

05

Релаксация неравновесных состояний одноосного ферромагнетика

© В.И. Бутрим

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Украина
E-mail: Butrimv@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 января 2014 г.

Исследуется релаксация неравновесного состояния одноосного ферромагнетика. Показано, что характер эволюции вектора намагниченности определяется анизотропией тензора диссипации.

Возможность манипулирования намагниченностью магнетиков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов открывает большие возможности для создания систем сверхбыстрой записи и обработки информации. Начало этого направления исследований было положено работой [1], в которой наблюдалось быстрое (за время короче пикосекунды) уменьшение намагниченности никеля после воздействия импульса длительностью 100 фемтосекунд и последующая релаксация намагниченности с характерным временем порядка пикосекунд [2]. Для ферромагнетиков такое импульсное воздействие может привести к изменению знака суммарной намагниченности [3]. Установлено, что в формировании эффекта существенную роль играет изменение модулей спинов подрешеток [4,5] (продольная эволюция спинов). Отмечена возможность неустойчивости чисто продольной эволюции, т.е. нарастания отклонений магнитных моментов от легкой оси [6]. Все это делает теоретическое описание продольной эволюции намагниченности весьма интересным.

Уравнение Ландау–Лифшица при использовании релаксационного слагаемого в форме Гильберта сохраняет модуль намагниченности, $M = |\mathbf{M}| = \text{const}$. Изменение M естественно возникает в уравнениях, предложенных Барьяхтаром [7–10]. Применение этих уравнений, однако, было ограничено только случаем малых отклонений величины M

от равновесного значения M_0 [11–13], или медленным изменением намагниченности \mathbf{M} при анализе торможения блоховской точки [14].

В данной работе рассмотрена эволюция неравновесных состояний одноосного ферромагнетика (ФМ) без таких ограничений. Показано, что хотя эффекты переключения такого типа, как для ферритов, для ФМ отсутствуют, возможны нетривиальные сценарии эволюции, включающие появление немалых отклонений намагниченности от легкой оси.

Плотность энергии одноосного ФМ запишем в простейшем виде

$$w(\mathbf{M}) = f(M^2) - \frac{\beta}{2} M_z^2, \quad (1)$$

где $f(M^2)$ описывает изотропное обменное взаимодействие, определяющее длину намагниченности, $\beta > 0$ — константа анизотропии. Функцию $f(M)$, как и в [14], выберем в виде разложения Ландау, $f = (J/4)M_0^2(1 - \mathbf{m}^2)^2$, где M_0 определяет равновесную длину намагниченности без учета анизотропии, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$, величина $J = 1/\chi_{\parallel} \gg 1$, χ_{\parallel} — продольная восприимчивость ФМ [7]. Наличие анизотропии типа „легкая ось“ незначительно смещает равновесное значение, и в основном состоянии анизотропного ФМ намагниченность $m = m_s = \sqrt{1 + \beta/J}$.

Рассмотрим однородную эволюцию произвольного немалого отклонения намагниченности от равновесного, которое может включать как изменение намагниченности по длине, так и отклонение вектора \mathbf{M} от легкой оси z . Уравнение движения для вектора \mathbf{m} в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -g[\mathbf{m}, \mathbf{h}] + \mathbf{R}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{h} = J(1 - m^2)\mathbf{m} + \beta m_z \mathbf{e}_z$ — эффективное поле ФМ, g — гиромагнитное отношение, \mathbf{R} — релаксационное слагаемое. Поскольку обменная релаксация не дает вклад в диссипативные процессы для однородного состояния ФМ (она существенна для двухрешеточных магнетиков [6]), релаксационное слагаемое имеет чисто релятивистскую природу и может быть записано в виде

$$\mathbf{R} = gM_0 \hat{\Lambda} \mathbf{h}. \quad (3)$$

Здесь $\hat{\Lambda}$ — тензор релятивистских релаксационных констант, который для одноосного ФМ имеет диагональный вид, $\hat{\Lambda} = \text{diag}(\lambda, \lambda, \lambda_z)$, а ось z

выбрана вдоль главной оси ФМ. Для одноосного ФМ при учете только собственных процессов релаксации в силу сохранения z -проекции намагниченности величина $\lambda_z = 0$ (см. [8]), но учет несобственных процессов релаксации может приводить к $\lambda_z \neq 0$ [12,13].

Уравнения движения для вектора \mathbf{m} удобно записать в „цилиндрических“ переменных m_\perp, φ, m_z . В силу чисто одноосной симметрии задачи уравнения для m_\perp и m_z не содержат азимутального угла φ и являются чисто диссипативными

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_z}{\partial t} &= gM_0\lambda_z [(1 - m^2)J + \beta]m_z, \\ \frac{\partial m_\perp}{\partial t} &= gM_0\lambda J(1 - m^2)m_\perp. \end{aligned} \quad (4)$$

Что касается переменной φ , то уравнение движения для нее оказывается весьма простым, $d\varphi/dt = gM_0\beta m_z$, так что динамика азимутального угла полностью определяется зависимостью $m_z(t)$, которая находится из (4).

Систему уравнений (4) при любом соотношении параметров легко проанализировать с применением метода фазовой плоскости. Простой анализ показывает, что эта система имеет 3 изолированные особые точки: устойчивый узел, отвечающий положению равновесия, $m_z = m_S, m_\perp = 0$, неустойчивый узел при $m_\perp = 0, m_z = 0$, определяющий максимум термодинамического потенциала, и седловую точку при $m_\perp = 1, m_z = 0$ (см. рисунок). Также легко видеть, что существуют частные решения вида $m_\perp = 0, m_z = m_z(t)$ и $m_z = 0, m_\perp = m_\perp(t)$.

Кроме изолированных особых точек на фазовой плоскости m_\perp, m_z существуют 3 особые линии. Это окружность $m_z^2 + m_\perp^2 = 1$, на которой меняет знак производная $\partial m_\perp/\partial t$, а производная $\partial m_z/\partial t$ конечна. Поэтому все фазовые траектории пересекают окружность $m_z^2 + m_\perp^2 = 1$ в вертикальном направлении. На окружности $m_z^2 + m_\perp^2 = 1 + \beta/J$ меняет знак $\partial m_z/\partial t$, и все фазовые траектории пересекают эту окружность в горизонтальном направлении. Наконец, на линии $J(1 - m^2)(\lambda m_\perp^2 + \lambda_z m_z^2) + \beta\lambda_z m_z^2 = 0$ обращается в нуль производная $\partial m^2/\partial t$, поэтому никакая фазовая траектория не может пересечь эту линию, она может быть только касательной к ней. Это линия частичного равновесия, на ней $1 \leq m \leq m_S$. Движение изображающей точки вдоль

этой линии происходит в направлении к устойчивому узлу по закону

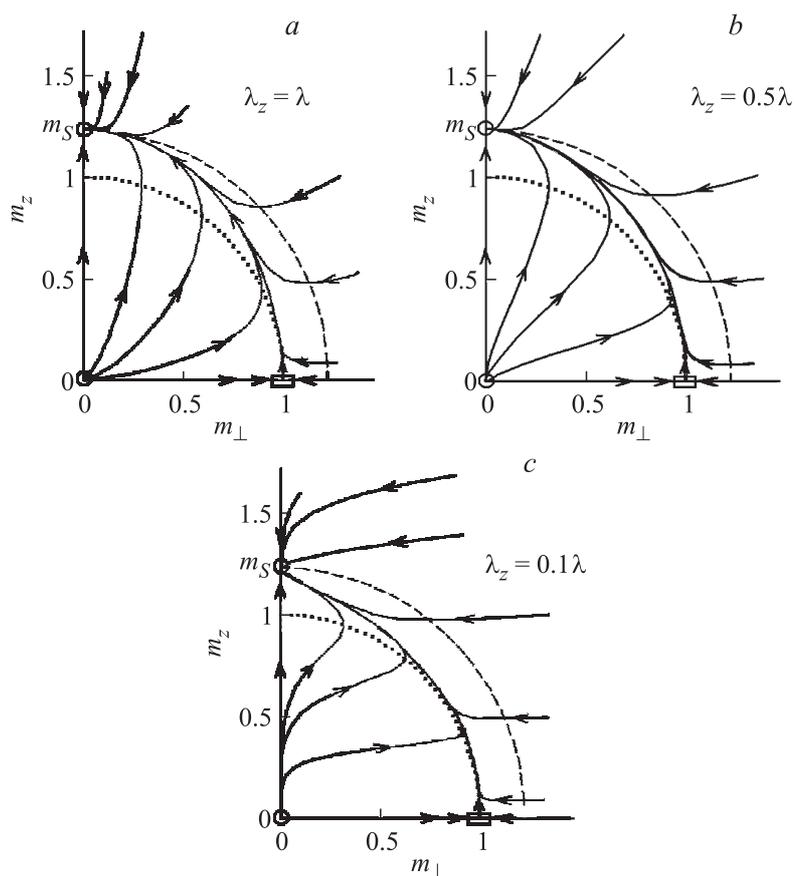
$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -gM_0\lambda_z\xi \left[J \frac{\lambda - \lambda_z}{\lambda_z + \lambda\xi^2} + \beta \right]. \quad (5)$$

Здесь $\xi = \tan \theta = m_{\perp}/m_z$.

Легко выяснить также поведение фазовых траекторий вдали от линии частичного равновесия. Для больших отклонений модуля \mathbf{m} от равновесного значения $|1 - \mathbf{m}^2| \ll \beta/J$ система (4) имеет простое аналитическое решение $m_z = Cm_{\perp}^{\nu}$, $\nu = \lambda_z/\lambda < 1$. Понятно, что внутри окружности $m_z^2 + m_{\perp}^2 = 1$ величины m_z и m_{\perp} вдоль фазовых траекторий монотонно возрастают, а вне окружности $m_z^2 + m_{\perp}^2 = 1 + \beta/J$ — монотонно убывают.

Теперь можно составить общую картину релаксации. При произвольных отклонениях длины намагниченности от равновесного значения сначала происходит релаксация модуля \mathbf{m} вплоть до линии частичного равновесия. Затем вдоль линии частичного равновесия вектор \mathbf{m} приближается к своему равновесному направлению $\theta \rightarrow 0$. При этом на обоих этапах эволюции вектор \mathbf{m} поворачивается вокруг оси z . Причем скорость разворота увеличивается по мере приближения к устойчивому узлу, где она достигает максимального значения $gM_0\beta(1 + \beta/J)$. В общем случае конец вектора \mathbf{m} движется по поверхности веретена. Трехмерный фазовый портрет системы представляет собой матрешку с вложенными друг в друга поверхностями в виде веретен. Соответствующие фазовые диаграммы для некоторых значений λ_z и λ при фиксированных значениях φ приведены на рисунке.

Характерные времена эволюции модуля и направления в общем случае определяются как обменными, так и релятивистскими слагаемыми. В частном случае изотропного диссипативного тензора $\hat{\Lambda}$ временная эволюция может быть легко найдена. Действительно, при $\lambda_z = \lambda$ уравнение для ξ не содержит m и имеет решение $\xi(t) = \xi(0) \exp(-t/\tau_r)$, причем характерное время релаксации чисто релятивистское, $\tau_r = 1/gM_0\lambda\beta$, оно не содержит обменной константы J . Релаксация модуля намагниченности и азимутального угла φ определяется в основном обменом с характерным временем релаксации $\tau_e = 1/gM_0\lambda J$. Таким образом, при $\lambda_z = \lambda$ релаксация модуля и направления происходит независимо. На начальном этапе эволюции вектор \mathbf{m} движется по поверхности конуса, с практически постоянным углом раствора $2\theta(0)$, быстро изменяясь по длине (за время τ_e) и медленно



Эволюция намагниченности в одноосном ферромагнетике для различных соотношений между константами λ и λ_z (указаны на рисунках), найденная численно. Характерные окружности $m_{\perp}^2 + m_z^2 = 1$ и $m_{\perp}^2 + m_z^2 = m_s^2 = 1 + \beta/J$ указаны линиями из точек и штриховыми линиями соответственно. Для ясности изображения выбрано достаточно большое значение $\beta/J = 0.5$. Устойчивый (при $m_{\perp} = 0, m_z = m_s$) и неустойчивый (при $m_{\perp} = 0, m_z = 0$) узлы отмечены кружками, седловая точка при $m_{\perp} = 1, m_z = 0$ — прямоугольником.

разворачиваясь вокруг оси z , пока не достигнет линии частичного равновесия. Далее вдоль линии частичного равновесия практически

постоянный по длине вектор \mathbf{m} довольно медленно (за время τ_r) приближается к своему равновесному направлению $\theta = 0$, продолжая разворачиваться вокруг оси z .

Для другого предельного случая $\lambda_z = 0$ величина $m_z = \text{const}$ и динамика вектора \mathbf{m} сводятся к прецессии с постоянной частотой $\omega = gM_0\beta m_z(0)$. Кривая частичного равновесия совпадает с окружностью $m_z^2 + m_\perp^2 = 1$, а фазовые траектории — суть горизонтальные линии.

Таким образом, анализ процессов релаксации неравновесных состояний одноосного ФМ показал, что при всех соотношениях λ и λ_z направление намагниченности после релаксации даже сильно неравновесного состояния не изменяется. Для $\lambda_z/\lambda \ll 1$ в типичном случае [1,2] начальных значений $m_z \sim 0.3-0.6$ даже малые начальные отклонения направления намагниченности от легкой оси будут сначала, как и в ферромагнетике [6], существенно нарастать. Этот эффект связан исключительно с анизотропией диссипативного тензора $\hat{\lambda}$ и отсутствует для материалов типа никеля или железа с кубической симметрией. Среди материалов спинтроники, которые активно изучаются в последнее время, таким свойством обладают частицы и пленки, сделанные с чередованием слоев Co/Ni, которые имеют высокую перпендикулярную анизотропию, см. [15,16].

Автор выражает благодарность Б.А. Иванову за полезные обсуждения и помощь.

Список литературы

- [1] *Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 4250.
- [2] *Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing Th.* // Rev. Mod. Phys. V. 82. P. 2731.
- [3] *Radu I., Vahaplar K., Stamm C., Kachel T., Pontius N., Dürr H.A., Ostler T.A., Barker J., Evans R.F.L., Chantrell R.W., Tsukanoto A., Itoh A., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V.* // Nature (London). 2011. V. 472. P. 205.
- [4] *Ostler T.A., Barker J., Evans R.F.L., Chantrell R., Atxitia U., Chubykalo-Fesenko O., ElMoussaoui S., Guyader L.Le, Mengotti E., Heyderman L.J., Nolting F., Tsukamoto A., Itoh A., Afanasiev D.V., Ivanov B.A., Kalashnikova A.M., Vahaplar K., Mentink J., Kirilyuk A.V., Rasing Th., Kimel A.V.* // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 666.

- [5] *Mentink J.H., Hellsvik J., Afanasiev D.V., Ivanov B.A., Kirilyuk A., Kimel A.V., Eriksson O., Katsnelson M.I., Rasing Th.* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 057 202.
- [6] *Барьяхтар В.Г., Бутрим В.И., Иванов Б.А.* // *Письма ЖЭТФ.* 2013. Т. 98. № 5. С. 327–331.
- [7] *Барьяхтар В.Г.* // *ЖЭТФ.* 1984. Т. 87. № 4(10). С. 1501–1508.
- [8] *Барьяхтар В.Г.* // *ФТТ.* 1987. Т. 29. С. 1317.
- [9] *Барьяхтар В.Г.* // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94. С. 196–206.
- [10] *Bar'yakhtar V.G.* // *Physica B.* 1989. V. 159. P. 20.
- [11] *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Соболева Т.К., Сукстанский А.Л.* // *ЖЭТФ.* 1986. Т. 91. № 4. С. 1454–1465.
- [12] *Bar'yakhtar V.G., Ivanov D.F., Safaryan K.A.* // *Solid State Comm.* 1989. V. 72. P. 1117.
- [13] *Ivanov B.A., Stephanovich V.A.* // *Phys. Lett. A.* 1989. V. 141. Iss. 1–2. P. 89.
- [14] *Galkina E.G., Ivanov B.A., Stephanovich V.A.* // *J. Magnetism and Magnetic Materials.* 1993. V. 118(3). P. 373.
- [15] *Hofer M.A., Silva T.J., Keller M.W.* // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 82. P. 054432.
- [16] *Mohseni S.M., Sani S.R., Persson J., Nguyen T.N. Anh, Chung S., Pogoryelov Ye., Muduli P.K., Iacocca E., Eklund A., Dumas R.K., Bonetti S., Deac A., Hofer M.A., Akerman J.* // *Science.* 2010. V. 339. P. 1295.