

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИПЕРЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В УПРУГОЙ ПОДСИСТЕМЕ МАГНИТНЫХ ПЛЁНОК ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Ф. Ф. Асадуллин^{1,2,a}, В. С. Власов², Л. Н. Котов², Д. А. Плешев^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет
им. С. М. Кирова, Санкт-Петербург, Россия

² Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар,
Россия

^a aff@sfi.komi.com

Работа посвящена изучению особенностей динамики магнитной и упругой подсистем, возникающей при генерации гиперзвуковых колебаний при импульсном перемагничивании тонких плёнок магнетика постоянным магнитным полем в безобменном приближении. Показано, что время развития колебаний вектора намагниченности и упругих смещений при перемагничивании постоянным полем можно регулировать с помощью параметра магнитной и упругой диссипации. Результаты исследования показали, что более сильное влияние на процесс перемагничивания оказывает параметр магнитной диссипации.

Ключевые слова: *нелинейные колебания, магнитоупругие колебания, вектор намагниченности, магнитострикция.*

Введение

Проблема генерации мощных колебаний вектора намагниченности и упругого смещения на сверхвысоких частотах является важной и актуальной. В настоящее время область сверхбыстрой магнитоакустики — одна из бурно развивающихся областей современной физики [1; 2]. На сверхкоротких временах можно получить мощные упругие импульсы [2]. Однако проблема преобразования частот мощных магнитоупругих колебаний ещё недостаточно решена, в том числе из-за параметрического распада прецессии на обменные спиновые волны при больших мощностях переменного поля. Однако параметрический распад можно предотвратить путём выбора оптимальной геометрии образца, а именно тонкой магнитной плёнки, когда низшая частота ферромагнитного резонанса (ФМР) совпадает с «дном» спектра обменных спиновых волн, в результате чего их параметрическое возбуждение и связанные с этим потери отсутствуют [3; 4].

Геометрия задачи

Бесконечная плоскопараллельная магнитная плёнка толщины d помещена в постоянное магнитное поле H_0 , большее поля размагничивания, т. е. $H_0 > 4\pi M_0$, где

M_0 — намагниченность насыщения пластины. Задача решается в декартовой системе координат. Плоскость Oxy лежит в плоскости плёнки, а центр системы координат O находится в центре плёнки. Оси системы координат Ox , Oy и Oz параллельны рёбрам кристаллографической ячейки. При решении задачи рассматривались только поперечные упругие колебания.

Основные уравнения

Полная энергия U пластины магнетика в постоянном магнитном поле $H = \{0; 0; H_0\}$ равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий:

$$U = -M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + \\ + 2B_2(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}),$$

где $\vec{m} = \vec{M}/M_0$ — нормализованный вектор намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения пластины, u_{ij} — компоненты тензора смещений, c_{44} — упругая константа, а B_2 — магнитоупругая константа.

Колебания намагниченности и упругого смещения определяются уравнением Ландау — Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта и уравнением для компонент вектора механических смещений:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right],$$

$$\frac{\partial^2 u_{xy}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{xy}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{xy}}{\partial z^2},$$

где γ — гиромагнитное отношение, α , β — константы затухания для магнитной и упругой подсистем соответственно.

Эффективные поля определяются следующим образом:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{M_0} \frac{\partial U}{\partial \vec{m}}.$$

Граничные условия имеют вид

$$c_{44} \frac{\partial u_{xy}}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_{xy} m_z.$$

Полученная система дифференциальных уравнений решалась численно методом Рунге — Кутты 7–8 порядка с контролем точности на каждом шаге. Упругие колебания рассчитывались для верхней плоскости плёнки. На нижней плоскости упругие колебания происходят с равными амплитудами, но в противофазе.

При расчёте использовались параметры материала, типичные для монокристалла ЖИГ: $M_0 = 138$ Гс, $H_0 = 2750$ Э, $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг·см⁻³, $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг·см⁻³, $d = 68.65 \cdot 10^{-6}$ см. Параметры затухания магнитной и упругой подсистем были выбраны следующими: $0.001 \leq \alpha \leq 0.1$, $10^3 \text{с}^{-1} \leq \beta \leq 10^{12} \text{с}^{-1}$.

Особенности перемагничивания постоянным полем

Рассмотрим случай генерации колебаний компонент вектора намагниченности и упругого смещения при перемагничивании плёнки постоянным магнитным полем.

Постоянное поле, больше поля размагничивания, и вектор намагниченности имеют отрицательное направление по оси Oz . Затем в начальный момент времени постоянное поле меняет своё направление на противоположное. После этого малейшая флуктуация приводит к тому, что вектор намагниченности выходит из состояния равновесия и стремится ориентироваться по полю, т.е. в положительном направлении оси Oz . При этом благодаря гиротропным свойствам среды вектор намагниченности прецессирует вдоль оси Oz , совершая круговые движения, что благодаря магнитострикции вызывает колебания упругого смещения.

Характер развития динамики магнитной и упругой подсистем при перемагничивании постоянным полем, а именно зависимость области неустойчивости колебаний упругого смещения от значений частоты колебаний вектора намагниченности и акустического резонанса плёнки, рассмотрен ранее в работах [5; 6]. Однако, как показано на рис. 1, при движении вектора намагниченности в нижней полуплоскости области неустойчивости колебаний компоненты m_x (кривая I на рис. 1a) вектора намагниченности и компоненты u_x (кривая I на рис. 1b) упругого смещения схожи по своим характеристикам.

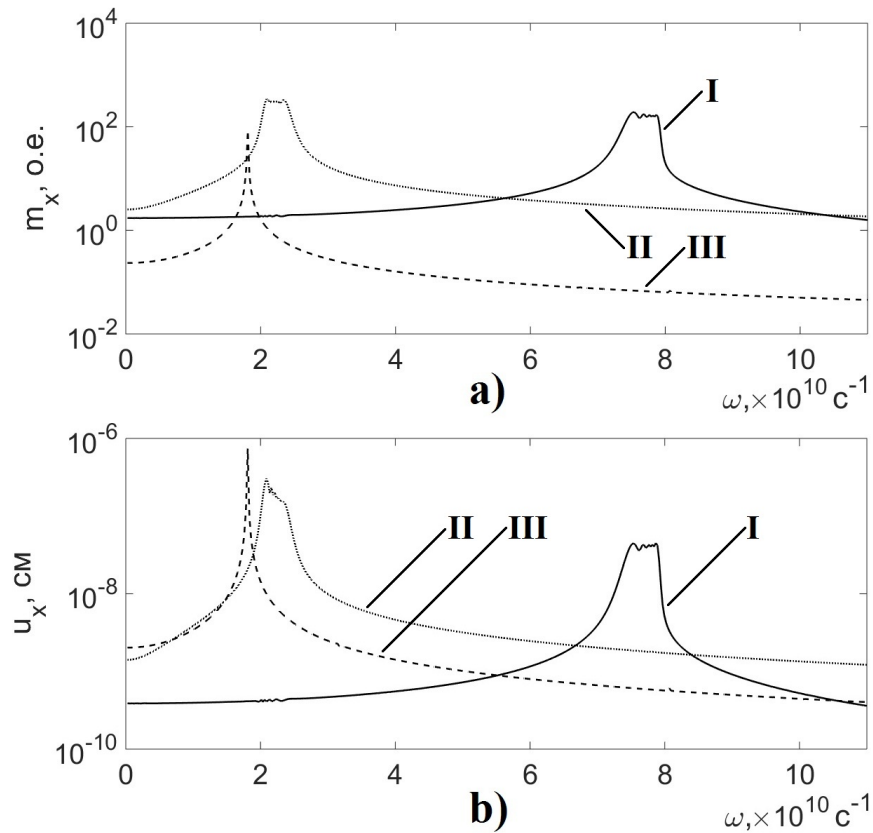


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики колебаний компоненты m_x вектора намагниченности и u_x упругого смещения. Кривая I — вектор намагниченности находится в нижней полусфере, кривая II — вектор намагниченности находится в верхней полусфере, кривая III — вектор намагниченности выстраивается вдоль оси Oz , колебания компоненты m_x вектора намагниченности и u_x упругого смещения затухают

Однако при движении вектора намагниченности в верхней полусфере область неустойчивости колебаний упругого смещения имеет форму, отличную от области неустойчивости колебаний вектора намагниченности. Область неустойчивости колебаний m_x (рис. 1a, кривая II) имеет два практически равных пика, левый и правый. На амплитудно-частотной характеристике колебаний компоненты упруго-

го смещения u_x , представленной на рис. 1b (кривая II), видно, что левый (низкочастотный) пик больше правого. Подобная амплитудная дифференциация может быть связана с тем, что при переходе вектора намагниченности из нижней полушеры в верхнюю фаза колебаний вектора намагниченности не изменяется, а фаза колебаний упругого смещения меняется на противоположную. Также важную роль играет приближение частоты колебаний упругого смещения к частоте собственного акустического резонанса плёнки. Это приводит к более эффективному возбуждению упругой подсистемы, а следовательно, можно говорить о том, что правый пик области неустойчивости как магнитных, так и упругих колебаний обусловлен магнитоупругим преобразованием частот, как описано в работе [7]. При затухании колебаний вектора намагниченности, происходящем при его выстраивании вдоль оси Oz , области неустойчивости колебаний компонент вектора намагниченности и упругих смещений становятся узкими, а колебания происходят на одной частоте, что обусловлено близостью частоты ФМР и частоты акустического резонанса плёнки (рис. 1, кривая III).

Рассмотрим зависимости процесса перемагничивания от материальных параметров магнитной плёнки, таких как параметры магнитной и упругой диссипации, коэффициент магнитоупругой связи, представленные на рис. 2.

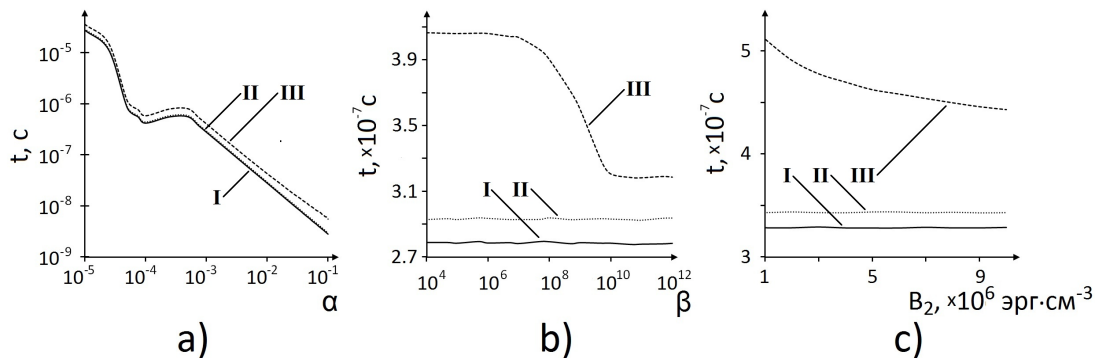


Рис. 2. Зависимости характерных времён развития колебаний компоненты вектора намагниченности m_x и компоненты упругого смещения u_x от магнитной диссипации α (a), упругой диссипации β (b), константы магнитоупругости B_2 (c). Кривая I — время достижения максимальной амплитуды колебаниями упругого смещения при движении вектора намагниченности в нижней полусфере, кривая II — время пересечения вектором намагниченности плоскости Oxy , кривая III — время достижения максимальной амплитуды колебаниями упругого смещения при движении вектора намагниченности в верхней полусфере

В случае малых значений параметра упругой диссипации (менее 10^3 с⁻¹) затухание колебаний в упругой подсистеме определяется потерями в магнитной подсистеме. В случае больших значений, упругие колебания становятся аperiодическими и следуют за магнитными (рис. 2b). Подобное же влияние на магнитоупругую динамику оказывает параметр магнитной диссипации. При малых значениях параметра упругой диссипации время развития колебаний вектора намагниченности и упругого смещения максимальны, при больших значениях время развития колебаний минимально (рис. 2a). Скачкообразный переход на рис. 2a и 2b обусловлен равенством частот магнитной и упругой релаксации. Последующее уменьшение характерных времён с ростом диссипации (рис. 2a,b) связано с тем, что высокая диссипация в магнитной или упругой подсистемах ведёт к уменьшению времени релаксационных процессов и процесса перемагничивания в целом. Увеличение коэффициента магнитоупругой связи приводит к уменьшению времени развития колебаний упругого смещения за счёт более эффективного обмена энергией между упругой и магнитной подсистемами (рис. 2c).

Заключение

В настоящей работе были рассмотрены особенности поведения магнитной и упругой подсистем ферритовой плёнки в зависимости от её материальных параметров и размерных характеристик при воздействии импульсных магнитных полей. Получены зависимости времён развития колебаний вектора намагниченности и упругих смещений при перемагничивании постоянным полем от параметров магнитной и упругой диссипации. Выявлено, что рост магнитной и упругой диссипации приводит к уменьшению времени развития колебаний вектора намагниченности и упругих смещений, но изменение параметра магнитной диссипации гораздо сильнее влияет на процесс перемагничивания, чем изменение параметра упругой диссипации.

Список литературы

1. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic-resonance oscillator / C. L. Chang, A. Lomonosov, J. Janusonis [et al.] // *Physical Rev. B*. — 2017. — Vol. 95. — P. 060409(R).
2. Towards the nonlinear acousto-magneto-plasmonics / V. V. Temnov, I. Razdolski, T. Pezeril [et al.] // *Journal of Optics*. — 2016. — Vol. 18, no. 9. — P. 093002.
3. **Семенцов, Д. И.** Нелинейная регулярная и стохастическая динамика намагниченности в тонкоплёночных структурах / Д. И. Семенцов, А. М. Шутый // *Успехи физ. наук*. — 2007. — Т. 177, № 8. — С. 831–857.
4. Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых плёнках / Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова // *Физика твёрдого тела*. — 2000. — Т. 42, № 6. — С. 1062–1067.
5. Hypersound excitation in the ferrite plate by impulse magnetization reversal / V. S. Vlasov, D. A. Pleshev, L. N. Kotov [et al.] // *Solid State Phenomena*. — 2015. — Vol. 233–234. — P. 480–484.
6. Hypersound excitation of magnetization and elastic displacement in case of magnetization reversal / F. Asadullin, D. Pleshev, V. Vlasov [et al.] // *Europ. Physical J. Web of Conferences*. — 2018. — Vol. 185. — P. 02017.
7. Conditions for division and multiplication of frequencies in ferrite / D. Pleshev, V. Vlasov, F. Asadullin [et al.] // *Europ. Physical J. Web of Conferences*. — 2018. — Vol. 185. — P. 02004.

Поступила в редакцию 09.01.2019

После переработки 27.04.2019

Сведения об авторах

Асадуллин Фанур Фаритович, доктор физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой «Физика и автоматизация технологических процессов и производств» Сыктывкарского лесного института, Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет им. С. М. Кирова, Санкт-Петербург, Россия; профессор кафедры радиофизики и электроники, Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия; e-mail: aff@sfi.komi.com.

Власов Владимир Сергеевич, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры радиофизики и электроники, Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия.

Котов Леонид Нафанаилович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники, Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия.

Плешев Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Информационные системы» Сыктывкарского лесного института, Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет им. С. М. Кирова, Санкт-Петербург, Россия; старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники, Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия.

GENERATION OF HYPERSONIC OSCILLATIONS IN THE ELASTIC SUBSYSTEM OF MAGNETIC FILMS BY THE PULSE MAGNETIC FIELD

F.F. Asadullin^{1,2,a}, V.S. Vlasov², L.N. Kotov², D.A. Pleshev^{1,2}

¹*Saint-Petersburg State Forest Technical University named after S.M. Kirov, Saint-Petersburg, Russia*

²*Syktuykar State University named after Pitirim Sorokin, Syktuykar, Russia*

^a*aff@sfi.komi.com*

The work is deal with the study of the features of the dynamics of the magnetic and elastic subsystems arising from the generation of hypersonic oscillations during pulsed magnetization reversal of thin films in an exchange-free approximation. The magnetization reversal is carried out by a constant magnetic field. The oscillations time dependences of the magnetization vector and elastic displacements to parameter of magnetic and elastic dissipation were considered in the research. The research have shown that the magnetic dissipation parameter has a greater impact on the magnetization reversal process in contrast to elastic dissipation.

Keywords: *nonlinear oscillations, magnetoelastic oscillations, magnetization vector, magnetostriction.*

References

1. **Chang C.L., Lomonosov A., Janusonis J., Vlasov V., Temnov V., Tobey R.** Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic-resonance oscillator. *Physical Review B*, 2017, vol. 95, p. 060409(R).
2. **Temnov V.V., Razdolski I., Pezeril T., Makarov D., Seletskiy D., Melnikov A., Nelson K.A.** Towards the nonlinear acousto-magneto-plasmonics. *Journal of Optics*, 2016, vol. 18, no. 9, p. 093002.
3. **Sementsov D.I., Shutyy A.M.** Nonlinear regular and stochastic dynamics of magnetization in thin-film structures. *Physics-Uspexhi*, 2007, vol. 50, no. 8, pp. 793–818.
4. **Gulyaev Yu.V., Zil'berman P.E., Temiryazev A.G., Tikhomirova M.P.** Principal mode of the nonlinear spin-wave resonance in perpendicular magnetized ferrite films. *Physics of the Solid State*, 2000, vol. 42, no. 6, pp. 1094–1099.
5. **Vlasov V.S., Pleshev D.A., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I., Asadullin F.F., Poleshikov S.M.** Hypersound excitation in the ferrite plate by impulsive magnetization reversal. *Solid State Phenomena*, 2015, vol. 233–234, pp. 480–484.
6. **Asadullin F., Pleshev D., Vlasov V., Kotov L., Poleshikov S., Shavrov V., Shcheglov V.** Hypersound excitation of magnetization and elastic displacement in case of magnetization reversal. *European Physical Journal. Web of Conferences*, 2018, vol. 185, p. 02017.
7. **Pleshev D., Vlasov V., Asadullin F., Kotov L., Poleshikov S., Shavrov V., Shcheglov V.** Conditions for division and multiplication of frequencies in ferrite. *European Physical Journal. Web of Conferences*, 2018, vol. 185, p. 02004.

Accepted article received 09.01.2019

Corrections received 27.04.2019