

01:05
©1993 г.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ МОНОДОМЕННОГО ЭЛЛИПСОИДА В ПРИСУТСТВИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ НАКАЧКИ ПЕРЕМЕННЫМ ПОЛЕМ

А. Ф. Хапиков

Обнаружено необычное поведение намагниченности при изучении процесса перемагничивания ферромагнитного монодоменного эллипсоида в присутствии дополнительного циркулярно поляризованного магнитного поля. Путем численного решения уравнений Ландау–Лифшица показано, что при постепенном уменьшении величины постоянного поля в зависимости от амплитуды и частоты переменного поля реализуются различные сценарии перемагничивания, включая возникновение устойчивых автоколебаний в определенных интервалах значений постоянного поля. Построена бифуркационная диаграмма на плоскости параметров постоянное поле–амплитуда переменного поля. Обнаруженные сценарии процесса перемагничивания объясняются с единой точки зрения на основе анализа бифуркаций фазовых портретов системы.

Введение

В недавней работе [1] было показано, что процесс перемагничивания монодоменного эллипсоида в присутствии дополнительного переменного магнитного поля кардинально отличается от картины в традиционно исследуемой ситуации, когда прикладывается лишь постоянное магнитное поле.

Расчет процесса перемагничивания легкоосного эллипсоида вращения при наличии только постоянного поля, приложенного параллельно легкой оси, в рамках модели однородного вращения был проведен в работе [2]. Было найдено, что при постепенном уменьшении постоянного поля при некотором критическом значении $H_{sw} = -(2K/M_s + (N_p - N_z)M_s)$ (K — константа одноосной анизотропии; M_s — намагниченность насыщения; N_z , N_p — продольный и поперечный размагничивающие факторы; ось z направлена вдоль легкой оси) исходное положение равновесия, когда магнитный момент ориентирован вдоль положительного направления оси z , теряет устойчивость, в результате происходит необратимое 180° -ное вращение намагниченности. При этом какие-либо промежуточные положения равновесия отсутствуют. Учет обменного взаимодействия, а также более точный учет полей рассеяния не приводят к качественному изменению ситуации. Существуют лишь два положения равновесия,

определяемые осью легкого намагничивания, между которыми при изменении поля происходит переключение намагниченности [3].

В работе [1] было показано, что при наличии дополнительного циркулярно поляризованного переменного поля, приложенного в плоскости, перпендикулярной легкой оси эллипсоида, процесс перемагничивания приобретает качественно новые черты, не объясняемые на основе традиционных теорий перемагничивания. В частности, один из возможных сценариев перемагничивания (при определенных значениях амплитуды и частоты переменного поля) выглядит следующим образом [1]. При больших значениях постоянного поля намагниченность стационарно прецессирует с частотой переменного поля. С уменьшением постоянного поля при некотором критическом значении стационарная прецессия теряет устойчивость, в результате чего возбуждаются автоколебания намагниченности — на быструю прецессию с частотой внешнего поля накладываются сравнительно медленные колебания угла конуса прецессии. Перевод магнитного момента теперь определяется устойчивостью этих промежуточных автоколебаний и происходит при критическом значении постоянного поля, существенно меньшем (по абсолютной величине) H_{sw} .

Ясно, что существует необходимость в анализе причины возникновения автоколебаний. По-видимому, наиболее подходящим для этой цели является аппарат качественной теории дифференциальных уравнений, который с успехом применяется для объяснения аналогичных явлений в различных физических, радиотехнических, химических и т.д. системах.

Кроме этого, в работе [1] исследование процесса перемагничивания было проведено при определенных фиксированных величинах амплитуды (h_0) и частоты (ω) переменного поля. Для более глубокого понимания закономерностей этого процесса представляет интерес изучение кривых перемагничивания при различных значениях h_0 и ω .

Отметим также, что с прикладной точки зрения изучение механизмов и нахождение оптимальных условий перемагничивания мелких магнитных частиц в присутствии переменного поля открывает новые возможности для улучшения параметров записывающих устройств.

В настоящей работе в разделе 1 описана используемая модель однородного вращения. В разделе 2 процесс перемагничивания изучается путем численного моделирования в рамках принятой модели при различных значениях амплитуды переменного поля. Выявлено, что в зависимости от параметров переменного поля перемагничивание происходит по разным сценариям. В разделе 3 исследована устойчивость стационарных решений динамических уравнений в линейном приближении. В разделе 4 проведен качественный анализ бифуркаций фазовых портретов изучаемой системы. При этом обнаруженные численно различные сценарии перемагничивания естественно объясняются в рамках единой схемы.

1. Модель

В рассматриваемой модели однородного вращения энергия магнетика складывается из трех величин: энергия одноосной анизотропии, магнитостатическая и зеемановская энергии. Запишем плотность энергии в сферических координатах, при этом полярный угол θ отсчитывается от оси z , направленной вдоль главной оси эллипсоида, а азимутальный угол

ϕ — от оси x

$$E = K \sin^2 \theta + \frac{1}{2} N_z M_s^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2} N_x M_s^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi + \frac{1}{2} N_y M_s^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi - \\ - H_z M_s \cos \theta - h_x M_s \sin \theta \cos \phi - h_y M_s \sin \theta \sin \phi,$$

где K — константа одноосной анизотропии; M_s — намагниченность насыщения; N_x, N_y, N_z — размагничивающие факторы, зависящие от геометрических размеров эллипсоида и связанные соотношением $N_x + N_y + N_z = 4\pi$; H_z — постоянное магнитное поле, направленное вдоль легкой оси эллипсоида; h_x и h_y — компоненты переменного поля, которое мы примем вращающимся с частотой ω в перпендикулярной плоскости,

$$h_x = h_0 \cos \omega t, \quad h_y = h_0 \sin \omega t.$$

При этом, а также с учетом того, что для эллипсоида вращения $N_x = N_y = 1/2 N_p$, выражение для плотности энергии существенно упрощается

$$E = K \sin^2 \theta + \frac{1}{2} N_z M_s^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2} N_p M_s^2 \sin^2 \theta - H_z M_s \cos \theta - h_0 M_s \sin \theta \cos(\phi - \omega t).$$

Динамические уравнения Ландау–Лифшица с затуханием в форме Гильберта в сферических координатах записываются в виде

$$-M_s \dot{\theta} \sin \theta - \alpha M_s \dot{\phi} \sin^2 \theta = \gamma \delta E / \delta \phi,$$

$$M_s \dot{\phi} \sin \theta - \alpha M_s \dot{\theta} = \gamma \delta E / \delta \theta,$$

где α — безразмерная постоянная затухания, γ — гиромагнитное отношение.

Введем следующие обозначения для эффективной константы анизотропии, эффективного поля анизотропии и эффективной частоты естественного ферромагнитного резонанса:

$$K^* = K - \frac{1}{2} (N_z - N_p) M_s^2, \quad H_a^* = 2K^* M_s, \quad \omega_a^* = \gamma H_a^*.$$

Варьируя энергию, обезразмеривая и переобозначая величины в соответствии с формулами

$$t \rightarrow t \omega_a^*, \quad \omega \rightarrow \omega / \omega_a^*, \quad H_z \rightarrow H_z / H_a^*, \quad h_0 \rightarrow h_0 / H_a^*,$$

получаем динамические уравнения в удобном для дальнейшего анализа виде

$$-\dot{\theta} - \alpha \dot{\phi} \sin \theta = h_0 \sin(\phi - \omega t),$$

$$\dot{\phi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = \sin \theta \cos \theta + H_z \sin \theta - h_0 \cos \theta \cos(\phi - \omega t).$$

Кардинальное упрощение уравнений движения намагниченности получается переходом в систему координат, вращающуюся вместе с высокочастотным полем. Для этого положим

$$\phi(t) = \omega t + \psi(t).$$

При этом получаем автономную систему уравнений (с не зависящей от времени правой частью), в которую величины H_z , h_0 , ω и α входят как параметры

$$-\dot{\theta} - \alpha \dot{\psi} \sin \theta = \alpha \omega \sin \theta + h_0 \sin \psi,$$

$$\dot{\psi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = \sin \theta \cos \theta + (H_z - \omega) \sin \theta - h_0 \cos \theta \cos \psi. \quad (1)$$

Подчеркнем, что в рассматриваемом случае переход от исходной неавтономной системы к автономной точный. При этом величина ψ обозначает запаздывание фазы прецессии намагниченности по отношению к фазе высокочастотного поля.

Заметим, что, строго говоря, система (1) зависит от четырех параметров: H_z , h_0 , ω , α . В настоящей работе мы полагаем значения α и ω фиксированными (везде дальше $\alpha = 0.2$, $\omega = 0.8$ в безразмерных единицах).

Для последующего анализа систему (1) необходимо записать в каноническом виде, что легко сделать взаимной подстановкой уравнений друг в друга. Появляющийся в результате при членах с производной множитель $(1 + \alpha^2)$ можно учесть простым переобозначением $t \rightarrow t/(1 + \alpha^2)$, $\omega \rightarrow \omega(1 + \alpha^2)$. Окончательно имеем

$$\dot{\theta} = -h_0 \sin \psi - \alpha \sin \theta \cos \theta - \alpha H_z \sin \theta + \alpha h_0 \cos \theta \cos \psi,$$

$$\dot{\psi} = \cos \theta + H_z - \omega - h_0 \operatorname{ctg} \theta \cos \psi - \alpha h_0 \sin \psi / \sin \theta. \quad (1a)$$

2. Результаты численного исследования

При численном исследовании процесса перемагничивания, описываемого системой (1a), использовалось сочетание методов Рунге–Кутты четвертого порядка и Адамса–Бэшворта второго порядка. На рис. 1, a–z представлены зависимости величины полярного угла θ конуса прецессии намагниченности от квазистатически уменьшающегося постоянного магнитного поля, первоначально направленного вдоль положительного направления оси z , при различных фиксированных значениях амплитуды переменного поля. Значения амплитуды поля в безразмерных единицах приведены в подписи к рис. 1. При больших положительных значениях H_z намагниченность прецессирует с частотой внешнего поля с постоянным (при фиксированном H_z) малым углом прецессии. Постепенное уменьшение подмагничивающего поля приводит к увеличению стационарного угла прецессии. На этом этапе качественные отличия в поведении намагниченности при разных значениях амплитуды переменного поля отсутствуют. Далее при некотором критическом значении H_z (зависящим, вообще говоря, от h_0) это решение теряет устойчивость. Дальнейшая эволюция системы существенно зависит от величины h_0 .

При малых значениях h_0 исходное стационарное решение сменяется другим стационарным решением (рис. 1, a), при этом зависимость угла прецессии от H_z становится немонотонной. Это новое стационарное состояние теряет устойчивость при достаточно большом по абсолютной величине, отрицательном H_z , близком к значению H_{sw} , в результате чего происходит переворот намагниченности.

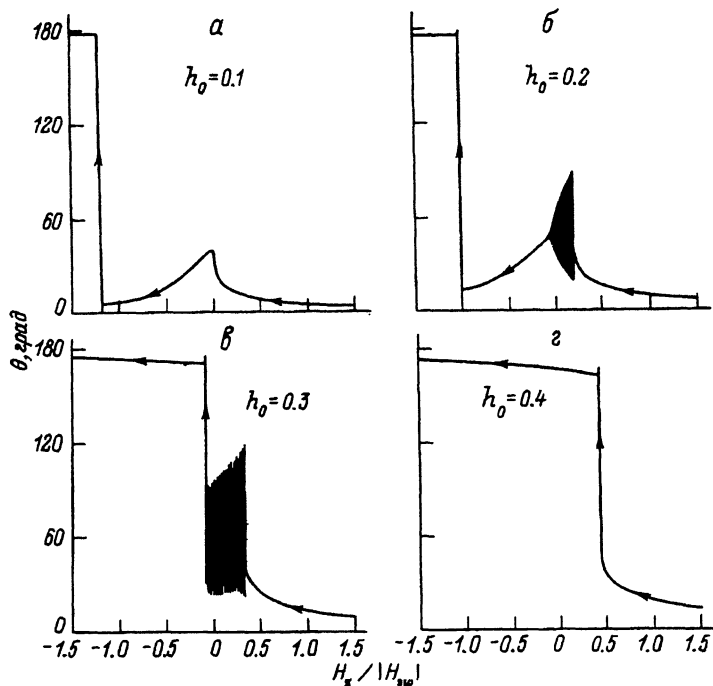


Рис. 1. Зависимость полярного угла θ конуса прецессии намагниченности от величины медленно уменьшающегося со временем постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси цилиндра при различных значениях амплитуды переменного поля.
 $a - h_0 = 0.1$, $б - 0.2$, $в - 0.3$, $г - 0.4$. Частота везде одинакова $\omega = 0.8$. Постоянная затухания $\alpha = 0.2$.

При несколько бóльших значениях h_0 в поведении системы появляются качественные изменения. После того как исходная стационарная прецессия становится неустойчивой, в системе жестко возбуждаются автоколебания (рис. 1,б). Это означает, что на быструю прецессию намагниченности с частотой внешнего поля накладываются медленные (по сравнению с ω) колебания угла конуса прецессии. Далее, с уменьшением H_z амплитуда автоколебаний уменьшается (при этом изменяется также их частота) и при некотором значении постоянного поля они умирают — намагниченность снова выходит на режим стационарной прецессии, аналогичный наблюдавшемуся при малых значениях h_0 (ср. с рис. 1,а).

Если процесс перемагничивания осуществляется при еще бóльших величинах h_0 , то на кривой перемагничивания появляются новые особенности: возникшие автоколебания жестко теряют устойчивость при сравнительно небольших значениях H_z (рис. 1,в), при этом происходит быстрое перемагничивание.

Подчеркнем, что если остановить развертку постоянного поля при некотором значении, соответствующем области существования автоколебаний, то они будут продолжаться с постоянной амплитудой и частотой, много меньшей частоты внешнего поля (рис. 2).

И наконец, при очень больших h_0 неустойчивость исходной стационарной прецессии приводит к немедленному перевороту намагниченности.

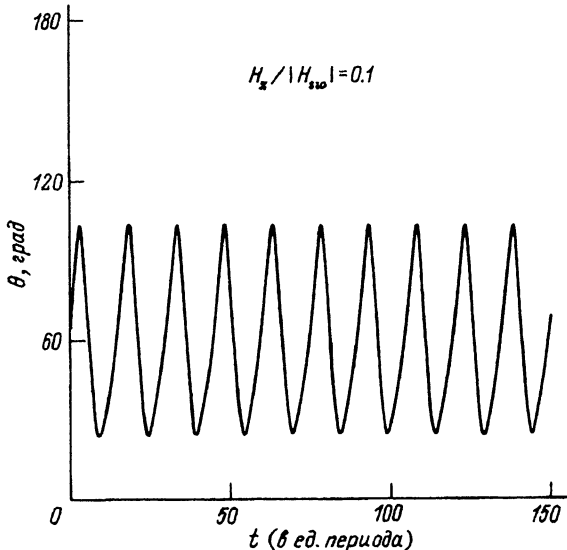


Рис. 2. Устойчивые автоколебания угла конуса прецессии намагниченности в зависимости от времени.

Частота автоколебаний существенно меньше частоты внешнего переменного поля.

Сценарии перемагничивания при различных значениях амплитуды переменного поля, описанные выше, суммированы в полученной в результате численного эксперимента бифуркационной диаграмме, которая делит плоскость параметров $H_z - h_0$ на области с качественно различным поведением намагниченности (рис. 3). Значениям параметров, лежащим в областях 1 и 2, соответствует стационарная прецессия намагниченности (с различными законами изменения угла прецессии от величины постоянного поля; ср. с рис. 1, а). Если параметры лежат в области 3, то в системе наблюдаются автоколебания. Область 4 соответствует стационарной прецессии с углами прецессии, близкими к 180° , т.е. перевернутой намагниченности. Подчеркнем, что приведенная бифуркационная диаграмма получена для случая медленно уменьшающегося постоянного

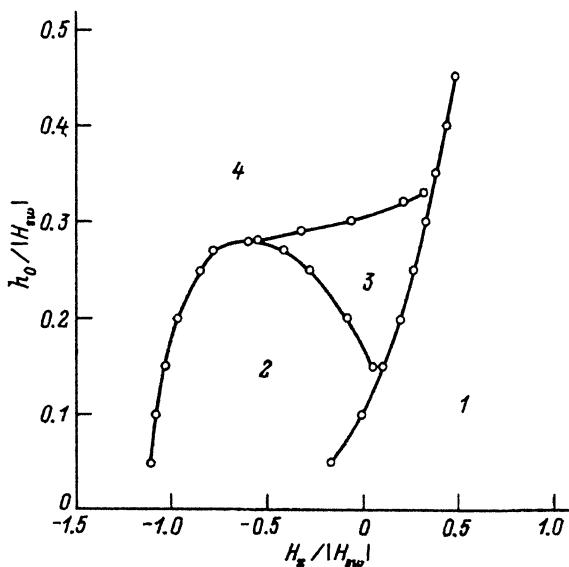


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма на плоскости амплитуда переменного поля-постоянное магнитное поле.

Области 1, 2, 4 — стационарная прецессия намагниченности; область 3 — автоколебания намагниченности.

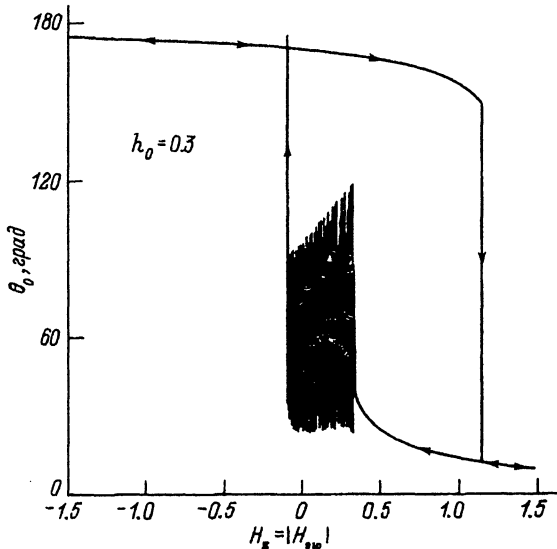


Рис. 4. Петля гистерезиса в присутствии накачки ($h_0 = 0.3$, $\omega = 0.8$, $\alpha = 0.2$).

магнитного поля, первоначально направленного вдоль положительного направления оси z , при различных фиксированных значениях h_0 .

На рис. 4 представлена полная кривая перемагничивания, полученная как для постепенно уменьшающегося, так и для постепенно увеличивающегося постоянного поля. Отчетливо видна качественная асимметрия петли гистерезиса в присутствии переменного поля. В частности, при увеличении постоянного поля автоколебания не возникают. Это общее явление для любых h_0 и ω , связанное с динамической асимметрией уравнений Ландау-Лифшица.

Для того чтобы понять детально особенности кривых перемагничивания в присутствии переменного поля, используем методы качественной теории дифференциальных уравнений. Качественный анализ включает исследование стационарных решений системы (1а) и их устойчивости в линейном приближении, а также изучение бифуркаций соответствующих фазовых портретов.

3. Стационарные решения и их устойчивость в линейном приближении

Стационарные решения удовлетворяют уравнениям (1а) с равной нулю правой частью

$$h_0 \sin \psi_0 + \alpha \sin \theta_0 \cos \theta_0 + \alpha H_z \sin \theta_0 - \alpha h_0 \cos \theta_0 \cos \psi_0 = 0,$$

$$\cos \theta_0 + H_z - \omega - h_0 \operatorname{ctg} \theta_0 \cos \psi_0 - \alpha h_0 \sin \psi_0 / \sin \theta_0 = 0 \quad (2)$$

и соответствуют прецессии с постоянным углом θ_0 и постоянным запаздыванием фазы прецессии намагниченности по отношению к фазе вращающегося поля ψ_0 . На рис. 5 представлена типичная зависимость θ_0 от величины постоянного магнитного поля H_z (при $h_0 = 0.3$; ср. с рис. 4). Видно, что $\theta_0(H_z)$ является многозначной функцией. При фиксированном значении H_z одновременно существуют либо два, либо четыре положения равновесия, при этом не все из них оказываются устойчивыми.

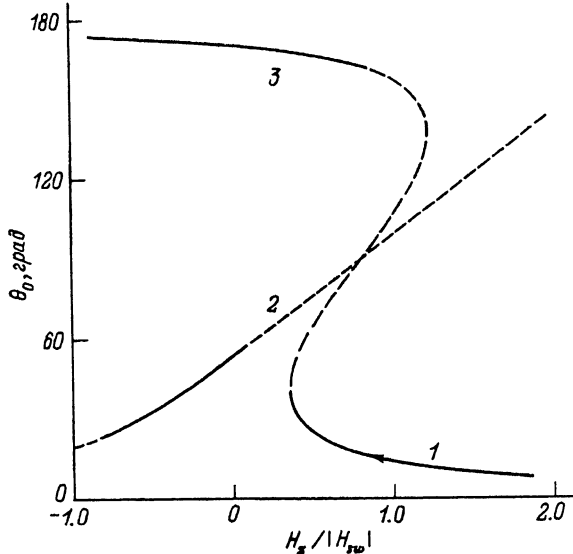


Рис. 5. Стационарные решения θ_0 уравнений (1) в зависимости от величины постоянного магнитного поля.

Показаны типы различных положений равновесия; $h_0 = 0.3$, $\omega = 0.8$, $\alpha = 0.2$. Штриховая кривая — устойчивый фокус, штриховая — седло, пунктир — неустойчивый фокус.

Для исследования устойчивости положений равновесия в линейном приближении положим $\theta(t) = \theta_0 + \delta\theta(t)$, $\psi(t) = \psi_0 + \delta\psi(t)$, где θ_0 , ψ_0 удовлетворяют уравнениям (2), и подставим в уравнения (1а). Линеаризуя уравнения (1а) по малым отклонениям $\delta\theta$, $\delta\psi$, получаем линейную систему уравнений

$$\begin{bmatrix} \dot{\delta\theta} \\ \dot{\delta\psi} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \delta\theta \\ \delta\psi \end{bmatrix},$$

где матрица линеаризации A имеет вид

$$A = \begin{bmatrix} -\alpha \cos 2\theta_0 - \alpha H_z \cos \theta_0 - \alpha h_0 \sin \theta_0 \cos \psi_0 & -h_0 \cos \psi_0 - \alpha h_0 \cos \theta_0 \sin \psi_0 \\ -\sin \theta_0 - h_0 \frac{\cos \psi_0}{\sin^2 \theta_0} + \alpha h_0 \frac{\sin \psi_0 \cos \theta_0}{\sin^2 \theta_0} & h_0 \operatorname{ctg} \theta_0 \sin \psi_0 - \alpha h_0 \frac{\cos \psi_0}{\sin \theta_0} \end{bmatrix}.$$

Пусть $\delta\theta$, $\delta\psi \sim \exp(\lambda t)$ (λ — комплексное число). Тогда исследование устойчивости положения равновесия $\begin{bmatrix} \theta_0 \\ \psi_0 \end{bmatrix}$ сводится к решению задачи на собственные значения

$$\det(A - \lambda I) = 0,$$

где I — единичная матрица.

Собственные значения матрицы A получаются в результате решения квадратного уравнения относительно λ при фиксированных θ_0 , ψ_0 , H_z , h_0 , ω , α . Если действительные части корней характеристического уравнения $\operatorname{Re} \lambda_1, \operatorname{Re} \lambda_2 < 0$, то положение равновесия $\begin{bmatrix} \theta_0 \\ \psi_0 \end{bmatrix}$, соответствующее данному набору параметров H_z , h_0 , ω , α , является устойчивым фокусом или узлом. В дальнейшем будем пренебрегать различием между фокусом и

узлом, поскольку топологически это эквивалентные положения равновесия. При $\text{Re } \lambda_1, \text{Re } \lambda_2 > 0$ положение равновесия — неустойчивый фокус (или узел), при $\text{Re } \lambda_1 > 0, \text{Re } \lambda_2 < 0$ — седло, которое всегда неустойчиво. На рис. 5 приведены определенные таким образом типы положений равновесия. Линеиный анализ устойчивости объясняет некоторые существенные черты процесса перемагничивания в присутствии переменного поля, найденные численно.

В самом деле, ясно, что при некотором большом положительном значении постоянного поля изображающая точка находится на нижней устойчивости ветви 1 зависимости $\theta_0(H_z)$. Физически это соответствует стационарной прецессии с постоянным углом θ_0 . По мере постепенного уменьшения величины постоянного поля изображающая точка движется в направлении стрелки по ветви 1 зависимости $\theta_0(H_z)$ до тех пор, пока это решение не исчезнет в результате бифуркации слияния седла и узла. Дальнейшее поведение намагниченности зависит от устойчивости промежуточного положения равновесия 2.

Если оно устойчиво, то изображающая точка переходит на ветвь 2 и при дальнейшем уменьшении H_z движется вдоль этой ветви. При этом угол конуса прецессии намагниченности постепенно уменьшается. Такая ситуация реализуется при малых значениях амплитуды накачки (в частности, при $h_0 = 0.1$) (рис. 1,а). При этом переверот намагниченности определяется потерей устойчивости этого положения равновесия.

Если же положение равновесия 2 при значении постоянного поля, соответствующем точке слияния седла и узла, неустойчиво (как это иллюстрирует рис. 5 для $h_0 = 0.3$), то сценарий перемагничивания усложняется. Численный анализ показывает, что в системе возникают устойчивые автоколебания. С точки зрения качественной теории дифференциальных уравнений это означает, что в фазовом пространстве магнетика вокруг промежуточного неустойчивого фокуса 2 возникает устойчивый предельный цикл, который захватывает намагниченность.

Очевидно, что линеиный анализ устойчивости особых точек уравнений (1а) объясняет немонотонный ход зависимости $\theta_0(H_z)$ при малых значениях h_0 , однако его недостаточно для понимания причины возникновения автоколебаний при больших амплитудах накачки. Для этого требуется анализ полных фазовых портретов рассматриваемой системы и их бифуркаций при изменении величины постоянного магнитного поля.

4. Фазовые портреты и их бифуркации

Ключевым для понимания возможных последовательностей бифуркаций в исследуемой системе, которыми в свою очередь определяются различные сценарии перемагничивания, служит то обстоятельство, что фазовым пространством в данном случае является двумерная сфера. Это обусловлено сохранением длины вектора намагниченности. Поэтому с геометрической точки зрения задача сводится к построению векторных полей на сфере, соответствующих (1а) и изучению их бифуркаций. Сразу заметим, что сферическое фазовое пространство существенно ограничивает произвол при построении глобальных векторных полей (из-за необходимости “сопрягать” локальные векторные поля, соответствующие отдельным особым точкам), что в сочетании с линеиным анализом устойчивости особых точек, проведенным в разделе 3, позволяет однозначно

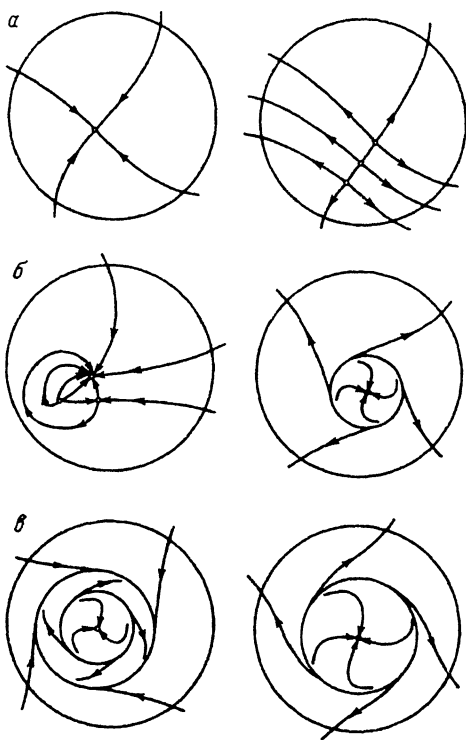


Рис. 6. Фазовые портреты, соответствующие системе дифференциальных уравнений (1а) при различных значениях подмагничивающего поля (схема).

восстановить последовательности бифуркаций при изменении управляющих параметров.

Перейдем теперь к анализу бифуркаций, происходящих при уменьшении постоянного поля в присутствии дополнительного переменного поля. Мы будем пользоваться результатами линейного анализа устойчивости особых точек (рис. 5), считая при этом, что локальные бифуркации особых точек типичны [4]. В частности, это означает, что если неустойчивый фокус при некотором значении H_z становится устойчивым, то вокруг него возникает неустойчивый предельный цикл. Кроме этого, мы считаем, что векторные поля, соответствующие (1а), структурно устойчивы [4]. Опишем бифуркации векторных полей при уменьшении H_z . По-прежнему будем пренебрегать различием между узлом и фокусом.

При больших значениях H_z у векторного поля имеются две особые точки: устойчивый фокус, расположенный в северной полусфере, в котором находится изображающая точка, и неустойчивый — в южной. Отметим, что это согласуется с теоремой Пуанкаре о сумме индексов особых точек векторного поля на двумерной поверхности [4]. В случае сферы эта сумма равна двум. При уменьшении H_z в южной полусфере в результате бифуркации рождения пары особых точек появляются седло и узел (фазовый портрет приведен на рис. 6, а, см. также рис. 5). Заметим, что сумма индексов при этом не изменяется. Прямым вычислением можно показать, что родившийся узел неустойчив. При дальнейшем уменьшении величины поля ранее существовавший фокус и седло начинают двигать-

ся к экватору, а родившийся узел превращается в фокус и движется к южному полюсу. При некотором критическом значении H_z этот фокус в результате бифуркации рождения предельного цикла превращается в устойчивый, при этом рождается неустойчивый предельный цикл, который вслед за исходным фокусом и седлом движется к экватору. Пройдя друг через друга на экваторе (при этом возникает нетипичная особая точка — так называемое седло-узел), седло и узел вновь расходятся в северной полусфере и постепенно приближаются к устойчивому фокусу, где находится изображающая система точка (рис. 6,б). Далее при некотором значении постоянного поля седло и устойчивый фокус сливаются, в результате чего образуется устойчивый предельный цикл, охватывающий неустойчивый фокус. Изображающая точка переходит на этот цикл — в системе возбуждаются автоколебания (рис. 6,в).

Анализ фазового портрета, представленного на рис. 6,б, объясняет, почему в данном случае локального анализа устойчивости недостаточно для объяснения возникновения предельного цикла. Возникновение предельного цикла в рассматриваемой задаче происходит при слиянии узла и седла и обусловлено глобальной структурой фазовых траекторий, т.е. обе выходящие сепаратрисы седла входят в один узел, причем между ними находится неустойчивая особая точка. Заметим, что такой механизм возникновения предельного цикла кардинально отличается от обычной бифуркации Хопфа, которая описывает рождение предельного цикла в большом числе физических, биологических и т.п. систем.

Как следует из рис. 5, после образования устойчивого предельного цикла уменьшение H_z приводит к тому, что находящийся внутри цикла фокус становится устойчивым, а вокруг него возникает неустойчивый предельный цикл. Кроме того, из южной полусферы подходит еще один неустойчивый фокус. В результате возникает конфигурация из трех предельных циклов. Устойчивый цикл оказывается “зажатым” между двумя неустойчивыми (рис. 6,в). Ясно, что этот фазовый портрет описывает процесс перемагничивания при промежуточных значениях амплитуды накачки (рис. 1,б, в). При уменьшении H_z устойчивый предельный цикл может аннигилировать либо с внутренним, либо с внешним циклом. Первый случай соответствует рис. 1,б. При этом изображающая точка садится во внутренний устойчивый фокус, что соответствует возникновению стационарной прецессии. Изображающая точка находится в северной полусфере в устойчивом фокусе до тех пор, пока к нему не подойдет неустойчивый предельный цикл из южной полусферы, который садится в фокус, делая его неустойчивым. Изображающая точка переходит в устойчивый фокус в южной полусфере — происходит перемагничивание. В случае, когда устойчивый фокус аннигилирует с внешним циклом (такая ситуация отвечает рис. 1,в), происходит немедленный переворот намагниченности.

Для того чтобы лучше понять, как протекает процесс перемагничивания при малых значениях h_0 (рис. 1,а), вернемся к фазовому портрету на рис. 6,б, когда устойчивый предельный цикл еще не родился. Очевидно, что сценарию перемагничивания, показанному на рис. 1,а, соответствует следующая последовательность бифуркаций. Сначала неустойчивый фокус становится устойчивым, при этом рождается неустойчивый предельный цикл, размеры которого при уменьшении H_z растут. Затем возникает устойчивый предельный цикл, как было описано выше, и в момент

рождения аннигилирует с внутренним циклом. Ясно, что автоколебания возникнуть не могут, а возникает стационарная прецессия, так как изображающая точка садится в фокус в северной полусфере. Далее процесс перемагничивания протекает, как для рис. 1,б.

Наконец, легко понять сценарий, соответствующий рис. 1,г. Устойчивый предельный цикл в момент рождения аннигилирует с внешним циклом, результатом чего является быстрое перемагничивание.

Заключение

В заключение заметим, что изучение процессов перемагничивания магнетиков является традиционным для физики магнитных явлений. Тем удивительнее, что даже в рамках простой модели однородного вращения дополнительная накачка приводит к необычному поведению намагниченности. Мощным средством анализа динамики намагниченности является при этом качественная теория дифференциальных уравнений. Следует ожидать, что рассмотрение более реалистичных моделей магнетика, в частности включение обменного взаимодействия и последовательный учет полей рассеяния, приведет к обнаружению сложных режимов движения намагниченности, образом которых являются нетривиальные аттракторы, активно изучаемые в гидродинамических моделях. Дальнейшие исследования процессов перемагничивания в присутствии переменного поля стимулируются также практическим интересом, связанным с созданием запоминающих устройств. Результаты работы свидетельствуют о значительном уменьшении (по абсолютной величине) поля переключения намагниченности в присутствии накачки.

Список литературы

- [1] Хаников А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. Вып. 6. С. 349–352.
- [2] Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // Phil. Trans. Roy. Soc. 1948. Vol. 240. N 3. P. 599–604.
- [3] Schabes M.E. // JMMM. 1991. Vol. 95. N 1. P. 249–288.
- [4] Арнольд В.И. Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978. 304 с.

Институт физики твердого тела
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
24 декабря 1992 г.