Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 11, с. 735 – 742 © 2020 г. 10 июня

Мультистабильность импульсного перемагничивания наночастицы с кубической анизотропией

А. М. Шутый[1)], *Д. И. Семенцов*

Ульяновский государственный университет, 432970 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 8 апреля 2020 г.
После переработки 21 апреля 2020 г.
Принята к публикации 22 апреля 2020 г.

Исследована динамика перемагничивания наночастицы с кубической магнитной анизотропией коротким гауссовым импульсом магнитного поля. Показано, что характер прецессионной динамики зависит от параметров импульса. Выявлены условия, при которых после действия импульса устанавливается одно из возможных (шести или восьми – в зависимости от знака константы анизотропии) равновесных состояний магнитного момента. Переход к каждому из этих состояний может быть реализован изменением либо амплитуды, либо продолжительности импульса.

DOI: 10.31857/S1234567820110038

1. На изменении равновесной конфигурации магнитных моментов планарных элементов, наночастиц и их систем под воздействием импульса магнитного поля основана возможность записи информации на решетках магнитных диполей [1, 2]. Импульсному перемагничиванию магнитных микро- и наносистем посвящено значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ [3–12]. Так, в [3] экспериментально была обнаружена периодичность реализации перемагничивания планарной слоистой микроструктуры при изменении длительности и амплитуды импульса. В [4] экспериментально исследуется продолжительность прецессионного отклика намагниченности микроячейки памяти на импульсное воздействие. В работах [5–8] исследована динамика намагниченности антиферромагнитных систем под влиянием сверхбыстрых импульсов магнитного поля. В частности, в [5] продемонстрирована возможность перемагничивания системы с длительным, а в [8] – с коротким релаксационным процессом. В [9] на основе уравнения Ландау–Лифшица рассмотрено переключение намагниченности монодоменных наночастиц и предложена схема для ее приведения в заданное состояние с помощью ультракоротких магнитных импульсов. В работах [10–12] исследуется импульсное перемагничивание монокристаллических тонких пленок с различным типом магнитной анизотропии, а также рассматриваются динамические петли гистерезиса и релаксационные эффекты при импульсном перемагничивании наночастиц. В работах [14, 15] исследовано переключение бистабильных состояний в системах “связанная/разорванная вихревая пара” [16, 17].

Для изолированной частицы с одноосной анизотропией в работах [18–20] показано, что при изменении длительности или пикового значения импульса периодически выполняются условия реализации ее перемагничивания. В работе [13] исследуется отклик на гауссов импульс магнитного поля системы двух наночастиц, обладающих различной по величине одноосной магнитной анизотропией. В настоящей работе на основе численного решения динамических уравнений исследуется импульсное перемагничивание сферической наночастицы с кубической магнитной анизотропией. Учитывая периодическую зависимость перемагничивания от параметров импульса, выявляются условия установления каждой из шести или восьми (в зависимости от знака константы анизотропии) возможных равновесных состояний магнитного момента. Исследована прецессионная динамика отклика магнитных моментов на импульсное воздействие.

2. Рассмотрим наночастицу сферической формы с магнитным моментом $|\mathbf{m}| = m$, обладающей кубической магнитной анизотропией и имеющей размер, при котором реализуется однодоменное состояние. Ее энергию запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$ и энергии анизотропии:

$$W(\mathbf{m}) = -\mathbf{mH} + W_a(\mathbf{m}). \qquad (1)$$

Энергия кубической анизотропии, легкие оси которой ориентированы по кристаллографическим осям типа [100] и совпадают с осями декартовой системы

[1)] e-mail: shuty@mail.ru

координат – при положительной константе анизотропии, или ориентированы по осям [111] – при отрицательной константе, запишется в виде:

$$W_a(\mathbf{m}) = -K_1 \frac{V}{m^4}(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2), \qquad (2)$$

где K_1 – первая константа кубической анизотропии, V – объем наночастицы.

Динамика магнитного момента описывается уравнением Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [21]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}^{\text{eff}} + \frac{\alpha}{m} \mathbf{m} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}, \qquad (3)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации, эффективное магнитное поле $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\partial W/\partial \mathbf{m} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a$. Компоненты поля анизотропии определяются выражением:

$$H_{a\nu} = K_1 \frac{2V}{m} \mu_\nu (1 - \mu_\nu^2), \qquad (4)$$

где $\nu \equiv x, y, z$ и $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{m}/m$ – нормированный магнитный момент наночастицы, модуль которого равен единице. Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\tau = \gamma J t$, где $J = m/V$ – намагниченность наночастицы. В безразмерных параметрах уравнения (3) принимают вид:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{h}_i^{\text{eff}} + \alpha \boldsymbol{\mu}_i \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau}, \qquad (5)$$

где $h_\nu^{\text{eff}} = h_\nu + k_1 \mu_\nu (1 - \mu_\nu^2)$. В этом случае обезразмеренные внешнее поле и константа одноосной анизотропии принимают вид: $\mathbf{h} = \mathbf{H}/J$, $k_1 = 2K_1/J^2$. Нормированный магнитный момент далее принимается равным $\mu = 1$.

На рисунке 1 на плоскости (μ_y, μ_z) приведена диаграмма линий, равной энергии магнитного момента наночастицы в отсутствие внешнего магнитного поля. В случае $k_1 > 0$ шесть (с учетом пространственной конфигурации) энергетических минимумов с $W_{\min} = -K_1 V$ располагаются в синих зонах (полюсах) диаграммы, а восемь максимумов с $W_{\min} = -K_1 V/3$ располагаются в красных зонах. В случае $k_1 < 0$ минимумы и максимумы энергии на диаграмме меняются местами.

Приведем переход от безразмерных величин к размерным для наночастиц, состоящих, например, из N атомов железа: магнитный момент наночастицы $m \approx 2.2 \mu_{\text{B}} N$, где μ_{B} – магнетон Бора. Так, для устойчивой сферической конфигурации из $N = 561$ атомов радиус наночастицы составляет $R = 1.364 \cdot 10^{-7}$ см, а $m \approx 1.145 \cdot 10^{-17}$ эрг/Гс и $J \approx 1.08$ кГс. С учетом

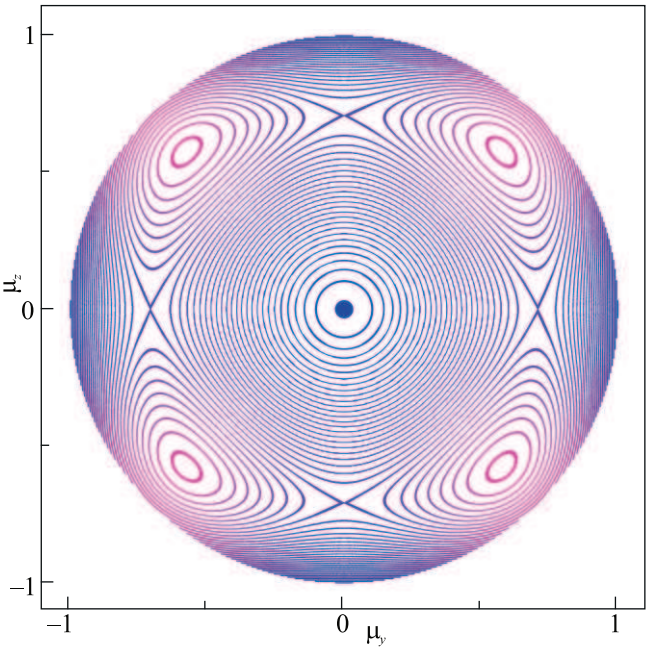

Рис. 1. (Цветной онлайн) Диаграмма равноэнергетических ориентаций магнитного момента

$\gamma = 1.76 \cdot 10^7\,(\text{Э} \cdot \text{с})^{-1}$ получаем следующие численные оценки для времени $t = \tau/(\gamma J) \approx 0.53\tau$ пс, магнитного поля $H = Jh \approx 1.08h$ кЭ, константы анизотропии $K_1 = J^2 k_1/2 \approx 6 \cdot 10^5 k_1$ эрг/см^3. Для анализа удобным материалом также является пермаллой с разным процентным содержанием никеля и железа. Связано это, прежде всего, с тем, что пермаллой более устойчив к окислению, чем чистое железо, а также с изменением намагниченности и константы анизотропии (включая изменение знака K_1) при изменении процентного состава материала.

При дальнейшем анализе векторное уравнение (5) представляется двумя скалярными уравнениями. Так, для x-компонент $\partial \boldsymbol{\mu}_i/\partial \tau$ получаем:

$$(1 + \alpha^2)\frac{\partial \mu_x}{\partial \tau} = (\mu_z - \alpha \mu_x \mu_y) h_y^{\text{eff}} -$$

$$- (\mu_y + \alpha \mu_z \mu_x) h_z^{\text{eff}} + \alpha (1 - \mu_x^2) h_x^{\text{eff}}. \qquad (6)$$

Уравнения для остальных компонент аналогичны и могут быть получены циклической перестановкой составляющих. Параметр диссипации считается равным $\alpha = 0.01$. Равновесные ориентации и прецессионные режимы магнитного момента определяются на основе численного решения уравнений (6).

2. Исследуем отклик магнитного момента наночастицы с кубической анизотропией на гауссов импульс магнитного поля:

$$h(\tau) = h_0 \exp\left\lfloor -(\tau - \tau_m)^2/2\tau_0^2 \right\rfloor, \qquad (7)$$

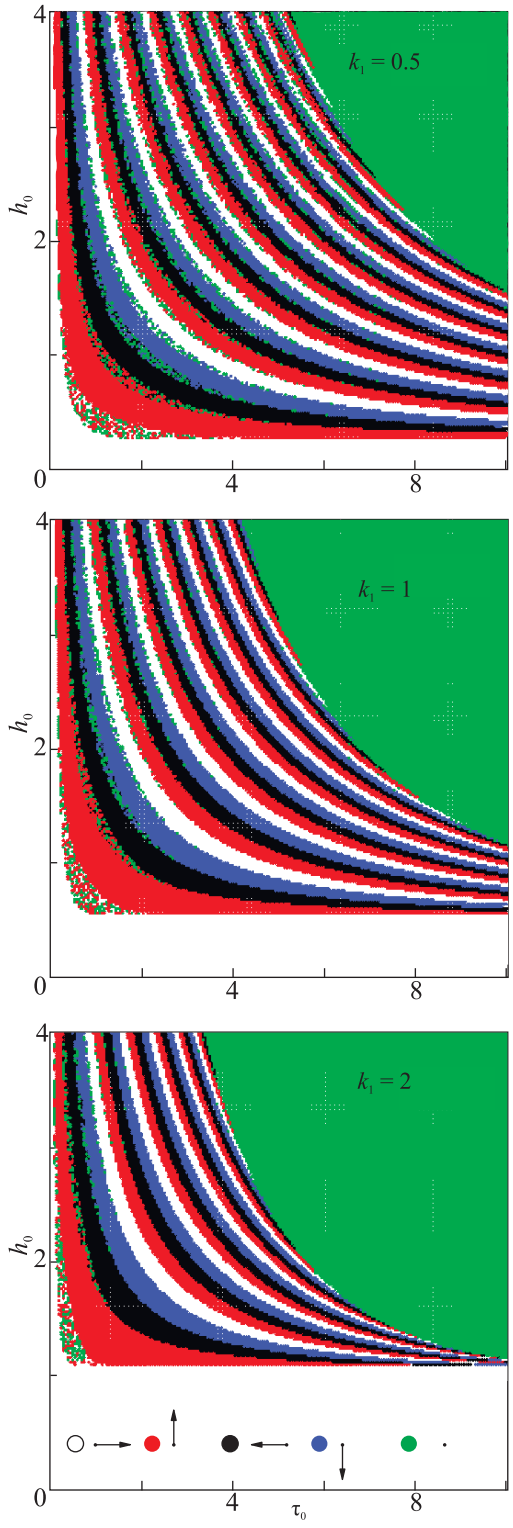

Рис. 2. (Цветной онлайн) Диаграммы перемагничивания наночастицы с коэффициентом кубической анизотропии $k_1 = 0.5$, 1, 2 в зависимости от параметров импульса

где h_0, τ_m и τ_0 – пиковое значение поля, временной сдвиг максимума импульса и его длительность. Далее временной сдвиг принимается равным $\tau_m = 200$, а поле импульса – линейно поляризованным вдоль оси X.

Рассмотрим вначале отклик на импульс (7) магнитного момента наночастицы с константой анизотропии $k_1 > 0$. На рисунке 2 приведены диаграммы зависимости от параметров импульса реализации перемагничивания наночастицы с $k_1 = 0.5$, 1, 2. Поле гауссова импульса линейно поляризовано вдоль оси X, а магнитный момент наночастицы в исходном состоянии направлен по оси Y. На диаграммах область параметров, принадлежащая красной полосе, отвечает переходу магнитного момента к ориентации вдоль положительного направления оси Z; черная полоса – вдоль отрицательного направления Y; синяя полоса – вдоль отрицательного направления Y, белая область отвечает сохранению исходной ориентации вдоль положительного направления Y.

Полосы периодически повторяются, увеличиваясь в количестве с ростом значения параметров импульса. Над указанными полосами (в верхней правой зоне диаграмм) располагается область значений параметров (зеленая), при которых магнитный момент после действия импульса оказывается ориентированным вдоль оси X. На диаграммах имеют место также хаотические области цветных точек – они располагаются при относительно малой длительности импульса (возрастающей при ослаблении анизотропии) вблизи границ областей перемагничивания. Данные области бистабильности отвечают параметрам, при которых результат действия импульса неопределен, т.е. под влиянием различных флуктуаций действие импульса может приводить к разным конечным ориентациям магнитного момента. Видно, что с увеличением константы анизотропии число полос диаграммы уменьшается, увеличивается область, отвечающая переходу магнитного момента к направлению вдоль оси X, и уменьшаются области бистабильности – области с неоднозначно определенной конечной ориентацией магнитного момента.

На рисунке 3 для разных случаев перемагничивания наночастицы с $k_1 = 1$ приведены проекции траекторий магнитного момента при действии импульса с параметрами $h_0 = 1$, $\tau_0 = 1$, 2, 3.3 (рис. 3a, кривые *1–3*) и $h_0 = 2.2$, 2.25, 2.3, $\tau_0 = 6$ (рис. 3b, кривые *1–3*). Видно, что в общем случае возникает два переходных прецессионных процесса: прецессия, возникающая после действия импульса под воздействием поля анизотропии, и прецессия вокруг оси X под воздействием поля импульса. Число витков послед-

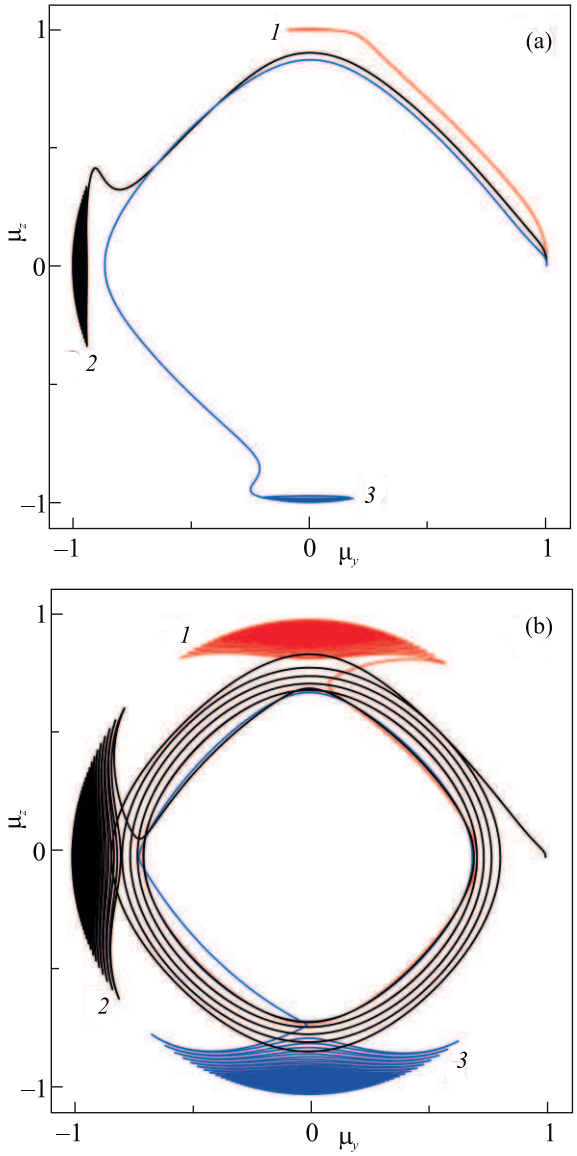

Рис. 3. (Цветной онлайн) Проекции траекторий магнитного момента кубически анизотропной наночастицы с $k_1 = 1$ при действии импульса с параметрами $h_0 = 1$, $\tau_0 = 1$, 2, 3.3 ((a) – кривые *1–3*) и $h_0 = 2.2$, 2.25, 2.3, $\tau_0 = 6$ ((b) – кривые *1–3*)

ней возрастает с увеличением параметров импульса поля, т.е. с увеличение номера полосы, отвечающей какому-либо перемагничиванию. Например, при параметрах импульса, отвечающих третьей черной полосе, данная прецессия будет более продолжительной, чем при параметрах, отвечающих второй черной полосе диаграммы, и составит два с половиной оборота магнитного момента вокруг оси X. При этом, если параметры импульса относятся к центральным участкам областей диаграммы перемагничивания, возникающая после действия импульса прецессионная динамика отклика магнитного момента вокруг осей Y или Z является короткой, и быстро устанавливается новое равновесное положение [15, 16]. Приближение параметров к границе между областями диаграммы приводит к увеличению продолжительности и амплитуды данной прецессионной динамики отклика. Во всех случаях на рис. 3a оба переходных процесса непродолжительные, так как оба параметра импульса достаточно малы по величине и относятся к центральным областям полос диаграммы. Параметры же, отвечающие случаям на рис. 3b, относятся к приграничным областям соответствующих полос диаграмм, что обуславливает продолжительную прецессию вокруг осей Y или Z, а большая длительность импульсов приводит к нескольким прецессионным виткам вокруг оси X. При этом видно, что начальная динамика отклика мало отличается для различных конечных ориентаций магнитного момента. Зависимость от времени y-компоненты магнитного момента для случаев короткого и длительного откликов при параметрах действующего импульса: $h_0 = 1$, $\tau_0 = 1$ (кривая *1*) и $h_0 = 2.2$, $\tau_0 = 6$ (кривые *2*) приведены на рис. 4. Видно, что прецессионная динамика близка к затухающим периодическим колебаниям.

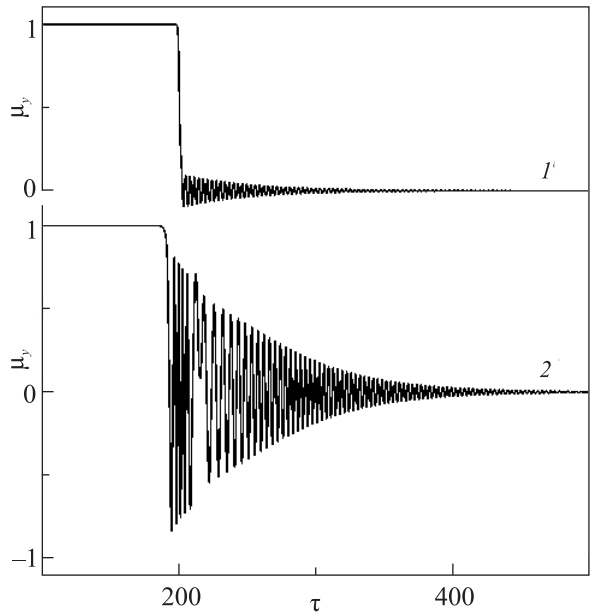

Рис. 4. Зависимость от времени y-компоненты магнитного момента наночастицы с $k_1 = 1$ при параметрах действующего импульса: $h_0 = 1$, $\tau_0 = 1$ (*1*) и $h_0 = 2.2$, $\tau_0 = 6$ (*2*)

3. Далее рассмотрим случай наночастицы с отрицательным константой кубической анизотропии. На рисунке 5 приведены параметрические диаграм-

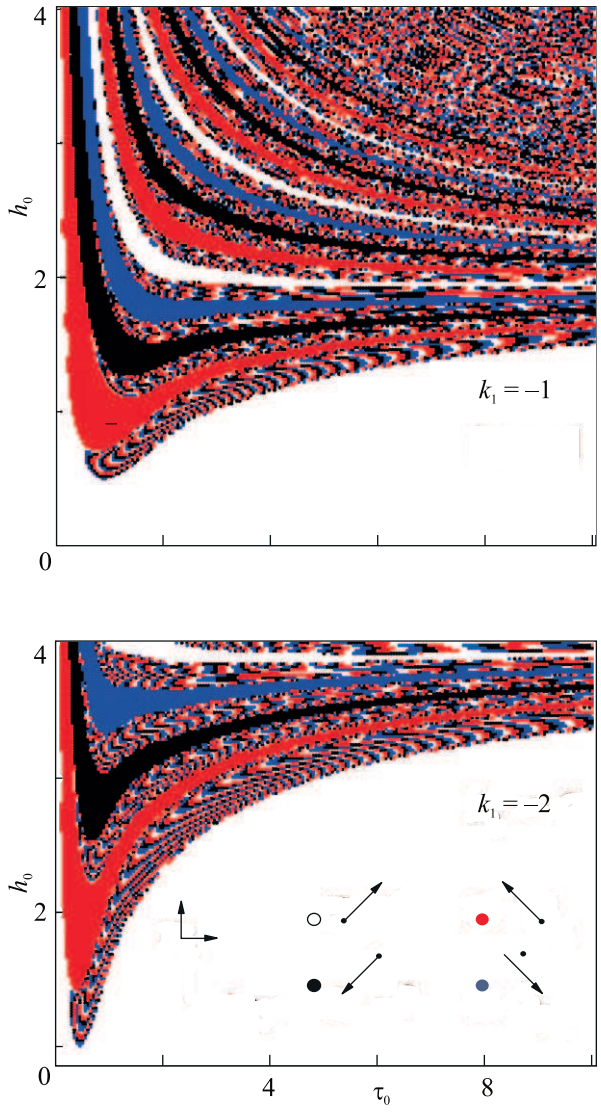

Рис. 5. (Цветной онлайн) Параметрическая диаграмма перемагничивания наночастицы с отрицательным коэффициентом кубической анизотропии при исходной ориентации магнитного момента с $\mu_{x,y,z} > 0$ и ориентации поля импульса в положительном направлении оси X

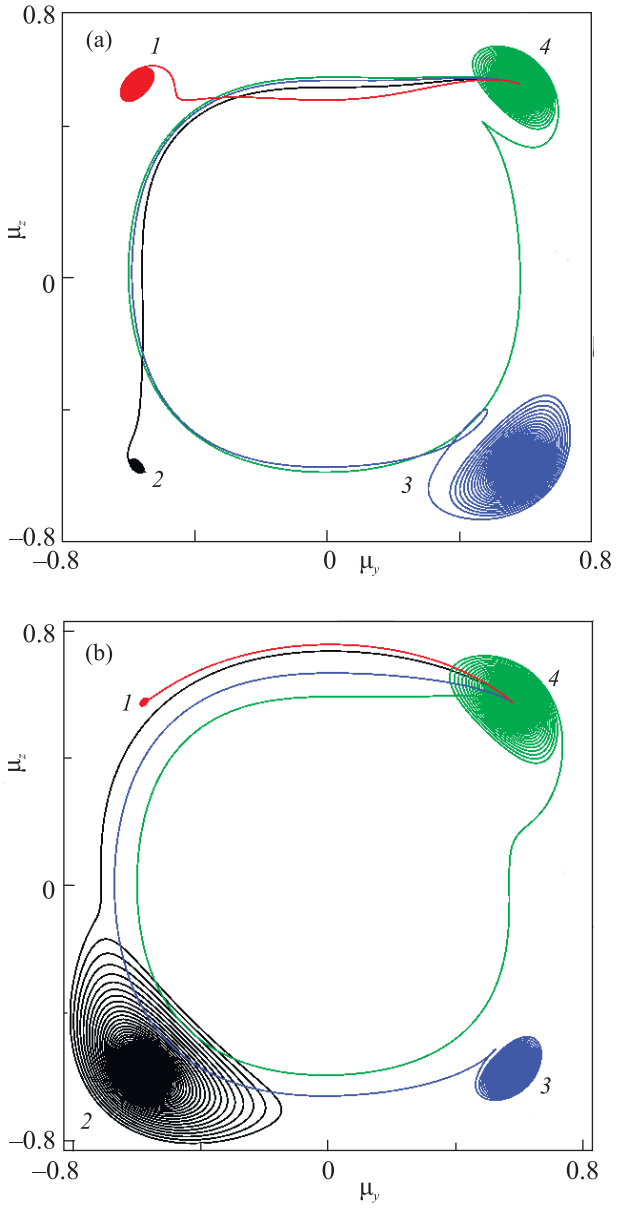

Рис. 6. (Цветной онлайн) Проекции траекторий магнитного момента наночастицы с $k_1 = -1$ при перемагничивании импульсом, поле которого ориентировано в положительном направлении оси X: $\tau_0 =$, $h_0 = 1.1$, 1.4, 1.8, 2.1 ((a), кривые *1–4*) и $h_0 = 2$, $\tau_0 = 0.3$, 0.5, 1.2, 2.0 ((b), кривые *1–4*)

мы для перемагничивания наночастицы с $k_1 = -1, -2$ импульсом магнитного поля, ориентированном в положительном направлении оси X при исходной ориентации магнитного момента вдоль оси (111) с компонентами $\mu_{x,y,z} \approx 0.577$. В результате действия импульса поля возможно перемагничивание к трем равновесным состояниям с положительной x-компонентой магнитного момента: $\mu_y \approx 0.577$, $\mu_z \approx -0.577$ (параметры импульса выделены красным цветом), $\mu_y \approx -0.577$, $\mu_z \approx -0.577$ (черный цвет), $\mu_y \approx -0.577$, $\mu_z \approx 0.577$ (синий цвет) и возвращение к исходной ориентации (белый цвет). Из диаграмм видно, что большую область занимают состояния динамической бистабильности с отсутствием определенной конечной ориентации после действия импульса. Данные области преобладают при больших значениях параметров импульса. Полосы диаграммы, отвечающие перемагничиванию в определенном направлении, сужаются и исчезают при

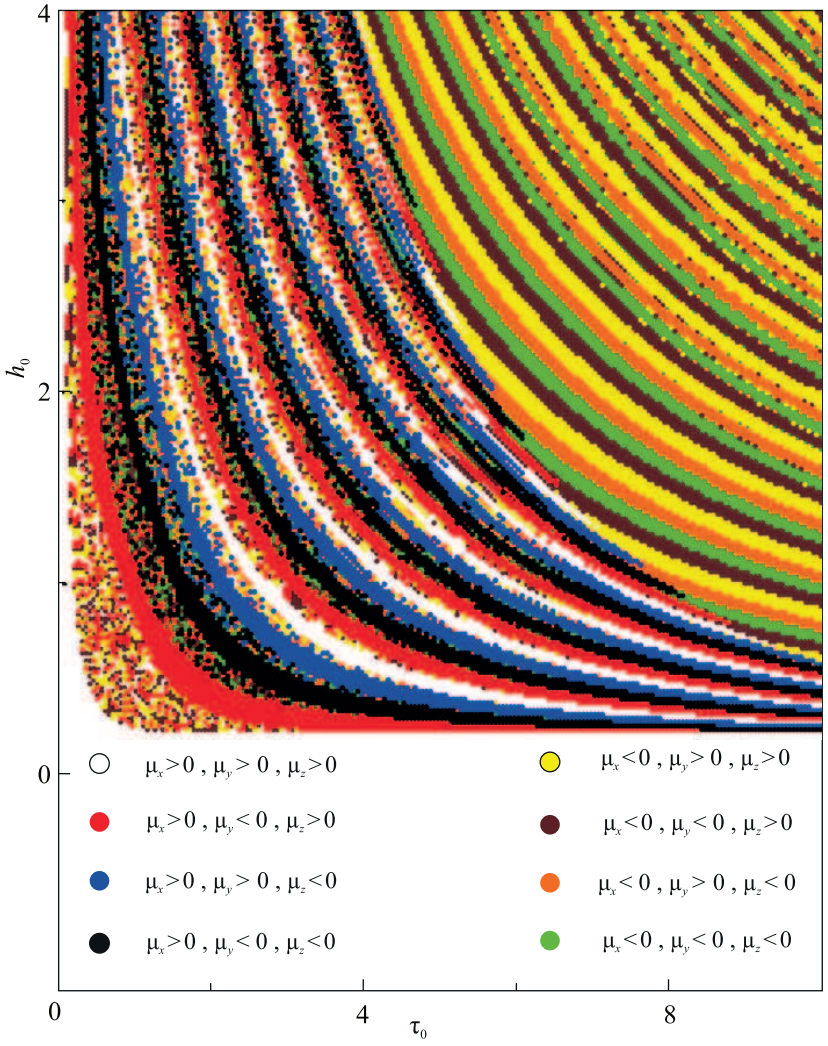

Рис. 7. (Цветной онлайн) Параметрическая диаграмма перемагничивания наночастицы с $k_1 = -1$ при исходных $\mu_{x,y,z} > 0$ и ориентации поля импульса в отрицательном направлении оси X

увеличении параметров импульса (для случаев достаточно слабой анизотропии, например при $k_1 = -0.5$, указанные параметрические полосы отсутствуют). При относительно низких амплитудах импульса возникают зоны параметров со сложным чередование малых параметрических областей, относящихся к разным процессам перемагничивания. Увеличение анизотропии наночастицы приводит к росту амплитуды импульса, требуемой для перемагничивания.

Для осуществления перемагничивания к заданному направлению магнитного момента необходимо выбирать параметры импульса, относящиеся к полосам представленных диаграмм. На рисунке 6 для различных процессов перемагничивания приведены проекции траектории магнитного момента наночастицы с $k_1 = -1$. В случае (рис. 6a) различные конечные равновесные состояния магнитного момента осуществляются в результате изменения амплитуды импульса $h_0 = 1.1, 1.4, 1.8, 2.1$ (кривые *1–4*) при одной величине его продолжительности $\tau_0 = 2$, в случае (рис. 6b) сохраняется амплитуда импульса $h_0 = 2$, а изменяется его продолжительность $\tau_0 = 0.3, 0.5, 1.2, 2.0$ (кривые *1–4*). На примере черных кривых на рис. 6 также показана возможная разница в продолжительности отклика магнитного момента (определяемой расположением параметров импульса относительно границы между различными областями диаграммы перемагничивания).

Число возможных конечных ориентаций удваивается в случае ориентации поля импульса в отрицательном направлении оси X при положительной x-компоненте магнитного момента в исходном состоянии. К четырем направлениям с положительной

величиной x-компоненты, к которым может перейти магнитный момент после действия импульса, добавляется четыре направления с отрицательной x-компонентой. Для данного случая на рис. 7 приведена параметрическая диаграмма перемагничивания наночастицы с $k_1 = -1$; внизу указано соответствие цвета областей диаграммы знаку компоненты магнитного момента в равновесном состоянии после действия импульса.

На рисунке 7 видно, что диаграмма разделяется на две части. Первая часть, отвечающая относительно малой амплитуде или меньшей длительности импульса, соответствует сохранению знака $\mu_x > 0$. При параметрах, относящихся ко второй части, знак x-компоненты магнитного момента меняется. Уменьшение длительности импульса, а также увеличение его амплитуды приводит к расширению областей динамической бистабильности. При этом изменением одного из параметров импульса – только длительности или только его амплитуды – может быть установлено любое из восьми равновесных состояний магнитного момента. На рисунке 8 приведены проекции траекторий магнитного момента при действии импульса с $\tau_0 = 7.5$ и $h_0 = 0.3,\ 1.2,\ 1.3,\ 1.4$ (кривые *1–4*). При $h_0 = 0.3$ x-компонента магнитного момента сохраняет положительное значения, а в остальных случаях меняет знак. В случае изменения знака x-компоненты магнитный момент всегда совершает несколько оборотов вокруг оси X, так как номер полос диаграммы, отвечающих данным режимам перемагничивания, всегда превосходит номер полос, отвечающих перемагничиванию магнитного момента с сохранением x-компоненты.

Заметим, что выше рассматривалась наночастица при отсутствии анизотропии формы и внешнего поля. В случае отступления от сферичности наночастицы должна проявляться анизотропия формы, которая может быть учтена, в частности, как дополнительная одноосная анизотропия. На параметрических диаграммах перемагничивания в этом случае будет наблюдаться расширение полос, соответствующих перемагничиванию в направлении легких осей, и сужение полос диаграммы, соотвествующих перемагничиванию в ортогональные направления [14, 15]. Аналогичная ситуация имеет место и при приложении внешнего магнитного поля [18, 22].

4. Исследование импульсного воздействия на наночастицу с кубической магнитной анизотропией показало, что отклик и конечная ориентация ее магнитного момента существенно зависят от параметров импульса магнитного поля. При изменении длительности или амплитуды перемагничивающего

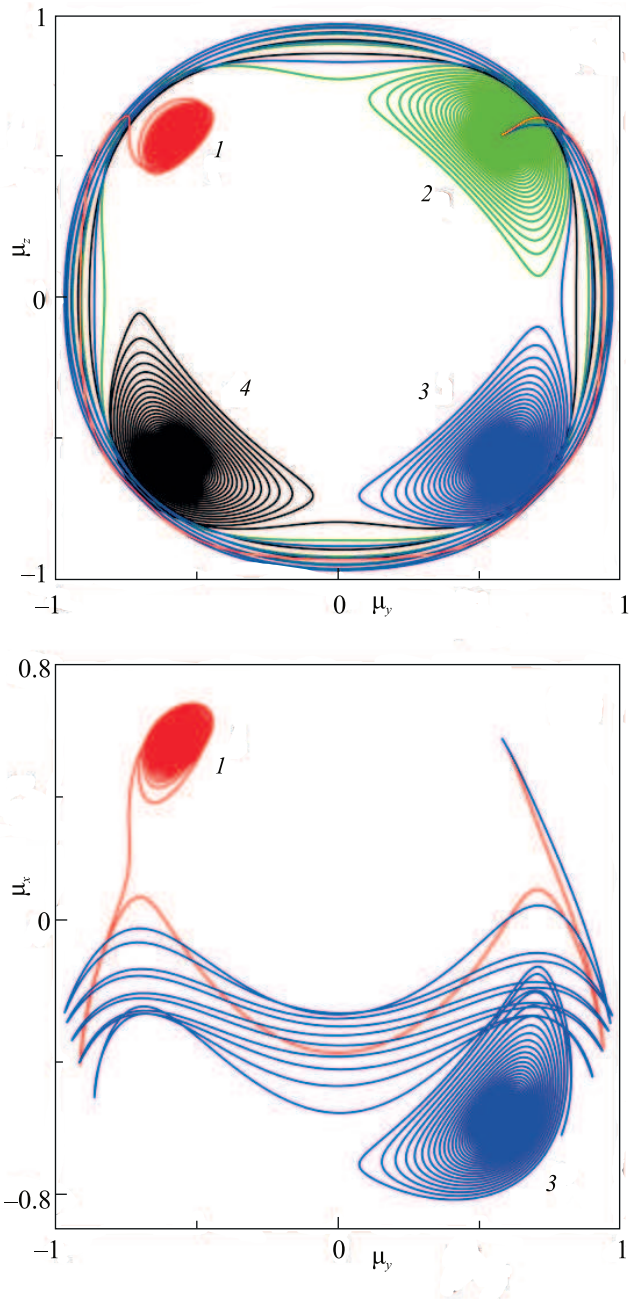

Рис. 8. (Цветной онлайн) Проекции траекторий магнитного момента наночастицы с $k_1 = -1$ при действии импульса с $\tau_0 = 7.5$ и $h_0 = 0.3,\ 1.2,\ 1.3,\ 1.4$ (кривые *1–4*), поле ориентировано в отрицательном направлении оси X

импульса имеет место чередование условий реализации одного из четырех или восьми равновесных состояний магнитного момента.

Мультистабильное перемагничивание с четырьмя равновесными направлениями магнитного момента, перпендикулярными полю импульса, реализуется в случае положительного коэффициента анизотропии при поперечном импульсном возмущении. В указан-

ном случае устанавливается также параллельное направление – при больших значениях параметров импульса. При отрицательном коэффициенте анизотропии, в зависимости от направления поля импульса, устанавливается одно из четырех или одно из восьми равновесных состояний. В случае достаточно коротких импульсов возникают области бистабильного перемагничивания, когда при одних и тех же параметрах под влиянием флуктуаций начальных условий могут устанавливаться различные конечные конфигурации магнитного момента. Различные конечные ориентации магнитного момента после воздействия импульса могут быть получены как изменением только длительности импульса при сохранении его амплитуды, как и изменением только амплитуды импульса.

Прецессионный отклик магнитного момента определяется расположением параметров действующего импульса на диаграмме перемагничивания. Если параметры находятся вблизи центра характеристических областей диаграммы, переходная динамика магнитного момента в основном ограничивается временем действия импульса. Если же параметры импульса близки к границе между областями диаграммы, продолжительность отклика возрастает в несколько раз. Полученные результаты могут быть использованы при создании многоуровневых элементов памяти на основе рассмотренных магнитных наночастиц.

1. N. Eibagi, J. J. Kan, F. E. Spada, and E. E. Fullerton, IEEE Magn. Lett. **3**, 4500204 (2012).
2. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, ФТТ **56**(12), 2326 (2014).
3. H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender, and B. Hillebrands, Phys. Rev. Lett. **90**(1), 017201 (2003).
4. H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, and J. Miltat, Phys. Rev. Lett. **90**(1), 017204 (2003).
5. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Nature Phys. **5**, 727 (2009).
6. S. Takuya, Ch. Sung-Jin, I. Ryugo, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B. A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, Phys. Rev. Lett. **105**(7), 077402 (2010).
7. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **88**(4), 286 (2008).
8. Ю. И. Джежеря, В. П. Юрчук, К. О. Демишев, В. Н. Коренивский, ЖЭТФ **144**(6), 1203 (2013).
9. A. Sukhov and J. Berakdar, Phys. Rev. B **79**(13), 134433 (2009).
10. В. В. Рандошкин, А. М. Салецкий, Н. Н. Усманов, Д. Б. Чопорняк, ФТТ **46**(3), 461 (2004).
11. Е. И. Ильяшенко, О. С. Колотов, А. В. Матюнин, О. А. Миронец, В. А. Погожев, ЖТФ **76**(11), 140 (2006).
12. Д. А. Балаев, А. А. Красиков, Д. А. Великанов, С. И. Попков, Н. В. Дубынин, С. В. Столяр, В. П. Ладыгина, Р. Н. Ярославцев, ФТТ **60**(10), 1931 (2018).
13. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, Физика металлов и металловедение **121**(1), 1 (2019).
14. E. Holmgren, A. Bondarenko, M. Persson, B. A. Ivanov, and V. Korenivski, Appl. Phys. Lett. **112**, 192405 (2018).
15. A. V. Bondarenko, E. Holmgren, Z. W. Li, B. A. Ivanov, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **99**, 054402 (2019).
16. R. Antos, Y. Otani, and J. Shibata, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 031004 (2008).
17. L. D. Geng and Y. M. Jin, J. Magn. Magn. Mater. **423**, 84 (2017).
18. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, Письма в ЖЭТФ **108**(11), 761 (2018).
19. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, ЖЭТФ **156**(2), 299 (2019).
20. A. M. Shuty, S. V. Eliseeva, and D. I. Sementsov, Superlattices and Microstructures **132**, 106158 (2019).
21. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, М. (1994).
22. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, ФТТ **61**(10), 1783 (2019).