter, M.R. Freeman. *Phys. Rev. B* **71**, 180 408(R) (2005).
- [34] J.P. Davis, D. Vick, J.A.J. Burgess, D.C. Fortin, P. Li, V. Sauer, W.K. Hiebert, M.R. Freeman. *New J. Phys.* **12**, 093 033 (2010).
- [35] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, T. Ono. *Nature Mater.* **6**, 269 (2007).

- [36] В.И. Корнеев, А.Ф. Попков, М.Ю. Чиненков. ФТТ **51**, 1, 118 (2009).
- [37] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, T. Ono. Phys. Rev. Lett. **97**, 107 204 (2006).
- [38] А.Ю. Галкин, Б.А. Иванов. ЖЭТФ **136**, 87 (2009).
- [39] F.G. Mertens, A.R. Bishop.  
<http://arxiv.org/abs/cond-mat/9903037v1>.
- [40] Б.А. Иванов, Г.Г. Аванесян, А.В. Хвальковский, Н.Е. Кулагин, К.Э. Заспел, К.А. Звездин. ЖЭТФ **91**, 4, 190 (2010).
- [41] S.S. Cherepov, B.C. Koop, V. Korenivski, D.C. Worledge, A.Yu. Galkin, R.S. Khymyn, B.A. Ivanov. Phys. Rev. Lett. **109**, 097 204 (2012).
- [42] D.I. Hubert. Phys. Rev. B **26**, 7, 3758 (1982).
- [43] Б.А. Иванов, Д.Д. Шека. ФНТ **21**, 11, 1148 (1995).
- [44] B.A. Ivanov, C.E. Zaspel. Appl. Phys. Lett. **81**, 7, 1261 (2002).
- [45] А.М. Косевич, В.П. Воронов, I.V. Manzhos. ЖЭТФ **84**, 148 (1983).
- [46] U.K. Rossler, A.N. Bogdanov, K.-H. Muller. IEEE Trans. Magn. **38**, 5, 2586 (2002).
- [47] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinbock, J. Zweck, D. Weiss. J. Appl. Phys. **88**, 7, 4437 (2000).
- [48] F. Garcia, H. Westfahl, J. Schoenmaker, E.J. Carvalho, A.D. Santos, M. Pojar, A.C. Seabra, R. Belkhou, A. Bendounan, E.R.P. Novais, A.P. Guimaraes. Appl. Phys. Lett. **97**, 022 501 (2010).
- [49] K.Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. Phys. Rev. B **65**, 024 414 (2001).
- [50] V.A. Orlov, P.D. Kim. J. Siberian Federal University. Mathem. Phys. **6**, 1, 86 (2013).
- [51] В.П. Кравчук, Д.Д. Шека. ФТТ **49**, 10, 1834 (2007).
- [52] G.M. Wysin. Phys. Rev. B **49**, 8780 (1994).
- [53] K.Yu. Guslienko, B.A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. J. Appl. Phys. **91**, 10, 8037 (2002).
- [54] K.-S. Le, S.-K. Kim. Phys. Rev. B **78**, 014 405 (2008).
- [55] G. Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K.Y. Guslienko, H. Hurdequint, L.W. Molekamp, G. Schmidt, A.N. Slavin, S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, O. Klein. Phys. Rev. Lett. B **102**, 177 602 (2009).
- [56] M.-W. Yoo, K.-S. Lee, D.-S. Han, S.-K. Kim. J. Appl. Phys. **109**, 063 903 (2011).
- [57] K.Yu. Guslienko. Appl. Phys. Lett. **89**, 022 510 (2006).
- [58] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). 308 с.