*ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2025, том 89, № 4, с. 546–551*

*УДК 537.862:538.9*

# МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА НИКЕЛЕВЫХ ПЛЕНОК С ПОЛОСОВОЙ ЗУБЧАТОЙ СТРУКТУРОЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

**© 2025 г. А. В. Голов[1,*], Л. Н. Котов[1], Ч. Наяк[2]**

*[1]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сыктывкарский государственный университет», Сыктывкар, Россия*
*[2]Веллурский технологический институт, Веллур, Индия*
**E-mail: antongolov@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.
После доработки 14.12.2024 г.
Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены условия переориентации намагниченности никелевых нанопленок с зубчатой полосовой структурой при прохождении через них акустических импульсов гауссовой формы. Исследовано поведение таких пленок в постоянном магнитном поле, построены петли гистерезиса в зависимости от угла приложения поля. Моделирование выполнено с использованием программного пакета MuMax3. Результаты работы могут быть применены при разработке современных компактных и энергоэффективных устройств магнитной записи.

*Ключевые слова:* ферромагнетики, пленки с зубчатой полосовой структурой, акустические импульсы, перемагничивание

**DOI:** 10.31857/S0367676525040073, **EDN**: GTDDXN

## ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия управление магнитным состоянием наноферромагнетиков и их нелинейная магнитная динамика представляет собой большой интерес, как в практической плоскости при проектировании компактных и энергоэффективных устройств электроники, магнитной записи и спинтроники, так и в контексте фундаментальных исследований возможностей создания магнитных наноячеек памяти сложной конфигурации для энергонезависимого хранения и обработки информации [1–3]. Развитие такой новой области в микромагнетизме, как сверхбыстрая магнитоакустика, стало возможным благодаря стремительному развитию нанотехнологий, удешевлению и минимизации лазерных технологий, позволяющих использовать достаточно мощные фемтосекундные лазеры для точечного нагрева подложек, приводящих к распространению ультракоротких акустических импульсов по направлению к исследуемому магнитному образцу, закрепленному на этой же подложке [4, 5]. Упругая деформация в кристаллах при таком воздействии может достигать очень высоких значений, достаточно близких к пределу пластичности твердых тел [6].

Управление магнитным состоянием достаточно сложных ансамблей полосовых структур и наномагнитов путем воздействия на них объемных акустических фононов или поверхностных акустических волн отличается не только энергоэффективностью, но и высокими скоростями переключения [2, 7]. В данной работе при помощи специализированного пакета микромагнитного моделирования MuMax3, с ускорением на графическом процессоре [8], моделируется процесс переключения вектора намагниченности в ферромагнитных наноструктурах сложной формы, а именно в никелевых нанопленках с полосовой зубчатой структурой, при прохождении через них коротких акустических импульсов.

## ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В основе сверхбыстрой магнитоакустики лежит явление магнитострикции, определяемой взаимодействием упругой и магнитной подсистем ферромагнетика. Выделяют прямую и обратную магнитострикцию. При прямой магнитострикции изменение намагниченности приводит к изменению геометрических размеров образца или появлению упругих колебаний, а при обратной, наоборот, изменение размеров образца приводит к колебаниям вектора намагниченности. Данные эффекты можно описать в рамках феноменологической теории магнитоупруго-

сти [9], которая вносит существенный вклад в плотность магнитной энергии, представленной в данном исследовании суммой следующих плотностей:

$$F = F_{\text{zeem}} + F_{\text{aniz}} + F_{\text{exc}} + F_{\text{dd}} + F_{\text{me}}, \qquad (1)$$

где $F_{\text{zeem}}$ – плотность зеемановской энергии, $F_{\text{aniz}}$ – плотность энергии магнитокристаллографической анизотропии, $F_{\text{exc}}$ – плотность обменной энергии, $F_{\text{dd}}$ – плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия, $F_{\text{me}}$ – плотность магнитоупругой энергии. Зная динамику плотности свободной энергии $F$, можно определить эффективное магнитное поле $\vec{B}_{\text{eff}}$ как ее функциональную производную. Поле $\vec{B}_{\text{eff}}$ влияет на поведение намагниченности в образце согласно уравнению Ландау–Лифшица, записанного в форме [10]

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}\left(\left[\vec{m}\times\vec{B}_{\text{eff}}\right] + \alpha\left[\vec{m}\times\left[\vec{m}\times\vec{B}_{\text{eff}}\right]\right]\right), \qquad (2)$$

где $\alpha = 0.04$ – коэффициент диссипации для никеля [6], $\gamma$ – гиромагнитное отношение, $\vec{m}$ – единичный вектор намагниченности образца.

В качестве объекта моделирования бралась тонкая пленка из поликристаллического никеля, не обладающего магнитокристаллической анизотропией ($F_{\text{aniz}} = 0$), что позволяло оценить именно влияние сложной формы пленки на ее магнитную динамику. В пакете микромагнитного моделирования MuMax3 в качестве образца можно задать объект любой формы, состоящий из конечного числа считаемых однодоменными ячеек кубоидной формы [8], в процессе моделирования для каждой ячейки разбиения вычисляется своя магнитная динамика ее намагниченности согласно формуле (2), с учетом влияния на нее намагниченности остальных ячеек разбиения, которое определяется в основном обменным $F_{\text{exc}}$ и диполь-дипольным $F_{\text{dd}}$ взаимодействиями. Вычисление последнего остается наиболее ресурсоемкой операцией при микромагнитном моделировании, так как на каждом шаге моделирования рассчитывается взаимодействие каждой однодоменной ячейки со всеми остальными ячейками образца, а количество таких ячеек может достигать нескольких миллионов. Для учета обменного взаимодействия достаточно учесть влияние только ближайших соседей. Для однодоменных образцов простых форм диполь-дипольное взаимодействие может заменяться на тензор размагничивающих факторов [10], что сильно упрощает вычисления, но неприменимо в нашем случае.

Для удобства ячейки разбиения брались кубической формы размером 5×5×5 нм$^3$, такие ячейки в случае никеля всегда будут однодоменными [11]. Линейные размеры сплошной пленки, без вырезов, брались такими, чтобы количество ячеек разбиения вдоль каждой из сторон было кратно степеням двойки, это позволяет ускорить расчеты, используя быстрое преобразования Фурье при моделировании. Размеры пленки составляли 2560×2560×40 нм$^3$, что эквивалентно двум миллионам ячеек разбиения и позволяет с высокой разрешающей способностью очерчивать границы отдельных магнитных доменов, образующихся в магнитной структуре пленки. Для задания неоднородности формы в пленке создавались вырезы глубиной $h$ и шириной $a$ (рис. 1*а*), которые повторялись с шагом $w = 2a$, т. е. расстояние между вырезами равно их ширине. Глубина выреза $\eta$ есть отношение глубины выреза $h$ к толщине пленки, для сплошной пленки без вырезов $\eta = 0\%$. В данном исследовании при расчетах магнитной динамики рассматривалась квадратная пленка с восемью вырезами. Пленка лежит в плоскости $Oxy$, направление полос совпадает с осью $y$ (рис. 1*б*).

Постоянное магнитное поле $\vec{B}$ действует под углом $\varphi$ к оси $Ox$ и определяет вклад $F_{\text{zeem}}$ в плотность полной свободной энергии (1). Поле, обусловленное обменным взаимодействием Гейзенберга, в пакете MuMax3 вычислялось по формуле

$$\vec{B}_{\text{exc}} = 2\frac{A_{\text{ex}}}{M_{\text{s}}}\Delta\vec{m}, \qquad (3)$$

где $A_{\text{ex}} = 9\cdot 10^{-12}$ Дж/м – обменная постоянная и $M_{\text{s}} = 0.4\mu_{\text{o}}$ Тл – намагниченность насыщения никеля [6], $\mu_{\text{o}}$ – магнитная постоянная. Рассмотренные выше компоненты эффективного магнитного поля не зависят от времени. Переориентацию вектора намагниченности пленки будем вызвать изменением магнитоупругой энергии системы посредством пропускания через пленку одиночных коротких акустический импульсов колоколообразной или гауссовой формой величиной деформации $\varepsilon_{xx}$ и длительностью $\tau$, распространяющихся по пленке перпендикулярно полосам в направлении оси $Ox$. Магнитоупругое поле в таком случае определяется только одной компонентой:

$$B_{\text{me}}^{(\text{x})} = -\frac{2b_1}{M_{\text{s}}}\varepsilon_{xx}m_{\text{x}}, \qquad (4)$$

где $b_1 = 10^7$ Дж/м$^3$ – первая магнитоупругая константа для никеля [6]. Для простоты будем считать, что акустический импульс действует на всю пленку одновременно. Такие импульсы можно реализовать при помощи нагрева подложки фемтосекундным лазерным импульсом, вызывая распространение поверхностных акустических волн, проходящих затем через исследуемую ферромагнитную пленку, закрепленной на этой подложке [6, 7].

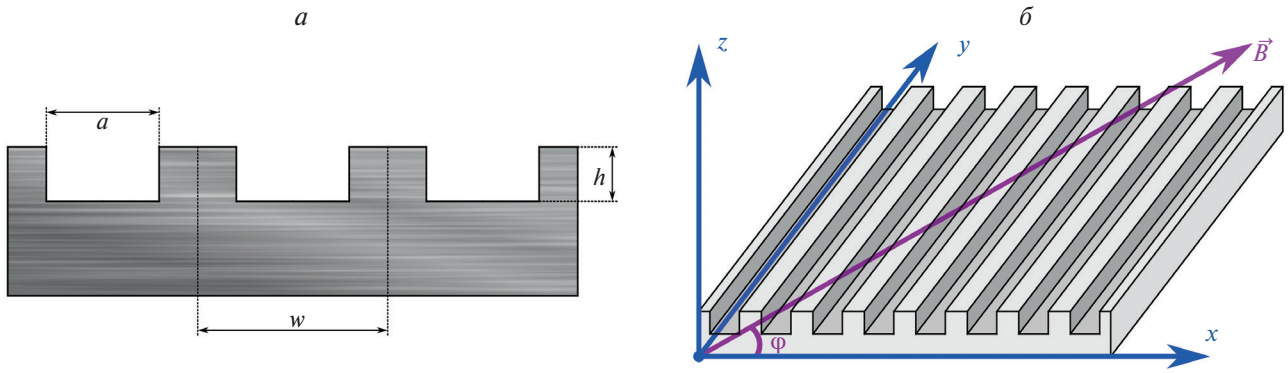


**Рис. 1.** Геометрия задачи, профиль (*а*) и расположение пленки (*б*).

## ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ПЕТЛЕ ГИСТЕРЕЗИСА

Рассмотрим поведение никелевых полосатых пленок во внешнем магнитном поле в отсутствии акустического воздействия. Плавно меняя величину внешнего магнитного поля $\vec{B}$, мы построили петли гистерезиса для нормированной намагниченности пленки $\vec{m}$, где единичному значению соответствует максимальная намагниченность пленки в одном направлении, необязательно совпадающая с направлением внешнего магнитного поля (рис. 2). На рис. 2*а* представлена серия петель гистерезиса для пленок с глубиной выреза $\eta = 50\%$, т. е. вырезы доходят до середины пленки, в зависимости от угла $\varphi$ приложения внешнего поля, где углу $\varphi = 0°$ соответствует магнитное поле, перпендикулярное полосам, а 90° – параллельное. Наибольшая площадь петли гистерезиса и наибольшая коэрцитивность пленки наблюдается, как и ожидалось, при поле $\vec{B}$, приложенном перпендикулярно к полосам ($\varphi = 0°$). Только в этом случае, из всех рассмотренных, петля имеет пологий вид, т. е. при уменьшении поля такая пленка переходит из состояния насыщения в многодоменное состояние, для остальных случаев остаточная намагниченность близка к единице, что говорит об однодоменном состоянии пленки, когда ее вектор намагниченности сонаправлен с полосами. При повороте магнитного поля на угол $\varphi = 30°$ к оси $Ox$, коэрцитивность пленки уменьшается и принимает минимальное значение. Намагниченность пленки меняется скачком из одного метастабильного положения, направленного вдоль полос, в противоположное при критическом значении поля в 5 мТл. Также для этой петли наблюдаются небольшие отклонения от намагниченности насыщения для полей в пределах от 9 до 23 мТл, обусловленные плавным переходом намагниченности из устойчивого положения вдоль направления полос к направлению, совпадающем с направлением поля, при росте величины этого поля. Устойчивые положения намагниченности вдоль полос могут

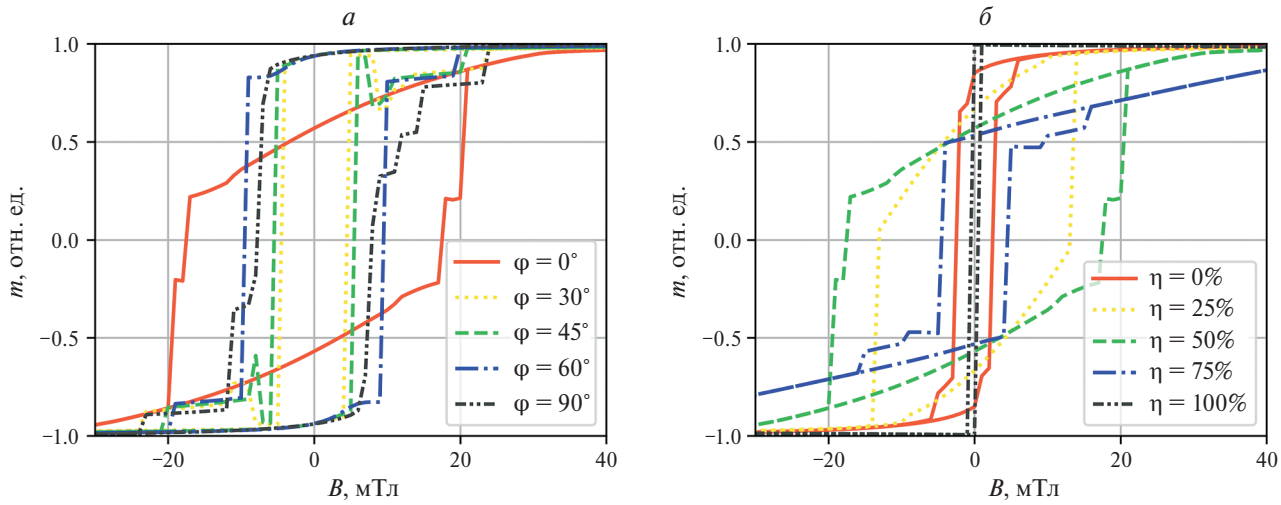


**Рис. 2.** Петли гистерезиса для суммарной намагниченности пленки никеля в зависимости от угла $\varphi$ приложения магнитного поля при $\eta = 50\%$ (*а*) и от величины выреза $\eta$ при $\varphi = 0°$ (*б*).

использоваться как двоичная ячейка энергонезависимой памяти.

Похожие по форме петли гистерезиса наблюдаются и для остальных случаев угла $\varphi = 45–90°$ величина критического поля переориентации медленно нарастает при росте угла $\varphi$ до от 45° до 60°, и затем незначительно уменьшается при приближении к углу в 90°. Наиболее эффективным с точки зрения минимизации энергозатрат на поддержание постоянного магнитного поля для упрощения процессов перемагничивания пленки будет приложение этого поля под углом 30° к оси *Ox*, что соответствует углу в 60° относительно полос пленки.

Также были построены петли гистерезиса для магнитного поля, направленного перпендикулярно полосам ($\varphi = 0°$), при разной глубине вырезов *h* (рис. 2*б*). Наибольшей коэрцитивной силой в этом случае обладает пленка, у которой глубина вырезов доходит до середины по толщине, т. е. это наиболее трудная, из рассмотренных, геометрия пленки для ее перемагничивания. Самая простая геометрия пленки – перемагничивание отдельных полосок при полном отсутствии перемычек между полосами, т. е. случай $\eta = 100\%$. Легкая асимметрия петель гистерезиса для выбранной симметричной структуры пленки объясняется тем, что в начальный момент времени в отсутствие постоянного магнитного поля вектор намагниченности пленки был направлен вдоль оси *Oy*. Итак, подбирая угол приложения магнитного поля и глубину выреза пленки мы можем подбирать оптимальную величину критического поля переориентации намагниченности в пленке, как с точки зрения энергоэффективности, так и со стороны защиты от случайного перемагничивания пленки.

## МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Рассмотрим воздействие акустического импульса на полосатую пленку никеля с глубиной выреза $\eta = 50\%$, находящуюся в постоянном магнитном поле, направленном перпендикулярно полосам, т. е. $\varphi = 0°$ и при его величине $B_x = 10$ мТл, что заметно меньше его критического значения в 20 мТл (рис. 2). В таком случае существует как минимум два метастабильных состояния конфигурации намагниченности пленки, которые можно переключать акустическим воздействием. Чем дальше величина поля от критического значения, тем выше энергетический барьер, который нужно преодолеть для переориентации намагниченности при помощи акустического воздействия [11], но и случайных переключений будет меньше.

Нами были построены временные зависимости поведения компонент вектора намагниченности пленки как целого при воздействии акустического импульса гауссовой формы с величиной $|\varepsilon_{xx}| = 0.45\%$ и длительностью $\tau = 200$ пс для случаев растяжения (рис. 3*а*) и сжатия (рис. 3*б*) пленки. В обоих случаях в момент прохождения акустического импульса в пленке (пунктирная черная линия) наблюдаются короткие колебания намагниченности с частотой 7–8 ГГц, но переориентация вектора намагниченности вдоль направления полос или вдоль оси *Oy*, происходит только при отрицательном акустическом импульсе, т. е. при сжатии пленки. Также были построены временные диаграммы динамики *y*- и *z*-компонент суммарной намагниченности пленки никеля в зависимости от величины и длительности акустического импульса (рис. 3*в–е*). Эти диаграммы позволяют определить и наличие переориентации вектора намагниченности в пленке, и частоту колебаний, возникающую в момент прохождения акустического импульса.

На рис. 3*в* и 3*д* показано влияние величины акустического импульса длительностью 200 пс на поведение намагниченности пленки, из анализа которого можно отметить, что во всем исследованном диапазоне величин акустического импульса $\varepsilon_{xx}$, при растяжении пленки переориентации намагниченности не происходит, а при сжатии, т. е. при отрицательных импульсах, наблюдается целая серия возможных конечных состояний намагниченности ячеек в пленке (рис. 4). Причем предельные случаи метастабильных состояний намагниченности пленки вдоль и против оси *Oy* отделяются десятыми долями процента от величины акустического импульса. Наблюдается рост частоты колебаний вектора намагниченности при увеличении высоты акустического импульса, как при сжатии, так и при растяжении пленки (рис. 3*в* и 3*д*), чего не наблюдается при изменении длительности импульса (рис. 3*г* и 3*е*). На временных диаграммах для импульса с амплитудой $\varepsilon_{xx} = -0.3\%$, т. е. при сжимающим пленку акустическом воздействии, и длительностью от 100 до 500 пс (рис. 3*г* и 3*е*) четко прослеживается влияние длительности импульса на конечное положение намагниченности. Следовательно, управление конечным состоянием вектора намагниченности в пленке посредством длительности импульса выглядит более предпочтительным, нежели через его амплитуду.

Как уже было сказано выше, в зависимости от величины и длительности акустического импульса, после его прохождения через полосатую пленку, портрет распределения векторов намагниченностей ячеек сильно различается (рис. 4), что может быть связано с большой вариацией возможных конечных состояний для такого значительного числа ячеек разбиения – порядка 2 млн ячеек. Но при этом результирующий вектор намагниченности всей пленки в большинстве случаев был направлена вдоль вырезов с тенденцией к согласованности направлений вектора намагниченности у соседних полос.

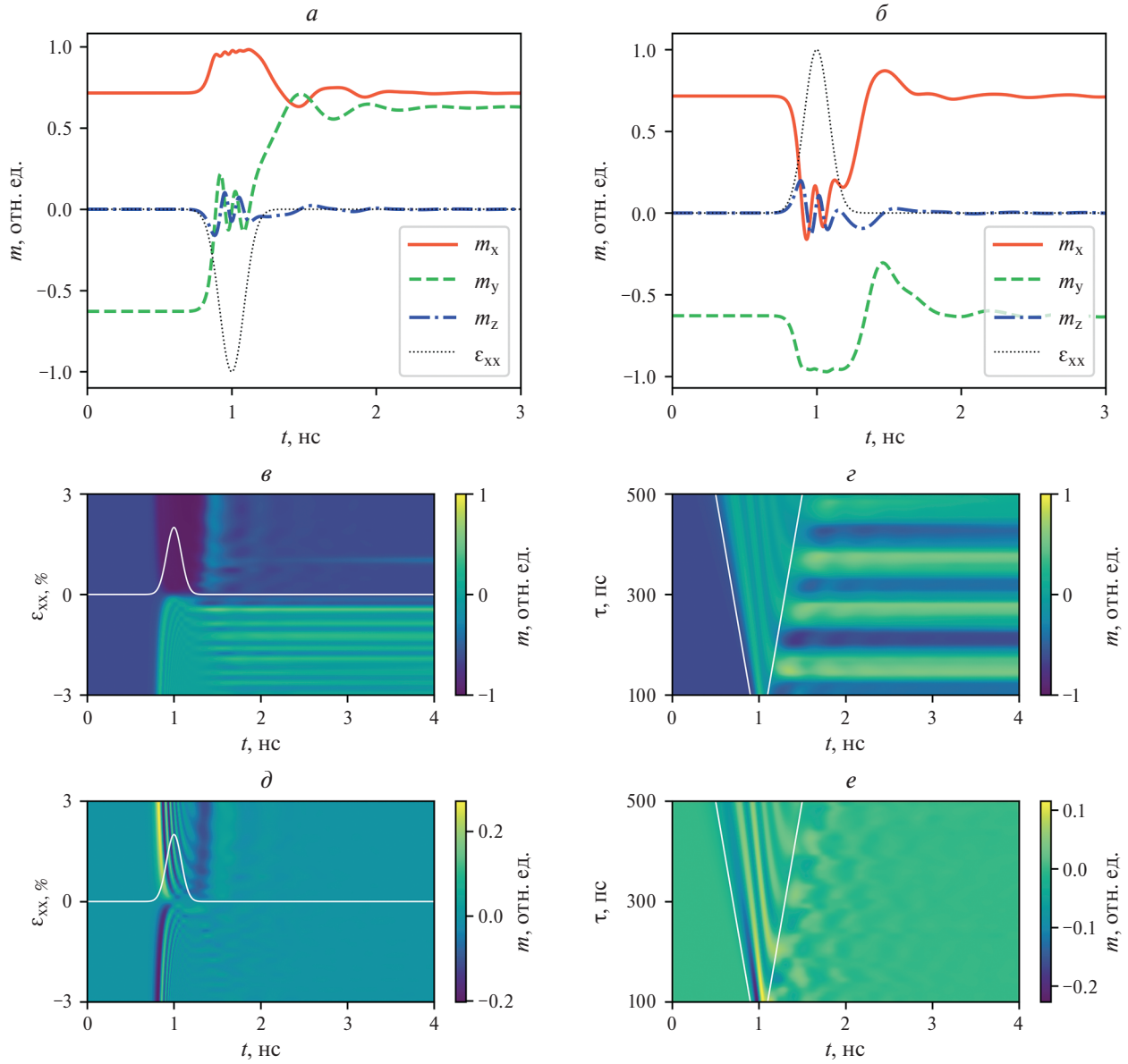


**Рис. 3.** Временные зависимости компонент вектора намагниченности пленки никеля с глубиной выреза $\eta = 50\%$ при воздействии гауссового акустического импульса величиной $|\varepsilon_{xx}| = 0.45\%$ и длительностью $\tau = 200$ пс при нахождении в постоянном магнитном поле $B_x = 10$ мТл ($\varphi = 0°$): *а* – сжатие вдоль оси *Ox* ($\varepsilon_{xx} < 0$), *б* – растяжение вдоль оси *Ox* ($\varepsilon_{xx} > 0$). Временные диаграммы динамики компонент суммарной намагниченности пленки никеля с глубиной выреза $\eta = 50\%$ при $B_x = 10$ мТл ($\varphi = 0°$) в зависимости от величины гауссового акустического импульса (*в*, *д*: $\tau = 200$ пс) и его длительности (*г*, *е*: $\varepsilon_{xx} = -0.3\%$). Белой линией на рисунках *в*, *д* схематично обозначена форма гауссового импульса длительностью $\tau = 200$ пс, а на *г*, *е* – границы его времени действия $\tau$.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами было выполнено микромагнитное моделирование процессов перемагничивания в никелевых нанопленках с полосовой зубчатой структурой при прохождении через них акустических импульсов гауссовой формы при помощи программного пакета MuMax3. Были построены петли гистерезиса для различных направлений приложения магнитного поля и для разных глубин выреза в пленках. Также рассмотрены временные диаграммы колебаний намагниченности пленки в момент прохождения в них акустического импульса. Показана возможность переключения намагниченности таких зубчатых полосатых пленок сжимающим акустическим импульсом, при этом, наиболее перспективным выглядит управление этим переходом посредством регулировки его длительности, а не амплитуды. Полученные результаты могут быть применены и использованы при проектировании современных устройств магнитной записи.

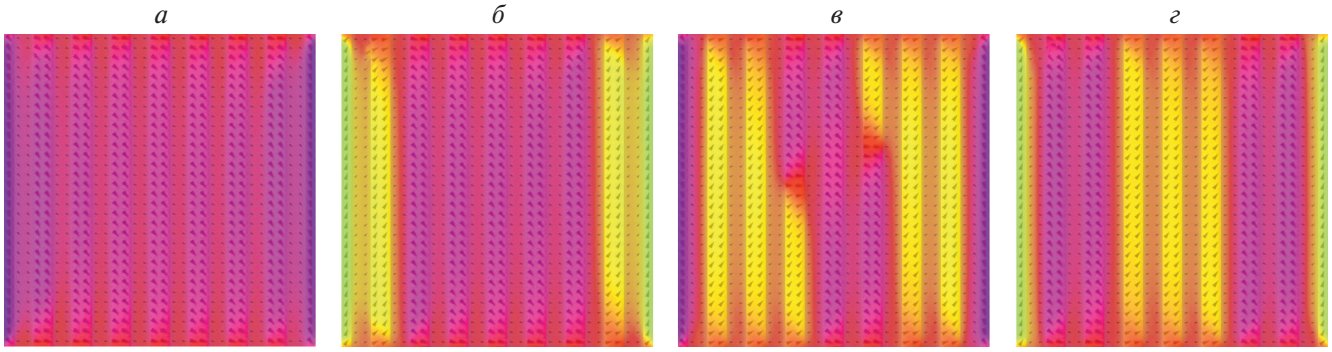


**Рис. 4.** Начальное состояние (*а*) и возможные конечные состояния (*б*, *в*, *г*) намагниченности ячеек в пленке для глубины выреза η = 50%.

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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No. 22. P. 4250.
2. *Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др.* // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22; *Vlasov V.S., Golov A.V., Kotov L.N. et al.* // Acoust. Phys. 2022. V. 68. No. 1. P. 18.
3. *Юсипова Ю.А., Скиданов В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; *Iusipova Iu.A., Skidanov V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
4. *Temnov V.V., Klieber C., Nelson K.A. et al.* // Nature Commun. 2013. V. 4. P. 1468.
5. *Parpiiev T., Hillion A., Vlasov V. et al.* // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. No. 22. Art. No. 224426.
6. *Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. No. 3. Art. No. 034068.
7. *Yang W.G., Schmidt H.* // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. No. 21. Art. No. 212401.
8. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al.* // AIP Advances. 2014. V. 4. No. 10. P. 107133.
9. *Котов Л.Н., Дианов М.Ю., Власов В.С., Миронов В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 473; *Kotov L.N., Dianov M.Yu., Vlasov V.S., Mironov V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 409.
10. *Coey JMD.* Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press, 2010. 313 p.
11. *Голов А.В., Плешев Д.А., Асадуллин Ф.Ф. и др.* // Челябин. физ.-мат. журн. 2023. Т. 8. № 1. С. 92.

# Magnetic dynamics of nickel films with a square stripe structure under excitation by acoustic pulses

**A. V. Golov[a,*], L. N. Kotov[a], Ch. Nayak[b]**

[a] *Syktyvkar State University, Syktyvkar, 167001 Russia*
[b] *Vellore Institute of Technology, Vellore, 632014 India*
**e-mail: antongolov@mail.ru*

We studied the conditions for magnetization reorientation of nickel nanofilms with a jagged strip structure when acoustic pulses of a Gaussian shape pass through them. The behavior of such films in a constant magnetic field is studied, hysteresis loops are constructed depending on the angle of field application. The modeling was carried out using the MuMax3 software package. The results of the work can be used in the development of modern compact and energy-efficient magnetic recording devices.

*Keywords:* ferromagnets, films with a toothed strip structure, acoustic pulses, magnetization reversal