

НИЗКОЧАСТОТНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ МИКРОКОНТАКТА МЕЖДУ ФЕРРОМАГНИТНЫМ И НЕМАГНИТНЫМ МЕТАЛЛАМИ

М. В. Цой^a, *В. С. Цой*^{a,b*}

^a *Physics Department, University of Texas at Austin
78712, Austin, Texas USA*

^b *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 21 февраля 2012 г.

Исследовалась магнитная динамика мезоскопического трехмерного магнетика с помощью измерения сопротивления микроконтакта нанометрового размера между парамагнитным и ферромагнитным металлами. Измерение сопротивления проводилось модуляционным способом в условиях, когда существенную роль играли диполь-дипольное взаимодействие, магнитное поле и диссипация. Обнаружено резонансное увеличение сопротивления микроконтакта на низких частотах (порядка 10^3 с⁻¹). Свойства резонансов описываются в рамках модели микроконтактных гиромангнитных колебаний (MCGMO) — взаимной трансформации спинового и механического моментов импульса. Работа содержит описание экспериментальной техники, базовых свойств и модели MCGMO. Протекание электрического тока через интерфейс между парамагнитным и ферромагнитным металлом приводит к неравновесной намагниченности, локализованной вблизи интерфейса. Протекание электрического тока через микроконтакт приводит к неравновесной намагниченности, локализованной вблизи микроконтакта. Высокая плотность тока, текущего через микроконтакт, определяет сильное возбуждение намагниченности, высокую концентрацию магнонов, когда существенно взаимодействие между магнонами. В одноосном магнетике из-за притяжения между магнонами происходит образование пространственно-локализованной конфигурации бесщелевых длинноволновых магнонов, магнитного солитона. При заданном возбуждении намагниченности векторная структура намагниченности солитона обладает минимальной свободной энергией, конфигурационным минимумом энергии. Вследствие конфигурационного минимума энергии магнитного солитона радикально увеличивается время спиновой релаксации магнитного солитона, что определяет принципиальную возможность возбуждения стационарных низкочастотных MCGMO.

DOI: 10.7868/S0044451013020132

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известны классические гиромангнитные эксперименты — Эйнштейна–де Гааза [1] по обнаружению вращения ферромагнетика (F-металла) при его намагничивании и Барнетта [2] по измерению изменения намагниченности F-металла, вызванного его вращением. В экспериментах [1, 2] регистрировалась трансформация спинового момента импульса в механический момент импульса образца [1] или наоборот [2].

В работе создан новый метод регистрации гиромангнитных превращений с помощью гиромангнитного торсионного осциллятора (GMTO), в котором происходит взаимная трансформация спинового и механического моментов импульса. Протекание тока через N/F-интерфейс — интерфейс между немагнитным (парамагнитным) металлом (N-металл) и F-металлом — приводит к возникновению на N/F-интерфейсе ароновской щели — разности химических потенциалов электронов спиновых подзон, следствием которой является магнитное возбуждение области образца вблизи N/F-интерфейса [3]. Возбуждение намагниченности GMTO осуществлялось путем пропускания электрического тока через микроконтакт (MC) между N- и F-металлом,

*E-mail: tsoi@issp.ac.ru

N/F-интерфейс. При сильном магнитном возбуждении, высокой концентрации магнонов существенно межмагнонное взаимодействие. В одноосном ферромагнетике это взаимодействие — притяжение [4–6]. В эксперименте сильное внешнее магнитное поле \mathbf{H} определяло одноосность магнетика. Сильное магнитное возбуждение достигалось с помощью высокой плотности тока, текущего через МС. ГМТО представлял собой магнитный солитон — локализованную вблизи МС конфигурацию бесщелевых длинноволновых магнонов, между которыми существует притяжение. При заданном возбуждении векторная структура намагниченности магнитного солитона обладает минимумом свободной энергии — конфигурационным минимумом энергии. Мезоскопичность ГМТО смещала его собственную частоту в область звуковых частот. Микроконтактные гиромангнитные колебания (МСГМО) представляют собой стационарные резонансные колебания ГМТО, индуцированные переменным током, текущим через МС, через N/F-интерфейс. Увеличение времени спиновой релаксации из-за образования магнитного солитона определяло высокую добротность ГМТО, возможность возбуждения стационарных колебаний ГМТО с помощью внешнего момента сил. Следствием магнитного возбуждения МС является избыточное сопротивление МС, обусловленное энергетическими затратами внешнего источника на перераспределение электронов между спиновыми подзонами. Избыточное сопротивление позволяет регистрировать МСГМО с помощью измерения сопротивления МС, включающего избыточное сопротивление. В эксперименте сопротивление МС измерялось модуляционным способом. Когда частота модуляции совпадала с собственной частотой ГМТО, наблюдалось резонансное увеличение сопротивления МС. С помощью выбора фазы опорного напряжения можно было регистрировать колебания ГМТО, обусловленные как эффектом Эйнштейна–де Гааза [1], так и эффектом Барнетта [2]. В работе описаны экспериментальная техника, базовые свойства и модель МСГМО. Ряд приложений МСГМО для исследования электронной кинетики и магнитной динамики является предметом отдельной публикации.

Для описания электронной системы МС используется модель ферми-жидкости Ландау (модель L) [7]. Согласно модели L свойства электронной системы определяются свойствами газа квазичастиц: электронных возбуждений (электронов) и дырочных возбуждений (дырок). Для обозначения параметров спиновых подзон будут использоваться символы « \pm ». Нас интересует электронейтральное маг-

нитное возбуждение электронной системы путем перераспределения электронов между спиновыми подзонами. При магнитном возбуждении спиновой подзоны ($\Delta \neq 0$) число дополнительно незаполненных состояний (дырок) n^+ равно числу дополнительно заполненных состояний (электронов) n^- , поэтому плотность заряда $n^+ + n^- = n_0 = \text{const}$ (рис. 1)¹⁾. Основные особенности такого возбуждения следующие.

1. Энергия возбуждения электронной системы равна суммарной энергии возбуждений.
2. В одной спиновой подзоне электрон и дырка имеют разные спиновые проекции.
3. Изменение намагниченности происходит путем рождения (аннигиляции) электронно-дырочной пары.

4. Релаксация электронной системы происходит путем электронно-дырочной аннигиляции. Для аннигиляции необходимо изменение спиновой проекции электрона. Поэтому релаксация, которая определяется спин-орбитальным взаимодействием (слабый релятивистский эффект), происходит относительно медленно. Время спиновой релаксации τ_s много больше времени импульсной релаксации в подзоне $\tau_p = l_p/v_F$, где l_p — длина свободного пробега электрона, v_F — фермиевская скорость. Величина τ_p определяется длиной пути электрона l_s при диффузии на расстояние длины спиновой релаксации Λ_s :

$$l_s = \frac{\Lambda_s^2}{l_p}, \quad \tau_s = \frac{l_s}{v_F} = \left(\frac{\Lambda_s}{l_p}\right)^2 \tau_p, \quad \Lambda_s = \left(\frac{\tau_s}{\tau_p}\right)^{1/2} l_p.$$

Поскольку $\Lambda_s \gg l_p$, при рассмотрении спиновой релаксации можно считать, что импульс спиновой подзоны равен нулю, спиновые подзоны всегда находятся в квазиравновесном состоянии.

5. При протекании тока через интерфейс между проводниками, у которых различны спиновые токовые компоненты, происходит магнитное возбуждение проводников. Вклад в возбуждение намагниченности дрейфового потока намагниченности [8–10] мал по сравнению с вкладом спинового диффузионного потока по параметру $eE\Lambda_s/\varepsilon_F \ll 1$, где e — заряд электрона, E — электрическое поле, ε_F — энергия Ферми [3]. Поэтому неравновесная намагниченность, индуцированная током, определяется диффузией спинов. При диффузионном способе возбужде-

¹⁾ Считается, что возбуждение может быть либо электроном, либо дыркой с вероятностью 1. Пренебрегается вкладом в неравновесное состояние спиновой намагниченности (квантовой по своей природе) возбуждений, для которых вероятности быть электроном или дыркой равны. Предполагается, что указанные квантовые эффекты малы.

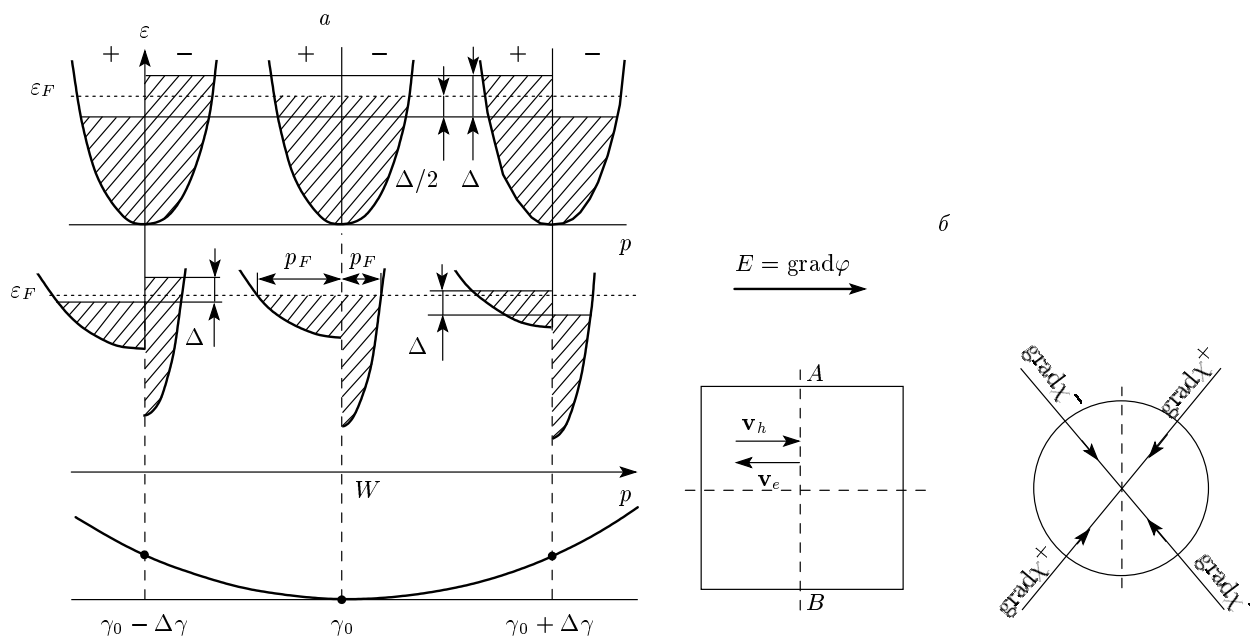


Рис. 1. а) Закон дисперсии $\varepsilon(p)$ и заполнение спиновых подзон при электронейтральном магнитном возбуждении электронной системы ($\Delta \neq 0$) для N-металла (верхний ряд) и F-металла (средний ряд). Уровень Ферми ε_F обозначен пунктирной линией, спиновые подзоны — символами «±». Зависимость энергии электронной системы W от заполнения спиновых подзон $\gamma = n^+/(n^+ + n^-) = n^+/n_0$ (нижний ряд). В равновесном состоянии ($\gamma = \gamma_0$) наблюдается минимум W . б) Иллюстрация различия намагничивания элементарного объема магнетика дрейфовым потоком заряда, током (слева) и диффузионным спиновым потоком

ния намагниченности достижение плотности магнов, когда взаимодействие между ними существенно, происходит при относительно меньших плотностях тока, чем при возбуждении намагниченности дрейфовым зарядовым потоком.

6. Неравновесная намагниченность локализована вблизи N/F-интерфейса на расстоянии около Λ_s [3].

7. Неравенство $\Lambda_s \gg l_p$ определяет важную особенность диффузионного способа намагничивания, которую иллюстрирует рис. 1б. Токковая спиновая компонента потока пропорциональна величине электрического поля E , которая равна градиенту электрического потенциала φ . Электронный и дырочный потоки, индуцированные полем E , имеют противоположное направление. Однако их зарядовый ток суммируется, определяя полный ток и диссипативные потери (рис. 1б, слева). При локальном диффузионном увеличении (уменьшении) намагниченности (рождении, аннигиляции электронно-дырочных пар) электронный и дырочный спиновый потоки, индуцированные градиентом соответствующего химического потенциала, складываются. Их суммарный зарядовый ток вычитается и практически ра-

вен нулю (рис. 1б, справа). Поэтому джоулевы потери, которые определяются суммарным зарядовым потоком, при диффузионном способе намагничивания много меньше, чем при намагничивании дрейфовым зарядовым потоком (током).

8. Нас будут интересовать сильное магнитное возбуждение намагниченности и низкочастотные колебания намагниченности. Из п. 5 следует, что при заданной величине неравновесной намагниченности (концентрации магнов) определяющий вклад в нее вносит диффузия спинов. Вкладом дрейфового потока электронов в неравновесную намагниченность можно пренебречь.

9. При низкочастотных колебаниях намагниченности джоулевы потери являются основным каналом диссипации. Стационарные вынужденные колебания можно возбудить только у ГМТО с достаточно высокой добротностью. Следствием пп. 5, 8 является то, что при заданной величине индуцированной током намагниченности при диффузионном способе намагничивания джоулевы потери пренебрежимо малы по сравнению с потерями при намагничивании, индуцированном спин-поляризованным дрей-

фовым потокам электронов, током²⁾.

10. В N-металле увеличение W при $\Delta \neq 0$ обусловлено увеличением только кинетической энергии электронов, так как обменная энергия в спиновых подзонах одинаковая.

В длинноволновом приближении состояние магнитной системы задается векторным полем, указывающим величину и направление локальной намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, где \mathbf{r} — радиус-вектор, t — время. Динамика намагниченности F-металла описывается феноменологическим уравнением Ландау и Лифшица (уравнение LL) [11] и представляет эволюцию векторного поля $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. В отсутствие внешнего момента силы и диссипации уравнение LL имеет вид

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma_e [\mathbf{M} \times \tilde{\mathbf{H}}], \quad (1)$$

где γ_e — гиромангнитная постоянная, эффективное магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)$ — функциональная производная от энергии F-металла по $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$:

$$\tilde{\mathbf{H}} = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}. \quad (2)$$

В состоянии равновесия $\dot{\mathbf{H}} = 0^3)$, $\dot{\mathbf{M}} = 0$, в изотропном случае намагниченность \mathbf{M} параллельна внешнему магнитному полю \mathbf{H} .

Для N- и F-металлов (стонеровского ферромагнетика) используется простейшая двухзонная модель (рис. 1а). Рассмотрение магнитной динамики F-металла проводится в терминах элементарных возбуждений намагниченности — магнонов (см., например, [6, 12] и цитированную там литературу). При сильном магнитном возбуждении системы — высокой концентрации магнонов — существенно взаимодействие между магнонами. Магнонное взаимодействие в F-металле с легкой осью намагничивания⁴⁾ — притяжение, которое обусловлено магнитной анизотропией [4, 5]. В результате длинноволновые магноны, когда при описании намагниченности справедливо приближение сплошной среды, образуют магнитные солитоны, в частности, магнитные вихри (см. [6, 12] и цитированную там литературу). При образовании солитона перенормировка спектра магнонов практически ликвидирует щель в магнонном спектре [6]. Магнитный солитон представляет собой пространственно-локализованное состояние

²⁾ Спин-поляризованный дрейфовый поток электронов (ток) компенсирует диссипативные потери намагниченности. Именно благодаря этой компенсации возможно стационарное квазиравновесное состояние сильно неравновесной намагниченности.

³⁾ Эффективное магнитное поле определено с точностью до компоненты, параллельной \mathbf{M} .

⁴⁾ Именно этот случай рассматривается в работе.

большого числа энергетически связанных бесщелевых длинноволновых магнонов, обладающих определенной векторной структурой намагниченности. При заданной плотности магнонов состояние намагниченности с векторной структурой намагниченности магнитного солитона обладает меньшей энергией, чем без нее — возникает метастабильное состояние намагниченности с конфигурационным минимумом энергии и аномально большим τ_s .

Для магнитного возбуждения электронной системы используется возникновение на N/F-интерфейсе при протекании через него электрического тока ароновской щели $\Lambda_A = (\chi^+ - \chi^-)$ — разности химических потенциалов электронов спиновых подзон [3]. Возникновение ароновской щели обусловлено условием непрерывности на N/F-интерфейсе спинового потока каждой спиновой поляризации [13]. Аронов [3] решил задачу для диффузионного режима проводимости и получил следующее выражение для Δ_A ⁵⁾:

$$\Delta_A(z) = \Delta_A \exp\left(-\frac{z}{\Lambda_s}\right), \quad (3)$$

$$\Delta_A = \Delta_A(0) = \chi^+ - \chi^- = \alpha e E \Lambda_s = \alpha e j \rho \Lambda_s,$$

где α — степень спиновой поляризации электрического тока в толще F-металла, e — заряд электрона, xy -плоскость совпадает с плоскостью N/F-интерфейса, z — расстояние от N/F-интерфейса, E — электрическое поле, параллельное оси z , j — плотность тока, ρ — удельное сопротивление. Величина $\Delta_A(z)$ определяет локальное магнитное возбуждение электронной системы. Поляризация (знак) Δ_A — относительное расположение на шкале энергии химических потенциалов спиновых подзон — зависит от направления тока I : инверсия тока I инвертирует ароновскую щель Δ_A . Ароновская щель определяет изменение намагниченности N- и F-металлов. Величина $\Delta_A(z)$ определяет величину изменения намагниченности $\Delta \mathbf{M}(z)$, а ее поляризация — направление $\Delta \mathbf{M}$. Следствием равенств (3) является возникновение вблизи N/F-интерфейса при протекании через него тока I неравновесной намагниченности, которая определяется величиной $\Delta_A(z) \propto I$.

В эксперименте малый размер МС позволяет при малой величине тока получать большую плотность электрического тока, сильное магнитное возбуждение проводника. Переменный электрический ток, те-

⁵⁾ Для простоты рассматривается случай без переброса спина при прохождении электроном N/F-интерфейса. Намагниченностью, обусловленной дрейфовым потоком электронов [8–10], можно пренебречь [3].

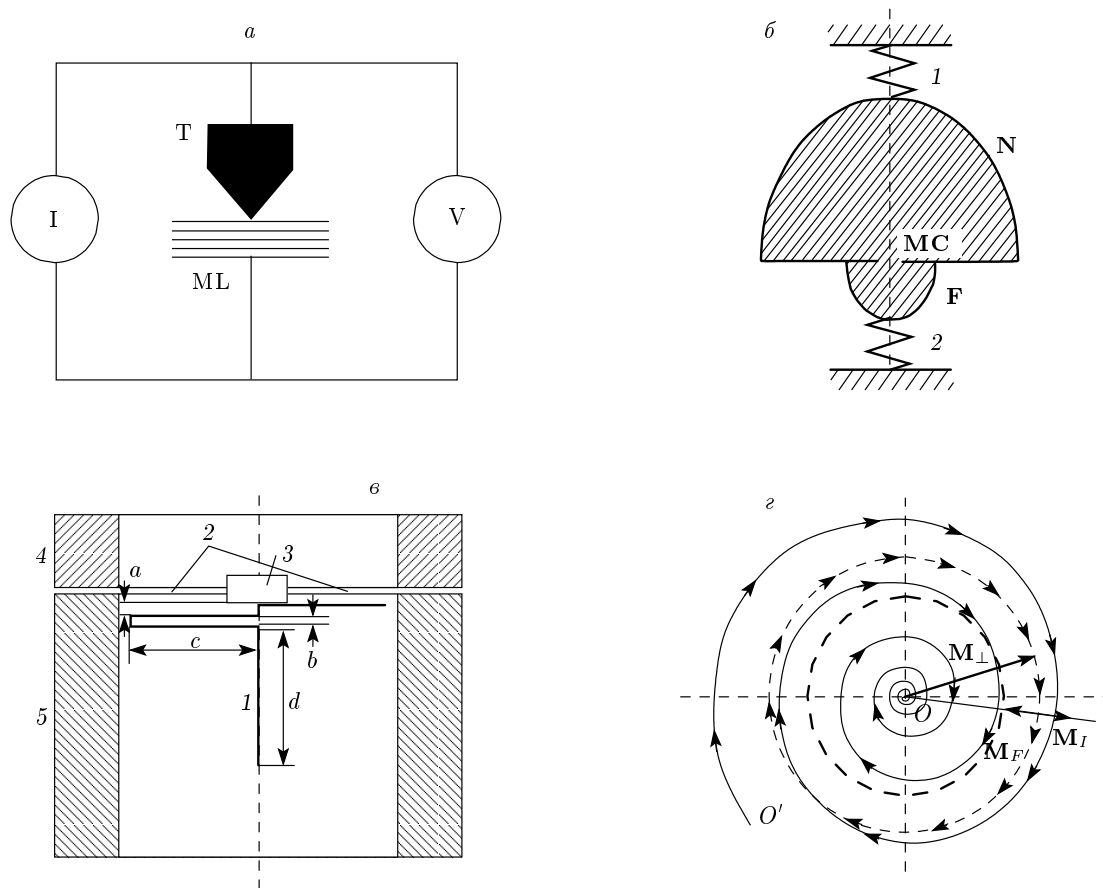


Рис. 2. а) Измерительная схема: I — источник тока, T — медное острие, F — Co/Cu-мультислой, V — фазочувствительный вольтметр. Магнитное поле \mathbf{H} перпендикулярно поверхности мультислоя. б) Упрощенная модель МС. в) Схема блока установки острия на мультислое: 1 — острие, 2 — плоская пружина, 3 — шайба, 4, 5 — цилиндрические кольца. г) Прецессия намагниченности \mathbf{M} в проекции на плоскость, перпендикулярную \mathbf{H}

кущий через N/F-интерфейс, индуцирует переменную намагниченность МС. Действие переменного тока эквивалентно действию на GMTO механического момента силы, вызывающего изменение момента импульса GMTO, равное изменению момента импульса GMTO, вызванному токовым изменением намагниченности магнитного солитона.

Простые оценки показывают, что собственная частота GMTO на много порядков меньше ларморовской частоты ω_L (см. разд. 4.2). MCGMO представляют собой резонансные стационарные колебания GMTO, индуцированные осциллирующим токовым изменением намагниченности. Ключевая проблема, решение которой определило возможность возбуждения MCGMO с помощью внешнего воздействия, — создание сильно возбужденной намагниченности с большим временем спиновой релаксации. Эта задача была решена путем создания магнит-

ного солитона — пространственно-локализованных бесцелевых магнонов, между которыми существует притяжение. При заданном возбуждении векторная структура намагниченности магнитного солитона обладает минимальной свободной энергией, конфигурационным минимумом энергии. Вследствие этого при образовании магнитного солитона радикально увеличивается время спиновой релаксации и возбуждение стационарных низкочастотных MCGMO с помощью внешнего воздействия становится возможным. Высокая концентрация магнонов, когда существенно взаимодействие между магнонами, определяется высокой плотностью тока, текущего через МС между N- и F-металлами. У одноосной намагниченности межмагнонное взаимодействие — притяжение [4–6]. Сильное внешнее магнитное поле задавало одноосность намагниченности. Существенную роль играет мезоскопичность GMTO, определя-

ющая, в частности, звуковой диапазон собственных частот GMTO.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для измерений использовалась та же экспериментальная схема (рис. 2а)⁶⁾, с помощью которой впервые наблюдалось токовое возбуждение магнов (CDMG) [15, 16]. Медное острие устанавливалось на Co/Cu-мультислоем (40–50 Co/Cu-пар при толщине одного слоя около 2 нм). Толщина медных слоев соответствовала второму пику антиферромагнитного РККУ-взаимодействия между кобальтовыми слоями [17]. В поле $\mathbf{H} = 0$ равновесным магнитным состоянием мультислоя было антиферромагнитное упорядочение намагниченностей кобальтовых слоев — намагниченности соседних слоев были антипараллельны. При использованной толщине слоев взаимодействие РККУ не только определяло антиферромагнитное упорядочение намагниченностей кобальтовых слоев в поле $\mathbf{H} = 0$, но и облегчало перемагничивание магнитного солитона. При $T = 4.2$ К эффект гигантского магнитосопротивления (GMR) [18] — увеличения сопротивления при перемагничивании кобальтовых слоев из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние, когда намагниченности соседних кобальтовых слоев параллельны, и токе, текущем в плоскости мультислоя, — составлял около 30% [17, 19], а при токе, текущем перпендикулярно плоскости мультислоя, составлял около 50% [19, 20].

На рис. 2в схематически показана часть блока установки острия, используемого для создания высокостабильного в широком диапазоне магнитных полей и температур микроконтакта различного (вплоть до субнанометрового) размера [14]. При установке острия создавался N/F-интерфейс и возникал электрический МС между острием и мультислоем. Через МС пропускался модулированный по амплитуде на частоте Ω электрический ток $I = I_0 + I_0^{\sim} \sin(\Omega t)$, где I_0 — постоянный ток, I_0^{\sim} — амплитуда модуляции, $I_0^{\sim} \ll I_0$. С помощью фазочувствительного вольтметра, представляющего собой мост на переменном токе, измерялась зависимость напряжения на МС от частоты Ω , величины и направления тока I_0 , величины и направления магнитного поля \mathbf{H} , перпендикулярного плоскости мультислоя. Спонтанная намагниченность мультислоя при ферромагнитном упорядочении Co-слоев составляла $M_s \sim 1.5$ Тл [19]. В эксперименте изменялось маг-

нитное поле \mathbf{H} . В области существования MCGMO при всех \mathbf{H} в мультислое $\mathbf{V} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}_s \approx \mu_0 \mathbf{H}$, где магнитная постоянная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Величина $\mu_0 H$ изменялась в интервале 2–10 Тл. Поскольку при гиромангнитных превращениях магнитная индукция \mathbf{V} является определяющим параметром, при графическом представлении экспериментальных данных используется \mathbf{V} . Величину измеряемого дифференциального сопротивления МС будем обозначать R_{MC} , когда фаза тока и опорного напряжения совпадают, — активное сопротивление, и R_L , когда разность фаз равна $\pi/2$, — реактивное сопротивление. Измерения проводились при комнатной температуре. Сопротивление МС составляло примерно 1.7 Ом. Оценка диаметра МС с помощью формулы Максвелла дает значение $d \approx 10$ нм [19] (удельное сопротивление меди равно $1.67 \cdot 10^{-8}$ Ом·м). Величины Λ_s для Cu и Co равны соответственно примерно 450 нм [21], 59 нм [22].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичные частотные характеристики МС приведены на рис. 3а. Они носят ярко выраженный резонансный характер. Пики в диапазоне частот ниже 200 Гц, не зависящие от I_0 и B , обусловлены паразитными емкостями и индуктивностями схемы. Пики (резонансы) в области частот выше 200 Гц мы связываем с токовым возбуждением резонансных низкочастотных MCGMO. Увеличение сопротивления МС при резонансе на два порядка превышает увеличение сопротивления при CDMG [15]. MCGMO возбуждаются на многих частотах. Форма резонансных кривых для сопротивлений R_{MC} и R_L стандартная.

На рис. 3б показана панорамная зависимость сопротивления R_{MC} от I_0 и B ($B \approx \mu_0 H$), иллюстрирующая фазовую диаграмму MCGMO на IB -плоскости. Частота измерений 386 Гц, резонансная частота $\Omega_{F1} = 395$ Гц. MCGMO наблюдаются только в двух квадрантах и сохраняются при одновременной инверсии тока I_0 и поля \mathbf{H} . На рис. 3в показана панорамная зависимость сопротивления R_{MC} от тока I_0 и частоты Ω , иллюстрирующая фазовую диаграмму MCGMO на $I\Omega$ -плоскости.

В квадранте существования при фиксированных \mathbf{V} или I_0 MCGMO возбуждаются только в интервале тока $I_S(B) \leq I_0 \leq I_F(B)$ и магнитной индукции $B_S(I_0) \leq B \leq B_F(I_0)$ (рис. 3, 4). Как возбуждение, так и подавление MCGMO происходят пороговым образом. При токе $I_0 > I_S(B)$ возникает резонанс значительной амплитуды, а при токе

⁶⁾ Подробное описание установки см. в работе [14].

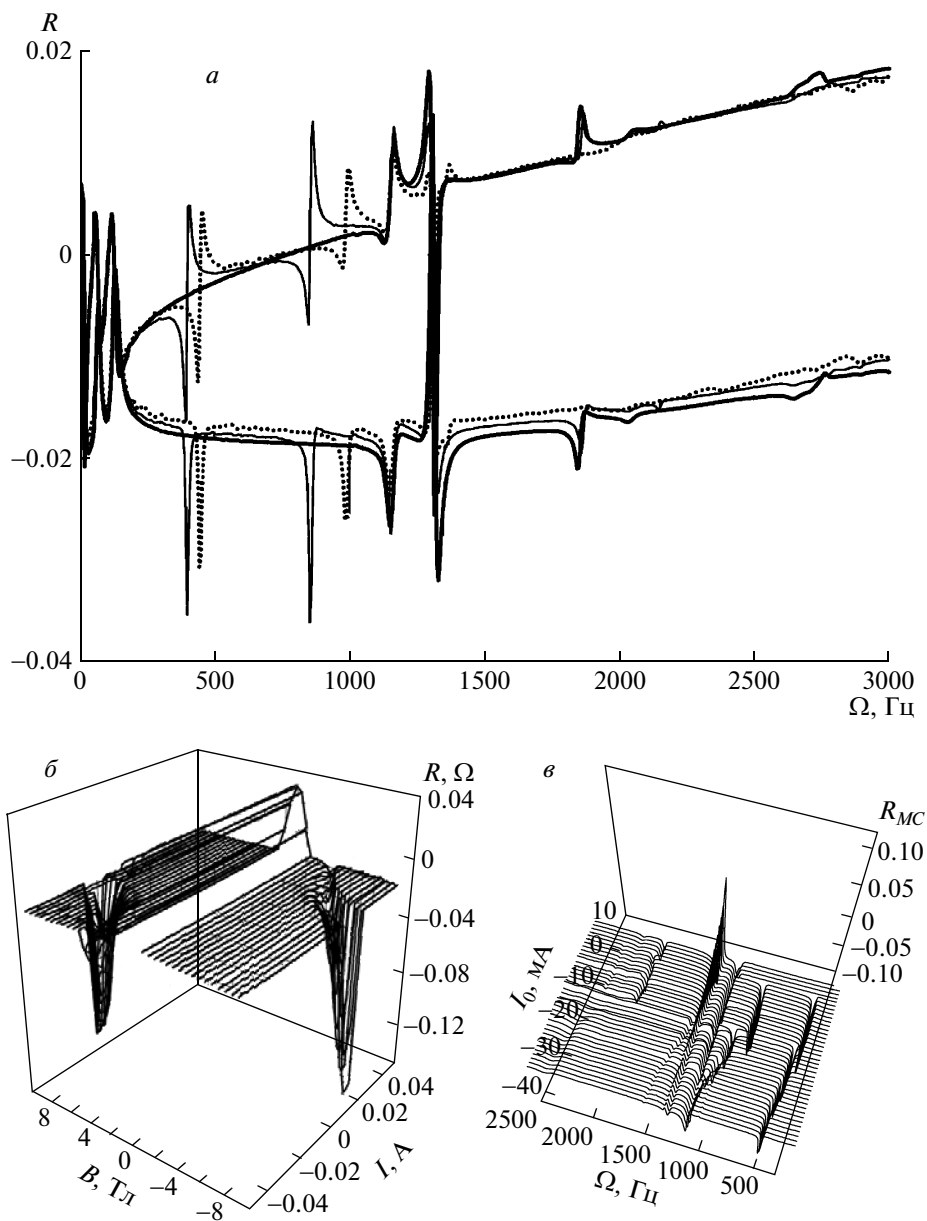


Рис. 3. а) Частотные характеристики МС — зависимость R_L (верхние кривые) и R_{MC} от частоты Ω , снятые при $B = 4 \text{ Тл}$ и $I_0 = 8$ (жирные кривые), 27 (тонкие кривые), 50 мА (пунктирные кривые). Сопротивление МС $\approx 1.7 \text{ Ом}$. б) Панорамная зависимость R_{MC} от I_0 и B . Частота измерений 386 Гц, резонансная частота $\Omega_{F1} = 395 \text{ Гц}$. в) Панорамная зависимость R_{MC} от I_0 и Ω

$I_0 > I_F(B)$ резонанс значительной амплитуды подавляется (рис. 3, 4). Величины токовых порогов $I_S(B)$ и $I_F(B)$ не зависят от направления \mathbf{B} . Инверсия \mathbf{B} практически не влияет на МСГМО (рис. 4а, б, 5б). Зависимости 1, 2; 3, 4; 6, 7 сняты при инверсных \mathbf{B} (рис. 5б). После нормировки по I_0 зависимостей $R_{MC}(B)$ для совмещения $I_S(B)$ практически совпадает также порог $I_F(B)$ (рис. 4в). Реальное значение

порогов I_S и I_F на рис. 4в дано для $B = 9 \text{ Тл}$. Нижний токовый порог $I_S(B)$ существенно зависит от направления сканирования тока I_0 , тогда как верхний токовый порог $I_F(B)$ от направления сканирования тока I_0 практически не зависит (рис. 5б). Зависимости 1, 3; 2, 4; 6, 7 сняты при инверсных направлениях развертки по I_0 (рис. 5б). Имеет место гистерезис по направлению развертки тока I_0 , анало-

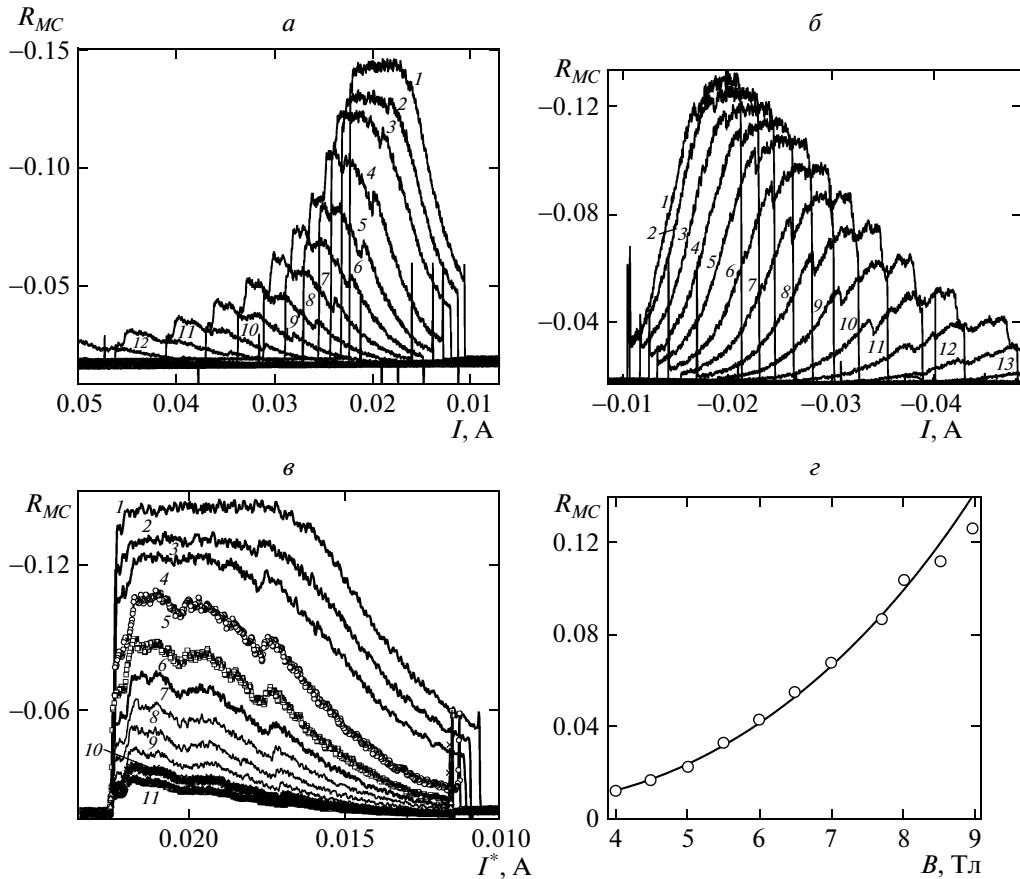


Рис. 4. а) Зависимость R_{MC} от I_0 при сканировании I_0 от +50 до -50 мА; б) при сканировании от -50 до +50 мА. Измерения на рис. а, б проведены при инверсном направлении B . Для кривых 1-13 величина B изменялась от 9.0 до 0.5 Тл с шагом 0.5 Тл. в) Зависимости $R_{MC}(B)$, нормированные по I_0 для совмещения нижнего порога возбуждения МСГМО I_S для различных $B = 9-4$ Тл (кривые 1-11, шаг 0.5 Тл). г) Зависимость от B амплитуды R_{MC} , в качестве которой использовалась величина R_{MC} в середине токового интервала I_0 , ограничивающего R_{MC} на уровне 0.8 от максимальной величины (см. рис. в). Кривая — аппроксимация зависимости амплитуды $R_{MC} \propto B^2$

гичный обычному гистерезису магнитной индукции при изменении направления развертки магнитного поля. По-видимому, это обусловлено тем, что когда развертка осуществляется со стороны больших токов I_0 , магнитная структура магнитного солитона более совершенна.

Результаты измерений зависимости частоты МСГМО от B и тока I_0 приведены на рис. 3, 5, 6. Эти данные позволяют по идентичности свойств резонансов разбить их на две численно неравные группы. Для частот большей группы, которую мы связываем с МСГМО в F-металле (F-резонансы), используется индекс «F», а для частот другой группы (N-резонансы) — индекс «N». Характерные свойства резонансов группы демонстрируют резонансы на частотах $\Omega_{F1} = 395$ Гц и $\Omega_N = 1310$ Гц. Резонансы на частотах $\Omega_{F1} = 395$ Гц, $\Omega_{F2} = 850$ Гц,

$\Omega_{F3} = 1150$ Гц, $\Omega_{F4} = 1850$ Гц, имеющие относительно большую амплитуду, являются основными резонансами, возбуждаемыми в F-металле.

Основные особенности F-резонансов следующие.

1. Резонансы идентичны, в частности, по форме линии — отрицательный пик в сопротивлении R_{MC} .
2. При фиксированной величина B резонанс заданной частоты наблюдается в некотором токовом интервале $I_S(B) \leq I_0 \leq I_F(B)$ (рис. 3-6).
3. При уменьшении тока I_0 МСГМО практически максимальной амплитуды возникают скачкообразно (пороговым образом) при токе $I_F(B)$. При дальнейшем уменьшении тока I_0 амплитуда МСГМО сначала остается постоянной, затем начинает уменьшаться и при токе $I_S(B)$ МСГМО скачкообразно пропадают (рис. 4а, б, в).
4. Частота резонанса зависит как от тока I_0 , так и

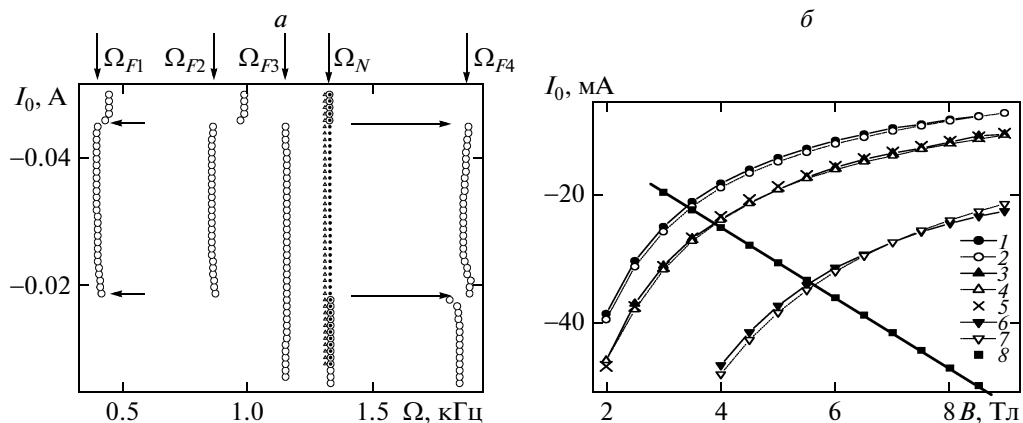


Рис. 5. а) Зависимость частоты резонансов Ω_N и $\Omega_{F\kappa} \approx \kappa\Omega_{F1}$ ($\kappa = 1-4$) от I_0 при $B = 4$ Тл. б) Зависимости I_S (1, 5), I_F (6, 7) и порога CDMG I_{SH} (8) от B ; символами 5 и сплошными линиями показана аппроксимация зависимостей $I_{S,F} \propto 1/(\text{const} + B)$, прямая линия — аппроксимация зависимости I_{SH} от B

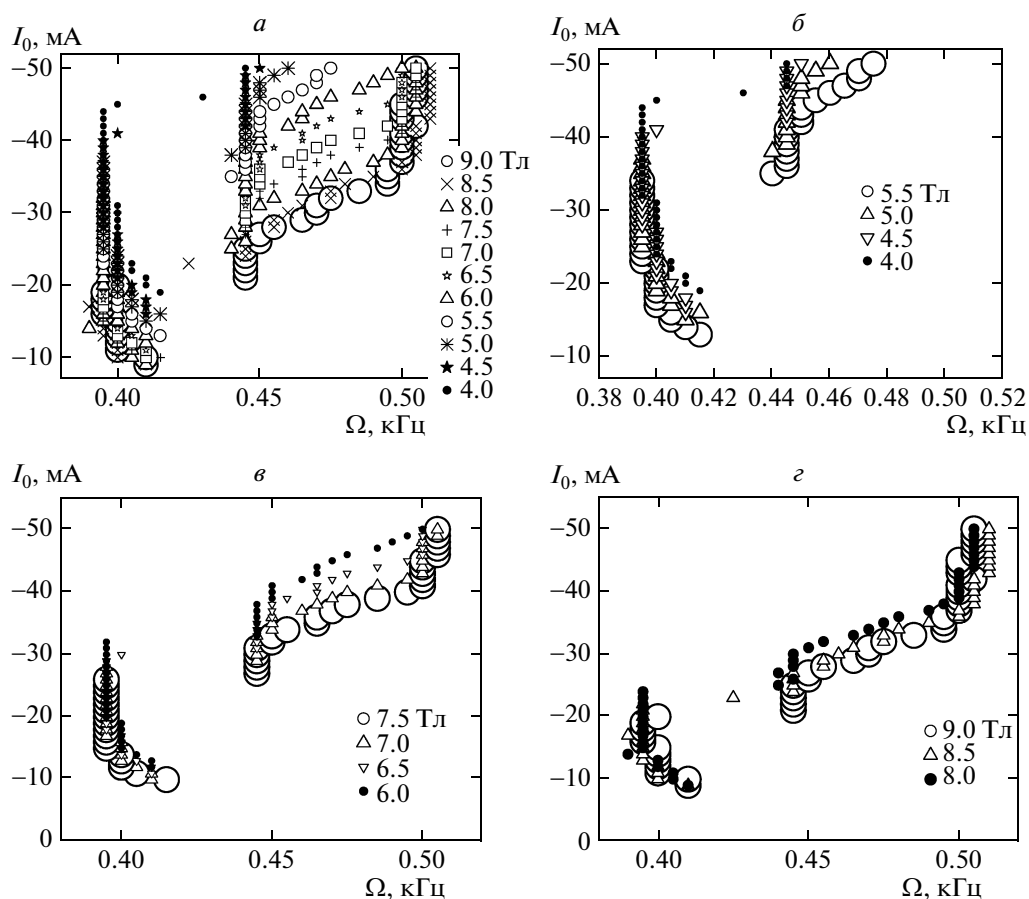


Рис. 6. Зависимость частоты резонанса Ω_{F1} от I_0 , измеренная при различных B

от магнитной индукции B (рис. 3, 5, 6). Исключение составляет резонанс Ω_{F3} , частота которого не зависит от тока I_0 (рис. 3а,е). При увеличении тока I_0 происходит небольшое скачкообразное увеличение частоты резонансов $\Omega_{F\kappa}$ примерно на $\kappa \cdot 55$ Гц (кроме Ω_{F3}), что иллюстрируют рис. 3, 5, 6. При изменении тока I_0 наблюдалось два скачка частоты резонанса. При увеличении частоты резонанса незначительно уменьшается его амплитуда. При увеличении B скачки частоты становятся менее резкими, уширяются. Подобное скачкообразное изменение частоты резонанса наблюдается и при увеличении B (рис. 6).

Радикально отличается от группы F-резонансов резонанс на частоте $\Omega_N = 1310$ Гц. Он обладает, в частности, тремя особенностями (рис. 3а,е).

1. Частота резонанса постоянна во всем токовом интервале наблюдения резонанса, не зависит от величины тока I_0 .

2. Специфическая форма линии резонанса в сопротивлении R_{MC} — высокий максимум с последующим минимумом, амплитуда которого приблизительно в три раза меньше амплитуды максимума. Полярность максимума инверсная в сравнении с полярностью пиков резонансов $\Omega_{F\kappa}$.

3. Амплитуда резонанса сильно уменьшается при увеличении тока I_0 при практически неизменной форме линии резонанса и добротности $Q \approx 25$.

На рис. 7а приведены данные по измерению панорамной картины амплитуды резонанса в сопротивлении R_{MC} на IB -плоскости. Измерения проведены в тех же условиях, в которых получены данные рис. 3б, но при нулевой амплитуде модуляционного тока $I_0^{\sim} = 0$, когда МСГМО не возбуждаются. При амплитуде модуляции $I_0^{\sim} = 0$ область на IB -плоскости, в которой при $I_0^{\sim} \neq 0$ возбуждаются МСГМО, представляет собой область повышенного монохроматического шума, имеющего частоту МСГМО. Усиление амплитуды шума происходит только на частоте МСГМО. При заданных величинах I_0 и B амплитуда шума пропорциональна амплитуде МСГМО, возбуждаемых при отличной от нуля амплитуде модуляционного тока. При измерениях на частотах, удаленных от резонансных частот МСГМО, происходит значительное (достигающее почти двух порядков) уменьшение амплитуды шума.

На рис. 7б и рис. 8 для ряда значений B показаны сечения панорамной зависимости сопротивления $R_L(B, I_0)$ (рис. 8а,е,з) и сопротивления $R_{MC}(B, I_0)$ (рис. 7б, 8б). Для «визуализации» слабых особенностей (по сравнению с амплитудой МСГМО) измерения проведены на частоте 619 Гц, максималь-

но удаленной от резонансных частот МСГМО (см. рис. 3а), но при отличной от нуля амплитуде модуляционного тока ($I_0^{\sim} \neq 0$). Изменения сопротивлений R_{MC} и R_L , обусловленные CDMG, — скачки и пики (рис. 7б, 8а,б)⁷⁾, происходят тогда, когда величина тока I_0 превышает величину $I_{SH}(B)$ — токовый порог CDMG [15], положение которого на рис. 7б и 8б указано прямой линией. Данные рис. 7б, 8 показывают, что наряду с особенностями — скачками сопротивления, обусловленными CDMG, — наблюдаются два дополнительных скачка сопротивления при токе I_{St1} и I_{St2} . Для кривых 1–7 величина B равна соответственно 8.95, 8.5, 8.0, 7.5, 7.0, 6.5, 6.0 Тл. На рис. 8а стрелками указаны величины тока I_{St1} и I_{St2} при $B = 8.95$ Тл ($I_{St1} < I_{St2}$). На рис. 8б указаны величина тока I_{St1} — токовое положение первого скачка сопротивления, и токовый порог CDMG I_{SH} для $B = 6.0$ Тл. На рис. 8в при $B = 4$ Тл и рис. 8г при $B = 3$ Тл и $B = 2$ Тл (светлые кружки) показана зависимость сопротивления R_L от тока I_0 на частоте 619 Гц. Стрелкой указано положение скачка сопротивления R_L . На рис. 8д показано положение на IB -плоскости токовых порогов $I_S(B)$ и $I_F(B)$ для резонансов на частотах 395, 842 и 1144 Гц, токов $I_{St1}(B)$ и $I_{St2}(B)$, при которых происходят скачки сопротивления при измерениях на частотах 619 и 842 Гц, и величина токового порога CDMG. На рис. 8е показана зависимость отношения величин токов I_{St1}/I_{St2} от B при измерениях на частоте 619 Гц.

Для существования стационарных колебаний осциллятора, индуцированных внешней периодической силой (моментом сил), необходимо выполнение двух условий.

1. Частота внешней силы должна быть равна собственной частоте осциллятора.

2. Добротность осциллятора Q должна быть больше $1/2$ [24]. В нашем случае речь идет о стационарных колебаниях частотой Ω , поэтому время релаксации τ_s должно быть больше $1/\Omega$. Учитывая неопределенность величин физических параметров реальных магнитных систем, желательно экспериментальное определение времени релаксации τ_s исследуемой системы. Для экспериментальной оценки времени τ_s использовалась экспериментальная ситуация, рассмотренная в работе [15], когда в аналогичных экспериментальных условиях наблюдались флуктуационные низкочастотные колебания сопротивления МС как при изменении величины B , так и

⁷⁾ Сложная структура изменения сопротивления R_{MC} при CDMG наблюдалась ранее [23] и объясняется многомодовым резонансным возбуждением магнитоупругих резонансов.

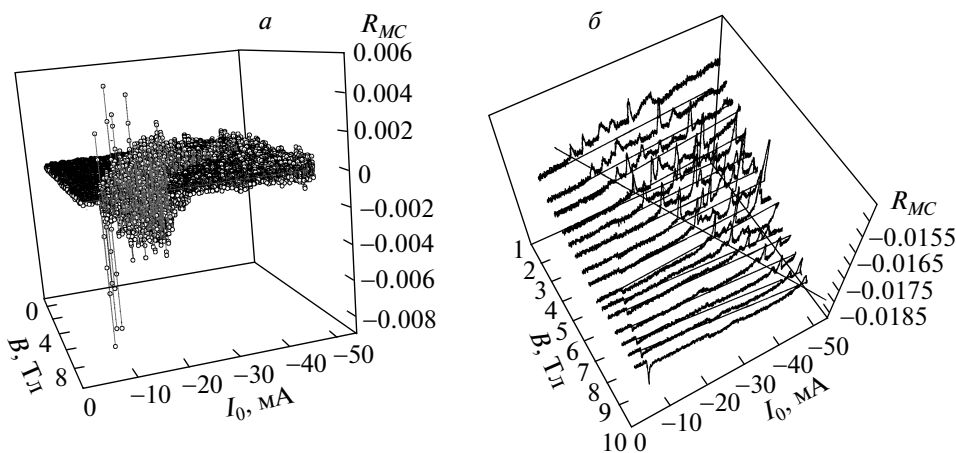


Рис. 7. а) Панорамный вид зависимости $R_{MC}(B, I_0)$. Измерения проведены на резонансной частоте $\Omega_{F1} = 395$ Гц, но при $I_0 \approx 0$. б) Сечения для ряда B панорамной зависимости $R_{MC}(B, I_0)$ при измерениях при $I_0 \approx 0$, но на частоте 619 Гц, максимально удаленной от резонансных частот MCGMO (см. рис. 3)

при $B = \text{const}$ (см. [15], вставки рис. 4). В отличие от рассматриваемой в работе ситуации, в работе [15] конфигурационный минимум энергии при заданной величине неравновесной намагниченности был обусловлен CDMG при относительно слабом возбуждении намагниченности, когда эффекты межмагнитного притяжения пренебрежимо малы. Когда величина ароновской щели Δ_A превышает величину щели в магнитном спектре $2\mu_B H$ (μ_B — магнетон Бора), генерация магнонов энергетически возможна. Генерация магнонов сопровождается скачкообразным увеличением сопротивления МС, обусловленным открытием дополнительного канала диссипации — генерацией магнонов [15, 16].

Рисунок 9 поясняет способ определения времени спиновой релаксации τ_s путем установления должного заполнения спиновых подзон, определяющего нестационарное состояние электронной системы МС. Пусть токовый порог CDMG определяет величина заполнения спиновых подзон $\gamma = \gamma_{SH}$. При величине заполнения $\gamma < \gamma_{SH} - \delta\gamma$, где $\delta\gamma$ — малая величина (рис. 9а), CDMG наблюдается, а при $\gamma > \gamma_{SH} + \delta\gamma$ CDMG не наблюдается. Выбором величин тока I_0 и поля H [15] можно установить систему в нестационарном состоянии А, расположенном вблизи точки γ_{SH} , в котором $\gamma = \gamma_{SH} + \delta\gamma^*$, а $\delta\gamma^* \ll \gamma_{SH}$ (рис. 9б), аналогичном состоянию двухуровневой системы. Электронная система может находиться либо в состоянии А* без конфигурационного минимума, когда CDMG не наблюдается, либо в состоянии конфигурационного минимума СМ, когда CDMG наблюдается. При рассматриваемых услови-

ях оба эти состояния не являются стационарными. Величина $\delta\gamma^*$ и туннельный барьер, отделяющий состояние с конфигурационным минимумом от состояния без конфигурационного минимума, определяют темп перехода электронной системы между нестационарными состояниями. Поскольку МС — мезоскопическая система, у которой флуктуации относительно велики, выбором величины $\delta\gamma^*$ можно регулировать темп флуктуационных переходов намагниченности МС между этими нестационарными состояниями. На рис. 10 проиллюстрирована ситуация, когда флуктуационные переходы между указанными нестационарными состояниями происходят достаточно часто. В ситуации, представленной на рис. 10, частота этих переходов аномально низкая (на рис. 10 временной интервал между последовательными измерениями равен 0.01 с), т.е. много больше, чем $1/\omega_L$, и превышает $1/\Omega$. Это означает, что в этой ситуации условие $\tau_s \geq 1/\Omega$ выполняется.

В случае CDMG конфигурационный минимум обусловлен взаимодействующими магнонами. Магнитный солитон возникает, когда существенно притяжение между магнонами [6]. Поэтому в случае магнитного солитона туннельный барьер, отделяющий состояние с конфигурационным минимумом от состояния без конфигурационного минимума, должен быть выше и в случае магнитного солитона время спиновой релаксации τ_s должно быть еще больше. Поэтому при образовании магнитного солитона выполняется условие $\tau_s \gg 1/\Omega$ и величина τ_s допускает существование низкочастотных MCGMO.

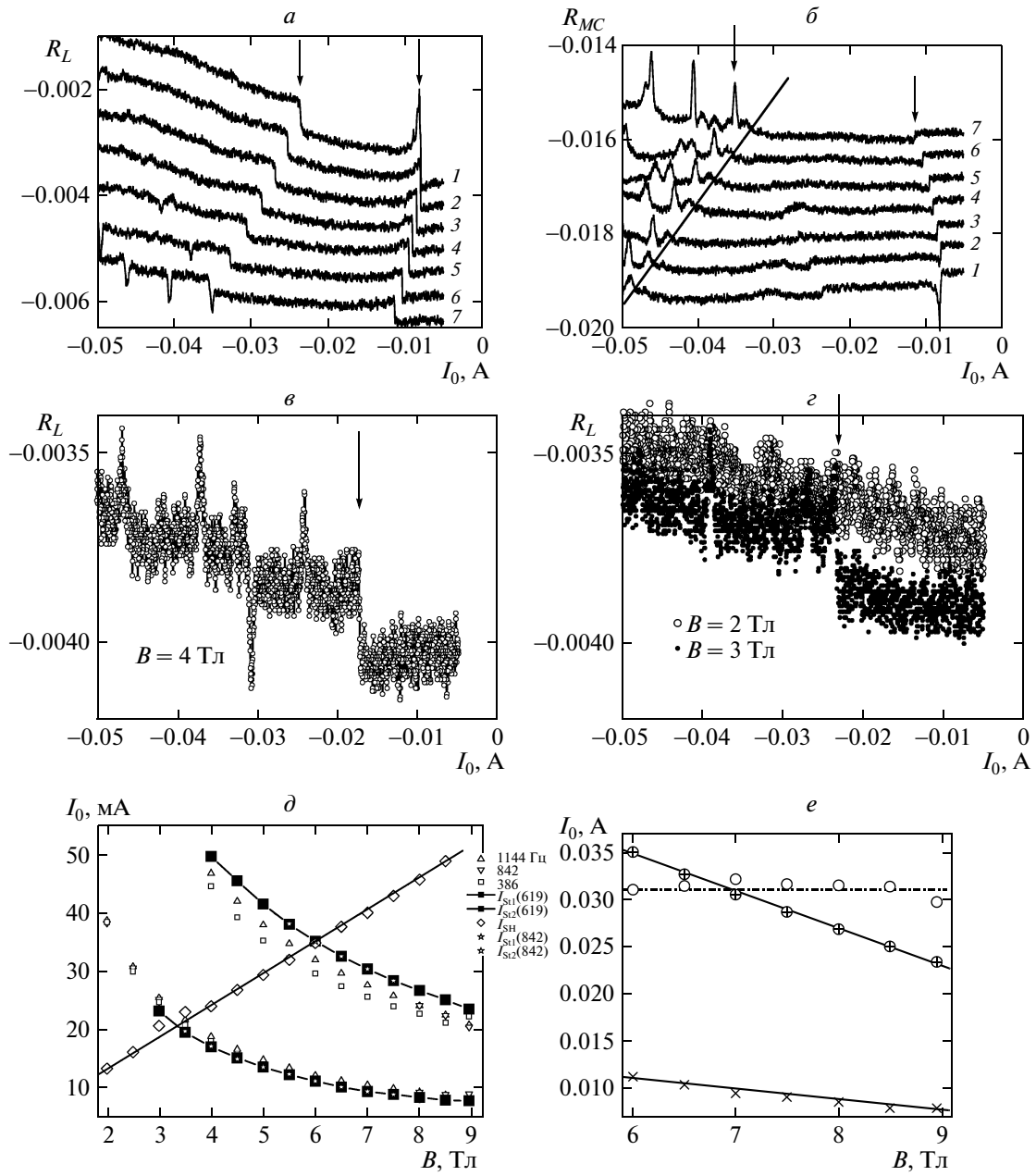


Рис. 8. *a, б*) Зависимости R_L (*a*) и R_{MC} (*б*) — сечения для ряда B панорамной зависимости $R(B, I_0)$. Измерения проведены при $I_0 \neq 0$ на частоте $\Omega = 619$ Гц, максимально удаленной от резонансных частот МСГМО (см. рис. 3). Токвый порог CDMG $I_{SH}(B)$ указан прямой линией. Для кривых 1–7 величина B равна соответственно 8.95, 8.5, 8.0, 7.5, 7.0, 6.5, 6.0 Тл. *в, г*) Зависимость R_L от I_0 , $\Omega = 619$ Гц. *д*) Зависимость от B тока I_{St1} и I_{St2} ($I_{St1} < I_{St2}$), $\Omega = 619$ Гц (■), $\Omega = 842$ Гц (*), токовых порогов I_S и I_F ($I_S < I_F$) резонансных МСГМО, $\Omega = 386$ Гц (□), $\Omega = 842$ Гц (▽), $\Omega = 1144$ Гц (△), токового порога CDMG I_{SH} (◇), прямая — аппроксимация экспериментальных данных функцией, пропорциональной $(\mu_0 H + 0.6)$, константа 0.6 обусловлена гистерезисом). *е*) Зависимость от B отношения токов $(I_{St1}(\oplus)/I_{St2}(\times))/100$ (*о*) при $\Omega = 619$ Гц

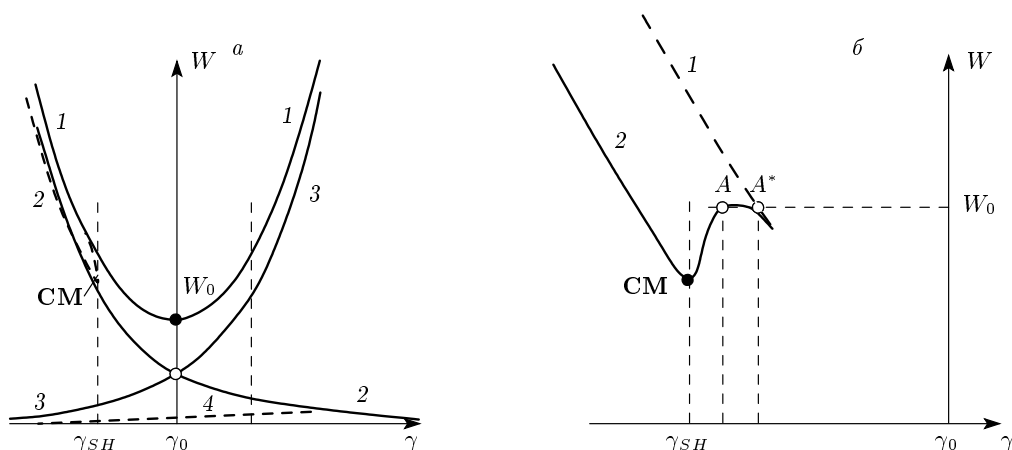


Рис. 9. а) Зависимость полной энергии W F-металла (кривая 1) от γ , γ_0 — равновесное значение. Схематически показаны зависимости от γ суммы энергий обменной и корреляционной (кривая 2), кинетической энергии (3) и энергии магнитных взаимодействий (штриховая кривая). Штриховой линией показано изменение зависимости W , обусловленное конфигурационным минимумом энергии (СМ) при CDMG, возникающим при $\gamma > \gamma_{SH}$. б) Три состояния электронной системы стонеровского ферромагнетика: нестационарное состояние системы (точка A), стационарное состояние с СМ, который обусловлен CDMG, и состояние A^* в отсутствие СМ (кривая 1)

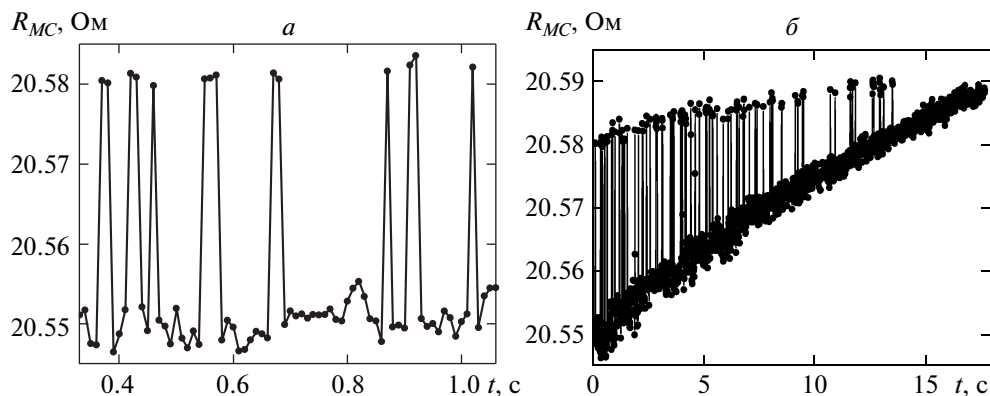


Рис. 10. Флуктуации сопротивления МС при нестационарном состоянии электронной системы (рис. 9б, точка A), определенном выборе величины $B = 4.1$ Тл

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Специфика МСГМО состоит, в частности, в том, что речь идет о резонансных низкочастотных порядка 10^3 с^{-1} колебаниях неравновесной намагниченности в сильном поле \mathbf{H} . При магнитном возбуждении у намагниченности возникает компонента \mathbf{M}_\perp , перпендикулярная \mathbf{H} [11]. В условиях эксперимента ларморовская частота $\omega_L \sim 10^{10}\text{--}10^{11} \text{ с}^{-1}$. При рассмотрении МСГМО с частотой около $10^3 \text{ с}^{-1} \ll \omega_L$ после усреднения по периоду ларморовской прецессии $\mathbf{M}_\perp = 0$. Поэтому наблюдаемые МСГМО представляют собой колебания параллельной \mathbf{H} компоненты намагниченности \mathbf{M}_\parallel .

Сложность конструкции монтажа острия

(рис. 2б) допускает индукционную и механическую версии природы низкочастотных МСГМО. В индукционной версии переменное напряжение на МС обусловлено вибрацией острия в магнитном поле. В механической версии изменение размера МС при механических колебаниях определяет переменное напряжение на МС. Фазовая диаграмма МСГМО на IB -плоскости исключает эти версии. Определяющими аргументами являются следующие факты.

1. Подавление МСГМО при инверсии или I_0 , или \mathbf{B} .
2. Существование токовых порогов $I_S(B)$ и $I_F(B)$ возбуждения МСГМО.

3. Характер зависимости амплитуды МСГМО от тока I_0 при фиксированной величине \mathbf{B} и от B при фиксированном токе I_0 .

4. При нулевой амплитуде переменного тока, нулевой амплитуде модуляционного тока $I_0^{\sim} = 0$, когда МСГМО не возбуждаются, на IB -плоскости существует область повышенного шума. Область шума совпадает с областью IB -плоскости, в которой возбуждаются МСГМО при амплитуде модуляционного тока $I_0^{\sim} \neq 0$. Шум монохроматический и частота его равна частоте МСГМО. Шум возникает только в условиях наблюдения МСГМО.

В качестве физической причины низкочастотных МСГМО рассматриваются гиромагнитные превращения момента импульса. В квазичастичной (газовой) модели твердого тела гиромагнитные превращения момента импульса представляют собой взаимные превращения магнитного (спинового) и фононного момента импульса. Для объяснения МСГМО используется модель, в которой базовыми условиями существования МСГМО являются следующие факты.

1. Стационарное сильное магнитное возбуждение магнетика, высокая концентрация магнонов, когда существенно взаимодействие между магнонами. Высокая концентрация магнонов определялась высокой плотностью тока, текущего через МС (N/F-интерфейс).

2. Характер межмагнитного взаимодействия — притяжение. Сильное внешнее магнитное поле определяло одноосность намагниченности МС. У одноосной намагниченности межмагнитное взаимодействие — притяжение [6].

3. Выполнение условия 1 для намагниченности достигалось путем компенсации диссипативных потерь токовым поступлением намагниченности [8, 9]. Квазистационарное состояние сильнонеравновесной намагниченности существовало благодаря токовой компенсации диссипативных потерь намагниченности.

4.1. Физические основы методики

Рисунок 11 иллюстрирует особенности электронной кинетики вблизи N/F-интерфейса, лежащие в основе использованной методики. Одно из следствий непрерывности на N/F-интерфейсе спинового потока каждой спиновой поляризации [13] — возникновение на интерфейсе ароновской щели Δ_A [3]. Плотность тока каждой спиновой поляризации j^{\pm} в N-металле одинаковая, в F-металле различная.

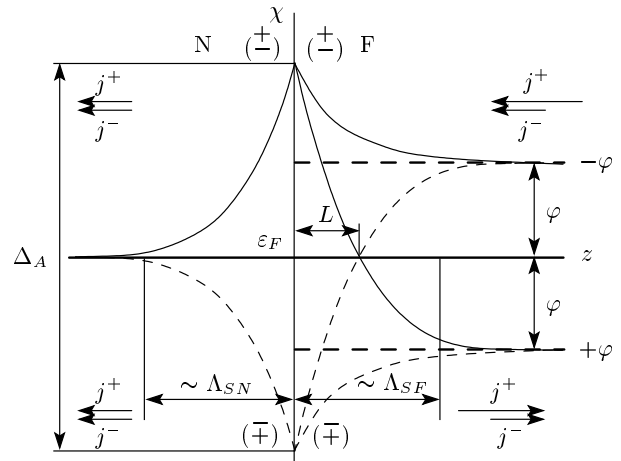


Рис. 11. Зависимость химических потенциалов спиновых подзон χ^{\pm} от расстояния z до N/F-интерфейса, при протекании через интерфейс электрического тока. Сплошными и тонкими штриховыми кривыми показаны χ^{\pm} для двух направлений тока. Вдали от N/F-интерфейса χ^{\pm} и электрический потенциал φ постоянны

Условие непрерывности j^{\pm} на N/F-интерфейсе обеспечивают вызванные током спин-чувствительные градиенты химических потенциалов спиновых подзон χ^{\pm} . Перестройка электронного спектра вблизи N/F-интерфейса определяет градиенты χ^{\pm} , определенное токовым возбуждением намагниченности, локализованное на длине спиновой релаксации вблизи N/F-интерфейса [3]. В модели МС рис. 2б эта область ограничена полусферами радиусами Δ_{SF} и Δ_{SN} .

На рис. 11 показано изменение химических потенциалов спиновых подзон χ^{\pm} для двух направлений тока. При перестройке спектра на N/F-интерфейсе возникает ароновская щель $\Delta_A = \chi^+ - \chi^-$ [3]. Степень магнитного возбуждения магнетика пропорциональна плотности тока. Квазистационарность возбужденной намагниченности проводника достигалась с помощью компенсации диссипативных потерь намагниченности токовым поступлением намагниченности [8, 9].

N/F-интерфейс обладает бездиссипативным избыточным сопротивлением R_{exc} [25, 26]. Величина сопротивления R_{exc} определяет энергетические затраты внешнего источника на перестройку электронного спектра, определяющую неравновесную намагниченность МС. Изменение намагниченности МС можно регистрировать с помощью измерения сопротивления МС, включающего R_{exc} .

Низкочастотные гиромангнитные колебания возможны только при аномально большом времени спиновой релаксации τ_s . Это определяло специфику условий наблюдения МСГМО. Измерения проводились на магнитно-сильнонеравновесной электронной системе, когда концентрация магненов велика, существенно межмагнотное взаимодействие и это взаимодействие притяжения. Следствием межмагнотного притяжения является образование магнитного солитона [6]. Магнитный солитон это пространственно-локализованная совокупность бесцелевых длинноволновых магненов, между которыми существует притяжение. Доминирующим взаимодействием, определяющим векторную структуру намагниченности солитона, является обменное взаимодействие. При заданном числе магненов векторная структура намагниченности магнитного солитона обладает минимумом энергии — структура намагниченности магнитного солитона обладает конфигурационным минимумом энергии. Конфигурационный минимум энергии магнитного солитона определяет аномально большое время спиновой релаксации τ_s магнитного солитона.

Возбуждение стационарных колебаний торсионного осциллятора, индуцированных внешним периодическим моментом, возможно при добротности осциллятора больше $1/2$ [24]. Джоулевы потери являются основным каналом диссипации при низкочастотных колебаниях намагниченности. Для возбуждения стационарных колебаний ГМТО, индуцированных внешним периодическим моментом, первоочередной задачей является уменьшение джоулевых потерь.

Индукцированное током возбуждение намагниченности проводников хорошо известно. Рассмотрению ряда механизмов токового возбуждения намагниченности посвящены работы [27–29]. Для минимизации джоулевых потерь предпочтительнее использовать диффузионный способ токового намагничивания [3]. В работе использовалось индуцированное током диффузионное намагничивание МС, базирующееся на возникновении на N/F-интерфейсе ареновской щели [3].

4.1.1. Магнитное возбуждение МС

В модели МС рис. 2б область магнитного возбуждения МС — это магнитно-возбужденная область проводника, ограниченная полусферами радиусом Λ_{SF} и Λ_{SN} . Толщина медных слоев мультислоя со-

ответствовала второму антиферромагнитному пику взаимодействия РККУ между кобальтовыми слоями [17]. Взаимодействие РККУ и магнитные взаимодействия определяли структуру намагниченности мультислоя F-полусферы. В нулевом магнитном поле равновесным состоянием мультислоя было антиферромагнитное упорядочение намагниченностей кобальтовых слоев — намагниченности соседних кобальтовых слоев были антипараллельны. Слабый антиферромагнитный характер взаимодействия РККУ между кобальтовыми слоями и большая величина Λ_{SF} и Λ_{SN} облегчали перемагничивание F-полусферы.

Протекание через МС постоянного тока I_1 приводит к намагничиванию полусферы и ее вращению (эффект Эйнштейна–де Гааза). Вращение полусферы вызывает торсионную деформацию окружающей среды, момент силы \mathbf{K} , препятствующий вращению полусферы. В стационарном состоянии поступающий в полусферу момент импульса, обусловленный током I_1 , компенсируется изменением момента импульса полусферы, вызываемым моментом силы \mathbf{K} . При токе I_1 в стационарном состоянии полусфера повернута на угол $\varphi(I_1)$. При постоянном токе I_2 в стационарном состоянии полусфера повернута на угол $\varphi(I_2)$. Периодическое изменение тока между величинами I_1 и I_2 приведет к периодическому изменению угла поворота полусферы между $\varphi(I_1)$ и $\varphi(I_2)$, к периодическим торсионным гиромангнитным колебаниям полусферы.

В газовой модели твердого тела при гиромангнитных осцилляциях момента импульса полусферы происходят взаимные превращения магнотного и фононного моментов импульса полусферы. В стационарном состоянии диссипативные потери момента импульса полусферы компенсируются токовым поступлением магнотного момента импульса.

Между полусферой и окружающей средой происходит обмен магнотным (спиновым) и фононным моментом импульса, определяющим, в частности, диссипацию момента импульса полусферы. Следствием гиромангнитных превращений является дополнительная фононная компонента диссипативных потерь МС. Гиромангнитные превращения должны приводить к увеличению сопротивления МС, обусловленному дополнительной фононной компонентой диссипативных потерь. Гиромангнитные превращения могут быть определены с помощью измерения сопротивления МС — возникновение гиромангнитных превращений должно сопровождаться увеличением со-

противления МС⁸⁾. Подчеркнем, что для возникновения дополнительной фоновой компоненты диссипативных потерь не требуется выполнения условия возбуждения стационарных гиромангнитных колебаний полусферы, достаточно возникновения гиромангнитных превращений.

Условием возбуждения МСГМО, кроме возникновения гиромангнитных превращений в МС, является высокая добротность ГМТО — $Q > 1/2$. Когда на IB -плоскости существуют одновременно скачок сопротивления при токе I_{St1} и нижний токовый порог возбуждения МСГМО $I_S(B)$ в F-металле, то для всех частот МСГМО $I_S(B)$ совпадает с $I_{St1}(B)$. Скачок сопротивления при токе $I_{St2}(B)$ всегда находится на IB -плоскости вне области существования МСГМО в F-металле. В использованной модели МС скачок сопротивления при токе $I_{St2}(B)$ обусловлен фоновым каналом диссипативных потерь при гиромангнитных превращениях в N-полусфере.

Таким образом, в использованной модели МС причиной скачков сопротивления МС при токах $I_{St1}(B)$ и $I_{St2}(B)$ являются дополнительные диссипативные потери по фоновому каналу при гиромангнитных превращениях в N- и в F-полусферах. Необычным представляется пороговый характер возникновения этих скачков сопротивления, подобный пороговому увеличению сопротивления при CDMG [15, 16], когда причиной порогового характера возбуждения CDMG является щель в магнотном спектре. В случае скачков сопротивления МС при токах $I_{St1}(B)$ и $I_{St2}(B)$ возможной причиной порогового увеличения сопротивления является сухое трение, которое определяет пороговое возбуждение МСГМО (см. ниже). Сухое трение определяет пороговый характер возникновения гиромангнитных превращений, естественным следствием которого является пороговое увеличение сопротивления МС при токах $I_{St1}(B)$ и $I_{St2}(B)$.

При возбуждении МСГМО увеличение сопротивления МС может превышать на два порядка увеличение сопротивления при CDMG. Масштаб изменения сопротивления при возбуждении МСГМО виден на рис. 3б. На рис. 3б увеличение сопротивления при $B = 0$ («вал» вдоль оси I_0) обусловлено эффек-

том GMR. Величина GMR обусловлена увеличением сопротивления при изменении магнитной структуры кобальтовых слоев. При изменении антиферромагнитного упорядочения (намагниченности соседних слоев антипараллельны) на ферромагнитное (намагниченности соседних слоев параллельны) изменение сопротивления мультислоя, обусловленное эффектом GMR, составляет примерно 50% [19, 20].

Для обнаружения нерезонансного увеличения сопротивления, обусловленного гиромангнитными колебаниями, необходимо проводить измерения в условиях, когда МСГМО не возбуждаются. Простейший способ — проведение измерений на частоте, максимально удаленной от резонансных частот МСГМО. На рис. 9 и 10а приведены данные измерений сопротивления R_L при амплитуде модуляции тока $I_0 \neq 0$ на частоте 619 Гц, максимально удаленной от резонансных частот МСГМО (рис. 3). Подобные данные для сопротивления R_{MC} приведены на рис. 8б. Данные рис. 9б и 10 показывают, что наряду с особенностями, обусловленными CDMG, наблюдаются два скачка сопротивления при токе I_{St1} и I_{St2} , которые мы связываем с увеличением сопротивления, обусловленного фоновой компонентой диссипативных потерь, индуцированной гиромангнитными превращениями. Скачки и пики в сопротивлении R_{MC} , обусловленные CDMG, наблюдаются при токе I_0 , превышающем величину токового порога возбуждения магновов $I_{SH}(B)$ (положение порога указано прямой линией) [15, 16]. На вставке рис. 8а стрелками указаны величины I_{St1} и I_{St2} ($I_{St1} < I_{St2}$) при $B = 8.95$ Тл, на вставке рис. 8б указаны величина I_{St1} и токовый порог I_{SH} для $B = 6.0$ Тл. На рис. 8в,г показано увеличение сопротивления R_L . Данные вставки на рис. 8в получены при $B = 4$ Тл, а вставки на рис. 8г — при $B = 3$ Тл и $B = 2$ Тл (светлые кружки). В этих полях величина увеличения сопротивления, обусловленная индуцированными током гиромангнитными колебаниями, сравнима с амплитудой шума измерительной схемы.

Характерные особенности скачков сопротивления МС при токе I_{St1} и I_{St2} следующие (рис. 10).

1. Скачки наблюдаются в тех же IB -квадрантах, в которых наблюдаются МСГМО.

2. В той области IB -квадрантов, где существует нижний токовый порог $I_S(B)$ для возбуждения МСГМО, для всех частот величина $I_{St1}(B)$ совпадает с величиной $I_S(B)$ — нижней токовой границей (порогом) возбуждения МСГМО, отделяющей область существования резонансных МСГМО в F-металле от области меньших токов, в которой МСГМО не возбуждаются.

⁸⁾ В работах [15, 16] CDMG определялось по увеличению сопротивления МС. Скачкообразное увеличение сопротивления МС, обусловленное открытием дополнительного канала диссипации — CDMG [15, 16]. Когда ток превышает пороговую величину I_{SH} , при которой аронвская щель равна щели в магнотном спектре и генерация магновов становится возможной, происходит увеличение сопротивления МС, обусловленное дополнительным каналом диссипации — CDMG.

3. Для всех частот величина $I_{St2}(B)$ больше величины $I_F(B)$ — верхнего токового порога — отделяющей область существования резонансных МСГМО от области больших токов, в которой в F-металле МСГМО не возбуждаются.

4. Практически нет корреляции между величинами I_{St1} , I_{St2} и I_{SH} (рис. 8d).

Скачки сопротивления МС при токе I_{St1} и I_{St2} и перечисленные особенности скачков объясняются увеличением сопротивления, обусловленного фоновой компонентой диссипативных потерь, которая возникает при гиромагнитных превращениях, индуцированных переменным током. При токе $I_{St1}(B)$ возникают гиромагнитные колебания полусферы F-металла, а при токе I_{St2} возникают гиромагнитные колебания полусферы N-металла.

Для характеристики величины диссипативных потерь намагниченности можно использовать параметр Гильберта α_G . Потери намагниченности определяют с помощью диссипативного момента $K_{dis} = \alpha_G \omega_L M_{\perp}$, где $\omega_L M_{\perp}$ — скорость изменения намагниченности. При возбуждении намагниченности F-металла практически происходит только поворот \mathbf{M} на малый угол $\theta \ll 1$ [34]. При этом $M_{\perp} = M \sin \theta \approx M\theta$, а $M_{\parallel} = M(1 - \cos \theta) = 2M \sin^2 \theta/2 \approx M\theta^2/2$ и $\delta M_{\parallel} \ll \delta M_{\perp}$. Стационарное возбужденное состояние намагниченности полусферы создавалось с помощью токовой компенсации диссипативных потерь намагниченности, пропорциональных току I_0 .

4.1.2. GMTO

Осцилляции намагниченности — МСГМО — наблюдаются в трехмерном магнетике нанометрового размера, когда существенную роль играют диполь-дипольное взаимодействие и диссипация. Осцилляции возникают при сильном магнитном возбуждении магнетика, аномально высокой концентрации магнонов, когда существенно взаимодействие между магнонами. Экспериментальные условия наблюдения осцилляций исключают аналитическое решение уравнения LL [6].

Для описания колебательных процессов в реальных системах, для которых по ряду причин аналитическое решение отсутствует, разработан ряд моделей, адекватно описывающих колебательные процессы (см., например, [30]). Рассмотрение МСГМО будет проводиться в рамках солитонной модели. В солитонной модели МСГМО представляют собой резонансные колебания GMTO.

Для намагниченности МС будет использована

модель, показанная на рис. 2б. В модели предполагается следующее.

1. Изменение намагниченности происходит только в полусферах радиуса Λ_s , содержащих N- и F-металлы. Металлы разделены тонкой непроводящей диафрагмой с небольшим отверстием, расположенным в центре полостей. Из-за отверстия возникает электрический контакт между N- и F-линиями и N/F-интерфейсом.

2. Однородность намагниченности полусферы. При описании МСГМО будет использована механическая модель GMTO⁹⁾.

Протекание тока через МС вызывает изменение намагниченности полусферы. Следствием эффекта Эйнштейна–де Гааза является вращение полусферы, вызванное изменением намагниченности. Окружающая полусферу среда препятствует вращению полусферы. Возникает ситуация, по существу, подобная схеме эксперимента Эйнштейна–де Гааза [1]: полусфера — образец, у которого изменяется намагниченность; окружающая среда играет роль торсионного подвеса образца.

Возникновение переменного спинового момента импульса полусфер, вызванное током $I \sim I_0 \sin \Omega t$, эквивалентно воздействию на полусферы механического момента силы, осциллирующего с частотой Ω и приводящего к возникновению фононного момента импульса. Вращение полусферы, вызванное механическим моментом, должно приводить к изменению намагниченности полусферы (эффект Барнетта).

Специфика GMTO состоит, в частности, в том, что он включает две составляющие момента импульса — спиновую (магнонную) и атомную (фононную). Внешнее воздействие — протекание тока и приложение момента силы — изменяет состояние только одной составляющей. Величина другой компоненты момента импульса определяется законами сохранения энергии, импульса и момента импульса.

Бездиссипативный случай. Фононные пары. В бездиссипативном случае при увеличении намагниченности полусферы на $\delta \mathbf{M}$ происходит ее вращение с угловой скоростью $\mathbf{\Omega}$, определяемой условием сохранения момента импульса $\delta(I\mathbf{\Omega}) = -\gamma_e \delta \mathbf{M}$, где I — момент инерции полусферы (эффект Эйнштейна–де Гааза). Вращение полусферы приводит к торсионной деформации среды, моменту силы \mathbf{K} , тормозящему вращение полусферы. Когда суммар-

⁹⁾ Аналитическое решение механической задачи при неоднородной деформации солитона, которая происходит в реальной ситуации, также представляется проблематичным [31].

ный момент импульса, индуцированный \mathbf{K} , равен $-\gamma_e \delta \mathbf{M}$, полусфера остановится, повернувшись на угол $\delta\varphi \neq 0$. При $\delta\varphi \neq 0$ момент $\mathbf{K}(\delta\varphi \neq 0) \neq 0$ и полусфера начнет вращаться в противоположном направлении. Когда у полусферы угол отклонения от равновесного состояния станет равным нулю, момент силы \mathbf{K} также станет равным нулю. Скорость вращения полусферы, определенная из законов сохранения, будет равна $-\Omega$. Описанный выше процесс повторится, но из стартового положения полусферы, вращающейся со скоростью $-\Omega$. В бездиссипативном случае полусфера превратится в стационарный ГМТО, в котором будут происходить взаимные превращения спинового и механического моментов импульса полусферы. Резонансная частота ГМТО

$$\Omega_{TO}^{GM} = \sqrt{I_{tot}/T_{eff}},$$

где I_{tot} — момент инерции, включающий момент инерции деформируемой области среды, толщина которой порядка Λ_s , T_{eff} — эффективный торсионный модуль среды, определяющий момент силы $K = T_{eff} \delta\varphi$. В модели МС (рис. 2б) T_{eff} — торсионный модуль пружины-токоподвода. Мезоскопичность ГМТО определяет малую величину момента инерции ГМТО и относительно высокую собственную частоту ГМТО Ω_{TO}^{GM} , звукового диапазона частот.

При диффузионном локально электронейтральном магнитном возбуждении намагниченности электронные возбуждения рождаются и аннигилируют электронно-дырочными парами. При обмене моментом импульса между фононной и спиновой системами должны сохраняться момент импульса и импульс системы. В газовой модели твердого тела при аннигиляции (рождении) в точке \mathbf{r} электронно-дырочной пары, момента импульса $2\gamma_e \boldsymbol{\mu}_B$, такой процесс должен сопровождаться рождением (аннигиляцией) соответствующего фононного момента импульса при сохранении фононного импульса. Наибольшую вероятность имеет процесс, когда минимальны как величина импульса \mathbf{p}_{ph} , так и число фононов. Этот процесс включает рождение (аннигиляцию) пары фононов с импульсом $\pm \mathbf{p}_{ph}$. Величина импульса определяется равенством $\mathbf{p}_{ph} \times \mathbf{r} = -\boldsymbol{\mu}_B/\gamma_e$ и $|\mathbf{p}_{ph}| = |\boldsymbol{\mu}_B|/(\gamma_e r_\perp)$, где r_\perp — расстояние от оси солитона¹⁰.

¹⁰ Схема возникновения фононной пары, следующая из законов сохранения момента импульса и импульса, аналогична схеме электронно-дырочных превращений, следующей из законов сохранения импульса и потока заряда при андреевском отражении электрона от интерфейса N-металл/сверхпроводник [32].

Диссипативный случай. В диссипативном случае описанные выше колебания ГМТО будут затухающими. Возбуждение стационарных колебаний осциллятора, индуцированных внешним периодическим моментом, возможно при добротности осциллятора больше 1/2 [24]. При низкочастотных колебаниях намагниченности джоулевы потери являются основным каналом диссипации. Для выполнения условия $Q > 1/2$ необходимо уменьшение джоулевых потерь.

Магнитогидродинамическая аналогия. В гидродинамике состояние системы задается локальным вектором скорости $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, в динамике намагниченности — локальным вектором намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Решение задачи гидродинамики (динамики намагниченности) состоит в определении пространственно-временной эволюции векторного поля скоростей (намагниченности). В динамике намагниченности возникает ряд ситуаций, хорошо известных в гидродинамике. Общность свойств уравнений гидродинамики и уравнения LL (нелинейность и нетривиальная топология) определяют эту особенность (см. работу [12] и цитированную там литературу). При возбуждении намагниченности F-металла определенные векторные структуры намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ устойчивы (так же, как и в гидродинамике определенные векторные структуры скорости $\mathbf{v}(\mathbf{r})$), так как обладают конфигурационным минимумом энергии. Используя известные гидродинамические ситуации, можно с помощью этой идентичности определить векторную структуру намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, обладающую конфигурационным минимумом при заданном возбуждении намагниченности, заданном числе магнонов.

Измерения проводятся при большой плотности тока I_0 , текущего через МС между N- и F-металлами. Следствием этого является сильное магнитное возбуждение намагниченности вблизи МС, высокая концентрация магнонов, когда существенно межмагнонное взаимодействие. Сильное внешнее магнитное поле \mathbf{H} определяет одноосность намагниченности МС. Одноосность ферромагнетика определяет характер межмагнонного взаимодействия — это притяжение [4–6]. Вблизи МС возникает магнитный солитон — локализованные в пространстве бесщелевые длинноволновые магноны, между которыми существует притяжение, и обладающие определенной векторной структурой намагниченности [6]. При заданном возбуждении намагниченности (числе магнонов) векторная структура намагниченности солитона обладает конфигурационным минимумом энергии (см. работу [12] и цитируемую там литературу).

ру). Доминирующей причиной, определяющей возникновение магнитного солитона, является обменное взаимодействие [6]. Конфигурационный минимум энергии магнитного солитона определяет аномально большое время спиновой релаксации τ_s , значительно превышающее период собственных колебаний ГМТО, период МСГМО. Увеличение времени релаксации также уменьшает диссипативные потери ГМТО. Добротность ГМТО такова, что в условиях эксперимента возможно возбуждение стационарных колебаний ГМТО с помощью внешнего воздействия.

В эксперименте при заданной величине индуцированной током намагниченности величина намагниченности определяется диффузией спинов. Джоулевы потери пренебрежимо малы при диффузионном способе намагничивания по сравнению с потерями при намагничивании, индуцированном спин-поляризованным дрейфовым потоком электронов, током. Локальное диффузионное изменение намагниченности, рождение (аннигиляция) электронно-дырочных пар происходят при параллельных потоках возбуждений под действием градиентов соответствующих химических потенциалов, т. е. в отсутствие дрейфового движения заряда — электрического тока (рис. 1б справа). Поэтому при диффузионном намагничивании значительно уменьшаются джоулевы потери и увеличивается добротность ГМТО.

Конфигурационный минимум энергии магнитного солитона и диффузионный характер намагничивания определяют высокую добротность ГМТО, определяют возможность возбуждения стационарных колебаний ГМТО с помощью внешнего возбуждения, индуцированного переменным током $I_0 \sin \Omega t$.

4.1.3. Избыточное сопротивление R_{exc}

Величина скачка электрического потенциала φ (рис. 11) определяет величину избыточного, бездиссипативного сопротивления N/F-интерфейса R_{exc} [25, 26]. Энергетические затраты внешнего источника на перестройку электронного спектра вблизи N/F-интерфейса определяют величину R_{exc} [25, 26]¹¹⁾. Величины Δ_A и φ связаны между собой [25]. Перестройка электронного спектра определяет неравновесную намагниченность, индуцированную током. При механическом резонансе

¹¹⁾ Возникновение бездиссипативного сопротивления в ряде физических ситуаций рассмотрено в работе [33] при описании квантового эффекта Холла в терминах бездиссипативного сопротивления.

из-за гиромангнитных превращений должно происходить и резонансное увеличение ароновской щели Δ_A . Поскольку сопротивление R_{exc} определяется величиной Δ_A , резонансы, как магнитный, так и механический (при гиромангнитных превращениях) можно наблюдать с помощью измерения сопротивления МС, включающего R_{exc} .

В эксперименте измеряется переменное напряжение на МС, индуцированное модуляционным током. Амплитуда изменения величины ароновской щели Δ_A определяет амплитуду переменной намагниченности M_0^{\sim} и величину сопротивления R_{exc} , что позволяет с помощью измерения сопротивления R_{MC} (R_L) регистрировать МСГМО. Измерение избыточного сопротивления N/F-интерфейса использовалось при первом обнаружении СДМГ [15]. В данной работе с помощью измерения избыточного сопротивления МС регистрируются МСГМО.

Когда ГМТО из неподвижного состояния с нулевым моментом импульса и максимальным торсионным моментом силы подвеса переходит в состояние с нулевым торсионным моментом силы ($\delta\varphi = 0$) и максимальной скоростью вращения, максимальным фононным моментом импульса, у него происходит соответствующее изменение намагниченности (эффект Барнетта). При МСГМО проявляется как эффект Эйнштейна–де Гааза — вращение магнетика при изменении его намагниченности, — так и эффект Барнетта — возникновение намагниченности при вращении магнетика. Модуляционный способ измерения избыточного сопротивления МС позволяет дифференцировать вклады эффекта Эйнштейна–де Гааза и эффекта Барнетта при регистрации МСГМО. Это осуществляется с помощью установления должной фазы опорного напряжения. Максимальной величине избыточного сопротивления соответствуют максимальная величина ароновской щели, максимальное магнитное возбуждение, которое имеет место при $\delta\varphi = 0$. В принятых в статье обозначениях при этом измеряется сопротивление R_{MC} и эффект Эйнштейна–де Гааза определяет МСГМО. При измерении сопротивления R_L эффект Барнетта определяет МСГМО.

4.2. Солитонная модель МСГМО

Медленная прецессия «быстро» волчка [24]. При отклонении оси вращающегося с высокой частотой волчка от вертикали на угол θ опрокидывающий момент силы тяжести K_g вызывает медленную прецессию оси волчка вокруг вертикальной оси со средней угловой частотой $\bar{\Omega}_{pr} = K_g/L$, где L — мо-

мент импульса волчка. В первом приближении при возбуждении намагниченности \mathbf{M} происходит только ее отклонение на малый угол θ от направления поля \mathbf{H} [34]. Величину θ можно оценить по величине ароновской щели. В случае магнитного солитона опрокидывающий момент равен $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$, $L = M/\gamma_e$ и $\bar{\Omega}_{pr} = -\gamma_e H \sin \theta \approx -\omega_L \theta$.

Изменение параллельной \mathbf{H} компоненты намагниченности $\delta M_{\parallel} = |\mathbf{M}| \theta^2/2$, где θ — угол отклонения \mathbf{M} от \mathbf{H} . В эксперименте смещение уровня заполнения спиновой подзоны на величину Δ_A определяет δM_{\parallel} . Зная величину ароновской щели Δ_A , можно определить угол $\theta \approx (\Delta_A/\varepsilon_F)^{1/2}$. При $\varepsilon_F \sim 10^4$ К, токе $I_0 = 10$ мА для нашей системы $\Delta_A(10 \text{ мА}) \sim \sim 1$ К. В условиях эксперимента ларморовская частота $\omega_L \sim 10^{10}\text{--}10^{11} \text{ с}^{-1}$. При $\Delta_A/\varepsilon_F \sim 10^{-4}$ угол $\theta \sim 10^{-2}$ и скорость прецессии $\bar{\Omega}_{pr} \sim 10^8\text{--}10^9 \text{ с}^{-1} \gg \gg \Omega_{TO}^{GM} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ ¹²⁾. Этот диапазон частот исключает частоту МСГМО.

Уравнения осциллятора, параметрический резонанс. Уравнение колебаний торсионного осциллятора при наличии затухания и внешнего периодического момента силы имеет вид [24]

$$\frac{d}{dt}(I\dot{\varphi}) + \alpha\dot{\varphi} + T\varphi = K_0 \cos \omega t, \quad (4)$$

где I — момент инерции осциллятора, α — коэффициент жидкостного (гидродинамического) трения, определяющий затухание колебаний осциллятора, T — торсионный модуль пружины, определяющий момент силы, действующий на осциллятор при отклонении от равновесного состояния на угол φ , $K_0 \cos \omega t$ — внешний момент силы. Момент силы трения, тормозящий вращение осциллятора, пропорционален скорости вращения. Форма записи допускает зависимость I от времени — условие параметрического резонанса. Возбуждение намагниченности определяется током I_0 . Поскольку Λ_s зависит от энергии возбуждения, у ГМТО, кроме резонанса на базовой частоте Ω_{TO}^{GM} , возможен параметрический резонанс [24]. Параметрический резонанс возбуждается на частотах $2\Omega_{TO}^{GM}$ и $2\Omega_{TO}^{GM}/\kappa$, где κ — целое число. Таким образом, в МС при частоте осциллятора $\Omega_{TO}^{GM} = (T/I)^{1/2}$ возможны резонансы на частотах $\Omega_{TO}^{GM}/2$, Ω_{TO}^{GM} и $2\Omega_{TO}^{GM}$ [24].

В эксперименте возбуждение колебаний ГМТО осуществляется с помощью переменного тока $I \sim =$

¹²⁾ Ряд аспектов магнитной динамики двумерного солитона, когда толщина ферромагнитной пленки много меньше Λ_s , рассмотрен в работах [39–45]. В частности, определена аксиально-симметричная векторная структура намагниченности. С помощью прямых измерений доказана гиперчастота прецессии намагниченности солитона [41, 42, 44].

$= I_0 \cos \Omega t$, который индуцирует переменную намагниченность МС. Адекватный момент импульса можно получить, приложив к ГМТО момент силы должной величины $K_0 \cos \Omega t$. Введение зависимости I от t адекватно зависимости K_0 от Λ_s при заданной амплитуде I_0 . После введения обозначений $T/I = (\Omega_{TO}^{GM})^2$ и $\alpha/I = 2\lambda$, где λ — логарифмический декремент затухания, уравнение (4) примет вид

$$\ddot{\varphi} + 2\lambda\dot{\varphi} + (\Omega_{TO}^{GM})^2\varphi = K^* \cos \Omega t. \quad (5)$$

При $\Omega = \Omega_{TO}^{GM}$ и достаточно малом затухании под действием момента силы $K^* \cos(\Omega t + \beta)$ установится стационарный колебательный режим. Момент силы обусловлен переменной намагниченностью, индуцированной переменным током, приводящим к осцилляциям величины ароновской щели, пропорциональной $\Delta_A(I_0) \cos \Omega t$. Возбуждение стационарных колебаний осциллятора возможно, если добротность осциллятора $Q > 1/2$.

Диссипативные потери намагниченности \mathbf{M} пропорциональны скорости изменения намагниченности. Поскольку $\Omega_{TO}^{GM} \ll \omega_L$, при МСГМО вклад изменения M_{\parallel} в диссипацию пренебрежимо мал. Диссипативные потери ГМТО определяет скорость изменения перпендикулярной \mathbf{H} компоненты намагниченности, которая пропорциональна $\omega_L M_{\perp 0}$. Поэтому при определении Ω_{TO}^{GM} вместо уравнения (5) следует использовать уравнение

$$\ddot{\varphi} + 2\lambda\dot{\varphi} + (\Omega_{TO}^{GM})^2\varphi = +\alpha_G \omega_L M_{\perp 0} + K^* \cos \Omega t, \quad (6)$$

где $\alpha_G \omega_L M_{\perp 0}$ — момент зависящего от скорости гидродинамического трения, тормозящего высокочастотное вращение, α_G — параметр диссипации Гильберта.

Для интересующего нас случая $\lambda < \Omega_{TO}^{GM}$ решение (6) при $\alpha_G = 0$ имеет вид

$$\varphi(t) = ae^{-\lambda t} \cos(\Omega t + \alpha) + b \cos(\Omega t + \delta), \quad (7)$$

где

$$b = \frac{K_0}{I} \frac{1}{\sqrt{[(\Omega_{TO}^{GM})^2 - \Omega^2]^2 + 4\lambda^2 \Omega^2}}, \quad (8)$$

$$\text{tg } \delta = \frac{2\lambda\Omega}{\Omega^2 - (\Omega_{TO}^{GM})^2}.$$

Через достаточно большой промежуток времени решение примет вид

$$\varphi(t) = b \cos(\Omega t + \delta). \quad (9)$$

Амплитуда колебаний конечна и максимальна когда $\Omega = \Omega_{TO}^{GM}$. Вблизи резонанса, когда $\Omega = \Omega_{TO}^{GM} + \beta$, где β — малая величина и $\lambda \ll \Omega_{TO}^{GM}$,

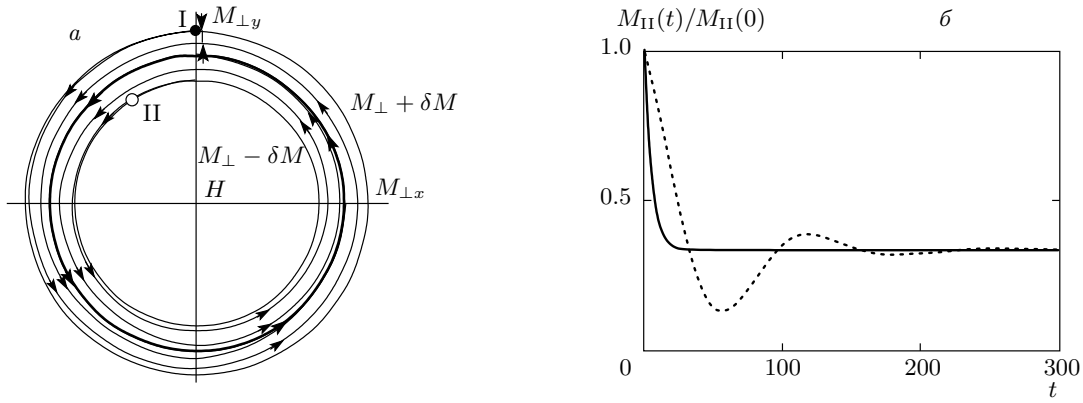


Рис. 12. а) В состояниях, обозначенных окружностью, проведенной жирной линией, диссипативные потери M компенсируются токовым поступлением M . Возникает стационарное квазиравновесное состояние M , в котором $|M_{\perp}| = |M_{\perp 0}|$. Если в стартовом состоянии $|M_{\perp}| \neq |M_{\perp 0}|$ (состояния I и II), то M перейдет в состояние с $|M_{\perp}| = |M_{\perp 0}|$. При изменении $|M_{\perp}|$ изменяется $|M_{\parallel}|$. б) Релаксация поперечной компоненты $|M_{\perp}|$ из состояния II рис. а для аперiodического (сплошная кривая) и колебательного (пунктирная кривая) режимов затухания

$$b = \frac{K_0}{2I\Omega_{TO}^{GM}} \frac{1}{\sqrt{\beta^2 + \lambda^2}}, \quad \text{tg } \delta = \frac{\lambda}{\beta}. \quad (10)$$

Со стороны частот $\Omega < \Omega_{TO}^{GM}$ вдали от резонанса δ стремится к нулю, а со стороны частот $\Omega > \Omega_{TO}^{GM}$ — к значению $-\pi$. Изменение δ от 0 до $-\pi$ происходит в узкой (шириной порядка λ) области частот вблизи Ω_{TO}^{GM} . Через значение $-\pi/2$ разность фаз проходит, когда $\Omega = \Omega_{TO}^{GM}$.

МСГМО — резонансные колебания ГМТО. В линейном приближении амплитуда переменной намагниченности M_0^{\sim} пропорциональна амплитуде переменного тока I_0^{\sim} . При возбуждении резонансных колебаний ГМТО происходит резонансное увеличение избыточного сопротивления МС. Уравнения (9) и (10) определяют изменение амплитуды и фазы колебаний, форму линий резонанса при измерении сопротивления R_{MC} и R_L . Уравнение (5) определяет набор резонансных частот ГМТО. В рамках солитонной модели МСГМО представляют собой стационарные резонансные колебания ГМТО, возбуждаемые переменным током, текущим через МС между N- и F-металлами. МСГМО возбуждаются, когда МС представляет собой ГМТО с добротностью $Q > 1/2$. В рамках солитонной модели объясняются все экспериментально наблюдаемые особенности МСГМО.

Рисунок 12 схематически иллюстрирует принцип превращения магнитного солитона в ГМТО. В стационарном возбужденном состоянии намагниченности, когда диссипативные потери компенсируются токовым поступлением намагниченности [8, 9], изме-

нение намагниченности происходит вдоль окружности, проведенной на рис. 12а жирной линией. В этом состоянии $|M_{\perp}| = |M_{\perp 0}|$. Если стартовое состояние намагниченности I, в котором $|M_{\perp}| > |M_{\perp 0}|$, или II, в котором $|M_{\perp}| < |M_{\perp 0}|$, то через некоторое время намагниченность перейдет в состояние на окружности. В стационарном состоянии после усреднения по периоду ларморовской прецессии $M_{\perp} = 0$. Стационарные колебания ГМТО, индуцированные внешним моментом сил, возникают при $Q > 1/2$. Добротность осциллятора Q определяет характер перехода намагниченности из нестационарного состояния I или II в стационарное состояние на окружности, проведенной на рис. 12а жирной линией. При $Q > 1/2$ этот переход колебательный (рис. 12б, пунктирная кривая) и возбуждение МСГМО возможно. В этом случае периодический внешний момент при должной частоте приводит к стационарным колебаниям (уравнения (9) и (10)). МСГМО возбуждаются при токе $I_0(B) \geq I_S(B)$, когда концентрация магновов велика, притяжение между магнонами существенно и $Q > 1/2$. Для резонансов МСГМО определенная из формы резонансной кривой добротность осциллятора $Q \approx 25$ (рис. 3).

Оценка частоты МСГМО и размеров солитона. Оценку порядка величины собственной частоты ГМТО удобнее провести для цилиндрического абсолютно жесткого образца. Момент инерции цилиндра равен $\pi h \rho_m R^4 / 2$, где h , ρ_m , R — соответственно, высота, плотность и радиус цилиндра. Резонансная частота ГМТО $\Omega_{TO}^{GM} = \sqrt{I_{tot} / T_{eff}}$, где I_{tot} — мо-

мент инерции, включающий момент инерции деформируемой области среды, толщина которой порядка R , T_{eff} — эффективный торсионный модуль среды, определяющий действующий на GMTO момент силы $K = T_{eff}\delta\varphi$. В модели MC T_{eff} — торсионный модуль пружин, подсоединенных к сферическим полостям (рис. 2б). Для цилиндрического образца, реальных констант металла и $R \sim \Lambda_s$ при малых $\delta\varphi$ оценка величины Ω_{TO}^{GM} согласуется с наблюдаемой в эксперименте частотой MCGMO. Отличия формы магнитного солитона (цилиндра и сферы) не изменяют оценку величины собственной частоты солитона Ω_{TO}^{GM} . Отличие на порядок величины Λ_s для Cu и Co нивелируется слоистостью F-металла при использованной геометрии эксперимента. В плоскости, перпендикулярной \mathbf{B} , эффективной является Λ_s в Cu, которая определяет момент инерции магнитного солитона и соответствующее скачкообразное изменение Ω_{TO}^{GM} при изменении размера солитона.

Оценку Ω_{TO}^{GM} проведем двумя способами: 1) из закона сохранения момента импульса; 2) учитывая деформацию среды, которая возникает при вращении солитона и определяет момент силы \mathbf{K} . В случае 1) можно рассмотреть солитон как сферу радиусом Λ_s^{Cu} . При максимальном угле закручивания пружины φ_{max} , неподвижном осцилляторе упругая энергия пружины $W_{SP} = T_{eff}\varphi_{max}^2/2$. При $W_{SP} = 0$ кинетическая энергия осциллятора $W_{kin} = I_{tot}(\Omega_{TO}^{max})^2/2$, где Ω_{TO}^{max} — максимальная скорость вращения GMTO. Равенство $T_{eff}\varphi_{max}^2/2 = W_{kin}$ и выражение для полной энергии осциллятора $E = I_{tot}(\Omega_{TO})^2\varphi_{max}^2/2$ показывают, что при реальных параметрах среды можно удовлетворить условию $\Omega_{TO}^{GM} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$.

В случае 2) при оценке размеров GMTO для учета различия Λ_s для Cu и Co $\Lambda_{SN} \gg \Lambda_{SF}$ рассмотрим солитон в виде однородного жесткого цилиндра высотой $2\Lambda_{SF}$ и радиусом Λ_{SN} . Ось цилиндра параллельна \mathbf{B} . Противоположный вращению солитона торсионный модуль пружины T_{eff} определяется деформацией среды, которая возникает при вращении цилиндра. Толщина деформируемого слоя порядка Λ_s . Простые оценки с учетом вращения только боковой поверхности цилиндра показывают, что и в этом случае при реальных параметрах среды можно удовлетворить условию $\Omega_{TO}^{GM} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$. Учет вращения торцов цилиндра не изменяет порядка величины Ω_{TO}^{GM} .

Учет слоистости F-металла позволяет оценить частоту GMTO с помощью величины скачков частоты. Заменим F-солитон стопкой пар из N- и F-дисков. Толщина диска равна примерно 2 нм, радиус

Λ_{SN} , для $\Lambda_{SF} = 59 \text{ нм}$ [21] число пар равно 30. При малом изменении частоты

$$\Omega_1 = \Omega + \delta\Omega, \quad \delta\Omega \ll \Omega, \quad \frac{I(\Omega_1)}{I(\Omega)} = 1 + \frac{2\delta\Omega}{\Omega}.$$

При $\Omega = 400 \text{ Гц}$, $\delta\Omega = 50 \text{ Гц}$ отношение $\delta\Omega/\Omega \approx 0.1$. Для цилиндра

$$I_c = \pi h \rho_m \frac{R^4}{2}, \quad \frac{I_c(\Omega_1)}{I_c(\Omega)} = \frac{h}{h - \delta h}.$$

При толщине одного слоя 2 нм получим

$$I_c(\Omega_1)/I_c(\Omega) = \frac{h}{h - \delta h} \approx 1.03,$$

т. е. скачок частоты равный примерно 14 Гц, в 3.5 раза меньше наблюдаемого. Учитывая, что величины h и диаметра цилиндра завышены, неопределенность Λ_{SF} в мультислой и простоту модели, такое расхождение оценки в меньшую сторону возможно.

Используя величины наблюдаемых резонансных частот и скачка частоты MCGMO, можно оценить размеры солитона, при которых эти частоты реальны. Представим F-солитон в виде цилиндра высотой $h \approx 2\Lambda_{SF} \approx 120 \text{ нм}$ [21] и радиусом $R \approx \Lambda_{SN} \approx 450 \text{ нм}$ [22]. Момент инерции цилиндра равен $\pi h \rho_m R^4/2$. Пусть N-солитон — сфера радиуса R . Момент инерции N-сферы $I_{sph} = (8/15)\pi R_{eff}^2 \rho_m$. При таких параметрах момент инерции N-солитона примерно в 4 раза больше момента инерции F-солитона. Поскольку

$$\Omega_{TO}^{GM} = \sqrt{I_{tot}/T_{eff}},$$

$\Omega_{TO-N}^{GM} \approx 2\Omega_{TO-F}^{GM}$. В эксперименте $\Omega_{TO-N}^{GM} = 1310 \text{ Гц}$, $\Omega_{TO-F}^{GM} = 2 \cdot 395 \text{ Гц} = 790 \text{ Гц}$ и $\Omega_{TO-N}^{GM}/\Omega_{TO-F}^{GM} \approx 1.66$.

Таким образом, оценки частот Ω_{TO-N}^{GM} , Ω_{TO-F}^{GM} и скачков частоты Ω_{TO-F}^{GM} с использованием грубой цилиндрической модели F-солитона и сферической модели N-солитона при реальных физических параметрах среды согласуются с величинами, наблюдаемыми в эксперименте.

4.3. MCGMO

Фазовая диаграмма. MCGMO и CDMG наблюдаются только в двух квадрантах на IB -плоскости. Отсутствие эффекта токовой инверсии является отличием CDMG [15] от MCGMO. Инверсия тока подавляет генерацию магнонов, тогда как гиромангнитные колебания сохраняются при одновременной инверсии тока I и магнитной индукции \mathbf{B} (рис. 3б). Инверсия \mathbf{B} на CDMG не влияет [15]. Инверсия только

тока I или только \mathbf{B} подавляет МСГМО. Эта особенность МСГМО соответствует требованиям симметрии кинетических коэффициентов Онзагера в магнитном поле. При инверсии времени (тока) свойства системы сохраняются при одновременной инверсии поля.

У электронного потока, проходящего через полусферическую поверхность, содержащую F-металл (рис. 2б), спиновая поляризация α , а у электронного потока, проходящего через полусферическую поверхность, содержащую N-металл, поляризация нулевая. Обозначим поляризацию электронного потока, текущего через плоскость N/F-интерфейса, $\alpha^* = \alpha - \delta\alpha$, где $0 < \delta\alpha \ll \alpha$. В зависимости от направления тока I_0 в N- и F-полусферах в единицу времени происходит либо диссипация, либо генерация намагниченности $\mathbf{M} = (I_0/|e|)\mu_B\delta\alpha$. В случае распространения потока электронов от N-металла происходит генерация, а при инверсии тока — диссипация намагниченности. Генерация намагниченности позволяет компенсировать диссипативные потери намагниченности в МС, создавать стационарное возбужденное состояние намагниченности. Компенсация возможна только при одном направлении тока. При инверсии \mathbf{B} диссипативные потери намагниченности могут быть скомпенсированы только при одновременной инверсии тока. МСГМО наблюдаются при стационарном сильном возбуждении намагниченности, определяемом током I_0 . Пусть при заданных \mathbf{B} и I_0 имеет место стационарное состояние возбужденной намагниченности, когда диссипативные потери намагниченности $\delta\mathbf{M}$ компенсируются током I_0 . При инверсии \mathbf{B} происходит инверсия \mathbf{M} и в этом состоянии диссипативные потери намагниченности равны $-\delta\mathbf{M}$. Для токовой компенсации $-\delta\mathbf{M}$ необходимо, в соответствии с требованием симметрии кинетических коэффициентов Онзагера, изменить направление тока I_0 , которое приведет к инверсии аэроновской щели и к токовой компенсации диссипативных потерь намагниченности $-\delta\mathbf{M}$.

Режим установления периодического процесса [30]. В системе, в которой существует периодический процесс, возможно два режима его установления. 1) Мягкий режим, когда периодический процесс устанавливается при любых начальных условиях, имеет место самовозбуждение автоколебаний. 2) Жесткий режим, при котором для установления периодических колебаний необходимо возбуждение системы, превышающее некоторый уровень, порог. При жестком режиме автоколебательная система имеет и стационарное состояние периодических колебаний, и состояние устойчивого равновесия, а уста-

новление того или другого зависит от того, какие начальные условия были заданы.

При рассмотрении МСГМО, кроме гидродинамического трения, когда величина трения пропорциональна скорости, необходимо ввести «сухое» трение покоя [30]. Очевидным проявлением такого трения является зависимость сопротивления $R_{МС}$ от направления развертки тока I_0 (рис. 5б), подобная гистерезису B при изменении направления развертки поля H . Медленное существенное изменение намагниченности МС, происходящее в нестационарном состоянии намагниченности (рис. 10), также свидетельствует о наличии сухого трения. В результате флуктуационных изменений намагниченности, превышающих уровень шума, и трения покоя МС переходит в квазистационарное состояние без временных флуктуационных изменений сопротивления (намагниченности), превышающих уровень шума.

Сухое (кулоновское) трение. Выше рассматривалось решение уравнения (7) в отсутствие сухого трения. У ГМТО сухое трение является существенным (см. выше). Из теории колебаний известно [30], что при наличии сухого трения осциллятор представляет собой автоколебательную систему с жестким режимом установления периодического процесса. Колебательная система при жестком режиме обладает двумя важными свойствами: 1) единственной стационарной амплитудой и 2) необходимостью начального «толчка» конечной величины для того, чтобы эта амплитуда установилась. Второе свойство, которое определяет пороговый характер возбуждения МСГМО, обусловлено наличием сухого трения в системе. Чем больше сухое трение, тем больше должна быть величина начального толчка. Периодические колебания осциллятора устанавливаются только при достаточно большом, превышающем пороговую величину толчке. Сухое трение определяет отсутствие самовозбуждения колебаний ГМТО. Малое гидродинамическое трение (член λ в формуле (6)) практически не влияет на пороговый характер возбуждения и подавления колебаний МСГМО.

Токовые и полевые пороги-границы. При фиксированном \mathbf{B} или токе I_0 в квадранте существования МСГМО возбуждаются только в токовом интервале $I_S(B) \leq I_0 \leq I_F(B)$ и в полевом интервале $B_S(I_0) \leq B \leq B_F(I_0)$. При этом как возбуждение, так и подавление МСГМО происходит пороговым образом. Значительная величина сухого трения является причиной жесткого режима, необходимости начального толчка значительной величины для установления стационарных колебаний ГМТО, порогового характера возбуждения МСГМО.

При заданной величине \mathbf{B} возбуждение намагниченности должно быть достаточно сильным, чтобы было выполнено условие возникновения магнитного солитона [6]. Поскольку степень магнитного возбуждения пропорциональна величине тока I_0 , стационарные колебания GMTO возбуждаются только при токе $I_0 > I_S(B)$, нижнего токового порога возбуждения MCGMO. Но при увеличении тока I_0 возрастают диссипативные потери, что приводит к уменьшению добротности GMTO и нарушению условия возбуждения стационарных колебаний GMTO, $Q > 1/2$. При увеличении I_0 увеличивается токовая компенсация диссипативных потерь намагниченности. Однако при токовом возбуждении намагниченности $\delta M_{\perp}(I_0) \gg \delta M_{\parallel}(I_0)$ [34], где $\delta M_{\perp}(I_0)$ определяет увеличение диссипативных потерь, пропорциональных скорости изменения намагниченности $\omega_L M_{\perp}$, а $\delta M_{\parallel}(I_0)$ определяет токовую компенсацию потерь намагниченности. При увеличении I_0 увеличение диссипативных потерь доминирует и поэтому при токе $I_0 > I_F(B)$ происходит пороговое подавление стационарных колебаний GMTO.

Аналогичные рассуждения приводят к существованию полевых порогов-границ $B_S(I_0)$ и $B_F(I_0)$ при заданной величине I_0 , определяющей достаточно сильное магнитное возбуждение намагниченности. Для возбуждения стационарных колебаний GMTO магнитное поле \mathbf{H} должно быть достаточно велико, чтобы обеспечить одноосность намагниченности, которая определяет притяжение между магнонами [6]. Возбуждение MCGMO происходит пороговым образом при выполнении условия $B > B_S(I_0)$. При $B > B_F(I_0)$ из-за возрастания диссипативных потерь, обусловленных увеличением ω_L , и соответствующего увеличения скорости изменения намагниченности и диссипативных потерь, нарушается условие колебательного затухания $Q > 1/2$, что приводит к подавлению MCGMO.

Амплитуда вынужденных колебаний ГО пропорциональна его добротности Q . Добротность GMTO можно определить как отношение запасенной энергии осциллятора W к потерям за период колебаний W_{dis} , $Q = W/W_{dis}$. Запасенная энергия пропорциональна I_0^2 . Величина диссипативных потерь W_{dis} пропорциональна скорости изменения намагниченности. Прецессия намагниченности в поле \mathbf{H} определяет скорость изменения намагниченности пропорционально $\omega_L M_{\perp} = \gamma_e H M_{\perp} \propto B M_{\perp}$. Поэтому $Q = W/W_{dis} \propto I_0^2/(B M_{\perp})$. MCGMO происходят при сильно возбужденной намагниченности. Стационарное состояние намагниченности существует благодаря токовой компенсации диссипа-

тивных потерь намагниченности. Ток I_0 приводит к возбуждению намагниченности, возникновению компоненты \mathbf{M}_{\perp} , увеличению диссипативных потерь W_{dis} . В то же время увеличение возбуждения намагниченности, т.е. увеличение тока I_0 , приводит к образованию магнитного солитона, увеличению τ_s и уменьшению диссипации. Можно утверждать, что на токовой границе области существования MCGMO на $I_0 B$ -плоскости выполняется условие возбуждения стационарных колебаний GMTO — $Q \approx 1/2$. Эксперимент показывает (рис. 5б), что зависимость токовых порогов-границ I_S и I_F близка к $I_S \propto 1/(\text{const} + B)$ и $I_F \propto 1/(\text{const} + B)$. Это означает, что $Q \propto I_0^2/B M_{\perp} \propto I_0/B$ и $M_{\perp} \propto I_0/B$. Именно это является причиной того, что при больших B и малых I_0 амплитуда MCGMO максимальна (рис. 4а,б).

Зависимость амплитуды резонансов от I_0 и B . Из-за увеличения добротности $Q \propto I_0/B$ при фиксированном поле H должно происходить увеличение амплитуды при увеличении тока I_0 . Так происходит практически во всем токовом интервале существования MCGMO в интервале токов $I_S < I_0 < I_F$ (рис. 4а,б,в). Только при больших величинах B вблизи токового порога I_F перед пороговым подавлением MCGMO наблюдается слабо выраженный максимум (рис. 4в).

При фиксированном токе I_0 и увеличении B должно происходить уменьшение амплитуды MCGMO из-за уменьшения добротности осциллятора $Q \propto I_0/B$. Однако происходит обратное — при увеличении B происходит радикальное увеличение амплитуды MCGMO (рис. 4а,б). Более того, при малых токах при уменьшении B (при уменьшении диссипативных потерь) происходит подавление MCGMO. По-видимому, в условиях нелинейного возбуждения намагниченности, когда происходит образование магнитного солитона, условие $M_{\perp} \propto I_0/B$ выполняется лишь в узком диапазоне токов и полей. В частности, при увеличении B уменьшение диссипативных потерь солитона, обусловленных увеличением межмагнетонного притяжения и увеличением времени спиновой релаксации τ_s , соответствующее увеличение добротности осциллятора Q должно превышать уменьшение добротности из-за увеличения диссипативных потерь при увеличении B .

Токовая диаграмма MCGMO. Проведенный выше анализ экспериментальных результатов позволяет качественно определить вид зависимости энергии солитона W от тока I_0 (рис. 13а, жирная штриховая кривая). Вследствие конфигурационного минимума

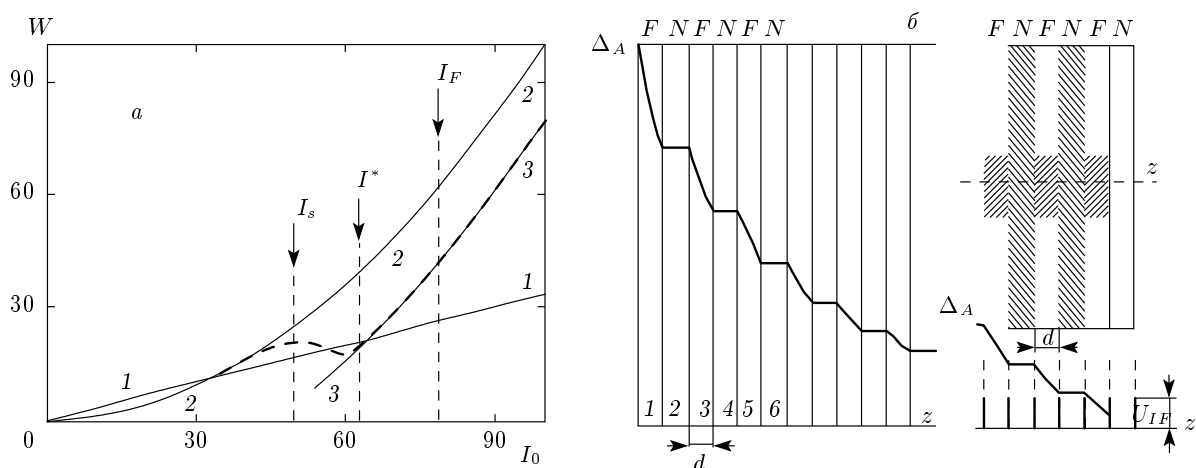


Рис. 13. а) Схематическая зависимость от I_0 ароновской щели $\Delta_A \propto I_0$ (прямая 1), энергии невзаимодействующих магнов (кривая 2), энергии магнов при существовании магнитного солитона (кривая 3). Зависимость энергии электронной системы W показана жирной штриховой кривой. Стрелками указаны характерные для модели MCGMO величины тока I_0 : нижний токовый порог I_S , верхний токовый порог I_F , величина I^* , при которой жирная штриховая кривая практически совпадает с кривой 3. б) Зависимость Δ_A от z . Ось z проходит через центр МС и направлена вдоль нормали к мультислою, N и F — слои N- и F-металлов, d — толщина слоя, U_{IF} — высота потенциального барьера на N/F-интерфейсе. Справа показаны области N- и F-слоев (заштрихованы), в которых $\Delta_A(z) \neq 0$ и которые вносят вклад в намагниченность МС

энергии векторной структуры намагниченности солитона, образование солитона приводит к уменьшению энергии электронной системы (кривая 3), по сравнению с энергией в отсутствие взаимодействия между магнонами (кривая 2 плюс $2\mu_B H$). Величина тока I_S — нижний токовый порог возбуждения MCGMO — должна быть в токовом интервале, в котором происходит образование магнитного солитона. При заданной величине B при токе $I_0 = I_F$ из-за увеличения диссипативных потерь происходит нарушение условия колебательного режима затухания осциллятора $Q > 1/2$, приводящее к подавлению MCGMO. Характерные для модели MCGMO величины тока I_S , I_F и I^* , при которой жирная пунктирная кривая практически совпадает с кривой 3, указаны стрелками.

Скачки частоты MCGMO. Одна из особенностей резонансов на частотах $\Omega_{F1} = 395$ Гц, $\Omega_{F2} = 850$ Гц и $\Omega_{F4} = 1850$ Гц — скачки частоты при увеличении тока I_0 (постоянном B) и при увеличении поля B (постоянном I_0) (рис. 3, 4б, 7, 8а). Для всех резонансов скачки происходят подобным образом. Для резонанса $\Omega_{F1} = 395$ Гц как при увеличении тока I_0 , так и при увеличении B скачок происходит между частотами 395, 445 и 500 Гц. При увеличении тока I_0 частота резонанса 395 Гц скачкообразно изменяется на частоту 445 Гц. При дальнейшем увеличении тока I_0 частота резонанса 445 Гц скачкооб-

разно изменяется на частоту 500 Гц. Для резонанса частоты $\Omega_{F\kappa}$ скачок частоты составляет примерно $\kappa \cdot 55$ Гц (кроме $\kappa = 3$). Для наблюдения скачка частоты резонанса при изменении B величина I_0 должна быть в определенном токовом интервале (рис. 6).

Скачки частоты MCGMO происходят в F-металле и обусловлены зависимостью Λ_s от энергии возбуждения. При изменении Λ_s изменяются размер солитона, момент инерции GMTO, частота Ω_{TO-F}^{GM} . Диссипативные потери солитона пропорциональны $\omega_L M_{\perp}$ и возрастают как при увеличении тока I_0 , так и при увеличении $B \approx \mu_0 H$. При увеличении B увеличиваются $\omega_L \propto H$, а при увеличении тока I_0 увеличивается компонента намагниченности M_{\perp} . Радикальное различие Λ_s для Co и Cu и слоистая структура F-металла должны приводить к скачкообразному и относительно большому изменению момента инерции солитона в F-металле (рис. 13б). Зависимость Λ_s от поля B и тока I_0 определяется, в частности, зависимостью длины свободного пробега электрона l_p от H и I_0 , обусловленной зависимостью l_p от энергии возбуждения¹³⁾. Отношение энергии

¹³⁾ Теоретическое рассмотрение зависимости $l_p(\epsilon)$ см. в работе [35]. Экспериментальное прямое измерение $l_p(\epsilon)$ в висмуте с помощью поперечной электронной фокусировки [36] выполнено в работе [37]. Зависимость Λ_s от H обусловлена тем, что диссипация момента импульса пропорциональна скорости изменения намагниченности, которая пропорциональна H .

возбуждения к ε_F определяет показатель экспоненциальной зависимости l_p от энергии возбуждения. Поэтому Λ_s существенно зависит от соотношения между ε_F и энергией возбуждения, которая определяется величинами $\mu_B H$ и Δ_A . Из экспериментов по токовым резонансам МСГМО было установлено, что 1) энергия Ферми N-металла $\varepsilon_{FN} \gg \varepsilon_{FNF}$ — ширины «проводящей» подзоны F-металла, которая определяет проводимость F-металла; 2) ширина проводящей подзоны F-металла $\varepsilon_{FFN} \gg \varepsilon_{FFF}$ — ширины «магнитной» подзоны F-металла, которая определяет намагниченность F-металла. Неравенства $\varepsilon_{FN} \gg \varepsilon_{FF}$ и $\varepsilon_{FFN} \gg \varepsilon_{FFF}$ определяют различие зависимостей Ω_{TO}^{GM} в N- и F-металлах. Зависимость Λ_s , следовательно, и зависимость частоты Ω_{TO-F}^{GM} от B и тока I_0 должна быть значительно сильнее для магнитной подзоны F-металла. По этим причинам в F-металле должна быть более существенная зависимость Ω_{TO-F}^{GM} от I_0 и B .

N/F-интерфейс — структурный дефект, на котором происходит рассеяние электронов. Поэтому N/F-интерфейс обладает электрическим сопротивлением. Простейшая модель такого дефекта — дельтаобразный потенциал, параметры которого определяют сопротивление интерфейса, соответствующий скачок потенциала U_{IF} на интерфейсе (рис. 13б). Поскольку $\Lambda_{SF} \ll \Lambda_{SN}$, в F-металле вдоль нормали к N/F-интерфейсу (ось z) уменьшением $\Delta_A(z)$ в N-слоях можно пренебречь — F-слои определяют уменьшение $\Delta_A(z)$. При $\Delta_A(z^*) < \Delta_{IF}$ ароновская щель $\Delta_A(z) = 0$ при $z > z^*$. Но при $\Delta_A(z^*) > \Delta_{IF}$ в примыкающем к N/F-интерфейсу слое N-металла $\Delta_A(z) \neq 0$. Это означает, что превышение U_{IF} величины $\Delta_A(z^*)$ исключает из намагниченности солитона не только намагниченность F-слоя, но и намагниченность всего N-слоя, примыкающего к этому F-слою. Поскольку $\Lambda_{SF} \ll \Lambda_{SN}$, происходит значительное скачкообразное уменьшение момента инерции солитона (рис. 13б). Поэтому скачкообразное уменьшение «толщины» F-металла должно приводить к скачкообразному уменьшению момента инерции солитона и к соответствующему увеличению частоты резонансных колебаний. Условие $\Delta_A(z^*) \approx U_{IF}$ определяет условие скачка частоты МСГМО (рис. 3, 4б, 7, 8а).

У резонансов второй группы, которые мы классифицируем как колебания ГМТО N-металла, нет скачков частоты из-за отсутствия N/F-интерфейсов, определяющих скачкообразное изменение Λ_{SF} . Кроме того, поскольку в N-металле $\varepsilon_{FN} \gg \Delta_A \sim \mu_B H$, в N-металле зависимостью Ω_{TO-N}^{GM} от поля H и тока I_0 практически можно пренебречь. Можно счи-

тать, что при изменении тока I_0 изменяется только величина ароновской щели $\Delta_A \propto I_0$, а длина спиновой релаксации Λ_{SN} остается постоянной (рис. 3, 4б, 7, 8а). Поэтому форма линии резонанса и частота МСГМО Ω_{TO-N}^{GM} в N-металле не зависят от величин I_0 и B . При этом амплитуда МСГМО радикально уменьшается (рис. 3а, 2).

Аномальный шум. Существенная роль флуктуаций в магнитной динамике магнетиков с коллективизированными электронами хорошо известна (см., например, [38]). Мезоскопичность МС приводит к увеличению амплитуды флуктуаций. МС представляет собой ГМТО с высокой добротностью ($Q \approx 25$), поэтому флуктуационный шум на резонансной частоте должен существенно усиливаться. Эксперимент показывает (рис. 7а), что область на IB -плоскости, в которой при отличной от нуля амплитуде модуляционного тока $I_0 \neq 0$ возбуждаются МСГМО, при нулевой амплитуде модуляционного тока $I_0 = 0$, когда резонансные МСГМО не возбуждаются, представляет собой область повышенного шума. Шум представляет собой хаотические, затухающие колебания на частоте МСГМО, которые при нулевом модуляционном токе $I_0 = 0$, по-видимому, возбуждаются флуктуационным моментом силы. В отличие от стационарных МСГМО, возбуждаемых переменным моментом сил при $I_0 \neq 0$, в этих условиях возбуждаются затухающие колебания ГМТО. В отличие от МСГМО, когда амплитуда резонанса в сопротивлении R_L более чем на порядок превышает амплитуду резонанса в сопротивлении R_{MC} , амплитуда шума практически одинаковая для сопротивлений R_L и R_{MC} . Амплитуда шума пропорциональна амплитуде МСГМО, возбуждаемых в тех же условиях при отличной от нуля амплитуде модуляционного тока. Это естественное следствие того, что амплитуда МСГМО и амплитуда шума, возбуждаемого на резонансной частоте осциллятора, пропорциональны добротности осциллятора. Об этом свидетельствует и радикальное уменьшение амплитуды шума при подобных измерениях, но на нерезонансной частоте, когда амплитуда шума уменьшается более чем на порядок.

Классификация частот МСГМО. Согласно солитонной модели, МСГМО представляют собой резонансные колебания ГМТО. Частота ГМТО равна $\Omega_{TO}^{GM} = \sqrt{I_{tot}/T_{eff}}$. Из проведенного выше анализа следует, что должны наблюдаться колебания ГМТО, обусловленные магнитным солитоном в N-металле, в котором длина спиновой релаксации Λ_{SN} практически не зависит от тока I_0 и поля H . В F-металле длина спиновой релаксации Λ_{SF} суще-

ственно зависит от I_0 и H . Поэтому в F-металле возможно возбуждение параметрического резонанса [24]. В F-металле, кроме обычного резонанса на частоте $\Omega_{TO_F}^{GM}$, возможно возбуждение параметрического резонанса на частотах $\Omega_{TO_F}^{GM}/\kappa$, где κ — целое число. В N-металле возможные частоты MCGMO определяются обычным резонансом на частоте $\Omega_{TO_N}^{GM}$.

Качественные различия резонансов в N- и F-металлах таковы (см. рис. 3, 4б, 7, 8а).

1. Для резонансов, регистрируемых в сопротивлении R_{MC} , полярность резонансных пиков в N- и F-металлах инверсная. Инверсность пиков обусловлена тем, что для выполнения условия непрерывности химического потенциала на N/F-интерфейсе при увеличении (уменьшении) намагниченности в N-металле происходит уменьшение (увеличение) намагниченности в F-металле (рис. 11), что и определяет инверсную полярность резонансных пиков.

2. Слабая зависимость амплитуды резонанса в F-металле от тока I_0 и радикальное уменьшение амплитуды резонанса в N-металле при увеличении тока I_0 .

3. Зависимость частоты резонанса от тока I_0 . В N-металле частота не зависит от тока I_0 , так как $\varepsilon_F \gg \mu_B H$, Δ_A и длина спиновой релаксации Λ_{SN} практически не зависят от поля H и тока I_0 . Изменение тока I_0 приводит только к изменению величины Δ_A , изменению момента сил, раскачивающего колебания GMTO, но не момента инерции, определяющего частоту GMTO. В F-металле, кроме того что зависимость Λ_{SF} от I_0 существенно сильнее, чем в N-металле, при некоторых величинах тока I_0 происходит скачкообразное изменение частоты колебаний GMTO. Скачки частоты происходят из-за скачкообразного изменения Λ_{SF} , определяющего скачкообразное изменение момента инерции солитона (см. выше).

Гиромангнитные превращения определяются законом сохранения момента импульса — увеличение спинового момента импульса компенсируется уменьшением момента импульса атомов и наоборот. Поэтому сигналы, регистрирующие изменение спинового и атомного моментов импульса, должны иметь инверсную полярность. В эксперименте измеряется избыточное сопротивление MC, которое определяется величиной $\Delta_A \propto I$, т. е. регистрируемый сигнал пропорционален изменению намагниченности. Поэтому пики сопротивления, обусловленные резонансным увеличением намагниченности и увеличением момента импульса атомов, происходящим при соот-

ветствующем уменьшении намагниченности, должны иметь противоположную полярность.

Классификация основных резонансов GMTO (рис. 3а) следующая: в N-металле базовым резонансом является резонанс на частоте $\Omega_{TO_N}^{GM} = 1310$ Гц; базовым резонансом в F-металле является резонанс на частоте $\Omega_{TO_F}^{GM} = 850$ Гц. Частоты параметрического резонанса в F-металле $\Omega_{TO_F}^{GM}/2 = 425$ Гц ≈ 395 Гц и $2\Omega_{TO_F}^{GM} = 1700$ Гц ≈ 1850 Гц. В группу основных резонансов рис. 3а входят два резонанса, которые радикально отличны по своим свойствам от перечисленных резонансов. Это резонанс F-металла на частоте $\Omega_{F3} = 1150$ Гц и резонанс, определяющий необычную форму резонанса в N-металле на частоте $\Omega_{TO_N}^{GM}$. Эти аномальные резонансы рассмотрены ниже.

Твердотельное вращение спинов MC. Модель MCGMO должна обеспечивать прецессию спинов в поле \mathbf{H} при доминирующей роли обменного взаимодействия (см., например, [11, 34]). В длинноволновом приближении прецессия спинов в поле \mathbf{H} означает прецессию перпендикулярной \mathbf{H} компоненты локальной намагниченности $\mathbf{M}_\perp(\mathbf{r})$. Величина обменной энергии пропорциональна градиентам намагниченности, и для ее уменьшения намагниченности соседних областей образца должны быть почти параллельными. Если компонента намагниченности \mathbf{M}_\perp параллельна во всех точках MC, то прецессия намагниченности MC будет происходить при произвольном направлении \mathbf{M}_\perp , если прецессия намагниченности каждой точки образца происходит синфазно. В нашем случае из-за большой величины Λ_s и аномально большой величины аксиально-симметричного магнитного поля тока \mathbf{H}_I (из-за большой плотности тока) существенную роль играет диполь-дипольное взаимодействие. В этом случае условия минимизации обменной энергии и прецессии локальной намагниченности $\mathbf{M}_\perp(\mathbf{r})$ выполняются для векторной структуры аксиально-симметричной намагниченности \mathbf{M}_\perp ¹⁴⁾.

Очевидный пример такой реализации при аксиальной симметрии намагниченности («твердотельного» вращения намагниченности) представляет случай тонкого ферромагнитного кольца. В кольце прецессия спинов будет происходить, если, помимо участия в прецессии вокруг \mathbf{H} , перпендикулярного

¹⁴⁾ Аксиальная симметрия следует из условия минимизации свободной энергии системы. Решение аналогичной задачи для структуры намагниченности междоменной границы приведено в работе [11]. Численное решение уравнения LL для подобной ситуации, но в двумерном случае, дает подобную структуру [39–45].

плоскости кольца, спины вращаются в кольце вокруг оси кольца с той же частотой ω_L в должном направлении. Твердотельное вращение скоррелированных по направлению спинового момента магнов вокруг оси анизотропии предсказано в работе [12] (см. уравнения (5)).

Таким образом, требование уменьшения энергии обменного и диполь-дипольного взаимодействий и выполнения условия спиновой прецессии определяют твердотельное вращение спинов электронов. Рассмотренная в разд. 4.2 прецессия также представляет собой твердотельное вращение спинов электронов. При твердотельном вращении угловая скорость вращения спинов вокруг оси МС не зависит от \mathbf{r} ¹⁵⁾. Численное решение уравнения LL включает твердотельную прецессию [45], которая происходит с частотой порядка 10^9 с^{-1} , существенно меньшей ω_L . По-видимому, эта прецессия представляет собой аналог медленной прецессии «быстрого» волчка (см. выше).

Твердотельное вращение фононного газа. Твердотельная прецессия спиновой системы радикально изменяет фононную динамику магнитного солитона. При гиромангнитной трансформации вращение фононов происходит с аномально малой угловой скоростью. В ГМТО происходит вращение F-металла, «твердотельное» вращение фононной системы. В солитонной модели твердотельное вращение фононной системы является следствием твердотельного вращения спиновой системы. Это утверждение очевидно в случае F-металла в форме тонкого кольца. При гиромангнитных превращениях скорость вращения фононной системы кольца

$$\Omega = -\frac{\rho_{LS}(H)}{\gamma_e \rho_I(\Omega)},$$

где $\rho_{LS}(H)$ и $\rho_I(\Omega)$ — соответственно плотность магнов и фононных пар. Из-за экспоненциального убывания плотности возбуждений при увеличении r плотность фононных пар убывает экспоненциально при увеличении r . Требование постоянства скорости вращения фононного газа должно дополнительно уменьшать плотность фононных пар, т. е. при удалении от МС убывание плотности фононных пар более сильное, чем экспоненциальное.

Гидродинамический аналог магнитного солитона. В случае магнитного солитона существенным

является то, что спиновая компонента момента импульса имеет квантовую природу. В качестве гидродинамического аналога солитона можно использовать сосуд со сверхтекучим гелием. Фононному моменту импульса солитона, моменту импульса фононных пар в сверхтекучем гелии соответствует момент импульса нормальной компоненты, а спиновой, квантовой компоненте момента импульса солитона — момент импульса вихрей в сверхтекучем гелии, которые являются квантовыми по своей физической природе.

При вращении сосуда из-за увлечения нормальной компоненты гелия стенками сосуда происходит ее вращение вместе с сосудом. Специфика вращения сверхтекучего гелия состоит в том, что при вращении сосуда весь гелий, нормальная и сверхтекучая компоненты, вращаются с одинаковой скоростью (см., например, [46]). Скорость вращения нормальной компоненты приблизительно равна скорости вращения сосуда из-за действия паузелейского трения, а вихревое движение сверхтекучей компоненты происходит таким образом, что вращение всего гелия — и нормальной, и сверхтекучей компонент — «имитирует» вращение твердого тела, происходит твердотельное вращение сверхтекучего гелия. Скорость твердотельного вращения определяется скоростью вращения сосуда. При изменении скорости вращения сосуда происходит соответствующее изменение вращения нормальной компоненты, а также изменение вихревого движения сверхтекучей компоненты таким образом, что устанавливается вращение всего гелия со скоростью, соответствующей скорости вращения сосуда.

МСГМО представляют собой гиромангнитные колебания магнитного солитона, при которых происходят взаимные превращения параллельных \mathbf{H} компонент спинового момента импульса магнов и момента импульса фононных пар. Магноны и фононные пары имитируют твердотельное вращение так же, как вихри и нормальная компонента сверхтекучего гелия. Гидродинамическая модель — сосуд со сверхтекучим гелием — адекватно описывает динамику магнитного солитона.

В гидродинамической модели МСГМО являются аналогом низкочастотных затухающих осцилляций скорости вращения сверхтекучего гелия, возникающих в следующей ситуации [47, 48]. В работе [47] стакан со сверхтекучим гелием раскручивался с помощью внешнего привода. После достижения определенной скорости вращения стакана привод отключался и контролировалось изменение скорости вращения стакана. На начальной стадии наблюда-

¹⁵⁾ Ср. «вращение» вихрей с той же скоростью, что и скорость вращения нормальной компоненты, обеспечивающее имитацию твердотельного вращения жидкости — сверхтекучего гелия [46].

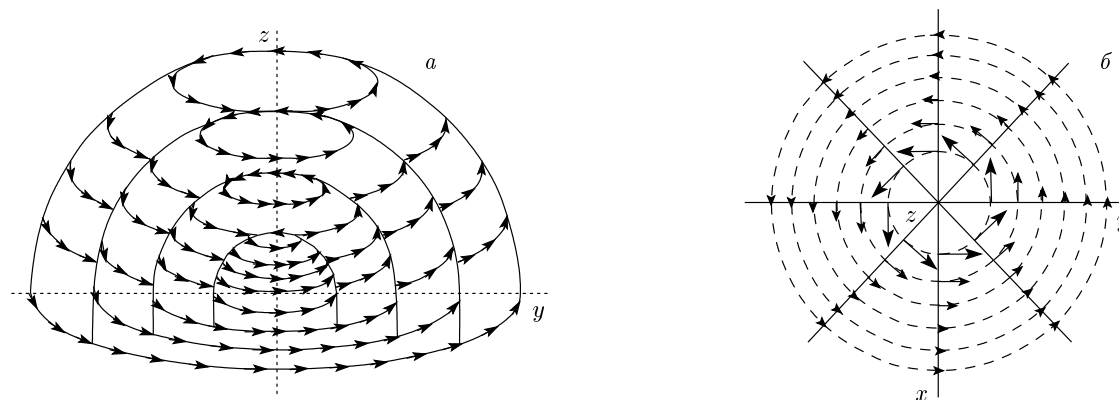


Рис. 14. а) Структура намагниченности в области МС, магнитного вихря, определяющего МСГМО; МС находится в точке $(x, y) = (0, 0)$. Внешнее поле \mathbf{H} направлено вдоль оси z . Показаны сферические поверхности, на которых величина намагниченности \mathbf{M} постоянна. Большая величина стрелки соответствует большей величине \mathbf{M} . В сферических поверхностях сделаны вырезы, позволяющие видеть векторную структуру \mathbf{M} на внутренних поверхностях.
 б) Векторная структура намагниченности \mathbf{M} вихря в сечении, параллельном плоскости xy

лось быстрое уменьшение скорости вращения стакана, вызванное установлением вращения гелия в стакане. Затем, помимо обычного плавного уменьшения скорости вращения, наблюдались затухающие осцилляции скорости вращения стакана с малым периодом (порядка 3 с). Установление квазистационарного состояния вращающегося сверхтекучего гелия происходило подобно установлению стационарного квазиравновесного вращения намагниченности магнитного солитона (ГМТО) при $Q > 1/2$. Этот процесс показан схематически на рис. 12б пунктирной кривой. При $Q > 1/2$ происходит осцилляционное затухание колебаний ГМТО.

Необычность ситуации со сверхтекучим гелием, в отличие от ситуации МС, состоит в возникновении торсионного момента в жидкости, где упругое сдвиговое сопротивление равно нулю. Упругий торсионный момент «сверхтекучего гелия» представляет собой торсионный момент вихревой решетки. Доказательством существования торсионного момента вихревой решетки являются поперечные волны Ткаченко [49].

Векторная структура намагниченности солитона. При определении векторной структуры намагниченности солитона также воспользуемся гидродинамической аналогией. В случае магнитного солитона из-за большой величины Λ_s и anomalously большой величины аксиально-симметричного магнитного поля тока \mathbf{H}_I векторная структура намагниченности \mathbf{M}_\perp должна быть аксиально-симметричной. При этом должно выполняться условие прецессии локальной намагниченности с частотой порядка ω_L .

Аналогом гидродинамических разгонных вихрей (см., например, [50]) являются кольцевые вихри в F-металле [12]. Векторная структура намагниченности солитона (рис. 14) подобна векторной структуре скоростей вихря-водоворота в гидродинамике, возникающего, например, при вытекании жидкости из сосуда большого поперечного сечения через трубу малого сечения. В быту это вихрь, возникающий при сливе воды из ванной.

Фононная диссипация. Полусферы находятся в контакте с остальными квазиравновесными областями острия и мультислоя и между N- и F-полусферами и окружающей их средой происходит обмен как спиновым, так и фононным моментами импульса, который приводит к диссипативным потерям момента импульса полусфер. Поскольку у солитона τ_s anomalously велико и темп спинового канала диссипации момента импульса anomalously низкий, основным каналом диссипативных потерь N- и F-полусфер являются потери по фононному каналу — фононные потери момента импульса, обусловленные бездиссипативным «пуазейлевым трением» вращающегося фононного газа солитона о неподвижный фононный газ окружающей солитон среды. Обмен моментом импульса между солитоном и окружающей солитон средой происходит при сохранении импульса системы, происходит обмен моментом импульса фононных пар. В стационарном состоянии потери момента импульса при аннигиляции фононных пар солитона компенсируются моментом импульса спин-поляризованного электрического тока.

Специфика диссипации момента импульса N- и

F-полусфер определяет гиромангнитную природу колебаний GMTO и условия возбуждения стационарных гиромангнитных колебаний GMTO, MCGMO. Диссипация спинового момента импульса полусфер MC происходит следующим образом. Спиновый момент передается фононной полусфере, после чего он по фононному каналу передается фононам вне полусферы. Компенсация фононных потерь момента импульса полусферы происходит за счет токового спинового момента импульса. Величина постоянного тока I_0 определяет квазиравновесное стационарное состояние намагниченности $\mathbf{M}(I_0)$, относительно которого происходят стационарные гиромангнитные колебания GMTO (состояния с перпендикулярной \mathbf{H} компонентой намагниченности $\mathbf{M}_\perp = \mathbf{M}_{\perp 0}$, определяемые окружностью, проведенной на рис. 12а жирной кривой). При этом величина тока I_0 определяет как диссипативные потери, пропорциональные \mathbf{M}_\perp , так и токовую компенсацию потерь момента импульса. Гиромангнитные колебания GMTO возбуждаются переменной компонентой микроконтактного тока.

Таким образом, темп обмена моментом импульса между магнитным солитоном и окружающей средой определяется темпом диссипации момента импульса по фононному каналу. Это обусловлено аномально большим временем спиновой релаксации τ_s магнитного солитона. Условие стационарных колебаний GMTO выполняется, когда потери момента импульса по фононному каналу компенсируются токовым постушением намагниченности, токовым магнетонным моментом импульса. Компенсация возможна как на частоте Ω_{TO}^{GM} , так и на кратных частотах $\kappa\Omega_{TO}^{GM}$, где κ — целое число.

Аномальные резонансы N- и F-полусфер. Практически все наблюдаемые особенности MCGMO удается объяснить в рамках качественного рассмотрения модели GMTO, в котором происходят взаимные превращения магнетонного и фононного моментов импульса. Согласно модели, MCGMO представляют собой резонансные колебания GMTO, возбуждаемые переменным током, текущим через MC между F- и N-металлами, вызывающим переменную намагниченность MC. Базовой основой модели является образование магнитного солитона при высокой концентрации магнонов. Образование магнитного солитона обусловлено притяжением между низкочастотными бесщелевыми магнонами в одноосном магнетике. Образование магнитного солитона есть следствие обменного взаимодействия, высокой концентрации магнонов, нелинейности и нетривиальной топологии уравнения LL, описывающего динамику намагниченности, и одноосности магнитной системы

MC [6].

В эксперименте резонансные колебания GMTO как в N-, так и в F-металлах проявляют подобную особенность, которую можно объяснить существованием аномальных резонансов, которые не описываются моделью GMTO. В N-металле аномальным резонансом можно объяснить необычную форму линии базового резонанса в R_{MC} на частоте $\Omega_{TO-N}^{GM} = 1310$ Гц. Этот резонанс можно представить как сумму двух пиков: основного резонанса, полярность которого соответствует модели GMTO, и аномального резонанса инверсной полярности, у которого вместо максимума сопротивления R_{MC} наблюдается минимум. Амплитуда основного резонанса в три раза превышает амплитуду аномального резонанса. Резонансные частоты основного и аномального резонансов различаются примерно на $0.02\Omega_{TO-N}^{GM}$. Соответствие основного резонанса модели GMTO выражается, в частности, в том, что максимальная величина сопротивления R_{MC} , положение пика на частотной оси, соответствует минимальной амплитуде намагниченности, минимуму намагниченности GMTO. Это определяет его инверсную поляризацию по сравнению с пиками резонансов, наблюдаемых в F-металле при минимальной величине намагниченности GMTO.

При увеличении I_0 амплитуда резонанса Ω_{TO-N}^{GM} существенно уменьшается, но форма резонансной кривой сохраняется. Это указывает на то, что зависимость от I_0 амплитуды основного и дополнительного пиков одинаковая. Уменьшение амплитуды резонансов обусловлено уменьшением эффективности возбуждения колебаний GMTO заданной амплитудой переменного тока I_0 при увеличении I_0 . Частоты основного и аномального резонансов не изменяются при изменении I_0 .

В F-металле аномальным резонансом является резонанс на частоте $\Omega_{F3} = 1150$ Гц. Частота аномального резонанса на 300 Гц $\approx 0.35\Omega_{TO-F}^{GM}$ больше частоты базового резонанса в F-металле $\Omega_{TO-F}^{GM} = 850$ Гц. Аномальный резонанс на частоте Ω_{F3} и основной резонанс на частоте Ω_{TO-N}^{GM} имеют одинаковую полярность — минимум в сопротивлении R_{MC} . Частота резонанса Ω_{F3} не изменяется при изменении тока I_0 , как и частота резонанса Ω_{TO-N}^{GM} в N-металле. Но в отличие от амплитуды резонанса на частоте Ω_{TO-N}^{GM} в N-металле, амплитуда аномального резонанса на частоте Ω_{F3} практически не уменьшается при увеличении I_0 . Эта особенность обусловлена малостью индуцированной током I_0 неравновесной намагниченности, по сравнению со спонтанной намагниченностью F-металла. В N-металле ин-

дуцированная токком I_0 неравновесная намагниченность может превышать намагниченность Паули.

Нелинейность уравнения LL приводит к взаимосвязи магнанных и фононных колебаний. Следствием этой связи является ряд нелинейных явлений, проявляющихся при сильном возбуждении магнано-фононной системы [51]. Одним из таких необычных следствий нелинейности уравнения LL является параметрическое возбуждение одних типов колебаний под воздействием других, когда амплитуды последних превышают некоторые пороговые значения. При сильном возбуждении намагниченности, которое имеет место в условиях эксперимента, взаимодействие между магнаноной и фононной системами, вообще говоря, должно быть учтено, так как возбуждение колебаний магнаноной системы может приводить к параметрическому возбуждению колебаний фононной системы. Возможно, что именно с параметрическим возбуждением осцилляций в фононной системе вследствие фонон-магнаноного взаимодействия обусловлен аномальный резонанс Ω_{TO-N}^{GM} в N-металле и аномальный резонанс Ω_{F3} в F-металле.

Количественное определение динамических параметров реальной системы без построения должной теории невозможно. Однако с помощью описанной ниже модели можно качественно объяснить ряд наблюдаемых особенностей аномальных резонансов. Основные особенности аномальных резонансов следующие.

1. Различие частот резонансных колебаний GMTO и частот аномальных резонансов мало.

2. Непосредственно торсионные колебания не могут быть причиной аномальных резонансов, так как торсионные колебания в N- и F-металлах происходят в противофазе, тогда как аномальные резонансы происходят синфазно.

3. Аномальные резонансы должны иметь фононную природу. Об этом свидетельствует полярность пиков аномальных резонансов.

4. Значительное отличие отклонения частоты аномального резонанса от собственной частоты GMTO в N- и F-металлах.

В рамках модели базовые особенности аномальных резонансов определяются следующими особенностями их наблюдения. Выполнение п. 1 согласуется с тем, что область максимального изменения намагниченности (область резонансных колебаний GMTO) совпадает с областью аномальных резонансов. Выполнение п. 2 обусловлено не тем, что происходят торсионные колебания, а тем, что при торсионных колебаниях происходит изменение намагниченности N- и F-полусфер. При этом изме-

нение намагниченности N- и F-полусфер происходит в противофазе — при уменьшении намагниченности N-полусферы увеличивается намагниченность F-полусферы и наоборот. Противофазное изменение намагниченности не противоречит синфазному возбуждению фононных колебаний в MC, индуцированное изменением концентрации магнонов в N- и F-полусферах. При параметрическом возбуждении осцилляций в фононной системе вследствие фонон-магнаноного взаимодействия выполняется п. 3.

В рамках предлагаемой модели наиболее проблематичным представляется объяснение выполнения п. 4, которое включает ряд характеристик MC. Частоты базовых и аномальных резонансов GMTO в N- и F-металлах равны соответственно $\Omega_{TO-N}^{GM} = 1300$ Гц и $\Omega_{TO-F}^{GM} = 850$ Гц. Минимум сопротивления R_{MC} в N-металле наблюдается на частоте 1330 Гц, а в F-металле $\Omega_{F3} = 1150$ Гц. Частота аномального резонанса превышает частоту базового резонанса в N- и F-металлах соответственно на 30 и 300 Гц. Параметрическое возбуждение одних типов колебаний (в нашем случае фононных) другим типом колебаний (в нашем случае магнаноных) происходит, когда амплитуда магнаноных колебаний превысит некоторое пороговое значение, т. е. параметрическое возбуждение имеет пороговый характер [51]. Предположим, что возбуждению MCGMO соответствует квазиравновесное состояние требуемого типа колебаний магнаноной системы, которые определяют пороговое возбуждение фононных колебаний. Тогда превышение частоты аномального резонанса над частотой базового резонанса определяется величиной порога параметрического возбуждения фононных колебаний магнаноными. Превышение частот аномальных резонансов в N- и F-металлах равно соответственно 30 и 300 Гц, а их отношение равно $10 \sim \Lambda_{SN}/\Lambda_{SF} \sim 8$, т. е. согласно модели, энергия порогового возбуждения магнаноных колебаний, определяющих порог параметрического возбуждения колебаний фононной системы, пропорциональна линейному размеру фононной системы. Для доказательства параметрического возбуждения фононных колебаний магнаноными и определения их типа необходимо проведение дополнительных исследований.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучалась магнитная динамика мезоскопического трехмерного проводящего магнетика нанометрового размера в условиях сильного магнит-

ного возбуждения. Актуальность исследований обусловлена технологической значимостью в вычислительной технике магнитных структур нанометрового размера. Сильное магнитное возбуждение магнетика достигалось с помощью использования следующих факторов.

1. Ароновской щели — разности химических потенциалов электронов спиновых подзон, возникающей на N/F-интерфейсе при протекании через него электрического тока [3].

2. Большой плотности тока, текущего через N/F-интерфейс, достижимой благодаря тому, что N/F-интерфейс представлял собой микроконтакт между N- и F-металлами.

В работе с помощью разработанной методики было обнаружено образование трехмерного магнитного солитона. Магнитный солитон представлял собой локализованную в пространстве конфигурацию магнонов, между которыми существует притяжение. Образование трехмерного магнитного солитона в ферромагнетике было предсказано в работах [6, 12]. Магнитный солитон возникает и в парамагнитном металле, помещенном в сильное магнитное поле. Была определена векторная структура намагниченности магнитного солитона, которая подобна векторной структуре скоростей вихря-водоворота в гидродинамике.

В классических гиромагнитных экспериментах Эйнштейна–де Гааза [1] и Барнетта [2] регистрировалась трансформация спинового момента импульса в механический момент импульса ферромагнетного образца [1] или наоборот [2]¹⁶⁾. В работе с помощью разработанной методики наблюдались гиромагнитные колебания — взаимные превращения спинового момента импульса и механического момента импульса магнитного солитона. Магнитный солитон использовался как гиромагнитный торсионный осциллятор. Из-за возникновения магнитного солитона увеличивалось время спиновой релаксации магнитного солитона, что определяло возможность возбуждения стационарных низкочастотных гиромагнитных колебаний торсионного осциллятора. Из-за мезоскопического размера гиромагнитного торсионного осциллятора увеличивалась частота его собственных колебаний. Увеличение частоты гиромагнитных колебаний позволило использовать радиотехнику звукового диапазона частот для исследования резонанс-

ных гиромагнитных колебаний торсионного осциллятора.

Низкочастотные стационарные гиромагнитные колебания предоставляют ряд уникальных возможностей для исследования как магнитной динамики, так и электронной кинетики трехмерных проводников. Объекты исследования имеют характерные размеры нанометрового диапазона. Особый интерес представляют следующие приложения гиромагнитных колебаний как метода исследования.

1. Наблюдение квантовых осцилляций при комнатной температуре.

2. Использование микроконтакта как резонансного контура для исследования квантовых флуктуаций в мезоскопических магнитных структурах (см., например, [54]).

3. Исследование свойств интерфейсов и электронной кинетики при наличии интерфейсов.

4. Изучение динамики намагниченности в немагнитных металлах.

5. Определенный интерес представляет приложение результатов работы в механике сплошных сред. Собственная механическая частота гиромагнитного торсионного осциллятора определяется, в частности, нетривиальной деформацией среды, в которую «погружен» магнитный солитон. Корректность деформационного расчета собственной частоты торсионного осциллятора можно контролировать с помощью измерения собственной частоты гиромагнитного торсионного осциллятора.

Приведем величину эффективной магнитной индукции B_{eff} для различных осцилляционных процессов в ферромагнетике (Co). При вращении плоскости поляризации электронной волны, фарадеевского вращения $B_{eff} \sim 10^3$ Тл (примерно поле Вейсса) [55]. В случае спиновых волн, возникновение которых определяет обменное взаимодействие, $B_{eff} \sim 10$ Тл. В случае гиромагнитных колебаний, когда частота колебаний определяется спин-орбитальным взаимодействием, $B_{eff} \sim 10^{-6}$ Тл.

Авторы благодарны Дж. Бассу за образцы, а также Дж. Бассу, В. Т. Долгополову, В. В. Кведеру, В. Я. Кравченко, С. Т. Милейко, А. В. Серебрякову, В. А. Тулину, И. А. Фомину, Б. М. Шепелевскому и В. Б. Шикину за полезные дискуссии. Работа частично выполнена в рамках программы ОФН РАН «Физика новых материалов и структур» и NSF (гранты DMR-0645377, DMR-1207577).

¹⁶⁾ Библиографию по классическим гиромагнитным эффектам и различным способам определения гиромагнитной константы можно найти в работах [52, 53].

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein and W. J. de Haas, Verh. Deutsch. Phys. Ges. **17**, 152 (1915).
2. S. J. Barnett, Phys. Rev. **6**, 171, 239 (1915).
3. А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 32 (1976).
4. Б. А. Иванов, А. М. Косевич, Письма в ЖЭТФ **24**, 495 (1976).
5. Б. А. Иванов, А. М. Косевич, ЖЭТФ **72**, 2000 (1977).
6. A. M. Kosevich, D. F. Ivanov, and A. S. Kovalev, Phys. Rep. **194**, 117 (1990).
7. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
8. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
9. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
10. Y. B. Bazaliy, B. A. Jones, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
11. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Sov. Phys. **9**, 157 (1935).
12. N. R. Cooper, Phys. Rev. Lett. **82**, 1554 (1999).
13. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **153**, 699 (1936); **156**, 368 (1936); Adv. Phys. **13**, 325 (1964).
14. M. Tsoi, Ph. D. thesis, Grenoble High Magnetic Field Laboratory (1998).
15. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).
16. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Nature **406**, 46 (2000).
17. S. S. S. Parkin, R. Bhadra, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **66**, 2152 (1991).
18. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
19. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, and J. Bass, J. Appl. Phys. **81**, 5530 (1997).
20. D. H. Mosca, A. Barthelemy, F. Petroff et al., J. Magn. Magn. Mater. **93**, 480 (1991).
21. J. Bass and W. P. Pratt, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 274 (1999).
22. T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
23. M. Tsoi, V. Tsoi, J. Bass et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 246803-1 (2002).
24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Гостехиздат, Москва (1958).
25. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **58**, 2271 (1987).
26. M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. B **35**, 4959 (1987).
27. C. Heide, Phys. Rev. Lett. **87**, 197201 (2001).
28. C. Heide, P. E. Zilberman, and R. J. Elliot, Phys. Rev. B **63**, 064424 (2001).
29. S. Zhang, P. M. Levy, and A. Fert, Phys. Rev. Lett. **88**, 236601 (2002).
30. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин, *Теория колебаний*, Наука, Москва (1981).
31. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1987).
32. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
33. M. Büttiker, Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988).
34. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
35. А. А. Абрикосов, ЖЭТФ **44**, 2039 (1963).
36. В. С. Цой, Письма в ЖЭТФ **114**, 119 (1974); V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, Adv. Phys. **41**, 365 (1992); V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, Rev. Mod. Phys. **71**, 1641 (1999).
37. М. В. Цой, В. С. Цой, П. Видер, Письма в ЖЭТФ **64**, 835 (1996).
38. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
39. M. A. Hofer, M. J. Ablowitz, B. Pan et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 267206 (2005).
40. M. A. Hofer and T. J. Silva, arXiv:cond-mat/0609030, v. 1, 1 Sep 2006.
41. V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs et al., Nature Phys. **3**, 498 (2007).
42. Q. Mistral, M. van Kampen, G. Hrkac et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 257201 (2008).
43. M. A. Hofer, T. J. Silva, and M. D. Stiles, Phys. Rev. B **77**, 144401 (2008).
44. G. Finocchio, O. Ozatay, L. Torres et al., Preprint (2008).
45. M. A. Hofer, T. J. Silva, and M. W. Keller, Phys. Rev. B **82**, 054432 (2010).

-
46. И. М. Халатников, *Введение в теорию сверхтекучести*, Наука, Москва (1965).
47. Дж. С. Цакадзе, С. Дж. Цакадзе, Письма в ЖЭТФ **18**, 605 (1973).
48. В. К. Ткаченко, в сб. *Всесоюзное совещание по физике низких температур*, НТ-18, Киев (1974), с. 32.
49. В. К. Ткаченко, ЖЭТФ **50**, 1573 (1966).
50. Р. П. Поль, *Механика, акустика и учение о теплоте*, Гостехиздат, Москва (1957); Von Robert Wichard Pohl, *Mechanik, Akustik und Wärmelehre*, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1955).
51. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, гл. 10, Наука, Москва (1994).
52. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
53. G. G. Scott and H. W. Sturmer, Phys. Rev. **184**, 490 (1969).
54. Г. Б. Лесовик, *Докторская диссертация*, ИФТТ РАН, Черноголовка (1997).
55. W. Weber, S. Riesen, and H. C. Siegmann, Science **291**, 1015 (2001).