

05;12

Влияние анизотропии типа „легкая плоскость“ на длительность переходных процессов в магнитных пленках и пластинах

© О.С. Колотов, А.В. Матюнин, П.А. Поляков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
e-mail: PhysPhak@mail.ru

(Поступило в Редакцию 30 марта 2010 г. В окончательной редакции 21 июня 2010 г.)

Проведен численный анализ влияния анизотропии типа „легкая плоскость“ на затухание нелинейных колебаний намагниченности, сопровождающих процесс 90° -ного импульсного намагничивания магнитных пленок и пластин. Показано, что при эффективном поле анизотропии $H_{Kp} \geq 6$ кОе время намагничивания может быть снижено до ~ 0.5 ns, а при $H_{Kp} \geq 20$ – 40 кОе колебания намагниченности практически полностью демпфируются и достижимо время намагничивания ~ 0.15 – 0.2 ns (при амплитуде намагничивающего импульса $H_m \sim 20$ – 40 Ое).

Введение

Известно [1–10], что при уменьшении длительности переходных процессов в магнетиках до $\sim 10^{-9}$ s возникают нелинейные колебания намагниченности с частотой основной гармоники ~ 0.5 – 3 GHz (в зависимости от режима и материала). Их появление существенно уменьшает быстродействие технических устройств на магнитных материалах. Один из возможных путей повышения быстродействия таких устройств рассматривался Кикучи еще в 1956 г. [1]. Суть его состоит в повышении постоянной затухания Ландау–Лифшица λ до величины, при которой в магнетике реализуется монотонный — близкий к критическому — переход от исходного состояния к конечному. При этом каждому режиму должно соответствовать оптимальное значение λ , при котором длительность переходного процесса минимальна.

В работах [11,12] обнаружена другая возможность демпфирования колебаний намагниченности, которая может быть реализована в магнитных пленках и пластинах с анизотропией типа „легкая плоскость“. Примером таких магнетиков могут служить монокристаллы бората железа [13] и пленки ферритов-гранатов [14]. Первые используются в скоростных модуляторах мессбауэровского γ -излучения [15], вторые — в скоростных устройствах интегральной оптики [16]. На примере ферритов-гранатов показано [11,12], что наличие плоскостной анизотропии приводит к демпфированию квазилинейных свободных колебаний намагниченности. Коэффициент затухания таких колебаний следующий:

$$\delta = \frac{a\lambda}{2}, \quad (1)$$

где

$$a = \frac{4\pi M_S + H_{Kp}}{M_S}, \quad (2)$$

M_S — намагниченность насыщения, H_{Kp} — эффективное поле плоскостной анизотропии. Получено экспериментальное подтверждение справедливости отношения (1)

в интервале значений H_{Kp} от 0.65 до 1.4 кОе. В монокристаллах бората железа, в которых $H_{Kp} = 63$ кОе, свободные колебания не обнаруживаются.

Представляет несомненный интерес исследование влияния плоскостной анизотропии на затухание нелинейных колебаний, сопровождающих переходные процессы в импульсных магнитных полях, существенно больших полей, инициирующих свободные колебания намагниченности.

В настоящей работе впервые проводится анализ влияния плоскостной анизотропии на скорость затухания колебаний намагниченности, возникающих при 90° -ном импульсном намагничивании магнетиков, и на длительность этого процесса.

Особенности анализа поведения намагниченности

Выбор процесса 90° -ного импульсного намагничивания обусловлен следующими соображениями. Во-первых, при его использовании, как правило, обеспечивается наибольшая скорость изменения намагниченности. Во-вторых, как показывают результаты исследований годографов вектора намагниченности в монокристаллах бората железа [17] и пленках ферритов-гранатов [10], их намагничивание осуществляется механизмом однородного вращения, что существенно упрощает анализ переходного процесса.

Анализируемый процесс вызывается наложением импульсного магнитного поля \mathbf{H}_m , лежащего в плоскости образца и перпендикулярного исходному направлению намагниченности \mathbf{M}_0 , которая также лежит в этой плоскости и по абсолютной величине равна намагниченности насыщения M_S . Для простоты будем считать, что в образце не проявляются какие-либо другие виды анизотропии, кроме анизотропии типа „легкая плоскость“, причем сама эта плоскость совпадает с плоскостью образца. В такой магнетике исходное направле-

ние намагниченности однозначно задается с помощью установочного магнитного поля \mathbf{H}_0 , также лежащего в плоскости пленки (при условии, что его напряженности достаточно для обеспечения состояния технического насыщения образца). В качестве таких магнетиков можно рассматривать пластины монокристаллов бора железа, плоскости которых параллельны базисной плоскости кристалла, в которой эффективные поля других возможных типов анизотропии не превышают 0.01 Ое [13]. Как правило, в пленках ферритов-гранатов могут проявляться двухосная и одноосная анизотропии [1], хотя возможно получение пленок и без заметного проявления анизотропии в их плоскости.

При анализе переходных процессов нами использовалось одномерное уравнение [11]:

$$\ddot{\varphi} + a\lambda\dot{\varphi} + a\gamma^2 \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0, \quad (3)$$

где φ — азимутальный угол, отсчитываемый от исходного направления намагниченности \mathbf{M}_0 , γ — гиромагнитное отношение, W — плотность свободной энергии. Уравнение получается из уравнения Ландау–Лифшица с учетом того обстоятельства, что в рассматриваемых нами магнетиках с эффективным полем плоскостной анизотропии $H_{Kp} \geq 1$ кОе в процессе намагничивания вектор намагниченности выходит из плоскости образца на угол $\psi \leq 10^\circ$.

Известно [2,3,6,18,19], что при анализе переходных процессов в магнетиках большие затруднения вызывает надлежащий выбор величины постоянной затухания λ . Опыт осмысления экспериментальных результатов, накопленный в основном для пленок пермаллоя [2,3] и для пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией [19], показывает, что для совпадения результатов расчетов нелинейных переходных процессов с экспериментальными данными приходится использовать значения постоянной затухания λ , существенно (в три раза и более) превышающие значения этой постоянной, определяемые из опытов по ферромагнитному резонансу или из анализа свободных колебаний намагниченности. Поскольку сколько-нибудь четких объяснений этого обстоятельства нет, авторы, опираясь на свой опыт численного анализа переходных процессов в пленках ферритов-гранатов [19], при проведении анализа процесса намагничивания использовали значение $\lambda = 8.4 \cdot 10^6$ Hz, что в 3 раза больше значения λ , определенного из опытов по свободным колебаниям намагниченности [11]. Намагниченность насыщения M_S полагалась равной 14 Gs, что характерно для феррит-гранатовых пленок с интересующей нас анизотропией.

В случае обсуждаемого здесь процесса уравнение (3) не имеет аналитического решения, и поэтому нами применялся численный анализ. Рассчитывались продольный и поперечный сигналы намагничивания. Согласно принятой терминологии [5,6,20], продольный сигнал отража-

ет изменение продольной составляющей намагниченности $\mathbf{M}_{\parallel}(t)$, коллинеарной намагничивающему полю \mathbf{H}_m .

Напряжение продольного сигнала для случая однородного вращения намагниченности следующее:

$$e_{\parallel}(t) = K_{\parallel} \frac{dM_{\parallel}(t)}{dt} = K_1 M_S \cos \varphi(t) \frac{d\varphi}{dt}. \quad (4)$$

Соответственно поперечный сигнал отражает изменение составляющей намагниченности $M_{\perp}(t)$, перпендикулярной намагничивающему полю \mathbf{H}_m . Его напряжение:

$$e_{\perp}(t) = K_{\perp} \frac{dM_{\perp}(t)}{dt} = K_2 M_S \sin \varphi(t) \frac{d\varphi}{dt}. \quad (5)$$

Здесь K_1 и K_2 — коэффициенты пропорциональности, значения которых (в том числе и знак) зависят от конструкции съемных витков.

Далее будем использовать нормированные значения напряжения сигналов

$$\varepsilon_{\parallel}(t) = \frac{e_{\parallel}(t)}{|e_{\parallel m}|},$$

и

$$\varepsilon_{\perp}(t) = \frac{e_{\perp}(t)}{|e_{\perp m}|},$$

где $|e_{\parallel m}|$ и $|e_{\perp m}|$ — абсолютные значения соответственно продольного и поперечного сигналов в точке первого экстремума каждого из них. При проведении большинства расчетов длительность фронта намагничивающего импульса τ_f полагалась равной 0.3 ns.

Основные результаты расчетов

На рис. 1 приведены зависимость угла φ от времени (а), а также продольный (б) и поперечный (с) сигналы намагничивания, рассчитанные для значения эффективного поля плоскостной анизотропии $H_{Kp} = 1$ кОе, наиболее характерного для пленок, обычно исследуемых в литературе (например, в [11,14,16]). Установочное поле H_0 полагалось равным 4 Ое, амплитуда намагничивающего импульса H_m — равной 20 Ое.

Видно, что после начального поворота намагниченности на угол $\varphi \approx 120^\circ$ (за время $\Delta t \approx 2$ ns) должны наблюдаться колебания намагниченности вокруг ее предельного равновесного направления, соответствующего углу $\varphi = \varphi_e \approx 78^\circ$ (для данного режима). Колебания полностью затухают за время 10–12 ns. Период основной гармоники колебаний близок к 2.3 ns. В соответствии с выражениями (4) и (5) продольный сигнал (б) сильно отличается от поперечного (с). Так, в силу того обстоятельства, что $\sin \varphi(t)$ в выражении (5) изменяется в незначительных пределах, оставаясь близким к единице, ход поперечного сигнала в основном определяется характером зависимости $\varphi(t)$. Поэтому на поперечном сигнале заметнее всего выделяется основная гармоника колебаний вектора намагниченности. В выражении (4) $\cos \varphi(t)$ сильно изменяется со временем

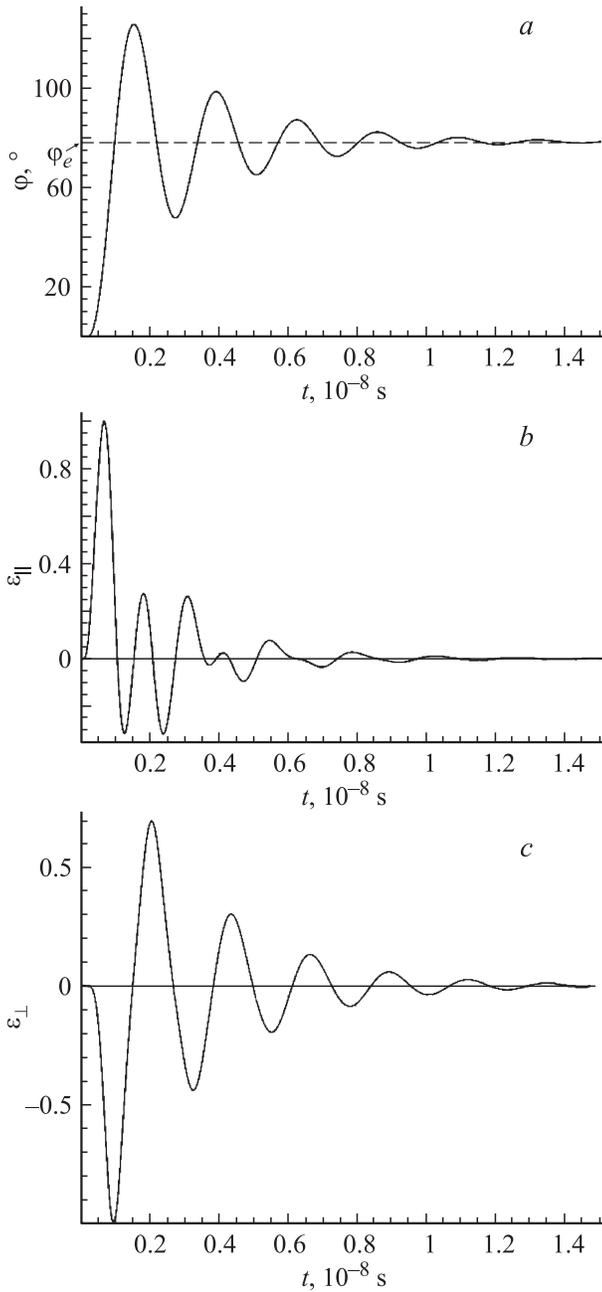


Рис. 1. Зависимость азимутального угла φ от времени (а), а также рассчитанные продольный (б) и поперечный (с) сигналы для $H_{Kp} = 1$ кОе.

и поэтому продольный сигнал имеет более сложный вид: в частности, на нем заметнее всего выделяется вторая гармоника колебаний. Далее ограничимся рассмотрением продольного сигнала, поскольку именно он используется для определения длительности переходных процессов в магнитных материалах [6,20].

На рис. 2 приведены продольные сигналы, рассчитанные для тех же значений H_0 , H_m , M_S и λ , которые использовались при расчете сигналов, приведенных на рис. 1. Значения эффективного поля плоскостной анизо-

тропии H_{Kp} варьировались от 1 до 40 кОе. Из расчетов следует, что увеличение эффективного поля плоскостной анизотропии должно сопровождаться затуханием колебаний намагниченности. С увеличением H_{Kp} от 1 до 6 кОе полное время затухания колебаний снижается от ~ 11 до ~ 3 ns, а колебания напряжения сигнала ε_{\parallel} уменьшается настолько, что при использовании наиболее распространенного определения длительностей переходных процессов (по интервалу между моментами времени, для которых ε_{\parallel} равно 0.1) [20] время намагничивания τ_m полностью определяется длительностью начального пика сигнала и составляет ~ 0.5 ns. С увеличением H_{Kp} до 30–40 кОе колебания полностью исчезают.

На рис. 3 приведена ожидаемая зависимость времени намагничивания τ_m от значений эффективного поля плоскостной анизотропии H_{Kp} , рассчитанная для $\tau_f = 0.3$ ns. Видно, что в случае использования плоскостной анизотропии для демпфирования колебаний намагниченности, увеличение H_{Kp} не приводит к возрастанию

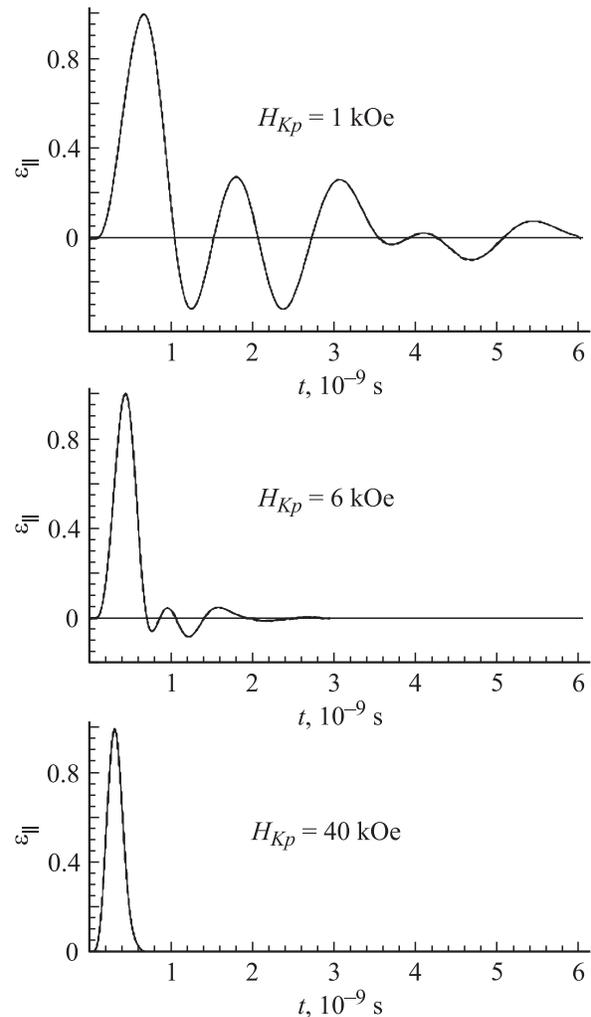


Рис. 2. Рассчитанные продольные сигналы намагничивания, различающиеся значениями эффективного поля плоскостной анизотропии H_{Kp} .

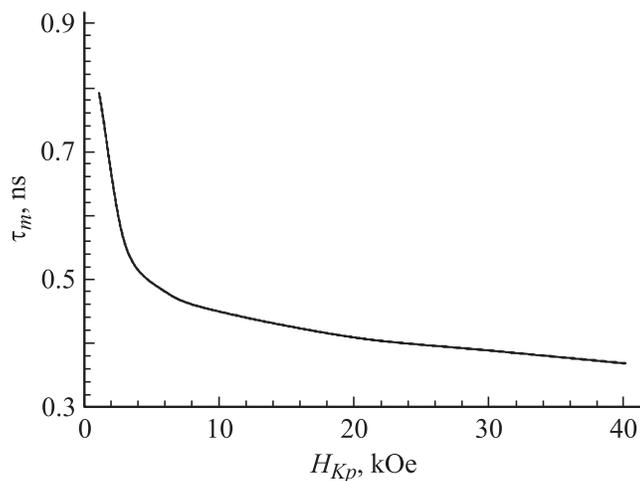


Рис. 3. Зависимость времени намагничивания τ_m от величины эффективного поля плоскостной анизотропии H_{Kp} при $\tau_f = 0.3$ ns.

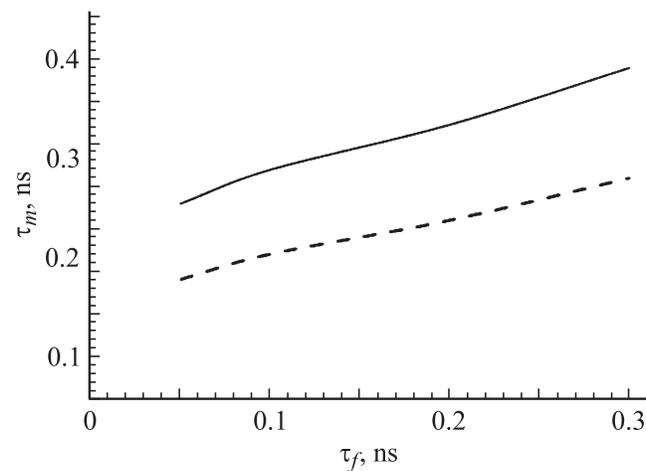


Рис. 5. Зависимости времени намагничивания τ_m от длительности фронта намагничивающего импульса τ_f , рассчитанные для амплитуды намагничивающего поля H_m , равной 20 Oe (сплошная линия) и 40 Oe (штриховая линия). $H_{Kp} = 40$ kOe.

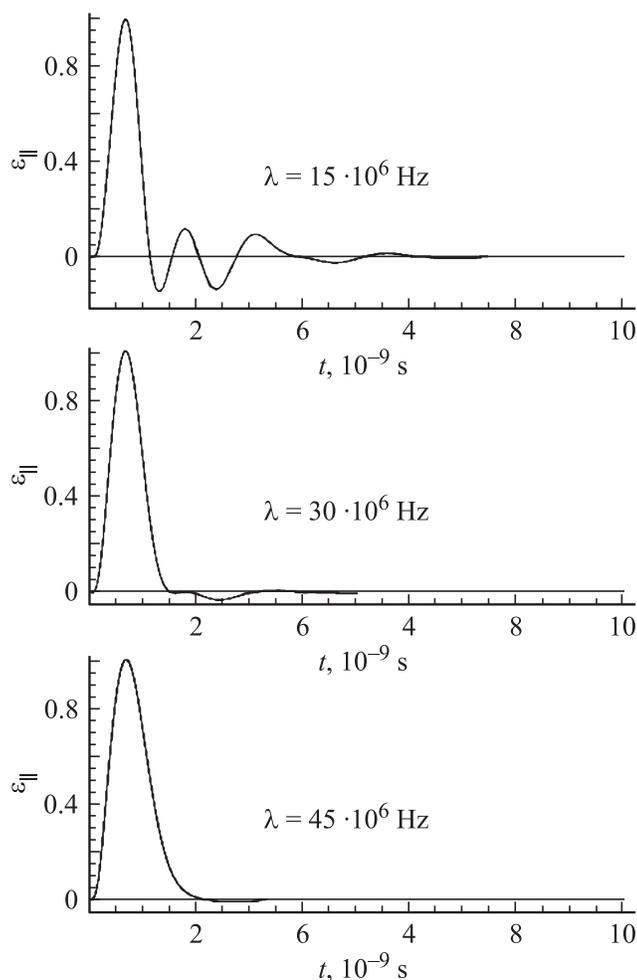


Рис. 4. Рассчитанные продольные сигналы намагничивания, соответствующие разным значениям постоянной затухания Ландау–Лифшица λ . Параметры расчета: $H_m = 20$ Oe, $H_0 = 4$ Oe, $H_{Kp} = 1$ kOe, $\tau_f = 0.3$ ns.

времени намагничивания τ_m — наоборот, время намагничивания τ_m заметно уменьшается. Использование для этих целей увеличения постоянной затухания λ сопровождается возрастанием длительности начального пика и в итоге приводит к уменьшению достигаемого быстродействия. Так, на рис. 4 приведена серия продольных сигналов, рассчитанных для разных значений λ . Видно, что для полного демпфирования колебаний необходимо увеличение λ до $45 \cdot 10^6$ Hz, что приводит к увеличению длительности начального пика до ~ 1.5 ns.

Таким образом, применение материалов с большим значением H_{Kp} должно обеспечивать большее быстродействие, чем повышение значений постоянной затухания Ландау–Лифшица λ .

В заключение на рис. 5 приведены зависимости времени намагничивания τ_m от длительности фронта намагничивающего импульса. Они рассчитаны для двух значений амплитуды намагничивающего импульса: 20 Oe (сплошная линия) и 40 Oe (пунктир). Значение H_{Kp} полагалось равным 40 kOe. Видно, что при использовании импульсов с $\tau_f \sim 0.05$ ns достижимо время намагничивания $\tau_m \sim 0.1$ –0.2 ns.

Список литературы

- [1] Kikuchi R. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. N 11. P. 1352.
- [2] Smith D.O. // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 3. P. 456–523.
- [3] Hearn B.R. // J. Electron. Contr. 1964. Vol. 16. N 1. P. 16.
- [4] Родичев Г.М., Ляховский Н.П., Ким П.Д., Преснецов В.Н. // Изв. вузов. Физика. 1969. № 7. С. 140–143.
- [5] Suezawa Y., Humphrey F.B. // IEEE Trans. Magnet. 1972. Vol. Mag-8. N 2. P. 319.
- [6] Колотов О.С., Погужев В.А., Телесин Р.В. // УФН. 1974. Т. 113. Вып. 4. С. 569.

- [7] Дурасова Ю.А., Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И. и др. // Сб. тр. XVIII Междунар. шк.-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. 2002. С. 477.
- [8] Gerrits Th., van den Berg H.A.M., Hohlfeld J. // J. Magn. Mater. 2002. Vol. 240. P. 283.
- [9] Schumacher H.W., Chappert C., Sousa R.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. N 1. P. 1.
- [10] Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погосев В.А. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 6. С. 39.
- [11] Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С. и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 1037.
- [12] Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С. и др. // ФТТ. 2009. Т. 79. Вып. 2. С. 143.
- [13] Diehl B., Jantz W., Noland B.I., Wettling J.W. // Current Topics in Mater Sci. 1984. Vol. 11. P. 241.
- [14] Helseth L.E., Pyashenko E.I., Baziljevich M., Johansen T.H. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. N 1. P. 543.
- [15] Смирнов Г.В., Швыдько Ю.В., Колотов О.С. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 4. С. 1495.
- [16] Wolfe R., Fratello V.J., Mc Glashan-Powell M. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 2. P. 3099.
- [17] Колотов О.С., Красножон А.П., Погосев В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. Вып. 5. С. 403.
- [18] Stein K.U. // Z. Angew. Phys. 1965. Bd. 20. № 1. S. 36.
- [19] Колотов О.С., Матюнин А.В., Поляков П.А. // Сб. тр. XXI Междунар. конф. „Новое в магнетизме и магнитных материалах“. 2009. С. 874.
- [20] Колотов О.С., Погосев В.А., Телесин Р.В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970. 192 с.