

05

## Анализ момента сил, действующих на вектор намагниченности в процессе $90^\circ$ импульсного намагничивания реальных пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией

© О.С. Колотов, А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия  
email: physphak@mail.ru

(Поступило в Редакцию 28 ноября 2014 г.)

Для расчета момента сил, действующих на намагниченность в процессе  $90^\circ$  импульсного намагничивания пленок ферритов-гранатов, в которых наряду с плоскостной анизотропией присутствует двуосная анизотропия, используется метод, основанный на анализе траектории рабочей точки. В качестве координат рабочей точки выбраны азимутальный угол  $\varphi$  и компонента момента сил  $T_m$ , создаваемая импульсным намагничивающим полем  $H_m$ . Показано, что кривая, представляющая временную зависимость результирующего момента сил  $T_\varphi$ , содержит резко возрастающий участок, в пределах которого имеет место возбуждение нелинейных колебаний намагниченности. Найдено, что в пределах этого участка форма зависимости  $T_\varphi(t)$  слабо зависит от длительности фронта импульса  $\tau_f$ . Эти результаты объясняют причину слабой зависимости интенсивности колебаний намагниченности от длительности фронта импульса  $\tau_f$ , обнаруженной ранее экспериментально. Проведенный анализ также показал, что с уменьшением значения  $\tau_f$  до 2.5–3 ns на начальной части кривой  $T_\varphi(t)$  при угле  $\varphi \leq 10^\circ$  возникает дополнительный максимум момента сил  $T_\varphi$ , что сопровождается появлением дополнительного максимума напряжения на начальной части продольного сигнала намагничивания. Экспериментальные исследования показали, что появление максимума напряжения действительно имеет место.

### Введение

Исследование процесса  $90^\circ$  импульсного намагничивания пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией показало [1–4], что присутствие в плоскости реальных пленок двуосной анизотропии приводит к особенностям поведения намагниченности, которые не наблюдаются ни в одном из исследованных к настоящему времени магнетиков. Наибольший интерес из них представляет слабая зависимость интенсивности нелинейных колебаний намагниченности (с периодом  $T_{os} \cong 2$  ns), возникающих в течение переходного процесса, от длительности фронта намагничивающего импульса  $\tau_f$ : колебания уверенно наблюдаются при  $\tau_f \geq (5-6)T_{os}$ , в то время как в Fe–Ni-пленках с одноосной анизотропией для возбуждения колебаний необходим импульс с  $\tau_f \leq (0.3-0.5)T_{os}$  [5–7]. Существенно также отметить, что квазилинейные — свободные — колебания намагниченности с периодом  $T_{os} \leq 1$  ns, наблюдаемые в тех же пленках ферритов-гранатов в слабых полях, не возбуждаются, если длительность фронта  $\tau_f \geq (0.6-0.8)T_{os}$  [2].

На основании качественного анализа сигналов намагничивания, структуры годографа вектора намагниченности и природы сил, действующих на намагниченность, в работе [4] дано следующее объяснение этой особенности нелинейных колебаний в пленках ферритов-гранатов. Прежде всего предположено, что наличие двуосной анизотропии в пленках ферритов-гранатов приводит к так называемому „эффекту задержанного ускорения переходного процесса“. Этот эффект наблюдается, если

амплитуда импульса намагничивающего поля  $H_{ma}$  существенно превышает пороговое поле механизма однородного вращения  $H_{mo}$  (около 13–20 Oe для разных пленок). Тогда при относительно медленном начальном вращении намагниченности в пределах длительности фронта импульса в некоторый момент времени  $t^*$  азимутальный угол  $\varphi$  (отсчитываемый от начального направления намагниченности  $\mathbf{M}_0$ ) достигает критического значения  $\varphi = \varphi^* \cong 25-28^\circ$ , после которого скорость вращения намагниченности резко возрастает. В результате за интервал времени  $\Delta t \leq 1$  ns  $< T_{os} < \tau_f$  намагниченность достигает направления, характеризуемого равновесным углом  $\varphi = \varphi_e \cong 82-87^\circ$ , вокруг которого совершаются колебания. В значительной степени быстрое возрастание скорости вращения намагниченности объяснялось тем, что энергия двуосной анизотропии, накопленная в результате начального вращения намагниченности, при угле  $\varphi > 45^\circ$  переходит в магнитную подсистему кристалла.

Наконец, в работе [8] показано, что возможность появления обсуждаемого эффекта непосредственно следует из численных решений уравнения Ландау–Лифшица. Однако для более глубокого понимания природы эффекта желателен анализ сил, действующих на намагниченность. В настоящей работе рассчитывается азимутальная компонента момента сил  $T_\varphi$ . Это позволило выявить не только причину слабой критичности нелинейных колебаний к длительности фронта импульса, но и предсказать интересные изменения формы сигналов намагничивания, которые происходят при длительности фронта импульса  $\tau_f \leq 2.5$  ns.

## Некоторые особенности численного анализа и экспериментального исследования поведения намагниченности

Для получения временных зависимостей момента сил  $T_\varphi$  мы воспользовались опытом применения известного метода исследования переходных процессов в нелинейных электрических цепях, который основан на анализе траектории рабочей точки [9,10]. В качестве координат рабочей точки обычно выбирают значение напряжения, прикладываемого к одному из электродов активного элемента цепи, и значение тока, текущего через этот электрод. Задача применения этого метода к изучению импульсных свойств магнетиков существенно упрощается, если, как в нашем случае 90° импульсного намагничивания [3,4], изменение намагниченности происходит путем ее однородного вращения. Тогда для описания поведения намагниченности может быть использовано одномерное уравнение Ландау–Лифшица [11,12]. Для пленок ферритов-гранатов с эффективным полем плоскостной анизотропии  $H_{Kp} \geq 1$  кОе уравнение имеет вид

$$\ddot{\varphi} + a\lambda\dot{\varphi} + a\gamma^2\frac{\partial W}{\partial\varphi} = 0, \quad (1)$$

параметр  $a = \frac{4\pi M_S + H_{Kp}}{M_S}$  учитывает силы, удерживающие вектор намагниченности в плоскости пленки,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $\lambda$  — постоянная затухания Ландау–Лифшица,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение и  $W$  — плотность свободной энергии.

Представим азимутальную составляющую момента сил  $T_\varphi (= -\partial W / \partial \varphi)$  в виде двух членов  $T_\varphi = T_m - T_{an}$ , где член  $T_m$  учитывает действие намагничивающего поля  $H_m(t)$ , а член  $T_{an}$  — действие сил анизотропии и установочного поля  $H_0$ , которое приложено вдоль одной из легких осей и задает исходное направление намагниченности  $M_0$ . Значение  $T_{an}$  однозначно определяется величиной азимутального угла  $\varphi$ . В работе [13] показано, что с учетом этого обстоятельства в качестве координат рабочей точки удобно выбирать азимутальный угол  $\varphi$  и соответствующее ему значение  $T_m$ . Очевидно, что  $T_m(t) = M_S H_m(t) \cos \varphi(t)$ . Таким образом, нахождение функции  $T_\varphi(t)$  состоит в построении зависимости  $T_{an}(\varphi)$ , выборе функции  $H_m(t)$ , нахождении соответствующего численного решения  $\varphi(t)$ , построения и анализа траектории рабочей точки.

Вспомним, что исследуемый процесс инициируется приложением импульса магнитного поля  $H_m(t)$ , перпендикулярного исходному направлению намагниченности [1,2]. При расчете зависимости  $T_{an}(\varphi)$  плотность энергии двуслойной анизотропии представлялась в виде  $W_{A2} = -K_2 \cos 4\varphi$ , где  $K_2$  — константа двуслойной анизотропии [14]. Также предполагалось, что в плоскости пленки проявляется небольшая одноосная анизотропия, а ее легкая ось параллельна установочному полю  $H_0$ . Плотность энергии одноосной анизотропии

$W_{A1} = K_1 \sin^2 \varphi$ , где  $K_1$  — константа одноосной анизотропии.

При расчетах использовались следующие параметры реальной пленки, на которой проводились экспериментальные исследования: эффективные поля: одноосной анизотропии  $H_{K1} = 2K_1/M_S = 4$  Ое, двуслойной анизотропии  $H_{K2} = 16K_2/M_S = 36$  Ое, плоскостной анизотропии  $H_{Kp} = 1100$  Ое; намагниченность насыщения  $M_S = 14$  Г. Состав пленки  $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ , толщина  $d = 4 \mu\text{m}$ , поперечные размеры  $\sim 1$  см, поле технического насыщения (вдоль каждой из легких осей)  $H_{\text{sat}} = 2.5$  Ое и пороговое поле однородного вращения  $H_{mo} = 14$  Ое.

Для исследования переходных процессов использовалась стандартная индукционная установка [4,10]. Пленка помещалась в намагничивающее устройство в виде короткозамкнутого отрезка полосковой линии. Регистрация поведения намагниченности осуществлялась с помощью продольного и поперечного съемных витков. Полное время установления системы регистрации, состоящей из одного из витков, коаксиального кабеля, стробоскопического преобразователя и электронного вычитателя помех, равно 0.25 ns. Формирование намагничивающих импульсов с длительностью фронта  $\tau_f$ , изменяющейся от 1 до 14 ns, осуществлялось с помощью интегрирующей RC-цепи, включаемой в разрыв коаксиального кабеля, по которому импульс тока подавался к намагничивающему устройству [8]. Установлено, что получаемое таким образом намагничивающее поле хорошо аппроксимируется функцией

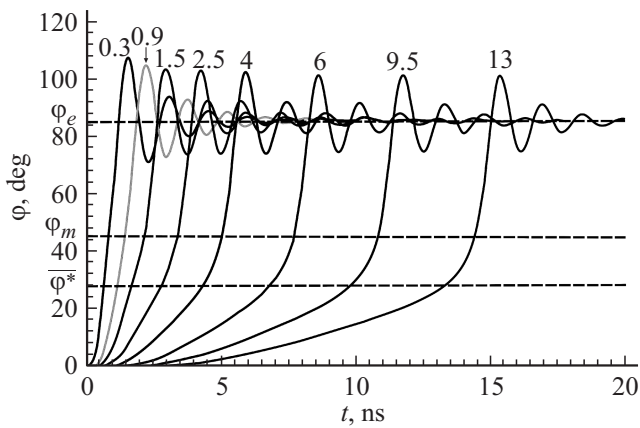
$$H_m(t) = H_{ma} \left[ 1 - \exp\left(-2.9 \frac{t}{\tau_f}\right) \right]^6, \quad (2)$$

где  $\tau_f$  — длительность фронта импульса, которая определяется, как обычно, по уровням 0.1–0.9 от амплитудного значения  $H_{ma}$ . Во всех расчетах установочное поле  $H_0$  полагалось равным 4 Ое. Постоянная затухания  $\lambda$  выбрана равной  $10 \cdot 10^6$  Hz [15].

## Результаты и обсуждение

Прежде чем приступить к обсуждению полученных результатов, ознакомимся с основными особенностями численных решений  $\varphi(t)$ . На рис. 1 представлены решения, полученные для амплитуды импульса поля  $H_{ma} = 22$  Ое и различных значений длительности его фронта. Горизонтальные линии на рисунке соответствуют трем характерным значениям азимутального угла  $\varphi$ : среднему значению  $\varphi^*(= 27^\circ)$  критических углов  $\varphi^*$ ; углу  $\varphi_m = 45^\circ$ , при котором достигается максимум энергии двуслойной анизотропии; равновесному углу  $\varphi_e \cong 86^\circ$ , достигаемому в конце переходного процесса.

Видно, что каждая из кривых, представляющих зависимости  $\varphi(t)$ , состоит из трех участков. В пределах первого из них происходит относительно медленное нарастание скорости вращения намагниченности со временем. Средняя скорость вращения уменьшается с увеличением



**Рис. 1.** Численные решения  $\varphi(t)$ , полученные для разных значений длительности фронта намагничивающего импульса  $\tau_f$ . Цифрами над решениями даны соответствующие значения длительности фронта.

длительности фронта импульса. При критических значениях угла  $\varphi = \varphi^*$ , близких к  $\overline{\varphi^*}$ , имеют место переходы ко вторым участкам кривых  $\varphi(t)$ . Внутри каждого из этих участков скорость вращения резко возрастает, но при угле  $\varphi$ , близком к  $45^\circ$ , достигается примерно постоянное значение скорости вращения. В пределах третьего участка наблюдаются затухающие колебания намагниченности с периодом  $T_{os} \approx 1.7$  ns. Видно, что колебания происходят вокруг равновесного направления намагниченности с  $\varphi_e \cong 86^\circ$ .

Форма второго участка кривой  $\varphi(t)$  слабо изменяется при изменении  $\tau_f$ . В частности, можно увидеть, что квазилинейные части на кривых  $\varphi(t)$ , наблюдаемые в диапазоне углов  $45^\circ \leq \varphi \leq \varphi_e$ , остаются параллельными друг другу. Далее из рассчитанных зависимостей следует, что интенсивность колебаний намагниченности должна слабо зависеть от длительности фронта: увеличение значения  $\tau_f$  от 0.3 до 13 ns должно сопровождаться лишь 30% уменьшением интенсивности колебаний.

Приступим теперь к результатам анализа момента сил  $T_\varphi$ . Далее мы будем использовать нормированные значения составляющих момента сил:

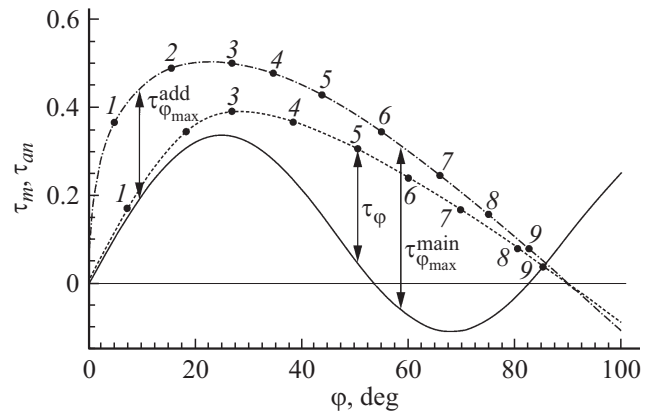
$$\tau_\varphi = \frac{T_\varphi}{M_S H_{K2}}, \quad \tau_{an} = \frac{T_{an}}{M_S H_{K2}}, \quad \tau_m = \frac{T_m}{M_S H_{K2}}.$$

На рис. 2 иллюстрируется процедура определения значения результирующего момента сил  $\tau_\varphi$ . В качестве примера рассматривается переходной процесс, возбуждаемый импульсом магнитного поля с длительностью фронта  $\tau_f = 13$  ns. Траектория его рабочей точки представлена штриховой линией. Цифры показывают последовательные положения рабочей точки. Соответствующие этим положениям моменты времени даны в подписи к рисунку.

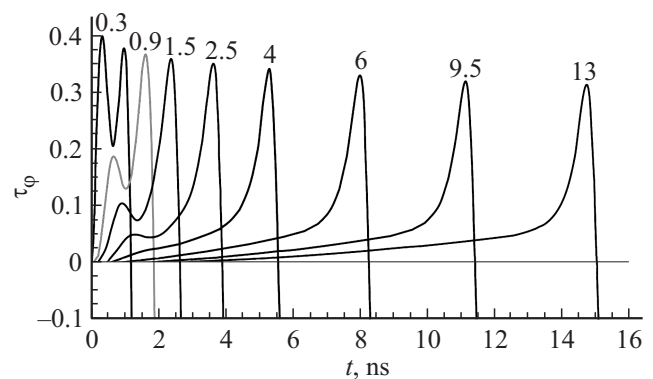
Сплошная линия на рис. 2 представляет угловую зависимость статического момента сил  $\tau_{an}$ , создаваемого одноосной и двуосной анизотропией и полем  $H_0$ . Вертикальные стрелки, расположенные между штриховой и

сплошной линиями, показывают результирующее значение момента сил  $\tau_\varphi = \tau_m - \tau_{an} = 0.25$ , соответствующее конкретному положению рабочей точки с координатами  $\varphi = 51^\circ$  и  $\tau_m = 0.32$ , достигаемому в момент времени  $t = t^* + 1.3$  ns = 14.4 ns.

Расчеты временных зависимостей момента сил  $\tau_\varphi$  ограничены моментами времени, близкими к моменту  $t = t_0$ , когда результирующий момент сил  $\tau_\varphi$  проходит через значение, равное нулю. На рис. 3 представлены зависимости  $\tau_\varphi(t)$ , рассчитанные для амплитуды импульса поля  $H_{ma} = 22$  Oe и разных длительностей



**Рис. 2.** Нормированные компоненты вращающего момента  $\tau_\varphi$ , действующего на вектор намагниченности, как функция угла  $\varphi$ . Сплошная линия представляет момент  $\tau_{an}$ , создаваемый одноосной и двухосной анизотропиями и установочным полем  $H_0$ . Штриховая линия — траектория рабочей точки (в координатах  $\tau_m$  и  $\varphi$ ), полученная для  $\tau_f = 13$  ns. Цифры показывают положения рабочей точки в различные моменты времени  $t$ : 1 — 7.45 ns, 2 — 11 ns, 3 — 13.1 ns =  $t^*$ , 4 —  $t^* + 0.95$  ns, 5 —  $t^* + 1.3$  ns, 6 —  $t^* + 1.47$  ns, 7 —  $t^* + 1.6$  ns, 8 —  $t^* + 1.7$  ns, 9 —  $t^* + 1.8$  ns. Штрих-пунктирная линия — траектория рабочей точки, полученная для  $\tau_f = 0.6$  ns. Цифры соответствуют моментам времени  $t$ : 1 — 0.52 ns, 2 — 0.72 ns, 3 — 0.88 ns =  $t^*$ , 4 —  $t^* + 0.1$  ns, 5 —  $t^* + 0.22$  ns, 6 —  $t^* + 0.33$  ns, 7 —  $t^* + 0.43$  ns, 8 —  $t^* + 0.55$  ns, 9 —  $t^* + 0.56$  ns.



**Рис. 3.** Временные зависимости вращающего момента  $\tau_\varphi$ , полученные для амплитуды импульса поля  $H_{ma} = 22$  Oe и разных длительностей фронта  $\tau_f$ . Цифрами над зависимостями даны соответствующие значения длительности фронта.

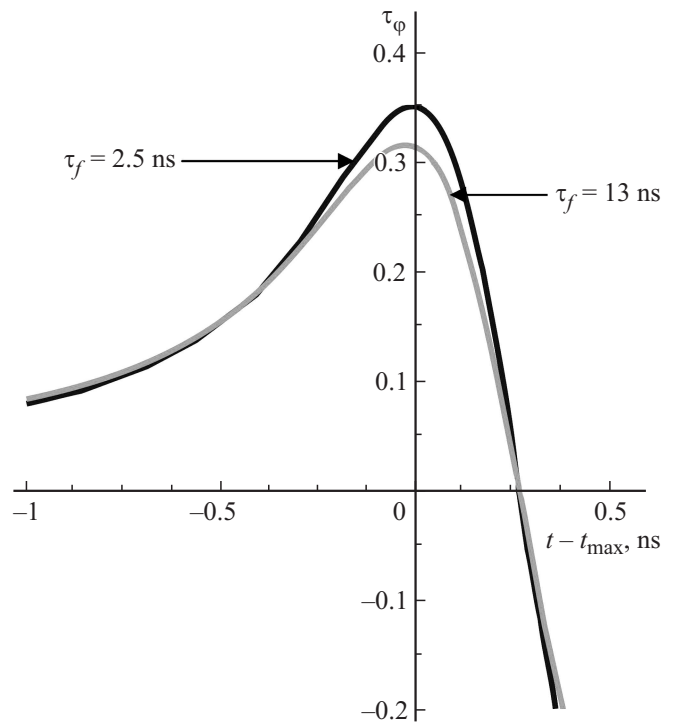
фронта  $\tau_f$ . Видно, что с изменением  $\tau_f$  от 2.5 до 13 ns структура кривых, представляющих зависимости  $\tau_\varphi(t)$ , изменяется незначительно. В обсуждаемом интервале времени каждая из кривых состоит из двух участков. В пределах первого из них происходит относительно медленное возрастание момента  $\tau_\varphi$ .

Из сравнения рис. 1 и 3 следует, что переход ко второму участку кривой  $\tau_\varphi(t)$  происходит в момент времени  $t$ , близкий к  $t^*$ . Внутри этого участка происходит резкое возрастание момента сил  $\tau_\varphi$ . К моменту времени  $t = t_{\max}$  момент сил  $\tau_\varphi$  достигает своего максимального значения. Из рис. 3 следует, что при  $\tau_f \geq 2.5$  ns форма кривых  $\tau_\varphi(t)$  в интервале времени  $t^* \leq t \leq t_0$  должна слабо зависеть от длительности фронта. С увеличением значения  $\tau_f$  от 0.3 до 13 ns уменьшение максимального значения момента сил  $\tau_\varphi$  не должно превышать 30%.

С уменьшением длительности фронта  $\tau_f$  до значений  $\tau_f \leq 2.5$  ns в пределах первого участка кривых  $\tau_\varphi(t)$  появляется дополнительный максимум. Его появление вызвано изменением формы траектории рабочей точки. Пример траектории, полученной для малого значения  $\tau_f (= 0.6$  ns), представлен на рис. 2 штрихпунктирной линией. Видно, что уменьшение значения  $\tau_f$  приводит к возрастанию значений координаты  $\tau_m$  рабочей точки на начальной части ее траектории. Вспомним, что расстояние между мгновенным положением рабочей точки в данный момент времени  $t$  и точкой на кривой  $\tau_{an}(\varphi)$ , имеющей то же значение угловой координаты, равно значению результирующего момента сил  $\tau_\varphi(t)$ . Сопоставление траектории рабочей точки, полученной при  $\tau_f = 0.6$  ns, и кривой  $\tau_{an}(\varphi)$ , показывает, что во временном интервале  $0 \leq t \leq t_0$  (и в соответствующем угловом интервале  $0 \leq \varphi \leq \varphi_e$ ) должны проявляться два максимальных значения результирующего момента. Их расчетные величины и положения показаны на рис. 2 вертикальными стрелками. Основной максимум  $\tau_{\varphi_{\max}^{\text{main}}}$  появляется при угле  $\varphi$ , близком к  $58^\circ$ . Дополнительный максимум  $\tau_{\varphi_{\max}^{\text{add}}}$  появляется при угле  $\varphi$ , близком к  $10^\circ$ .

На основе рассмотренных расчетов можно сделать заключение, что основные условия, которые влияют на интенсивность колебаний намагниченности, зависят от формы кривых  $\tau_\varphi(t)$  в узком временном интервале  $\Delta t = t_0 - t^*$ , включающем момент  $t = t_{\max}$ , при котором наблюдается основной максимум момента сил  $\tau_\varphi$ . Очевидно, что увеличение длительности фронта  $\tau_f$  в общем случае может привести к изменению спектрального состава функции  $\tau_\varphi(t)$ . В частности, увеличение величины  $\tau_f$  может привести к ослаблению спектральной составляющей, которая близка к основной гармонике колебаний намагниченности (на частоте  $F_{os} \cong 590$  MHz). Этот фактор может вызвать более существенное уменьшение интенсивности колебаний, чем уменьшение интенсивности, вызванное простым уменьшением значения момента сил  $\tau_\varphi$ .

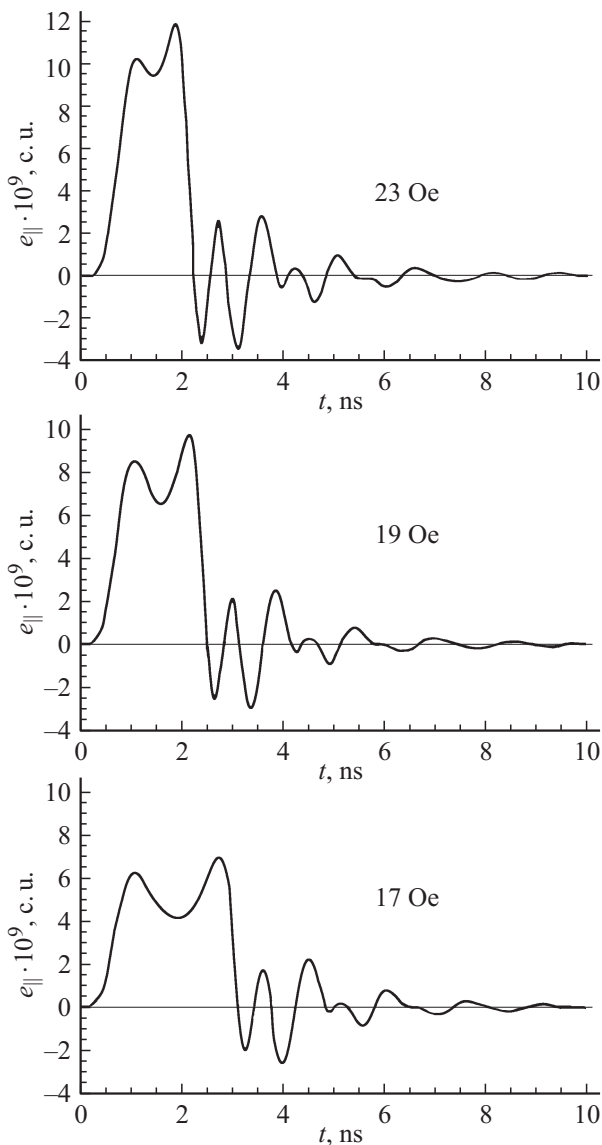
Чтобы обеспечить более точное сопоставление временных зависимостей момента сил, полученных при разных значениях длительности фронта  $\tau_f$ , мы использовали в качестве аргумента этих зависимостей величину



**Рис. 4.** Зависимости  $\tau_\varphi(t - t_{\max})$ , полученные для  $\tau_f = 2.5$  ns ( $t_{\max} = 3.8$  ns) и  $\tau_f = 13$  ns ( $t_{\max} = 14.7$  ns).

$t - t_{\max}$ . На рис. 4 приведены две кривые  $\tau_\varphi(t - t_{\max})$ , рассчитанные соответственно для  $\tau_f = 2.5$  ns ( $t_{\max} = 3.8$  ns) и  $\tau_f = 13$  ns ( $t_{\max} = 14.7$  ns). Видно, что столь значительное увеличение длительности фронта  $\tau_f$  должно приводить только к небольшому уменьшению значений момента сил  $\tau_\varphi$ . Также существенно, что в обсуждаемом интервале времени обе кривые имеют подобную форму. Таким образом, изменение  $\tau_f$  не должно сопровождаться каким-либо существенным изменением спектрального состава функции  $\tau_\varphi(t)$ . Следовательно, уменьшение интенсивности колебаний намагниченности, наблюдаемое с увеличением длительности фронта импульса, в основном объясняется уменьшением значений момента сил  $\tau_\varphi$ . В свою очередь, уменьшение значений момента сил обусловлено перемещением интервала времени  $\Delta t$ , в пределах которого возбуждаются колебания, вдоль фронта импульса в сторону меньших значений намагничивающего поля  $H_m(t)$ .

Таким образом, проведенный анализ показывает, что основным фактором, определяющим интенсивность колебаний намагниченности, возникающих при переходных процессах в пленках ферритов-гранатов, является форма временных зависимостей момента сил  $\tau_\varphi$  в узком интервале времени  $\Delta t$ , где наблюдается наиболее сильное изменение момента  $\tau_\varphi$  и где происходит возбуждение колебаний намагниченности. Если амплитуда намагничивающего поля  $H_{ma}$  превышает пороговое поле однородного вращения  $H_{mo}$ , форма кривой  $\tau_\varphi(t)$  в основном определяется эффектом задержанного ускорения



**Рис. 5.** Продольные сигналы намагничивания, рассчитанные для намагничивающего импульса с длительностью фронта  $\tau_f = 1.2$  ns, и для трех значений амплитуды  $H_{ma}$  17, 19 и 23 Oe.

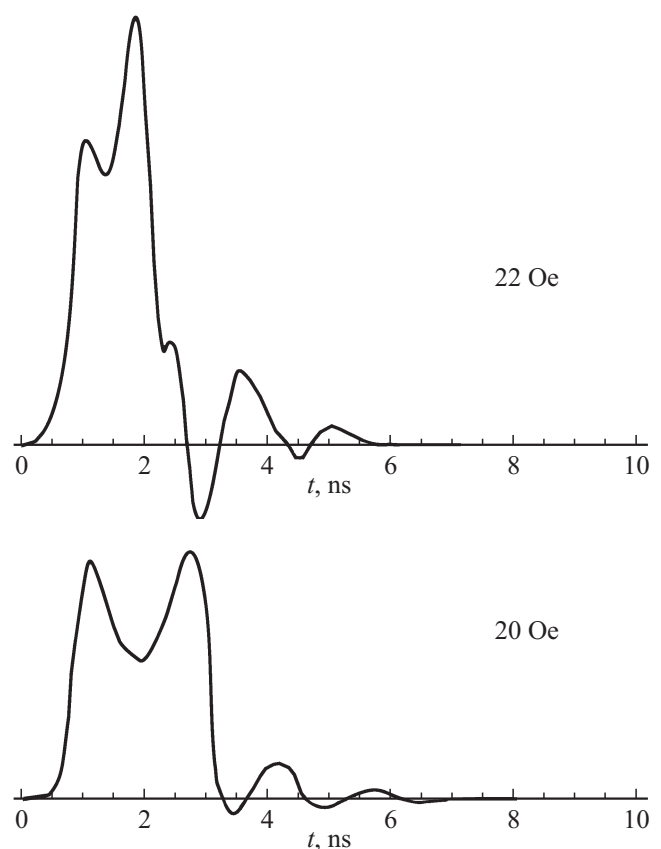
намагниченности, и интенсивность колебаний намагниченности слабо зависит от длительности фронта импульса  $\tau_f$ . Если же поле  $H_m < H_{mo}$ , какого-либо эффекта, связанного с накоплением и последующим быстрым выделением энергии двуосной анизотропии, не имеет место и форма кривой  $\tau_\phi(t)$  в основном определяется характером зависимости внешнего поля  $H_m(t)$ , т.е. длительностью фронта. В результате квазилинейные — свободные — колебания намагниченности более критичны к длительности фронта намагничивающего импульса. Очевидно, что последнее справедливо и по отношению к квазилинейным и нелинейным колебаниям намагниченности в Fe—Ni-пленках с одноосной анизотропией, в которых не проявляется в сколько-нибудь заметной

форме какой-либо эффект, подобный эффекту задержанного ускорения намагниченности.

Вернемся к вопросу, связанному с появлением дополнительного максимума на зависимостях  $\tau_\phi(t)$ . Рис. 3 показывает, что при малых длительностях фронта максимум может достигать существенных значений. Очевидно, что его появление должно приводить к возрастанию напряжения на начальной части сигналов намагничивания.

На рис. 5 приведены примеры продольных сигналов, рассчитанных для намагничивающего импульса с длительностью фронта  $\tau_f = 1.2$  ns и трех значений его амплитуды  $H_{ma}$  17, 19 и 23 Oe. Видно, что обсуждаемый эффект может быть довольно значительным. Так, для указанных режимов возникновение дополнительного максимума момента сил должно сопровождаться появлением соответствующего максимума в начальной части продольного сигнала. Таким образом, при некоторых значениях  $\tau_f$  на продольном сигнале может наблюдаться два максимума напряжения и их значения могут быть сравнимы по величине.

На рис. 6 представлены осциллограммы экспериментальных сигналов, полученные для  $\tau_f = 1.2$  ns и для двух значений  $H_{ma}$ , близких к значениям, используемых при расчетах 20 и 22 Oe. Эти осциллограммы показывают, что обсуждаемый эффект действительно имеет место.



**Рис. 6.** Осциллограммы экспериментальных продольных сигналов намагничивания, полученных для  $\tau_f = 1.2$  ns и для двух значений  $H_{ma}$  20 и 22 Oe.

Ясно, что природа его также обусловлена наличием двуслойной анизотропии в плоскости пленки.

## Заключение

Из проведенного анализа следует, что возбуждение нелинейных колебаний намагниченности при 90° импульсном намагничивании пленок ферритов-гранатов, в которых наряду с плоскостной анизотропией проявляется двуслойная анизотропия в их плоскости, происходит в узком интервале времени  $\Delta t$ , существенно меньшем периода колебаний. Весьма существенно, что протяженность интервала  $\Delta t$ , а также характер временной зависимости момента сил  $T_\varphi(t)$ , действующих на намагниченность в пределах этого интервала, слабо зависят от длительности фронта импульса  $\tau_f$ .

Очевидным результатом выявленных особенностей возбуждения нелинейных колебаний намагниченности в рассмотренных пленках ферритов-гранатов является слабая критичность интенсивности колебаний к длительности фронта намагничивающего импульса, обнаруженная нами ранее экспериментально. Анализ временных зависимостей момента сил  $T_\varphi(t)$  позволил также обнаружить дополнительный максимум на начальном участке сигнала импульсного намагничивания.

Очевидно, что рассмотренные здесь эффекты могут наблюдаться и в других магнетиках, которые имеют форму пластин или пленок, обладают двуслойной анизотропией в их плоскости, характеризуются малым значением постоянной затухания Ландау–Лифшица и способны намагничиваться путем однородного вращения намагниченности.

В целом, применение метода, основанного на построении и анализе траектории рабочей точки, представляется достаточно эффективным при исследовании переходных процессов в магнитных материалах.

## Список литературы

- [1] *Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А.* // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 2. С. 280–285.
- [2] *Ilyashenko E.I., Kolotov O.S., Matyunin A.V., Mironets O.A.* // JMMM. 2006. Vol. 306. N 2. P. 309–312.
- [3] *Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А.* // Изв. РАН. Серия физическая. 2007. Т. 71. № 11. С. 1570–1572.
- [4] *Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 6. С. 39–42.
- [5] *B.R. Hearn.* // J. Electron. Control. Vol. 16. N 1. P. 33–37.
- [6] *Ивашкин В.И., Руденко Г.М., Поливанов К.М., Фрумкин А.Л.* // Изв. вузов. Физика. 1971. № 2 С. 7–10.
- [7] *Y. Suezawa, F.V. Humphrey.* // IEEE Trans. Magn. 1972. Vol. 8. N 3. P. 319–321.
- [8] *Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А.* // ФТТ. 2012. Т. 54. Вып. 12. С. 2254–2260.
- [9] *Бонч-Бруевич А.М.* // Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М.: Наука, 1966. С. 768.
- [10] *Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В.* // Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: МГУ, 1970. 192 с.
- [11] *Smith D.O.* // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 3. P. 264–273.
- [12] *Ильичева Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Смирнов В.В.* // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 1037–1039.
- [13] *Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1429–1430.
- [14] *Эдельман И.С.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. Т. 30. С. 88–90.
- [15] *Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 10. С. 1529–1530.