08

Перемагничивание ферромагнитной пленки с перпендикулярной ориентацией кристаллографической оси [110] импульсами переменного магнитного поля

© А.В. Голов, Л.Н. Котов

Сыктывкарский государственный университет,
г. Сыктывкар, Россия

E-mail: antongolov@mail.ru

Поступила в Редакцию 30 апреля 2024 г.
В окончательной редакции 28 октября 2024 г.
Принята к публикации 30 октября 2024 г.

Исследована нелинейная магнитная динамика в тонкой ферромагнитной пленке при воздействии импульсов переменного магнитного поля. Выделены основные режимы прецессии и их границы в зависимости от величины постоянного магнитного поля, частоты и амплитуды переменного магнитного поля и значений первой константы магнитной анизотропии пленки. Построены диаграммы переориентации, временные зависимости и фазовые портреты динамики вектора намагниченности пленки в зависимости от параметров постоянного и переменного магнитных полей.

Ключевые слова: ферромагнетики, магнитокристаллическая анизотропия, магнитная переориентация, режимы магнитных колебаний и прецессии.

DOI: 10.61011/FTT.2024.12.59564.6599PA

1. Введение

В настоящее время нелинейные динамические и ориентационные магнитные эффекты в планарных структурах представляют большой интерес для развития нелинейной физики и в контексте возможных практических приложений для использования в энергонезависимом хранении данных и обработке информации [1,2]. В настоящей работе методом микромагнитного моделирования исследуется переключение магнитных состояний ферромагнитных пленок короткими импульсами переменного магнитного поля. Построение устройств на такой основе обладает рядом преимуществ по сравнению с похожей технологией переключения, но посредством лазерного воздействия [1,3], так как в этом случае требуется меньшее или даже полное отсутствие подвижных механических частей [4]. В настоящей работе решается задача перемагничивания тонкой ферромагнитной пленки с перпендикулярной ориентацией кристаллографической оси [110] и постоянного магнитного поля к плоскости пленки, которая в общих подходах является продолжением работы [5] о магнитной динамике эллипсоидальных однодоменных наночастиц в постоянном и переменном магнитных полях и возникающих при этом явлениях динамического хаоса применительно к ферромагнитным пленкам с кубической магнитной анизотропией из работ [3,6], но без учета акустического воздействия.

2. Теория

В микромагнитных расчетах использовалось уравнение магнитной динамики с релаксационным членом в форме Ландау–Лифшица [1]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\mu_0\gamma}{1+\alpha^2}\Big(\big[\mathbf{m}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}\big] + \alpha\big[\mathbf{m}\times[\mathbf{m}\times H_{\text{eff}}]\big]\Big)$$

где α — коэффициент диссипации прецессии вектора намагниченности, γ — гиромагнитное отношение электрона, $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ H/m — магнитная постоянная, $\mathbf{m}$ — единичный вектор намагниченности пленки, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле, определяемое как функциональная производная плотности магнитной энергии, представленной в настоящем исследовании как сумма плотностей энергий кубической анизотропии F_{an}, энергии диполь-дипольного взаимодействия (энергии размагничивающего поля) F_{dem} и энергии внешнего поля (зеемановской энергии) F_z, соответственно [6]:

$$F = F_{\text{an}} + F_{\text{dem}} + F_z.$$

Рассмотрим нормально намагниченную ферромагнитную пленку, расположенную в плоскости XY и обладающую кубической магнитной анизотропией с ориентацией вдоль оси [110]. Ферромагнитная пленка намагничена постоянным магнитным полем $\mathbf{H}_0$ вдоль оси Oz, т.е. перпендикулярно плоскости пленки; переменное магнитное поле $\mathbf{h}$ задается в виде циркулярно поляризованного наносекундного радиоимпульса длительностью τ, ориентированного в плоскости пленки:

$$h_x = h_0\sin(2\pi f t), \quad h_y = -h_0\cos(2\pi f t),$$

здесь h_0 и f — амплитуда и частота переменного магнитного поля. При такой ориентации пленки отличной

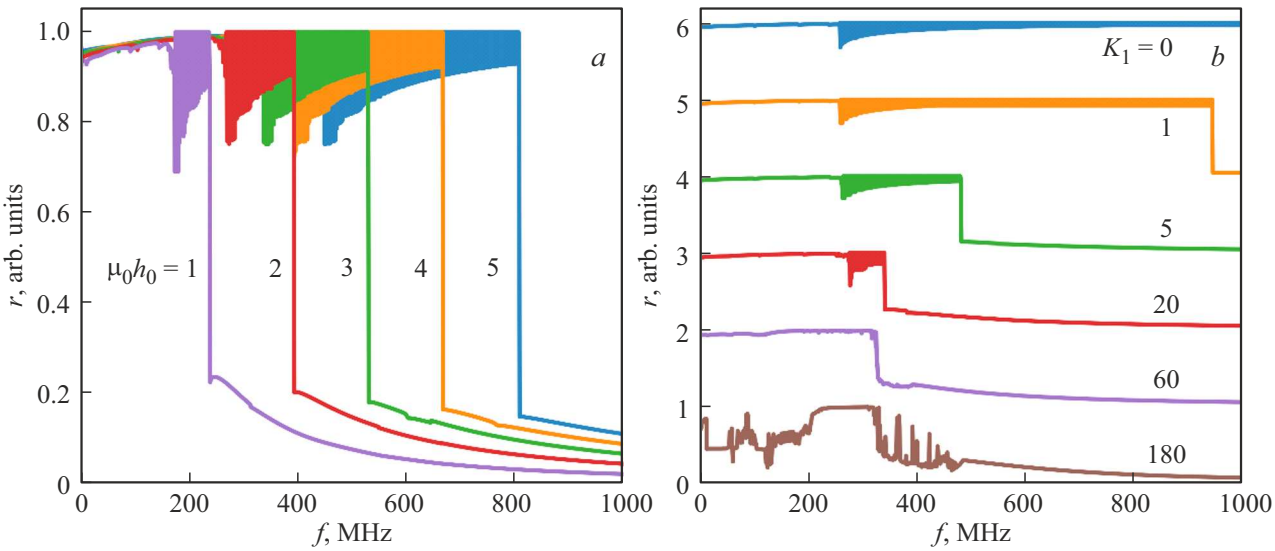

Рис. 1. Частотные зависимости радиуса области прецессии вектора намагниченности r при a) разных амплитудах переменного магнитного поля h_0 (константа анизотропии $K_1 = 10\,\mathrm{J/m^3}$) и b) разных значениях первой константы анизотропии K_1 (амплитуда поля $\mu_0 h_0 = 2\,\mathrm{mT}$). Значения индукции переменного магнитного поля $\mu_0 h_0$ в mT и K_1 в $\mathrm{J/m^3}$ совпадают с числовым обозначением кривых на рисунках. Индукция постоянного магнитного поля $\mu_0 H_0 = 10\,\mathrm{mT}$.

от нуля компонентой размагничивающего поля будет только компонента

$$H_{\mathrm{dem}}^{(z)} = -M_0 m_z,$$

где M_0 — намагниченность насыщения. Плотность энергий кубической анизотропии, выраженная через компоненты вектора намагниченности пленки с кристаллографической осью [110] направленной вдоль оси Oz, будет иметь вид

$$F_{\mathrm{an}} = -\frac{K_1}{4}\left(m_y^4 + m_z^4 - 2m_y^2 m_z^2 + 4m_x^2 m_y^2 + 4m_x^2 m_z^2\right),$$

где K_1 — первая константа кубической анизотропии ($K_1 > 0$). В этом случае осями легкого намагничивания будут направления вдоль оси Oz и направления, лежащие в плоскости XY: [110], $[1\bar{1}0]$, $[\bar{1}10]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$. Компьютерное моделирование нелинейных режимов магнитных колебаний в ферромагнитной пленке производилось методами Рунге–Кутты 4-го порядка точности по формулам, приведенным выше, для следующих внутренних параметров: коэффициент магнитной диссипации $\alpha = 0.15$, намагниченность насыщения пленки $M_0 = 32\,\mathrm{mT}/\mu_0$ при постоянном магнитном поле $\mu_0 H_0 = 10$ и 50 mT. Остальные параметры варьировались в пределах: $K_1 = 0$–$50\,\mathrm{J/m^3}$, амплитуда переменного магнитного поля $\mu_0 h_0 = 0$–5 mT с варьируемой частотой поля из диапазона 1 MHz–1 GHz.

3. Результаты

Проанализируем результаты моделирования динамики нелинейных колебаний вектора намагниченности в пленке. На рис. 1 представлена частотная зависимость радиуса области прецессии вектора намагниченности пленки при разных амплитудах переменных полей и значениях констант анизотропии. Из рис. 1 можно сделать вывод о существовании двух основных режимов прецессии и об их границах в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля и константы магнитной анизотропии пленки. При постоянном магнитном поле в 10 mT частота ферромагнитного резонанса (ФМР) в отсутствии магнитной анизотропии ($K_1 = 0$), вычисляемая по формуле Киттеля [6], равняется 600 MHz. На зависимостях, представленных на рис. 1, a, при наличии небольшой магнитной анизотропии $K_1 = 10\,\mathrm{J/m^3}$, видно, что на низких частотах поля наблюдается режим расширенной круговой прецессии (рис. 2, a), когда амплитуда прецессии практически максимальна, а ее частота синхронизирована с частотой переменного поля f. С дальнейшим увеличением частоты f происходит срыв расширенной круговой прецессии в режим прецессии положения равновесия [7,8], когда большое прецессионное кольцо заполняется малыми кольцевыми витками со сгущениями, коррелирующими с плотностью энергии магнитной анизотропии (рис. 2, b). В этом переходном режиме частота вынужденных колебаний вектора намагниченности синхронизируется с частотой f, а полный оборот вектора намагниченности происходит на частоте около 20 MHz (для рис. 2, b эта частота равна 22 MHz), постепенно понижаясь с ростом f, и на порядок меньше, чем частота ФМР. При дальнейшем увеличении частоты f происходит переход к режиму малоамплитудной прецессии вокруг ближайшего локального минимума плотности энергии магнитной анизотропии. С увеличением амплитуды переменного

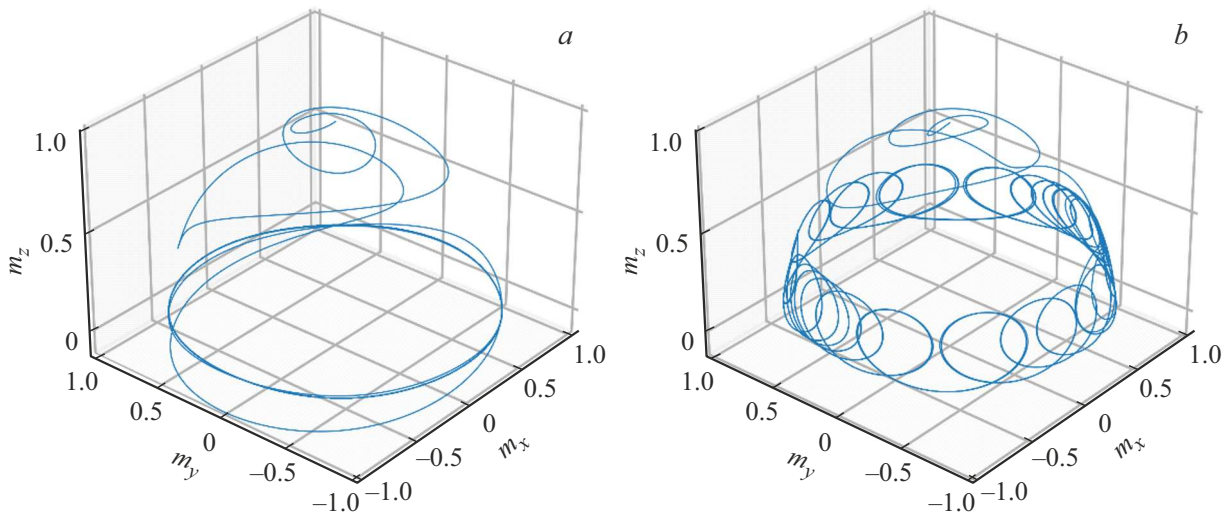

Рис. 2. Траектория движения конца единичного вектора намагниченности пленки при частоте поля *a*) $f = 200$ MHz и *b*) 500 MHz. $K_1 = 10\,\mathrm{J/m^3}$, $\mu_0 H_0 = 10$ mT и $\mu_0 h_0 = 3$ mT.

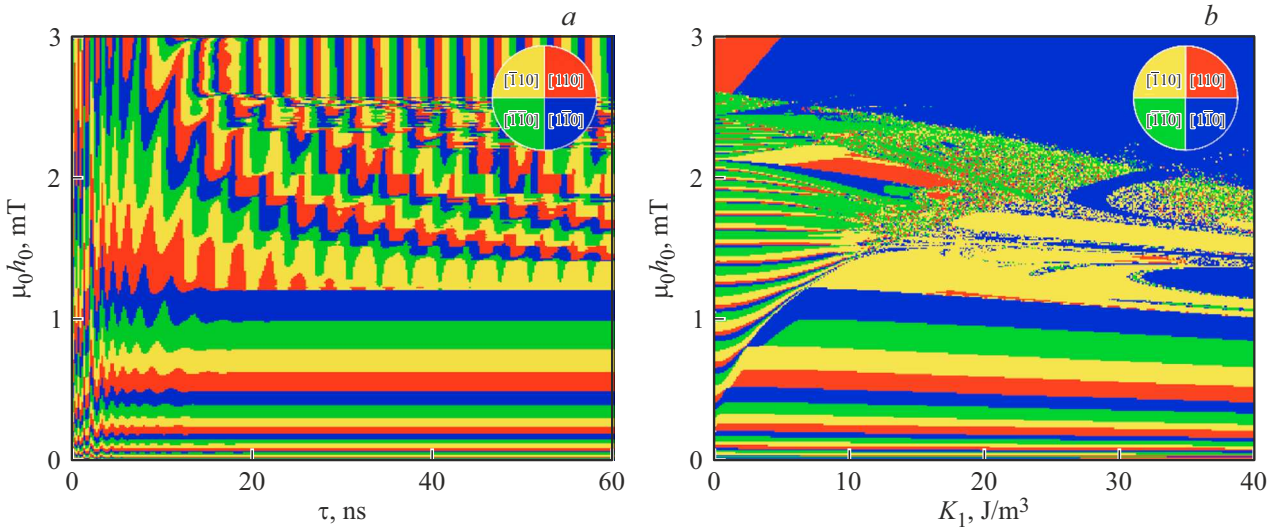

Рис. 3. Диаграммы переориентации вектора намагниченности пленки при разных амплитудах переменного поля h_0 *a*) в зависимости от длительности его воздействия τ при $K_1 = 10\,\mathrm{J/m^3}$ и *b*) в зависимости от величины первой константы анизотропии K_1 при $\tau = 200$ ns. $\mu_0 H_0 = 10$ mT и $f = 300$ MHz.

поля h_0 переходный режим смещается в сторону более высоких частот f с заметным увеличением его ширины (рис. 1, *a*). Для оценки влияния полей анизотропии была построена серия зависимостей радиусов области прецессии для разных значений первой константы анизотропии (рис. 1, *b*). При росте константы анизотропии K_1 наблюдается сначала сужение переходного режима, а затем его постепенное уширение при $K_1 = 100-150\,\mathrm{J/m^3}$. При дальнейшем росте константы $K_1 \approx 180\,\mathrm{J/m^3}$ режим расширенной прецессии пропадает, и возникает режим прецессии вокруг положения равновесия.

Были получены диаграммы переориентации вектора намагниченности пленки в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля с частотой $f = 300$ MHz для различных длительностей воздействия переменного магнитного поля $\tau = 1-60$ ns (рис. 3, *a*) и константы магнитной анизотропии $K_1 = 0-40\,\mathrm{J/m^3}$ (рис. 3, *b*) при величине постоянного магнитного поля $\mu_0 H_0 = 50$ mT. На полученных диаграммах четко прослеживается последовательное чередование конечных положений вектора намагниченности в направлениях вдоль кристаллографических осей [110], [1̄10], [1̄1̄0] и [11̄0], что совпадает с направлением вращения конца вектора намагниченности пленки (рис. 2). На диаграммах рис. 3 явно выражены границы режимов прецессии, описанных выше. С ростом амплитуды переменного поля h_0 сначала наблюдается переходный режим, а затем — режим расширенной круговой прецессии, где момент остановки

вектора намагниченности определяется в большей степени длительностью импульса τ, а не его амплитудой h_0. Область режима малоамплитудной прецессии с ростом амплитуды поля h_0 во всем рассмотренном интервале значений константы K_1 переходит в промежуточный режим, ширина которого постепенно сужается с ростом K_1, а затем переходит в область режима расширенной круговой прецессии; конечное положение вектора намагниченности определяется в основном длительностью импульса (рис. 3, *a*). Поскольку при построении диаграммы (рис. 3, *b*) длительность импульса τ была фиксирована, то наблюдается всего две больших области с конечным положением вектора намагниченности, совпадающим с направлениями [110] при малых значениях K_1 и $[1\bar{1}0]$ — при больших K_1.

4. Заключение

Проведено компьютерное моделирование нелинейной магнитной динамики и прецессии вектора намагниченности тонкой ферромагнитной пленки. Выделены основные режимы прецессии и их границы в зависимости от величины постоянного магнитного поля, частоты и амплитуды переменного магнитного поля и значения первой константы магнитной анизотропии пленки. Выявлена переориентация вектора намагниченности из положения минимума, наблюдаемого на плотности энергии магнитокристаллической анизотропии, в другие минимумы. Определены интервалы оптимальных амплитуд и длительностей импульсов для перемагничивания пленки, что показано на диаграммах перемагничивания. Выполненные расчеты показывают, что амплитуды импульсов переменного магнитного поля по энергии сравнительно невелики; следовательно, рассмотренное перемагничивание вектора намагниченности энергетически более выгодное, чем в рассмотренных ранее случаях для пленок терфенола [3] и для наночастиц никеля [6], которые перемагничивали упругими импульсами. На основе результатов настоящего исследования возможна разработка запоминающих и логических устройств, в том числе нейронных систем [2], а также датчиков и нелинейных преобразователей частоты переменных магнитных полей.

Финансирование работы

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда, проект № 21-72-20048.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.S. Vlasov, A.V. Golov, L.N. Kotov, V.I. Shcheglov, A.M. Lomonosov, V.V. Temnov. Acoustical Phys. **68**, *1*, 18 (2022). https://doi.org/10.1134/S1063771022010079

[2] S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, A. Barman. Appl. Phys. Rev. **8**, *4*, 041323 (2021). https://doi.org/10.1063/5.0062993

[3] O. Kovalenko, T. Pezeril, V.V. Temnov. Phys. Rev. Lett. **110**, *26*, 266602 (2013). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.266602

[4] I.A. Mogunov, S. Lysenko, A.E. Fedianin, F.E. Fernández, A. Rúa, A.J. Kent, A.V. Akimov, A.M. Kalashnikova. Nature Commun. **11**, *1*, 1690 (2020). https://doi.org/10.1038/s41467-020-15372-z

[5] A. Ferona, R. Camley. Phys. Rev. B **95**, *10*, 104421 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.104421

[6] J.M.D. Coey. Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press (2010). P. 313.

[7] L. Kotov, V. Vlasov, A. Golov, I. Abramovskiy. In: IEEE International Conference on Next Generation Electronics (NEleX-2023). Vellore, India (2023). Pp. 1–5. https://doi.org/10.1109/NEleX59773.2023.10421393

[8] А.М. Шутый, Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов, С.В. Елисеева. ФТТ **65**, *6*, 1047 (2023). https://doi.org/10.21883/FTT.2023.06.55664.56 [A.M. Shutyi, T.M. Vasilevskaya, D.I. Sementsov, S.V. Eliseeva. Phys. Solid State **65**, *6*, 1002 (2023).]

Редактор Е.В. Толстякова