

Механизм переворота вихрей в магнитных нанодотах под действием циркулярного магнитного поля.

II. Динамика спинового плакета с вихрем

А. С. Ковалев, Я. Е. Прилепский

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 20 июня 2002 г.

Для теоретического объяснения механизма смены поляризации магнитных вихрей во внешнем циркулярном магнитном поле аналитически и численно рассмотрена модель малого спинового плакета в вихревой конфигурации. Проведено аналитическое исследование начальной (линейной) стадии процесса переворота вихря. Полученные аналитические результаты подтверждают данные численного расчета динамики плакета. Как численное моделирование, так и аналитическое рассмотрение начального этапа активации показывает важность учета азимутальных мод системы. На частотах этих мод происходит наиболее быстрое возрастание энергии вихря и полной внутриспоскостной проекции намагниченности. Увеличение амплитуды этих мод приводит к параметрическому возбуждению низкочастотной симметричной моды, что и вызывает переворот вихря. Полученные результаты качественно объясняют данные численного моделирования переворотов вихрей в больших магнитных системах и могут быть использованы в экспериментах по направленному влиянию на поляризацию вихрей в магнитных нанодотах.

Для теоретичного пояснення механізму зміни поляризації магнітних вихорів у зовнішньому циркулярному магнітному полі аналітично і чисельно розглянуто модель малого спінового плакету у вихревої конфігурації. Проведено аналітичне дослідження початкової (лінійної) стадії процесу перевороту вихору. Отримані аналітичні результати підтверджують дані чисельного розрахунку динаміки плакету. Як чисельне моделювання, так і аналітичний розгляд початкового етапу активації показує важливість урахування азимутальних мод системи. На частотах цих мод відбувається найбільш швидке зростання енергії вихору та повної внутріплощинної проекції намагніченості. Збільшення амплітуди цих мод приводить до параметричного збудження низкочастотної симетричної моди, що і викликає переворот вихору. Отримані результати якісно пояснюють дані чисельного моделювання переворотів вихорів у великих магнітних системах і можуть бути використані в експериментах по спрямованому впливу на поляризацію вихорів у магнітних нанодотах.

PACS: 75.10.Hk, 75.30.Ds

Введение

В последнее время новым объектом, привлекающим повышенное внимание физиков, стали «магнитные нанодоты», «магнитные кластеры» и «магнитные молекулы» [1–4] — магнитные частицы малого размера от сотен нанометров до нескольких магнитных атомов. Сейчас имеются прямые экспериментальные подтверждения существования в магнитных нанодотах магнитных вихрей — топологических возбуждений, близких по своей природе к

вихрям Питаевского в сверхтекучей жидкости и гидродинамическим вихрям в двумерной несжимаемой жидкости [1,2]. В случае легкоплоскостной магнитной анизотропии в магнитном вихре происходит разворот намагниченности на угол 2π при обходе вокруг центра вихря [5–10]. В ряде случаев экспериментально наблюдали наличие в ядре вихря ненулевой компоненты намагниченности в направлении, перпендикулярном легкой плоскости — «поляризации» вихря [1,2]. Эта поляризация может

иметь противоположные знаки и характеризоваться топологическим индексом $p = \pm 1$ (см. [10–12]). В реальных дискретных системах этот индекс не является истинным топологическим зарядом и может изменяться под воздействием температуры [11], циркулярного [12] или постоянного поля, перпендикулярного плоскости нанодота [2]. Возможность направленного изменения поляризации вихря особенно важна, если учесть, что нанодоты с вихрями разной полярности, в принципе, могут в будущем быть использованы как элементы памяти в высокоплотных носителях информации.

Изменение поляризации вихря в циркулярном поле было исследовано методом численного моделирования в [12], где было показано, что процесс переворота вихря носит резонансный характер и асимметричен относительно изменения знака частоты приложенного поля (направления его вращения). В части I настоящей работы [10] содержалась критика аналитической части [12] и было указано, что предложенный авторами [12] сценарий не объясняет асимметрию процесса переворота вихря относительно направления вращения поля. Нами было показано, что процесс возбуждения нанодота в вихревой конфигурации носит сложный характер и требует включение в рассмотрение нескольких собственных мод системы, и в первую очередь — так называемых первых азимутальных мод, связанных с вращением спиновых волн вокруг центра вихря. Однако использованная нами в [10] упрощенная модель не позволяла объяснить асимметрию процесса при изменении частоты.

В настоящей публикации, являющейся продолжением [10], рассмотрена динамика небольшого «магнитного плакета» (магнитного кластера) из нескольких координационных сфер магнитной решетки в вихревой конфигурации под воздействием внешнего вращающегося пространственно однородного поля, но учтены все собственные магнитные моды системы при наличии вихря. Классификация собственных магнитных мод подобных плакетов в вихревом состоянии была проведена авторами ранее в [13,14], где показано, что спектры подобных систем имеют полное качественное сходство с низкочастотной частью спектров систем большого размера, обсуждавшихся в части I [10]. Проведенные нами численные расчеты подтверждают результаты качественного аналитического рассмотрения проблемы изменения полярности вихря во внешнем циркулярном поле.

Результаты настоящей статьи для малого магнитного плакета вместе с результатами, полученными в части I [10] для нанодота конечного размера, дают

полное качественное описание сценария переворота вихря в магнитном циркулярном поле.

1. Модель и постановка задачи

Рассмотрим спиновую динамику изображенного на рис. 1 небольшого плакета в вихревой конфигурации с фиксированными граничными спинами. Подобные граничные условия могут быть объяснены наличием дополнительной сильной поверхностной анизотропии, упорядочивающей граничные спины перпендикулярно поверхности малой магнитной частицы, или влиянием на поверхностные спины окружающей эту частицу матрицы. Уравнения спиновой динамики (уравнения Ландау–Лифшица, в дальнейшем УЛЛ) с учетом циркулярного магнитного поля $\mathbf{h} = h(\cos \omega t, \sin \omega t, 0)$ в общем виде записываются как [10]:

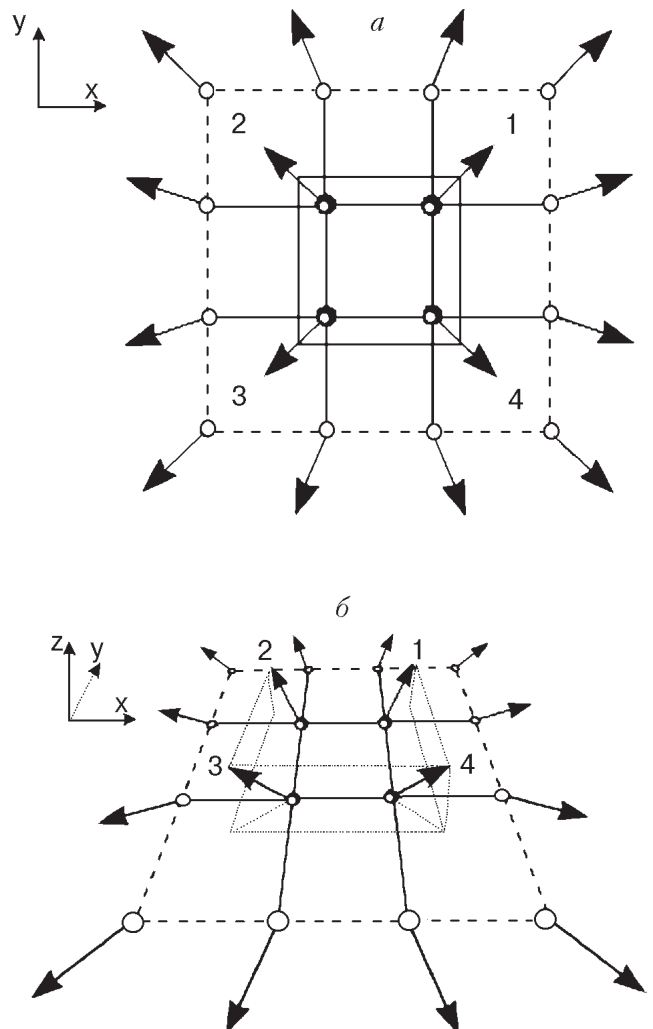


Рис. 1. Конфигурация спинового плакета, соответствующая плоскостному (а) и внеплоскостному (б) вихрю. Темные кружки из первой координационной сферы отвечают подвижным спином (1, 2, 3, 4).

$$\frac{d\varphi_n}{dt} = \sum_{\delta} \left(\frac{m_{\perp\delta}}{m_{\perp n}} [m_n \cos(\varphi_n - \varphi_{n+\delta}) - \gamma \sin(\varphi_n - \varphi_{n+\delta})] - \lambda m_{n+\delta} \right) + h \frac{m_n}{m_{\perp n}} \cos(\varphi_n - \omega t), \quad (1)$$

$$\frac{dm_n}{dt} = \sum_{\delta} (-m_{\perp n} m_{\perp n+\delta} [\gamma m_n \cos(\varphi_n - \varphi_{n+\delta}) + \sin(\varphi_n - \varphi_{n+\delta})] + \gamma \lambda m_{\perp n}^2 m_{n+\delta}) - h m_{\perp n} \sin(\varphi_n - \omega t), \quad (2)$$

где использованы обозначения из первой части настоящей работы: $m_n = S_n^z - z$ -проекция спина на «тяжелую» ось, $\varphi_n = \arctg(S_n^y/S_n^x)$ — азимутальный угол спина, $J = 1$,

$$m_{\perp n} \equiv \sqrt{1 - m_n^2}.$$

Малость коэффициента затухания для плакета определяется неравенством $\gamma \ll 1$, поскольку частоты собственных мод в этом случае порядка единицы.

Магнитная структура и свойства спектра изображенных на рис. 1 плакетных систем подробно рассматривались ранее в работах [13,14], в которых показано, что классификация вихревых состояний таких систем (существование плоскостной вихревой конфигурации (ПВ) при сильной анизотропии и внеплоскостной вихревой конфигурации (ВВ) при значениях параметра анизотропии, близких к единице) аналогична подобной в системах большого размера [15,16], и спектр возбуждений таких малых плакетов имеет качественное сходство с низкочастотной частью спектра спиновых волн в системах большого размера с соответствующими граничными условиями (см. [17,18]). В рассматриваемом плакете четыре спина его внутренней (первой) координационной сферы могут изменять свою пространственную ориентацию, а спины второй и третьей координационных сфер фиксированы в положении, соответствующем равновесной конфигурации плоскостного вихря. Вихревое состояние для такого плакета благодаря фиксации внешних спинов является основным и определяется следующей системой статических уравнений для четырех подвижных спинов с номерами $n = 1, 2, 3, 4$:

$$\sum_{\delta} m_{\perp n} m_{\perp n+\delta} \sin(\varphi_n - \varphi_{n+\delta}) = 0, \quad (3)$$

$$\sum_{\delta} [\lambda m_{n+\delta} - m_n \frac{m_{\perp n+\delta}}{m_{\perp n}} \cos(\varphi_n - \varphi_{n+\delta})] = 0, \quad (4)$$

где суммирование производится по ближайшим соседям с индексами $n + \delta$. Состояние 12 граничных

спинов фиксировано и определяется значениями $m \equiv 0$ и $\varphi = \Phi_0, \pi/4, \pi/2 - \Phi_0, \pi/2 + \Phi_0, 3\pi/4 \dots$, где $\Phi_0 = (1/2) \arcsin(\sqrt{3} - 1)$. При этом ПВ конфигурации соответствует решение для четырех подвижных спинов $\varphi_n^0 = \pi/4 + \pi n/2, m_n^0 \equiv 0, n = 1-4$, которое устойчиво в интервале значений параметра анизотропии $0 \leq \lambda \leq \lambda_c = \cos(\pi/4 - \Phi_0) = \sqrt{\sqrt{3}/2} \approx 0,93$. Заметим, что отличие критического значения λ_c от той же величины для систем большого размера ($\lambda_c \approx 0,72$ для квадратной решетки [15]) несущественно и обусловлено тем, что для систем малого размера эта величина в значительной мере зависит от конфигурации самой системы и фиксированной конфигурации граничных спинов [14,15]. Меняя величину Φ_0 , можно менять и значение λ_c .

При слабой легкоплоскостной анизотропии, меньшей критического значения ($\lambda > \lambda_c$), устойчивой становится другая конфигурация вихря, в которой спины в его ядре выходят из его плоскости (ВВ). Статическое распределение направлений подвижных спинов для ВВ дается следующими выражениями: как и для ПВ $\varphi_n^0 = \pi/4 + \pi n/2$, а для z -проекции

$$m_n^0 \equiv m = p \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2}, \quad (5)$$

где $p = \pm 1$ — поляризация вихря. После линеаризации системы уравнений (1), (2) для четырех подвижных спинов относительно малых, зависящих от времени добавок μ и ν к вихревому решению, $m_n(t) = \mu_n(t) + m_n^0, \varphi_n(t) = \nu_n(t) + \varphi_n^0$, получим для μ и ν систему из восьми дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{d\nu_n}{dt} = & \sum_{\delta} \left(\mu_n \frac{m_{\perp n+\delta}}{m_{\perp n}^3} \cos(\varphi_{n+\delta}^0 - \varphi_n^0) - \right. \\ & \left. - (\nu_{n+\delta} - \nu_n) m_n \frac{m_{\perp n+\delta}}{m_{\perp n}} \sin(\varphi_{n+\delta}^0 - \varphi_n^0) \right) - \\ & - \mu_{n+\delta} \left[\frac{m_n m_{n+\delta}}{m_{\perp n} m_{\perp n+\delta}} \cos(\varphi_{n+\delta}^0 - \varphi_n^0) + \lambda \right], \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_n}{dt} = & \sum_{\delta} \{ (\nu_{n+\delta} - \nu_n) m_{\perp n} m_{\perp n+\delta} \cos(\varphi_{n+\delta}^0 - \varphi_n^0) + \\ & + \left[\mu_n m_n \frac{m_{\perp n+\delta}}{m_{\perp n}} + \mu_{n+\delta} m_{n+\delta} \frac{m_{\perp n}}{m_{\perp n+\delta}} \right] \sin(\varphi_{n+\delta}^0 - \varphi_n^0) \}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $n = 1-4, m_n = 0$ для ПВ и m для ВВ, $m_{n+\delta} = 0$ для спинов из внешних координационных сфер и для спинов с $n + \delta = 1-4$ в ПВ, $m_{n+\delta} = m$ для $n + \delta = 1-4$ в ВВ. Спектр системы (6), (7) для плакета в

области устойчивой ПВ конфигурации ($\lambda < \lambda_c$) содержит три ветви. (Полное число мод равно количеству степеней свободы гамильтоновой системы, т.е. количеству свободных спинов, однако для ПВ одна из мод двукратно вырождена.) Нижайшая ветвь (см.рис. 2) соответствует симметричной моде с $\mu_n(t) = \mu^0 \cos \Omega_0 t$, $v_n(t) = v^0 \sin \Omega_0 t$, и зависимость ее частоты от параметра λ определяется формулой

$$\Omega_0^{IP}(\lambda) = 2\sqrt{\lambda_c(\lambda_c - \lambda)}, \quad (8)$$

а соотношение амплитуд колебаний спинов в двух перпендикулярных направлениях выражением

$$v^0/\mu^0 = \sqrt{1 - \lambda/\lambda_c}. \quad (9)$$

Эта мода, отмеченная здесь индексом 0, соответствует рассмотренной в предыдущей статье [10] симметричной моде с индексом 2. Видно, что в критической точке $\lambda \rightarrow \lambda_c$ спины колеблются перпендикулярно легкой плоскости.

Следующая мода — двукратно вырожденная первая азимутальная мода: $\mu_n = \mu^{1,2} \cos(\chi_n - \Omega_{1,2}t)$, $v_n = v^{1,2} \sin(\chi_n - \Omega_{1,2}t)$ (где χ_n — азимутальная координата n -го спина). Ее частота при $\lambda < \lambda_c$ не зависит от параметра λ_c :

$$\Omega_{1,2}^{IP} = 2\lambda_c, \quad (10)$$

и

$$v^{1,2}/\mu^{1,2} = \mp 1. \quad (11)$$

Наконец, самая высокочастотная — вторая азимутальная мода с противофазными колебаниями сосед-

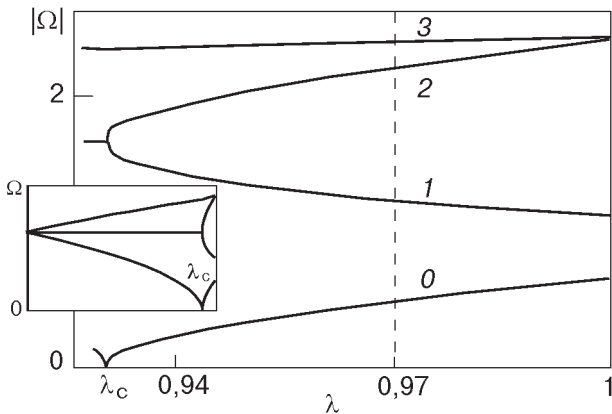


Рис. 2. Спектр собственных мод спинового плакета в вихревой конфигурации в ВВ области: симметричная мода (0); дублет первых азимутальных мод с различным направлением вращения спиновой волны (1, 2); вторая азимутальная мода (3). На вставке приведен полный спектр во всей области изменения параметра анизотропии

них спинов соответствует решению с $\mu_n = \mu^3 \times \cos(2\chi_n - \Omega_3 t)$, $v_n = v^3 \sin(2\chi_n - \Omega_3 t)$, частотой

$$\Omega_3^{IP}(\lambda) = 2\sqrt{\lambda_c(\lambda_c + \lambda)}, \quad (12)$$

и соотношением амплитуд

$$v^3/\mu^3 = \sqrt{1 + \lambda/\lambda_c}. \quad (13)$$

Для ВВ области ($\lambda > \lambda_c$) имеем аналогичную классификацию мод с тем лишь различием, что теперь, благодаря понижению симметрии системы, снимается вырождение двух первых азимутальных мод. Зависимости соответствующих волновых параметров колебательных мод от λ следующие:

для симметричной моды

$$\Omega_0^{OP}(\lambda) = 2\sqrt{\lambda^2 - \lambda_c^2}, \quad (14)$$

$$v^0/\mu^0 = \frac{\lambda}{\lambda_c} \sqrt{\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2 - 1}; \quad (15)$$

для нижней первой азимутальной моды

$$\Omega_1^{OP}(\lambda) = 2(\lambda - \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2}), \quad (16)$$

$$v^1/\mu^1 = -\frac{\lambda(\lambda - \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2})}{\lambda_c^2 + \lambda\sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2}}; \quad (17)$$

для верхней первой азимутальной моды

$$\Omega_2^{OP}(\lambda) = 2(\lambda + \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2}), \quad (18)$$

$$v^2/\mu^2 = -v^1/\mu^1 = \frac{\lambda(\lambda - \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2})}{\lambda_c^2 + \lambda\sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2}}; \quad (19)$$

для второй азимутальной моды

$$\Omega_3^{OP}(\lambda) = 2\sqrt{\lambda^2 + \lambda_c^2}, \quad (20)$$

$$v^3/\mu^3 = \frac{\lambda}{\lambda_c} \sqrt{\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2 + 1}. \quad (21)$$

Полный спектр частот колебаний плакета в ВВ области представлен на рис. 2. Видно, что он действительно имеет качественное сходство с низкочастотной частью спектра систем большого размера (при фиксированной границе) [14,18], но имеются и некоторые различия. Так, в большой системе при $\lambda > \lambda_c$ симметричная и нижняя первая азимутальная моды пересекаются, и при больших значениях λ последняя становится самой низкочастотной. С этим связано изменение нумерации мод в ч. I [10]: нулевая мода плакета соответствует второй моде большой системы, первая мода плакета — первой

моде и вторая мода плакета — третьей моде (см. рис. 4,б [10]). Кроме того, обратим внимание на то, что вторая азимутальная мода (самая высокочастотная) в плакете соответствует в большой системе решению с четырьмя узлами в азимутальном направлении. На рис. 4,б в [10] эта частотная зависимость не приведена, а зависимость (4) на нем соответствует первой азимутальной моде (с двумя узлами в азимутальном направлении), но с дополнительным узлом в радиальном направлении. Ниже нас будет интересовать динамика вихря только в ВВ области, и мы опустим индексы OP у всех величин.

В дальнейшем будет удобно перейти от уравнений для колебаний отдельных спинов к уравнениям для характеристик рассмотренных выше коллективных мод. Разложим гамильтониан системы (см. [10]) до членов второго порядка малости по малым отклонениям μ_n и ν_n от ВВ решения. Для плакета с учетом свойств симметрии статического ВВ решения гамильтониан в явном виде записывается как положительно определенная квадратичная форма:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\lambda_c}{m_\perp^3} \sum_{n=1}^4 \mu_n^2 + \lambda_c m_\perp \sum_{n=1}^4 \nu_n^2 -$$

$$-\lambda(\mu_1\mu_2 + \mu_1\mu_4 + \mu_2\mu_3 + \mu_3\mu_4) + m(\mu_2\nu_1 - \mu_1\nu_2 +$$

$$+ \mu_1\nu_4 - \mu_4\nu_1 + \mu_3\nu_2 - \mu_2\nu_3 + \mu_4\nu_3 - \mu_3\nu_4), \quad (22)$$

и динамические уравнения (6), (7) будут для гамильтониана (22) уравнениями Гамильтона для четырех связанных осцилляторов с эффективными импульсами μ_n и сопряженными им эффективными координатами ν_n . Для объяснения процесса активации нормальных мод плакета циркулярным магнитным полем необходимо диагонализировать гамильтониан (22) (перейти к нормальным модам) и записать добавку к нему, связанную с влиянием внешнего поля $\mathcal{H}_{\text{int}}(t)$, в терминах нормальных импульсов и координат для каждой из мод. Приведем квадратичную форму (22) к главным осям:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^3 (\alpha_n P_n^2 + \beta_n Q_n^2), \quad (23)$$

где α_n и β_n — коэффициенты обратной массы и жесткости n -го эффективного осциллятора, зависящие от параметра анизотропии λ следующим образом:

$$\alpha_0 = 2\lambda_c(1 - m_\perp^4)/m_\perp^3, \quad \beta_0 = \beta_3 = 2\lambda_c m_\perp,$$

$$\alpha_1 = \beta_1 = \Omega_1 = 2(\lambda - m), \quad \alpha_2 = \beta_2 = \Omega_2 = 2(\lambda + m),$$

$$\alpha_3 = 2\lambda_c(1 + m_\perp^4)/m_\perp^3.$$

(Напомним, что входящие в эти формулы величины m и m_\perp являются функциями λ .) Частоты нор-

мальных мод (эффективных осцилляторов) Ω_n^2 выражаются через параметры α_n и β_n следующим образом: $\Omega_n^2 = \alpha_n \beta_n$, а исходные переменные μ и ν выражаются через нормальные «координаты» и «импульсы» так:

$$\mu_1 = \frac{1}{2}(P_0 + P_3 + m_\perp Q_1 + m_\perp Q_2),$$

$$\mu_2 = \frac{1}{2}(P_0 + m_\perp P_1 - m_\perp P_2 - P_3),$$

$$\mu_3 = \frac{1}{2}(P_0 + P_3 - m_\perp Q_1 - m_\perp Q_2),$$

$$\mu_4 = \frac{1}{2}(P_0 - m_\perp P_1 + m_\perp P_2 - P_3), \quad (24)$$

$$\nu_1 = \frac{1}{2}(P_0/m_\perp + P_2/m_\perp + Q_0 + Q_3),$$

$$\nu_2 = \frac{1}{2}(Q_0 - Q_1/m_\perp + Q_2/m_\perp - Q_3),$$

$$\nu_3 = \frac{1}{2}(-P_1/m_\perp - P_2/m_\perp + Q_0 + Q_3),$$

$$\nu_4 = \frac{1}{2}(Q_0 + Q_1/m_\perp - Q_2/m_\perp - Q_3).$$

2. Динамика спинового плакета во внешнем циркулярном поле

Учтем наличие циркулярного магнитного поля и проанализируем резонансы, возникающие на начальном этапе активации собственных мод плакета полем данной симметрии.

Раскладывая гамильтониан взаимодействия плакета с внешним циркулярным полем $\mathcal{H}_{\text{int}}(t) = -h \sum_n m_{\perp n} \cos(\varphi_n - \omega t)$ до членов первого порядка (по малым добавкам μ и ν) и переходя к описанию в терминах нормальных мод (24), имеем

$$\mathcal{H}_{\text{int}}^d = h [(1 - m) P_1 - (1 + m) P_2] \sin\left(\frac{\pi}{4} - \omega t\right) -$$

$$- h [(1 - m) Q_1 - (1 + m) Q_2] \cos\left(\frac{\pi}{4} - \omega t\right). \quad (25)$$

Индекс d («direct») введен для того чтобы подчеркнуть, что эта часть гамильтониана взаимодействия ответственна за «прямое» резонансное воздействие на систему. Во втором порядке по μ и ν после аналогичной процедуры получаем

$$\mathcal{H}_{\text{int}}^p = h \left\{ \left[1 - \frac{m}{2} \right] \left[\frac{P_1 P_3 + P_0 P_2}{m_\perp^2} + Q_0 Q_1 + Q_2 Q_3 \right] - \right.$$

$$\begin{aligned}
 & - \left[1 + \frac{m}{2} \right] \left[\frac{P_0 P_1 + P_2 P_3}{m_{\perp}^2} + Q_0 Q_2 + Q_1 Q_3 \right] \left\{ \sin\left(\frac{\pi}{4} - \omega t\right) + \right. \\
 & \quad \left. + h \left\{ \left[1 - \frac{m}{2} \right] \left[\frac{P_0 Q_2 + P_3 Q_1}{m_{\perp}^2} + P_1 Q_0 + P_2 Q_3 \right] + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + \left[1 + \frac{m}{2} \right] \left[\frac{P_0 Q_1 + P_3 Q_2}{m_{\perp}^2} + P_2 Q_0 + P_1 Q_3 \right] \right\} \cos\left(\frac{\pi}{4} - \omega t\right). \right. \\
 & \hspace{15em} (26)
 \end{aligned}$$

Поскольку в (25) входят только величины с индексами 1 и 2, то прямым резонансным образом возбуждаются только первые азимутальные моды. Часть гамильтониана (26) с индексом p («parametric») ответственна за параметрическое возбуждение системы, однако, как указывалось ранее в [10] и будет подробно показано ниже, параметрическое возбуждение в данном случае является достаточно необычным.

Дальнейшие вычисления получаются менее громоздкими, если перейти к описанию динамики в терминах комплексных величин

$$\psi_n = \sqrt[4]{\frac{\alpha_n}{\beta_n}} \frac{P_n}{\sqrt{2}} + i \sqrt[4]{\frac{\beta_n}{\alpha_n}} \frac{Q_n}{\sqrt{2}}, \quad (27)$$

где ψ и ψ^* играют роль классических аналогов операторов рождения и уничтожения нормальных мод. При этом полный гамильтониан системы в квадратичном по ψ_n приближении запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & \frac{1}{2} \sum_{n=0}^3 \Omega_n |\psi_n|^2 + h \frac{1-i}{2} [(1-m)\psi_1^* e^{-i\omega t} - \\
 & - (1+m)\psi_2^* e^{i\omega t}] - h\psi_1 \frac{e^{i\omega t}(1+i)}{2\sqrt{2}} \times \\
 & \times \left\{ \psi_0 \left[\frac{1+m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_0}{\alpha_0}} + \left(1 - \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_0}{\beta_0}} \right] + \right. \\
 & \left. + \psi_0^* \left[\frac{1+m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_0}{\alpha_0}} - \left(1 - \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_0}{\beta_0}} \right] \right\} + \\
 & + h\psi_2 \frac{e^{-i\omega t}(1-i)}{2\sqrt{2}} \left\{ \psi_0 \left[\frac{1-m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_0}{\alpha_0}} + \left(1 + \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_0}{\beta_0}} \right] + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left. + \psi_0^* \left[\frac{1-m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_0}{\alpha_0}} - \left(1 + \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_0}{\beta_0}} \right] \right\} - \\
 & - h\psi_2 \frac{e^{i\omega t}(1+i)}{2\sqrt{2}} \left\{ \psi_3 \left[\frac{1+m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_3}{\alpha_3}} + \left(1 - \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_3}{\beta_3}} \right] + \right. \\
 & \left. + \psi_3^* \left[\frac{1+m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_3}{\alpha_3}} - \left(1 - \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_3}{\beta_3}} \right] \right\} + \\
 & + h\psi_1 \frac{e^{-i\omega t}(1-i)}{2\sqrt{2}} \left\{ \psi_3 \left[\frac{1-m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_3}{\alpha_3}} + \left(1 + \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_3}{\beta_3}} \right] + \right. \\
 & \left. + \psi_3^* \left[\frac{1-m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_3}{\alpha_3}} - \left(1 + \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_3}{\beta_3}} \right] \right\} + \text{с.с.}, \quad (28)
 \end{aligned}$$

где с.с. — комплексное сопряжение всего предыдущего выражения. Соответственно, уравнения динамики (УЛЛ) теперь записываются как

$$i \frac{d\psi_n}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \psi_n^*} \quad (29)$$

(и аналогичный набор комплексно-сопряженных уравнений) или в явном виде:

$$\begin{aligned}
 i \frac{d\psi_0}{dt} - \Omega_0 \psi_0 = & h(a_1 \psi_1 e^{i\omega t} + a_2 \psi_1^* e^{-i\omega t} + \\
 & + a_3 \psi_2 e^{-i\omega t} + a_4 \psi_2^* e^{i\omega t}), \quad (30)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \frac{d\psi_1}{dt} - \Omega_1 \psi_1 = & h(a_1^* \psi_0 e^{-i\omega t} + a_2 \psi_0^* e^{-i\omega t} + \\
 & + b_1^* \psi_3 e^{i\omega t} + b_2 \psi_3^* e^{i\omega t}) + h\zeta e^{-i\omega t}, \quad (31)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \frac{d\psi_2}{dt} - \Omega_2 \psi_2 = & h(a_3^* \psi_0 e^{i\omega t} + a_4 \psi_0^* e^{i\omega t} + \\
 & + b_3^* \psi_3 e^{-i\omega t} + b_4 \psi_3^* e^{-i\omega t}) + h\zeta e^{i\omega t}, \quad (32)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \frac{d\psi_3}{dt} - \Omega_3 \psi_3 = & h(b_1 \psi_1 e^{-i\omega t} + b_2 \psi_1^* e^{i\omega t} + \\
 & + b_3 \psi_2 e^{i\omega t} + b_4 \psi_2^* e^{-i\omega t}), \quad (33)
 \end{aligned}$$

где для удобства записи введены упрощенные обозначения для коэффициентов, очевидным образом связанные с исходными:

$$\begin{aligned}
 a_1 = & \frac{e^{-i\omega t}}{h} \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial \psi_0^* \partial \psi_1} = \\
 = & -\frac{1+i}{2\sqrt{2}} \left[\frac{1+m/2}{m_{\perp}^2} \sqrt[4]{\frac{\beta_0}{\alpha_0}} - \left(1 - \frac{m}{2}\right) \sqrt[4]{\frac{\alpha_0}{\beta_0}} \right], \dots,
 \end{aligned}$$

$$\zeta = \frac{e^{i\omega t}}{h} \frac{\partial \mathcal{H}_{\text{int}}^d}{\partial \psi_1^*} = \frac{1-i}{2}(1-m),$$

$$\xi = \frac{e^{-i\omega t}}{h} \frac{\partial \mathcal{H}_{\text{int}}^d}{\partial \psi_2^*} = -\frac{1-i}{2}(1+m)$$

и т.д. Видно, что учет циркулярного магнитного поля приводит к появлению членов, ответственных как за прямое, так и за параметрическое возбуждение собственных мод. Необходимо отметить, что, как видно из структуры получающейся системы уравнений, параметрическое воздействие на каждую отдельную моду в линейном приближении происходит только от остальных мод системы, что может привести к параметрическому резонансу на комбинационных частотах (см. ч. I [10]). На этот факт не было обращено внимание в [12], где авторы не учли влияния первой азимутальной моды на основную симметричную, т.е. пренебрегли в гамильтониане членами вида $\psi_0 \psi_k$, $\psi_0 \psi_k^*$, $\psi_0^* \psi_k$ и $\psi_0^* \psi_k^*$ с $k \neq 0$. Другой интересный факт заключается в том, что для вихря в центре системы циркулярное магнитное поле может приводить к прямому резонансу только на частотах первых азимутальных мод. В свою очередь, благодаря наличию перекрестных членов в динамическом уравнении для нулевой моды, прямой резонанс на частоте первой азимутальной моды также может привести к активации нулевой моды.

Резонансную картину неоднородной системы уравнений (30)–(33) с периодическими коэффициентами можно получить, используя метод многих масштабов [19]. В общем случае для корректности получающегося разложения необходимо, чтобы модули периодических коэффициентов были много меньше модулей постоянных коэффициентов уравнений. Это верно при выполнении неравенства $h \ll \Omega_n$. Поскольку в случае плакета собственные частоты порядка единицы, то достаточно, чтобы выполнялось неравенство $h \ll 1$, т.е. условие слабой накачки.

В соответствие с методом многих масштабов заменяем истинное время t на набор «времен» T_k , полагая

$$\psi_n(h; t) = \psi_n^0(T_0, T_1, T_2, \dots) + h\psi_n^1(T_0, T_1, T_2, \dots) + \dots, \quad (34)$$

где $T_k = h^k T_0$ — различные временные масштабы и

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial T_0} + h \frac{\partial}{\partial T_1} + \dots = \hat{D}_0 + h\hat{D}_1 + \dots \quad (35)$$

Подставляя (34), (35) в (30)–(33), в нулевом приближении имеем

$$i\hat{D}_0 \psi_n = \Omega_n \psi_n \text{ и } \psi_n^0 = A_n(T_1, T_2) \exp(-i\Omega_n T_0).$$

В первом порядке по h получаем неоднородную систему вида

$$i\hat{D}_0 \psi_0^1 - \Omega_0 \psi_0^1 = -i\hat{D}_1 A_0 e^{-i\Omega_0 T_0} + a_1 A_1 e^{i(\omega - \Omega_1) T_0} + a_2 A_1^* e^{i(\Omega_1 - \omega) T_0} + a_3 A_2 e^{-i(\omega + \Omega_2) T_0} + a_4 A_2^* e^{i(\omega + \Omega_2) T_0} \quad (36)$$

и аналогичные остальные уравнения для ψ_n^1 , $n = 1, 2, 3$. В соответствие с теорией Флоке [19], на границе, отделяющей область экспоненциально нарастающих решений от области нерастающих решений системы уравнений с периодическими коэффициентами, решение является чисто периодической функцией времени. Для того чтобы попасть на кривую (в терминах $\omega = \omega(h)$), где решения чисто периодические, необходимо исключить секулярные члены из правой части уравнений (36). Если комбинационные частоты неоднородных членов $\pm\omega \pm \Omega_n$ далеки от собственных частот, то $\hat{D}_1 A_n = 0$ и $A_n = A_n(T_2, \dots)$. Предположим, что частота внешней накачки такова, что выполняется равенство

$$\omega = \Omega_0 + \Omega_1 + h\sigma, \quad (37)$$

где σ — параметр расстройки. Тогда из условия исключения резонансных членов получаем из (36):

$$-i\hat{D}_1 A_0 + a_2 A_1^* e^{-i\sigma T_1} = 0, \quad (38)$$

$$-i\hat{D}_1 A_1 + a_2 A_0^* e^{-i\sigma T_1} = 0 \quad (39)$$

или

$$\hat{D}_1^2 A_1^* + i\sigma \hat{D}_1 A_1^* - |a_2|^2 A_1^* = 0,$$

где учтено, что $T_1 = hT_0$, а также остальные уравнения $\hat{D}_1 A_n = 0$, $n = 2, 3$. Отсюда, полагая $A_1^* = A_1^*(T_2, \dots) \exp(i\epsilon T_1)$, имеем

$$\epsilon = \frac{\sigma}{2} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4} - |a_2|^2}. \quad (40)$$

Видно, что возрастающие решения (т.е. параметрический резонанс на данной комбинационной частоте) существуют при условии $|a_2|^2 > 0$, что, очевидно, выполняется, а сам вид резонансной кривой $\omega = \omega(h)$, отделяющей область устойчивых колебаний от экспоненциально растущих решений, в первом приближении по h имеет вид

$$\omega(h) = \Omega_0 + \Omega_1 \pm 2h|a_2|. \quad (41)$$

Таким образом, наблюдается параметрический резонанс на положительной комбинационной частоте $\Omega_0 + \Omega_1$. Проводя аналогичное рассмотрение всех остальных случаев, можно показать, следующее.

1. Параметрический резонанс на положительной частоте $\omega = \Omega_1 - \Omega_0$ отсутствует.

2. Параметрический резонанс на отрицательной частоте $\omega = \Omega_0 - \Omega_2$ также отсутствует.

3. Параметрический резонанс на отрицательной частоте $\omega = -\Omega_0 - \Omega_2$ существует, а резонансная кривая имеет вид

$$\omega(h) = -\Omega_0 - \Omega_2 \pm 2h|a_4|. \quad (42)$$

Таким образом, в плакете возможны параметрические резонансы лишь на частотах $\Omega_0 + \Omega_1$ и $-\Omega_0 - \Omega_2$. Поскольку $\Omega_1 \neq \Omega_2$ для любого λ из области $\lambda > \lambda_c$, то очевидна асимметрия резонансной картины относительно изменения знака частоты внешней накачки. Выводы о наличии в системе параметрических резонансов первого порядка (по амплитуде поля) на комбинационных частотах, включающих сумму (с соответствующим знаком) частоты симметричной и первой азимутальной моды, совпадают с данными анализа ч. I [10], где, однако, не обсуждалась частотная асимметрия.

В системе (30)–(33) существуют также и прямые резонансы первого порядка по h : на частоте $\omega = -\Omega_2$ и на частоте $\omega = \Omega_1$ с различными «мощностями» — амплитудными множителями $|\xi| \sim (1 - m)$ и $|\zeta| \sim (1 + m)$ из уравнений (31), (32) (см. рис. 3,а). Таким образом, картина прямых резонансов также асимметрична по отношению к изменению знака частоты накачки. На рис. 3,б представлена зависимость «мощности» параметрических резонансов в системе от параметра анизотропии λ в области существования внеплоскостного вихря (т.е. зависимость от λ величины угла раствора кривой $\omega = \omega(h_{cr})$, ограничивающей область экспоненциальной неустойчивости). Мощность параметрического резонанса определена как $P_{par} = \pi - 2 \arctg(2|a_2|)$ для резонанса 3 на частоте $\Omega_0 + \Omega_1$ и то же с $|a_4|$ для резонанса 4 на частоте $-\Omega_0 - \Omega_1$, $P_{1,2}^{par}(\lambda_c) = 0$. Из приведенных зависимостей легко определить в какой последовательности должны возникать резонансы (при учете затухания) при увеличении амплитуды внешнего воздействия h . Для прямых резонансов сначала должен проявиться резонанс на частоте $\omega = -\Omega_2$, обладающий большей мощностью. Для параметрических резонансов это резонанс на частоте $\omega = \Omega_0 + \Omega_1$. На рис. 4 для прямых резонансов схематически представлена зависимость амплитуды колебаний от частоты (амплитудно-частотные характеристики), а для параметрических резонансов — зависимости критической

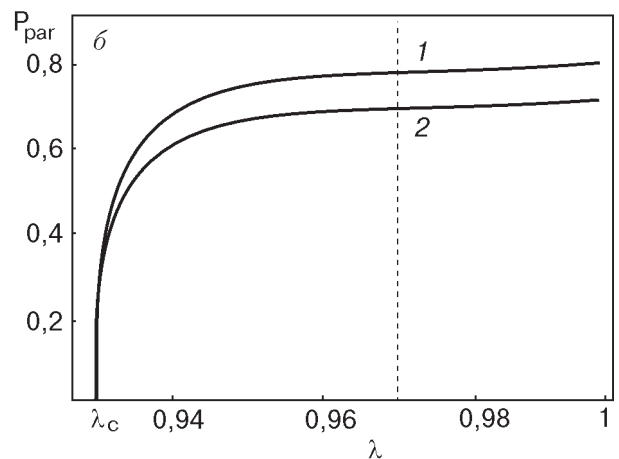
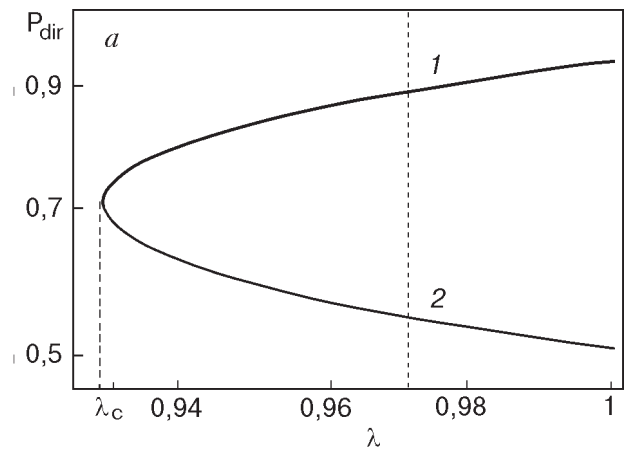


Рис. 3. Зависимости «мощностей» прямого (а) и параметрического (б) резонансов от параметра анизотропии в ВВ области. Пунктир соответствует значению $\lambda = 0,97$, при котором проведены численные расчеты.

величины амплитуды внешнего поля от частоты накачки (критические характеристики).

Проводя дальнейшее разложение по методу многих масштабов, можно показать, что во втором порядке по h возникает только перенормировка резонансных частот в меру малой величины h^2 , и дополнительные резонансы отсутствуют.

Таким образом, при активации низкочастотных мод возникает следующая картина: при изменении направления вращения внешнего циркулярного поля роль нижайшей первой азимутальной моды начинает играть следующая азимутальная мода (как отмечалось в ряде предыдущих работ, эти моды можно рассматривать как спиновые волны, вращающиеся в противоположных направлениях), что приводит к частотной асимметрии наблюдающегося резонансного взаимодействия при изменении знака ω . В общем случае «мощность» резонанса (определяемая значением амплитудных множителей для прямого резонанса и углом раствора характеристик

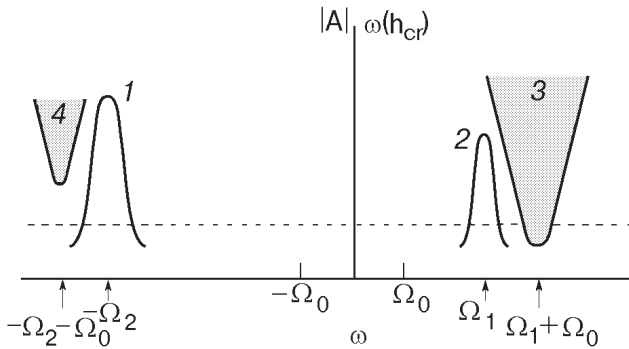


Рис. 4. Условная схема основных резонансов плакета с вихрем: для прямых резонансов приведены зависимости амплитуд колебания спинов от частоты накачки, а для параметрических резонансов — характеристические кривые $\omega(h_{cr})$ и области неустойчивости (заштрихованы). Для каждой из резонансных кривых качественно учтено наличие конечного затухания. Индексы 1, 2, 3, 4 адекватны рис. 3. Пунктир соответствует резонансам, найденным при численном исследовании.

$\omega = \omega(h_{cr})$ вида (41), (42) для параметрического) также различна для разного направления вращения поля накачки даже в линейном приближении. Необходимо отметить, что замечания, касающиеся наличия прямого резонанса, верны и в случае произвольной системы с фиксированной границей, поскольку при выводе динамических уравнений учитывали лишь симметрию самих мод и внешнего поля. Наличие же параметрического резонанса определяется знаком, стоящим перед коэффициентом $|a_i|^2$ в условиях вида (40) для разных мод, а мощность того или иного параметрического резонанса (если он присутствует) зависит уже от величины $|a_i|^2$, которая в свою очередь зависит от конфигурации статического вихревого решения в системе (а значит и самой системы) и величины анизотропии. Поэтому при переходе от малого плакета к макроскопической системе возможно количественное изменение результатов. Однако, пользуясь вышеописанной процедурой, несложно вывести набор критериев (подобных выведенным нами для случая взаимодействия нулевой и азимутальных мод), которые позволяют предсказать существование параметрического резонанса на комбинационных частотах, исходя из знания статического дискретного распределения спинов в ВВ. Результаты относительно наличия прямого резонанса на частотах первых азимутальных мод также остаются в силе при рассмотрении систем со свободной границей. Но при этом нижайшая нулевая мода отсутствует (имеет частоту тождественно равную нулю), что качественно изменяет картину

комбинационных параметрических резонансов в системе. Однако, как указывалось в [12], изменение вида граничных условий не влечет существенной перестройки резонансной картины. Поэтому можно утверждать, что основным эффектом должен быть прямой резонанс на частотах первых азимутальных мод, что и нашло подтверждение в наших последующих численных исследованиях.

3. Численный анализ динамики спинового плакета в циркулярном магнитном поле

Для подтверждения и проверки результатов аналитического рассмотрения механизма переворота вихря, проведенного в разд. 2, а также для понимания связи линейного анализа с истинной физической картиной (поскольку сам переворот является существенно нелинейным явлением, резонансная активация собственных мод системы внешним полем не может гарантированно приводить к изменению поляризации ВВ, поэтому линейного рассмотрения здесь недостаточно), проведена серия численных экспериментов и промоделирован процесс переворота ВВ для плакета. Система из восьми нелинейных уравнений (1), (2) для плакета была проинтегрирована методом Рунге—Кутты при различных значениях частоты и амплитуды внешнего поля. Выбрано значение параметра анизотропии $\lambda = 0,97$, при котором в ВВ конфигурации полная z -проекция намагниченности $|M| = 4|m| \approx 1,12$ достаточно велика для точного однозначного определения поляризации вихря. В то же время статическое значение $m \approx 0,28$, существенно меньше единицы, позволяет проводить интегрирование, определяя направление спинового вектора в сферических проекциях, что обеспечивает выполнение условия $|\mathbf{S}_n| = 1$ без дополнительных процедур и затрат компьютерного времени. В качестве начальной конфигурации выбрано статическое распределение (5) с $p = 1$ (спины направлены вверх) для ВВ, находящегося точно в центре плакета, после чего включали внешнее поле и отслеживали динамическое поведение каждого из четырех спинов. Для стабилизации системы учитывали слабое затухание $\gamma = 6 \cdot 10^{-3}$ (что обеспечивало лишь незначительную перенормировку собственных частот системы в меру γ^2). Собственные частоты для значения параметра анизотропии $\lambda = 0,97$ следующие: частота нулевой моды (14) $\Omega_0 \approx 0,55$; частота нижней первой азимутальной моды (16) $\Omega_1 \approx 1,38$; частота верхней первой азимутальной моды (18) $\Omega_2 \approx 2,5$; частота второй азимутальной моды (20) $\Omega_3 \approx 2,68$ (см. рис. 1). В первую очередь были найдены зависимости времени переворота вихря τ от частоты циркулярной накачки при различной величине амплитуды внешнего цирку-

лярного поля h . Эти зависимости представлены на рис. 5. Временем переворота считали момент времени, в который полная z -проекция намагниченности системы становилась равной начальному значению с противоположным знаком: $M = -1,12$. На рис.

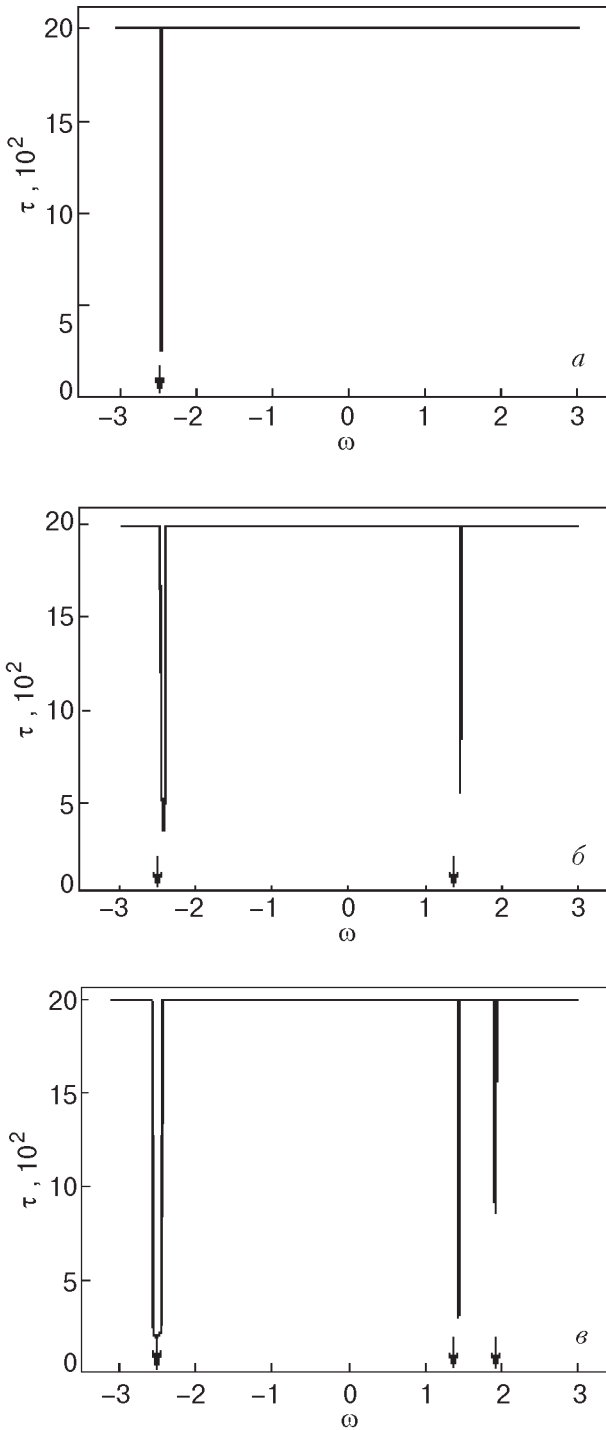


Рис. 5. Численно найденные зависимости времени переворота вихря от частоты внешнего поля при различных значениях его амплитуды $h, 10^{-2}$: 0,65 (а), 0,8 (б), 1,05 (в). Использованное значение затухания $\gamma = 0,6 \cdot 10^{-2}$. Стрелки показывают значения частот резонансов, предсказанных аналитически.

5, а, б, в видно, что вначале (при малых значениях h) первый переворот происходит на отрицательной частоте $\omega \approx -2,43$ (рис. 5, а). При увеличении амплитуды поля добавляется еще одна область на положительных частотах с $\omega \approx 1,46$ (рис. 5, б). Наконец, при еще больших значениях внешнего поля возникает третья область переворота на положительных частотах с $\omega \approx 1,92$ (рис. 5, в).

Сравнивая результаты численного анализа с данными аналитического рассмотрения механизма активации собственных мод плакета, а также учитывая значения собственных частот системы при $\lambda = 0,97$, можно сделать вывод, что наиболее выраженным является переворот, связанный с прямым резонансом на отрицательной частоте верхней первой азимутальной моды $\omega \approx -\Omega_2$, затем более слабый прямой резонанс на частоте нижней азимутальной моды $\omega \approx \Omega_1$, а далее виден самый сильный параметрический резонанс на комбинационной частоте $\omega \approx \Omega_0 + \Omega_1$. Слабое отличие величин частот, на которых наблюдали переворот, от значения соб-

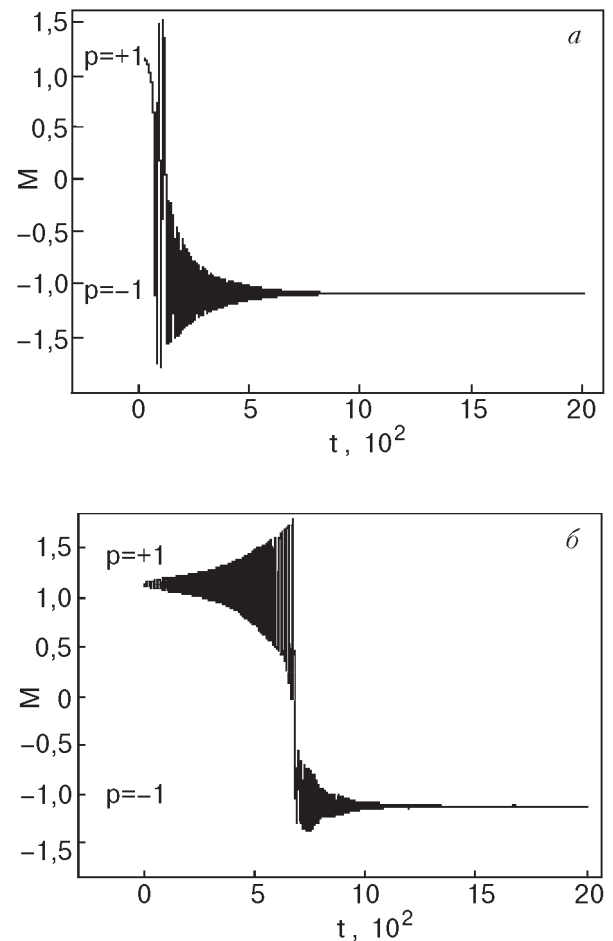


Рис. 6. Временная зависимость полной z -компоненты намагниченности для прямого (а) и параметрического (б) резонансов. Величина поля $h = 1,1 \cdot 10^{-2}$.

ственных частот, по-видимому, обусловлено деформацией амплитудно-частотных характеристик для прямого резонанса и вида кривых $\omega(h_{cr})$ для параметрического, вызванной нелинейностью, а также нелинейным сдвигом частот (изменением собственных частот в меру h^2 также можно пренебречь, поскольку амплитуда приложенного поля достаточно мала). На рис. 6,а,б представлены зависимости $M(t) = m_1(t) + m_2(t) + m_3(t) + m_4(t)$ для областей переворота $\omega = -2,43$ и $1,92$. (Вид зависимости $M(t)$ для переворота при $\omega = 1,46$ принципиально ничем не отличается от представленного на рис. 6,а.) Из сравнения этих рисунков видно качественное отличие процесса активации для этих областей — переворот на частотах прямых резонансов $\omega \approx \Omega_1$ и $-\Omega_2$ происходит быстро, с очень малым временем активации, что и должно наблюдаться при прямом резонансе. На частоте параметрического резонанса происходит более медленное экспоненциальное нарастание амплитуды колебаний.

На рис. 7 на одном графике приведены зависимости от времени полной z -проекции спинов и плоскостной компоненты полной намагниченности $M_{\perp}(t) = \sqrt{(\sum_n S_n^x)^2 + (\sum_n S_n^y)^2}$ для переворота на частоте $\omega = -2,43$ (для $\omega = 1,46$ вид этих зависимостей принципиально не отличается). Если переворот вихря связан с активацией лишь симметричной моды, то в процессе переворота должно соблюдаться

равенство $M_{\perp} \approx 0$. Если же в нем участвуют азимутальные моды, то полная плоскостная намагниченность должна отличаться от 0. Вид полученных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что по крайней мере на начальном этапе переворота резко возбуждаются именно первые азимутальные моды. В дальнейшем сам переворот уже имеет симметрию нулевой моды, что подтверждает аналитическое заключение о том, что первые азимутальные моды играют роль своеобразного «катализатора» в процессе переворота: нарастание амплитуды этих мод приводит к активации нулевой моды, как вследствие наличия в динамических уравнениях (30)–(33) перекрестных членов, так и из-за нелинейного межмодового взаимодействия (когда амплитуды мод становятся достаточно большими). В свою очередь для систем с фиксированной границей энергетически наиболее выгоден переворот, связанный с активацией симметричной моды, что совпадает с утверждением авторов работы [12].

Благодаря численному анализу можно сделать вывод, что наиболее важным в процессе активации является прямое воздействие на частотах азимутальных мод, что приводит к вторичной активации нулевой моды, и сам процесс переворота уже имеет в основном симметрию этой нулевой моды.

Проводя исследования динамики спинового плакета мы не обнаружили разрушения вихревой кон-

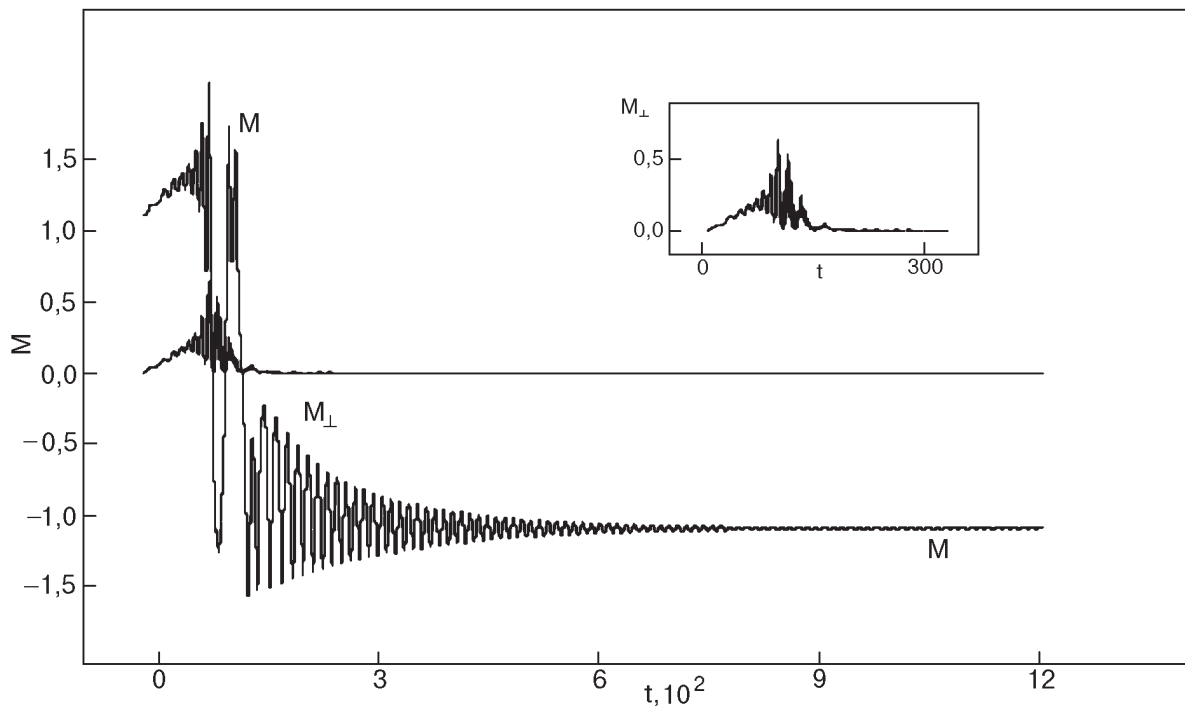


Рис. 7. Временные зависимости полной z -компоненты M и плоскостной компоненты M_{\perp} (см. также вставку) намагниченности. Величина поля $h = 0,9 \cdot 10^{-2}$.

фигурации колебаниями большой амплитуды в случае положительного знака частоты циркулярной накачки (что наблюдалось в численных экспериментах авторами работы [12]). По-видимому, это связано с тем, что при плакетном рассмотрении у нас практически нет различия в амплитудах переворачивающего поля для случая переворота при положительной и отрицательной частоте, и этот эффект становится заметен лишь для систем большого размера. Однако плакетное рассмотрение очевидно дает объяснение неэквивалентности знака частоты в процессе переворота. Также в численном моделировании мы не достигли значения амплитуды поля, при котором был бы заметен параметрический резонанс на отрицательной частоте $\omega = -\Omega_0 - \Omega_2$. Однако, как было показано в разд. 2, параметрический резонанс на этой частоте обладает меньшей мощностью, чем резонанс при $\omega = \Omega_0 + \Omega_1$.

Заключение

В настоящей работе подробно исследован новый механизм процесса изменения полярности ВВ в легкоплоскостном ферромагнетике в циркулярном поле, предложенный в ч. I [10] и принципиально отличающийся от рассмотренного ранее в работе [12]. Качественное приближенное рассмотрение процесса переворота вихря из статьи [10] подкрепляется анализом этого процесса в небольшом спиновом плакете, для которого удается провести точное аналитическое рассмотрение линейной задачи об активации собственных мод циркулярной накачкой. Суть предложенного механизма активации системы заключается в том, что низкочастотное циркулярное внешнее поле возбуждает наиболее низколежащие азимутальные моды, которые, в свою очередь, являются «катализатором» для нарастания амплитуды нулевой «симметричной» моды, которое и приводит к перевороту вихря. Проведенные исследования и сравнение данных настоящей работы с результатами первой части показывают, что, по-видимому, этот необычный механизм смены полярности является доминирующим для вихрей, находящихся недалеко от центра системы, и полностью подавляет предложенный ранее в [12] механизм непосредственной активации симметричной моды, связанный с несимметрией вихря из-за его смещения из центра системы. Предложена схема построения критерия, позволяющего по коэффициентам линейных уравнений (которые определяются только статическим распределением намагниченности в ВВ) предсказать возможность параметрических резонансов на комбинационных частотах. Отметим, что в данном вопросе рассмотрение плакета позволяет произвести обобщение на случай произвольной системы с фик-

сированной границей, а выводы по поводу прямого резонанса на частоте азимутальных мод с соответствующим знаком пригодны для произвольной системы с граничными условиями любого типа, что совпадает с заключениями, приведенными в [10]. Полученные данные, а также сравнение с предыдущими численными результатами [12] дают возможность построения более корректной (пригодной для вихря, расположенного близко к центру системы) двухмодовой модели для описания процесса изменения вихревой поляризации: наиболее простая модель должна в линейном пределе давать результаты нашего линейного рассмотрения и феноменологически учитывать в гамильтониане нелинейные члены вида $|\psi_n|^2 |\psi_k|^2$, $n, k = 0, 1$. Однако, при построении таких моделей необходимо учитывать то обстоятельство, что несмотря на формальную эквивалентность механизма переворота из состояния с $p = 1$ в $p = -1$ и наоборот (при замене нижайшей азимутальной моды следующей, вращающейся в противоположную сторону), переворот под влиянием несимметричного воздействия (в частности, при накачке циркулярным полем) имеет приоритетное направление и, таким образом, подобные модели могут адекватно описывать переворот только в одном направлении. В конечном итоге асимметрия процесса смены поляризации вихря связана со снятием вырождения частотных зависимостей азимутальных мод во внеплоскостной конфигурации, что указывает на первостепенную необходимость их учета.

Авторы выражают благодарность Ю. Б. Гайдею и А. М. Косевичу за стимулирующие дискуссии и полезные комментарии, а также Н. Н. Кораблю за помощь в проведении численных исследований. Выражаем также благодарность программе INTAS, при частичной поддержке которой в рамках гранта INTAS № 99-0167 выполнена эта работа.

Материалы настоящей статьи были представлены на конференции «Nonlinear Lattice Structure and Dynamics», Дрезден, 2001 г.

1. R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999); R. P. Cowburn, *J. Phys.* **D33**, R1 (2000).
2. T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000); *ICR Ann. Rep.* **7**, 16 (2000).
3. L. Thomas, F. Lioni, R. Ballou, D. Gatteschi, R. Sessoli, and B. Barbara, *Nature* **383**, 145 (1996).
4. J. Kortus, M. R. Pedersen, C. S. Hellberg, and S. N. Khanna, *Eur. Phys. J.* **D16**, 177 (2001); N. Fujima, *ibid*, 185 (2001).
5. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и*

- топологические солитоны, Наукова думка, Киев (1983).
6. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, *Phys. Rep.* **194**, 117 (1990).
 7. А. М. Косевич, В. П. Воронов, И. В. Манжос, *ЖЭТФ* **84**, 148 (1983).
 8. А. В. Никифоров, Э. Б. Сонин, *ЖЭТФ* **83**, 642 (1983).
 9. F. G. Mertens and A. R. Bishop, *Nonlinear Sciences at the dawn of the 21st Century. Lecture Notes in Physics*, P. L. Christiansen, M. P. Soerensen, and A. C. Scott (eds.), Springer, Berlin (2000), p. 137.
 10. А. С. Ковалев, Я. Е. Прилепский, *ФНТ* **28**, 1292 (2002).
 11. Yu. Gaididei, T. Kamppeter, F.G. Mertens, and A. R. Bishop, *Phys. Rev.* **B59**, 7010 (1999).
 12. Yu. Gaididei, T. Kamppeter, F. G. Mertens, and A. R. Bishop, *Phys. Rev.* **B61**, 9449 (2000).
 13. А. С. Ковалев, Я. Е. Прилепский, *Вестник ХГУ, сер. Физика* **417**, 32 (1998).
 14. А. С. Ковалев, Я. Е. Прилепский, *Вестник ХГУ, сер. Физика* **440**, 25 (1999).
 15. G. M. Wysin, *Phys. Lett* **A240**, 95 (1998).
 16. M. E. Gouvea, G. M. Wysin, A. R. Bishop, and F. G. Mertens, *Phys. Rev.* **B39**, 11840 (1989).
 17. G. M. Wysin and A. R. Völkel, *Phys. Rev.* **B52**, 7412 (1995).
 18. B. A. Ivanov, H. J. Schnitzer, F. G. Mertens, and G. M. Wysin, *Phys. Rev.* **B58**, 8464 (1998).
 19. H. Nayfeh and D. Mook, *Nonlinear Oscillations*, Wiley, New York (1995).

The mechanism of vortex switching in magnetic nanodots under circular magnetic field. II. The dynamics of spin plaquette with vortex

A. S. Kovalev and J. E. Prilepsky

A plaquette spin system in a vortex configuration is considered analytically and numerically to treat theoretically the vortex switching in magnetic nanodots due to the action of external circular magnetic field. The initial (linear) stage of the switching is analyzed. The analytical results obtained confirm the numerical data on the plaquette dynamics. Both the numerical analysis and the analytical consideration of the initial activation stage show the importance of taking into account the system azimuthal modes. At the frequencies of these modes the most rapid amplification of the vortex energy and the total out-of-plane magnetization occurs. The growth of the modes amplitudes gives rise to a parametrical activation of the low-frequency symmetric mode, and in turn causes the vortex switching. The results obtained provide a qualitative explanation of the numerical data on vortex switching in large-sized magnetic systems and may be used in experiments on guided effect on vortex polarization in magnetic nanodots.