

05

Анализ момента сил, действующих на вектор намагниченности в процессе 90° 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° 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 φ и компонента момента сил T_m , создаваемая импульсным намагничивающим полем H_m . Показано, что кривая, представляющая временную зависимость результирующего момента сил T_φ , 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 τ_f . Эти результаты объясняют причину слабой зависимости интенсивности колебаний намагниченности от длительности фронта импульса τ_f , обнаруженной ранее экспериментально. Проведенный анализ также показал, что с уменьшением значения τ_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_φ , 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° 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 τ_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 φ (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_φ . 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_φ 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, λ — постоянная затухания Ландау–Лифшица, γ — 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 φ . В работе [13] показано, что с учетом этого обстоятельства в качестве координат рабочей точки удобно выбирать азимутальный угол φ 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 $d = 4 \mu m$, поперечные размеры ~ 1 см, поле технического насыщения (вдоль каждой из легких осей) $H_{sat} = 2.5$ 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 τ_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 τ_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 λ 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 φ : среднему значению $\varphi^*(= 27^\circ)$ критических углов φ^* ; 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

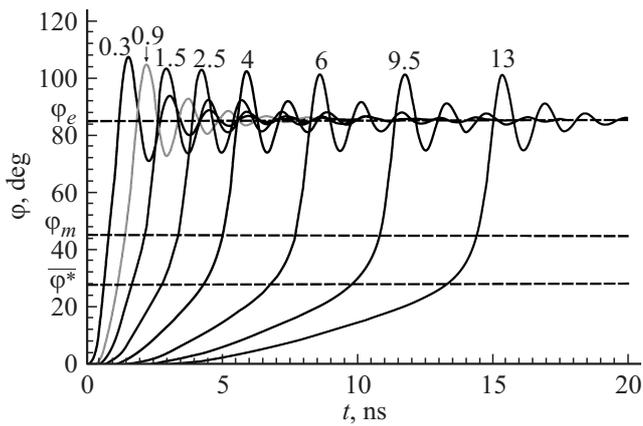


Рис. 1. Численные решения $\varphi(t)$, полученные для разных значений длительности фронта намагничивающего импульса τ_f . Цифрами над решениями даны соответствующие значения длительности фронта.

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 φ , близком к 45° , 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 $\varphi_e \approx 86^\circ$.

Форма второго участка кривой $\varphi(t)$ слабо изменяется при изменении τ_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 τ_f от 0.3 до 13 ns должно сопровождаться лишь 30% уменьшением интенсивности колебаний.

Приступим теперь к результатам анализа момента сил T_φ . 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 τ_φ . 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 τ_{an} , создаваемого одноосной и дуосной 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 τ_φ ограничены моментами времени, близкими к моменту $t = t_0$, когда результирующий момент сил τ_φ 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

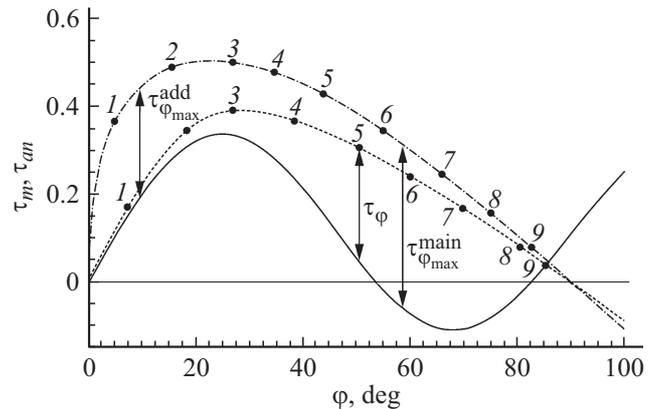


Рис. 2. Нормированные компоненты вращающего момента τ_φ , действующего на вектор намагниченности, как функция угла φ . Сплошная линия представляет момент τ_{an} , создаваемый одноосной и двухосной анизотропиями и установочным полем H_0 . Штриховая линия — траектория рабочей точки (в координатах τ_m и φ), 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.

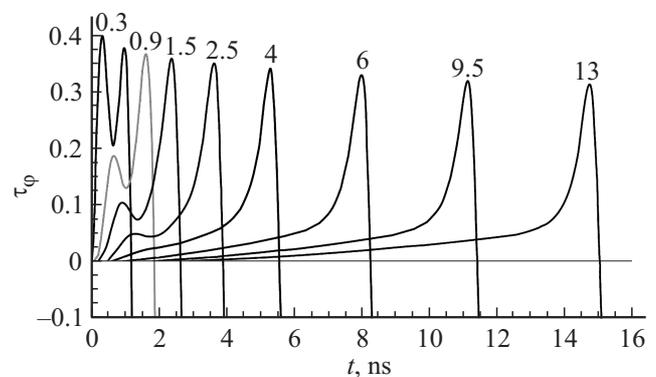


Рис. 3. Временные зависимости вращающего момента τ_φ , полученные для амплитуды импульса поля $H_{ma} = 22$ Oe и разных длительностей фронта τ_f . Цифрами над зависимостями даны соответствующие значения длительности фронта.

фронта τ_f . Видно, что с изменением τ_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 τ_φ .

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 τ_φ . К моменту времени $t = t_{\max}$ момент сил τ_φ 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 τ_f от 0.3 до 13 ns уменьшение максимального значения момента сил τ_φ не должно превышать 30%.

С уменьшением длительности фронта τ_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 τ_f приводит к возрастанию значений координаты τ_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 φ , близком к 58° . Дополнительный максимум $\tau_{\varphi_{\max}^{\text{add}}}$ появляется при угле φ , близком к 10° .

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 τ_φ . Очевидно, что увеличение длительности фронта τ_f в общем случае может привести к изменению спектрального состава функции $\tau_\varphi(t)$. В частности, увеличение величины τ_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 τ_φ .

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

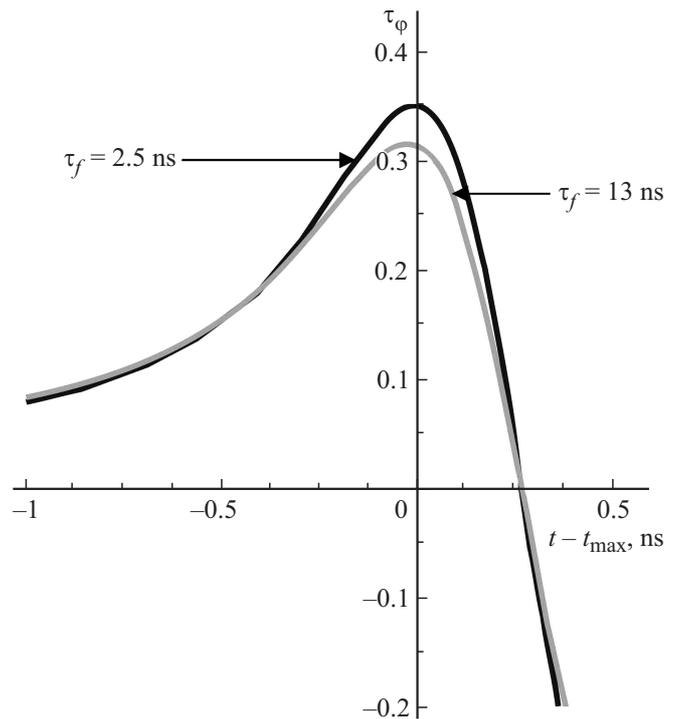


Рис. 4. Зависимости $\tau_\varphi(t - t_{\max})$, полученные для $\tau_f = 2.5$ ns ($t_{\max} = 3.8$ ns) и $\tau_f = 13$ ns ($t_{\max} = 14.7$ ns).

$t - t_{\max}$. 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 τ_f должно приводить только к небольшому уменьшению значений момента сил τ_φ . Также существенно, что в обсуждаемом интервале времени обе кривые имеют подобную форму. Таким образом, изменение τ_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 τ_φ . В свою очередь, уменьшение значений момента сил обусловлено перемещением интервала времени Δt , 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 τ_φ в узком интервале времени Δt , где наблюдается наиболее сильное изменение момента τ_φ 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

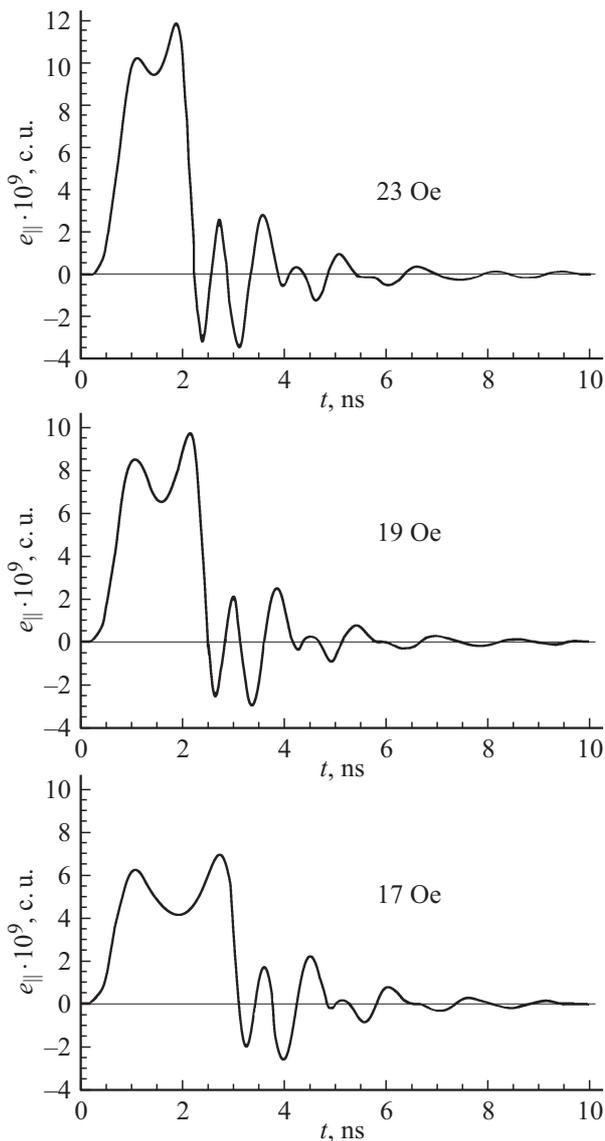


Рис. 5. Продольные сигналы намагничивания, рассчитанные для намагничивающего импульса с длительностью фронта $\tau_f = 1.2$ ns, и для трех значений амплитуды H_{ma} 17, 19 и 23 Oe.

намагниченности, и интенсивность колебаний намагниченности слабо зависит от длительности фронта импульса τ_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 τ_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.

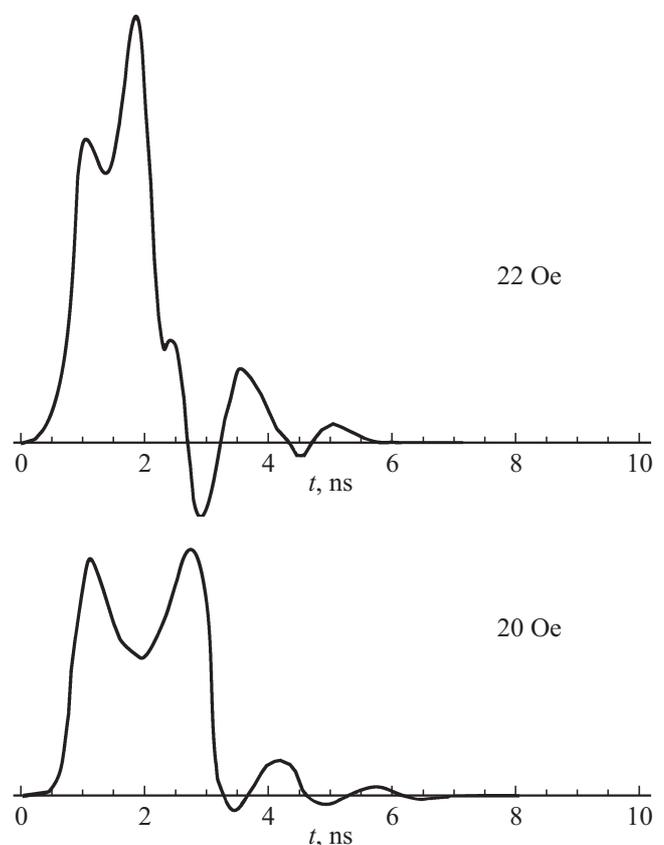


Рис. 6. Осциллограммы экспериментальных продольных сигналов намагничивания, полученных для $\tau_f = 1.2$ ns и для двух значений H_{ma} 20 и 22 Oe.

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 Δt , существенно меньшем периода колебаний. Весьма существенно, что протяженность интервала Δt , а также характер временной зависимости момента сил $T_\varphi(t)$, действующих на намагниченность в пределах этого интервала, слабо зависят от длительности фронта импульса τ_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.