

Высокоамплитудная прецессия и динамическая невосприимчивость магнитных моментов двухслойной пленки

© Д.И. Семенцов, А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 июня 2002 г.

В окончательной редакции 14 октября 2002 г.)

В продольном переменном поле исследуется прецессионное движение намагниченности в системе двух магнитосвязанных слоев с антиферромагнитным типом связи. Выявлены новые динамические режимы, характеризующиеся большими амплитудами прецессии, удвоением периода и эффективно управляемые внешним подмагничивающим полем. Обнаружен новый эффект динамической невосприимчивости магнитной подсистемы к возмущающему воздействию переменного поля.

Работа поддержана грантом Минобразования России № PD02-1.2-72.

Исследованию статических и динамических свойств различных магнитосвязанных структур уделяется большое внимание уже на протяжении многих лет [1–6]. Среди подобных структур можно выделить структуры со слабой межслойной связью, обусловленной взаимодействием магнитоэлектрической природы [1,2], и с сильной связью, обусловленной косвенным обменным взаимодействием [3–5]. Именно характер межслойной связи во многом определяет особенности статического и динамического поведения намагниченности в таких структурах. При взаимодействии высокочастотного поля как с однослойными, так и с многослойными структурами особый интерес представляют динамические режимы, приводящие к резкому увеличению амплитуды прецессионного угла намагниченности [6–9]. Для резонансного возбуждения прецессии спиновой подсистемы как однослойных, так и мультислойных тонкопленочных структур слабым переменным полем, т.е. в области линейного ферромагнитного резонанса, используют, как правило, высокочастотное поле, перпендикулярное подмагничивающему статическому полю [2,10]. Однако с ростом амплитуды высокочастотного поля — при переходе в область нелинейного резонанса — возрастает эффективность возбуждения спиновой системы продольным полем [11]. В двухслойных структурах с антиферромагнитным типом связи, обеспечивающим в отсутствие подмагничивающего поля противоположную ориентацию магнитных моментов слоев, с помощью продольного переменного поля возможно более эффективное возбуждение магнитной подсистемы в широком частотном интервале. В настоящей работе исследуются новые высокоамплитудные динамические режимы прецессионного движения намагниченностей слоев в магнитосвязанной системе подобного типа в продольном СВЧ поле. Анализ динамического поведения будет ограничен структурами с магнитоэлектрической межслойной связью. В таких структурах магнитные слои, как правило, являются поликристал-

лическими с одноосной магнитной анизотропией. Типичным представителем подобных структур являются пленки на основе пермаллоя с немагнитными прослойками из SiO_2 [2]. Данного типа структуры достаточно широко используются в различных устройствах СВЧ диапазона.

1. Рассмотрим структуру с двумя слоями ферромагнитного металла, разделенными немагнитной прослойкой. Каждый из магнитных слоев характеризуется толщиной d_i , намагниченностью \mathbf{M}_i и плоскостной одноосной анизотропией с константой K_i . Внешнее подмагничивающее \mathbf{H} и высокочастотное $\mathbf{h}(t)$ поля направлены вдоль совпадающих осей легкого намагничивания слоев. Энергия магнитной подсистемы в расчете на единицу площади пленки имеет вид

$$E = \sum_{i=1,2} d_i \{ K_i \sin^2 \varphi_i - (H + h) M_i \cos \varphi_i \cos \psi_i - 2\pi M_i^2 \cos^2 \psi_i \} + A M_1 M_2 d_{12} \times [\cos \psi_1 \cos \psi_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \sin \psi_1 \sin \psi_2], \quad (1)$$

где $d_{12} = d_1 d_2 (d_1 + d_2)^{-1}$ — приведенная толщина двух магнитных слоев; $A > 0$ — константа отрицательной связи магнитных слоев, определяемая главным образом полями размагничивания и зависящая в общем случае от толщины и материала прослойки, ее структурных характеристик [1]; азимутальный угол φ_i , отсчитываемый от оси y , и угол выхода из плоскости пленки ψ_i задают направления вектора \mathbf{M}_i в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Принятый здесь знак константы связи обеспечивает антипараллельность магнитных моментов слоев в равновесном состоянии при $H = 0$.

Уравнения движения для векторов намагниченности каждого из слоев \mathbf{M}_i выбираем в форме Ландау–Лифшица, которые в сферической системе координат запишем

следующим образом:

$$\begin{aligned} \phi_i M_i d_i \sin \psi_i &= \gamma \frac{\partial E}{\partial \psi_i} + \frac{\lambda_i}{M_i} \frac{1}{\sin \psi_i} \frac{\partial E}{\partial \phi_i}, \\ \psi_i M_i d_i &= \frac{\lambda_i}{M_i} \frac{\partial E}{\partial \psi_i} - \gamma \frac{1}{\sin \psi_i} \frac{\partial E}{\partial \phi_i}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ_i — параметры затухания в соответствующих слоях [10]. При расчете будем использовать параметры, близкие к параметрам реальных пленок пермаллоинового класса [2]: $\lambda_1 = \lambda_2 = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, поле анизотропии и намагниченность первой пленки $H_{k1} = 10 \text{ Oe}$, $4\pi M_1 = 1.1 \cdot 10^4 \text{ G}$, второй пленки — $H_{k2} = 5 \text{ Oe}$, $4\pi M_2 = 8 \cdot 10^3 \text{ G}$; $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$; толщины обеих пленок выберем равными, т.е. $d_1 = d_2 = 0.1 \mu\text{m}$. С учетом больших размагничивающих полей для указанного типа пленок ($4\pi M_i \gg H_{ki}, AM_i$) амплитуда прецессии намагниченности по полярному углу значительно меньше амплитуды изменения азимутального угла. Так, в отсутствие подмагничивающего поля $\psi_i \sim h/4\pi M_i$, тогда как $\phi_i \sim h/H_{ki}$. С учетом того, что $\psi_i \ll \phi_i$, можно в дальнейшем считать углы выхода магнитных моментов слоев из плоскости пленки равными нулю.

2. Для определения равновесных азимутальных углов ϕ_{0i} используем условия равновесия $\partial E/\partial \phi_i = 0$, $\partial^2 E/\partial \phi_i^2 > 0$, приводящие с учетом (1) к системе уравнений

$$\begin{aligned} K_i \sin 2\phi_{0i} + HM_i \sin \phi_{0i} - Ad_{3-i}(d_1 + d_2)^{-1} \\ \times M_1 M_2 \sin(\phi_{0i} - \phi_{03-i}) = 0, \\ H_{ki} \cos 2\phi_{0i} + H \cos \phi_{0i} - Ad_{3-i}(d_1 + d_2)^{-1} \\ \times M_{3-i} \cos(\phi_{0i} - \phi_{03-i}) > 0, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3)$$

Аналитическое решение этих уравнений возможно только в случае малых равновесных углов, когда $\phi_{0i} \ll 1$, что имеет место при $H \gg H_{ki}$ [12]. В общем же случае значений входящих в (3) параметров эти углы уже не малы, поэтому анализ системы (3) возможен лишь численными методами. Так, на рис. 1 приведены зависимости равновесных азимутальных углов намагниченности в слоях ϕ_{01} (штриховые кривые) и ϕ_{02} (сплошные кривые) от подмагничивающего поля H (ориентированного в исходном состоянии вдоль вектора \mathbf{M}_1), полученные для значений константы $A = (1; 3; 5) \cdot 10^{-2}$ (кривые 1–3), соответствующей магнитостатической связи. При увеличении подмагничивающего поля до значения H_c в системе связанных магнитных моментов происходит ориентационный фазовый переход. В случае малых значений константы связи, когда $A \leq A_c$ (кривые 1), в точке фазового перехода направление намагниченности второй пленки меняется на противоположное и вектор \mathbf{M}_2 становится параллельным вектору \mathbf{M}_1 . В случае $A > A_c$ (кривые 2 и 3) перемагничивание второй пленки отличается от 180-градусного в результате

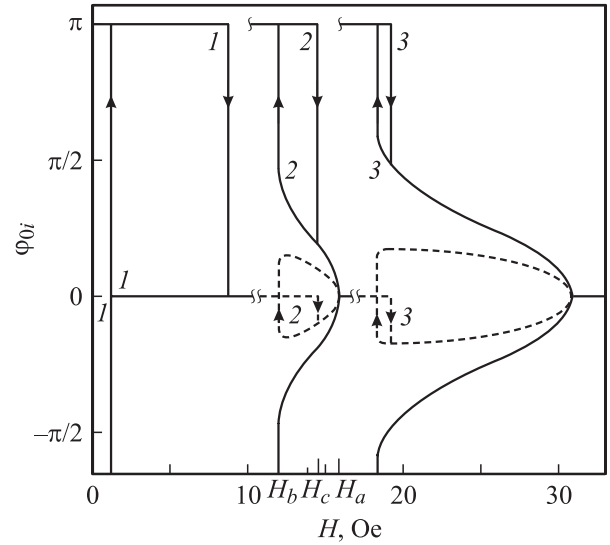


Рис. 1. Полевые зависимости равновесных ориентаций магнитных моментов каждого из слоев от подмагничивающего поля H для константы связи $A = 0.01, 0.03$ и 0.05 .

углового расталкивания магнитных моментов пленок, и направление вектора \mathbf{M}_1 также становится отличным от исходного. При $H = H_c$ состояние системы с $\phi_{02} = \pi$ оказывается неустойчивым, и намагниченность второй пленки с равной вероятностью может развернуться как в направлении $\phi_{02} < \pi$, так и в направлении $\phi_{02} > \pi$. Соответственно намагниченность первой пленки будет разворачиваться в направлении $\phi_{01} < 0$ или в направлении $\phi_{01} > 0$. В результате устанавливается одно из двух равновесных состояний, симметричных относительно направления приложенного поля. Дальнейшее увеличение поля приводит к уменьшению угла между \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , и при $H = H_a$ этот угол обращается в нуль, т.е. при $H \geq H_a$ равновесным является сонаправленное состояние указанных векторов.

При уменьшении подмагничивающего поля, когда исходной является сонаправленная ориентация магнитных моментов, одно из двух симметричных неколлинеарных состояний реализуется после достижения значения $H = H_a$, являющегося бифуркационным. Неколлинеарным состояниям магнитных моментов пленок соответствует интервал подмагничивающего поля $H_b < H < H_a$, увеличивающийся с ростом константы связи. При значении $H = H_b$ происходит ориентационный фазовый переход, приводящий к состоянию с противоположно направленными магнитными моментами пленок. В случае малых значений константы связи (кривая 1) $H_b \cong H_a$, поэтому неколлинеарные равновесные состояния практически отсутствуют. В зависимости от величины A значение H_a может быть как больше значения H_c , так и меньше. При выбранном направлении подмагничивающего поля $H_c > H_b$, и изменение величины H обуславливает ориентационный гистерезис. Видно, что увеличение константы связи приводит к сбли-

жению значений H_c и H_b и, следовательно, к сужению петли гистерезиса. Ширина петли гистерезиса может быть доведена до долей эрстеда, что весьма важно для реализации рассматриваемых далее динамических режимов. Точное значение поля H_c , при котором состояние с углами $\varphi_{01} = 0$ и $\varphi_{02} = \pi$ перестает быть равновесным, определяется выражением:

$$H_c = 1/4 \left(G_1 + \sqrt{G_1^2 + 8G_2} \right), \quad (4)$$

где $G_1 = A(M_1 - M_2) + 2(H_{k2} - H_{k1})$ и $G_2 = A(M_1 H_{k1} + M_2 H_{k2}) + 2H_{k1} H_{k2}$. Величину поля H_a можно получить из (4), поменяв знак перед M_2 и H_{k2} . Значение константы связи A_c находится из равенства $H_c = H_a$.

3. Проведенный выше анализ условий равновесия магнитных моментов слоев показывает, что в исследуемой структуре при определенных значениях подмагничивающего поля имеют место ориентационные фазовые переходы, при которых изменение ориентации намагниченности в слоях имеет скачкообразный характер. Вблизи указанных значений поля \mathbf{H} и создаются наиболее благоприятные условия для возбуждения слабым высокочастотным полем \mathbf{h} различных динамических режимов, чувствительных к малым изменениям параметров системы и величин полей. Для эффективного возбуждения магнитных колебаний в продольном переменном поле следует использовать системы, в которых реализуются узкие ($\Delta H \leq 1$ Ое) петли гистерезиса. Величина подмагничивающего поля при этом должна либо находиться внутри петли, либо быть близка к ее критическим значениям.

На рис. 2 для значений константы связи $A = 0.05$ приведены временные зависимости азимутальных углов магнитных моментов слоев на частотах $\omega = (0.1; 7; 16) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (*a*, *b* и *c*) при амплитуде СВЧ поля $h = 1$ Ое и величине подмагничивающего поля $H = 19$ Ое. Из приведенных зависимостей следует, что на малых частотах (*a*) возникает „импульсный“ режим колебаний с короткими переходными участками и периодом, равным периоду переменного поля T_h . Амплитуда данного режима определяется разностью углов равновесных стационарных положений при выбранных величинах H и A ($\varphi_{01} \approx 0, \mp 30^\circ; \varphi_{02} \approx 180^\circ, \pm 89^\circ$) и слабо зависит от амплитуды переменного поля h . Колебания магнитного момента каждого из слоев происходят между двумя потенциальными ямами, а СВЧ поле выводит систему из состояния равновесия и компенсирует потери энергии прецессионного движения. При $A = 0.05$ минимальная амплитуда переменного поля, при которой реализуется данный колебательный режим, составляет $h_{\min} \approx 0.7$ Ое. Увеличение h до 1 Ое и даже более не приводит к заметным изменениям параметров режима. С ростом константы связи A из-за сужения ориентационной петли гистерезиса пороговое значение переменного поля уменьшается, и при $A = 0.06$ имеем $h_{\min} \approx 0.4$ Ое. В представленном режиме оказывается возможным управление „скважностью“

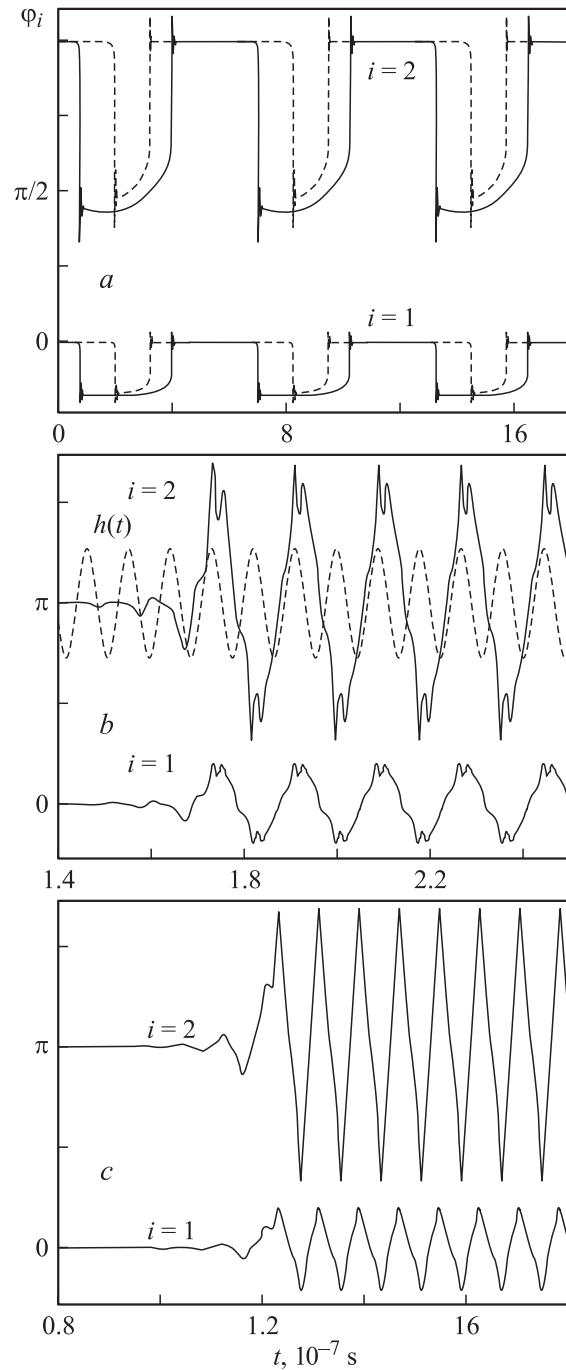


Рис. 2. Временные зависимости азимутальных углов магнитных моментов слоев на частотах продольного возмущающего поля, соответствующих высокоамплитудным режимам прецессии. $\omega \cdot 10^{-8}, \text{ s}^{-1}$: *a* — 0.1, *b* — 7, *c* — 16.

колебаний за счет изменения величины подмагничивающего поля. В частности, при смещении H к левому краю петли гистерезиса ($H = 18.3$ Ое) длительность „импульса“ уменьшается, что показано на рис. 2, *a* штриховой линией. Поскольку помимо равновесной ориентации с противоположно направленными магнитными моментами в рассматриваемом

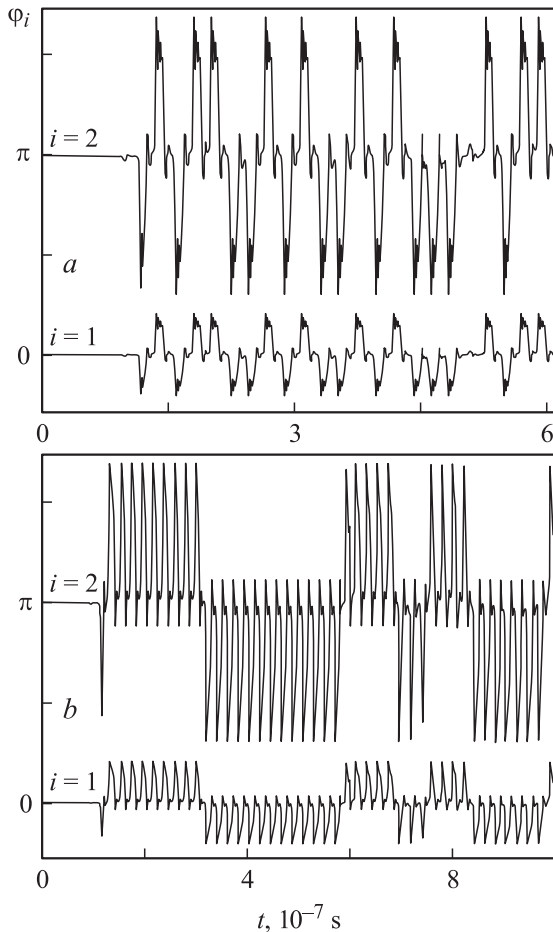


Рис. 3. Хаотические режимы колебаний магнитных моментов пленок на частотах СВЧ поля, расположенных между интервалами, соответствующими разным высокоамплитудным режимам. $\omega \cdot 10^{-8}, \text{s}^{-1}$: $a - 2.9$, $b - 3.0$.

случае имеют место две неколлинеарные равновесные ориентации [13], возможны два равновероятных режима перемагничивания: в направлениях $0 < \varphi_2 < \pi$ и $-\pi < \varphi_2 < 0$ при соответствующем перемагничивании первой пленки. Однако в случае установления „импульсного“ режима реализуется только один из указанных переходов.

В частотном диапазоне $\omega \sim (7-17) \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$ реализуется стационарный высокоамплитудный колебательный режим (b и c) с удвоенным периодом $2T_h$ (зависимость $h(t)$ в относительных единицах изображена на рис. 2, b штриховой линией) и амплитудой, почти вдвое большей амплитуды „импульсного“ режима (a). При этом в данном интервале частот существуют области, в которых имеют место хаотические колебания магнитных моментов, а также область $\omega_n \sim (7.5-8) \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$, где система оказывается невосприимчивой к воздействию переменного поля. В частотной области до участка динамической невосприимчивости (ДН) на периоде стационарных высокоамплитудных колебаний имеется несколько минимумов и максимумов (b), а в области после участка ДН

период колебаний также оказывается в 2 раза больше периода СВЧ поля, но имеет лишь по одному максимуму и минимуму (c). Отметим, что при поперечном поле той же амплитуды и частоты максимально достижимые углы прецессии магнитных моментов не превышают 10° .

Между частотными интервалами, где реализуются прецессионные режимы (a) и (b), имеется область частот переменного поля, при которых возникает чередование произвольных по величине временных промежутков, включающих в себя ряд периодов одного из двух симметричных относительно направления $\varphi = 0$ колебаний, в результате чего устанавливаются хаотические режимы колебаний. На рис. 3 представлены хаотические колебания, имеющие место на частотах $\omega = (2.9; 3) \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$ (a и b). Видно, что данные режимы оказываются очень чувствительными к частоте переменного поля.

На рис. 4 для указанных значений полей и константы связи приведены зависимости $\varphi_i(t)$ на частотах $\omega = (7.15; 7.4; 7.5) \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$ (кривые 1–3), показывающие поведение магнитных моментов вблизи области ДН — окна прозрачности спиновой системы по отношению к продольному СВЧ полю. Из рисунка видно, что участку ДН предшествует область с хаотическими колебаниями (кривые 1), которые при увеличении частоты переходят в регулярные колебания с малыми амплитудами и периодом, равным периоду высокочастотного поля (кривые 2). С приближением частоты к участку ДН амплитуда регулярных колебаний уменьшается вплоть до полного их исчезновения (кривые 3). Изменение амплитуды СВЧ поля приводит к смещению частотной области ДН. В частности, при $h = 0.8 \text{Oe}$ область ДН лежит в частотном интервале $\omega_n \sim (6.8-7.5) \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$.

Проведенный анализ показывает, что использование продольного СВЧ поля для возбуждения слоистых магнитосвязанных структур с антиферромагнитным типом

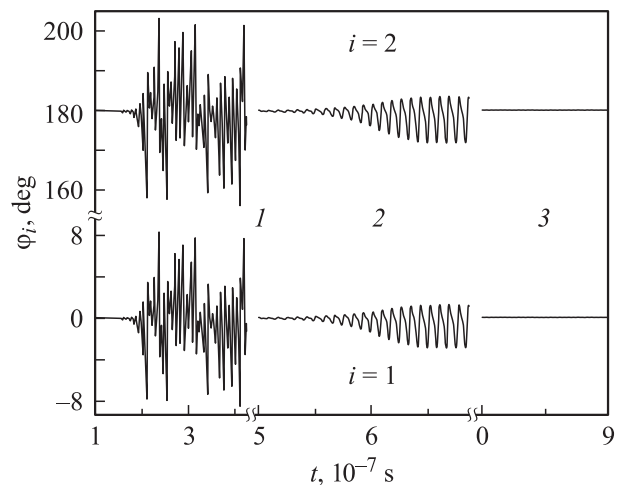


Рис. 4. Динамические режимы магнитных моментов слоев на частотах, близких к области ДН, и временная зависимость азимутальных углов в области ДН. $\omega \cdot 10^{-8}, \text{s}^{-1}$: 1 — 7.15, 2 — 7.4, 3 — 7.5.

связи позволяет значительно расширить частотный диапазон реализации режимов прецессии с большой амплитудой в область малых частот. При этом обнаружена частотная область, в которой магнитосвязанная система оказывается динамически невосприимчивой к воздействию переменного поля. Для монокристаллических двухслойных пленок с сильной обменной связью и кубической анизотропией (типа Fe/Cr) аналогичные эффекты также должны наблюдаться, однако выявление их особенностей требует отдельного анализа.

Список литературы

- [1] А. Йелов. Физика тонких пленок / Под общей ред. М.Х. Франкомба и Р.У. Гофмана. Мир, М. (1973), Т. VI. 392 с.
- [2] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, М. (1975). 220 с.
- [3] В.В. Устинов, М.М. Кирилова, И.В. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин, Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. ЖЭТФ **109**, 2, 477 (1996).
- [4] Н.Г. Бебенин, А.В. Кобелев, А.П. Танкеев, В.В. Устинов. ФММ **82**, 4, 348 (1996).
- [5] А.К. Звездин, В.В. Костюченко. ФТТ **41**, 3, 461 (1999).
- [6] A.K. Kazansky, V.M. Uzdin. Phys. Rev. B **52**, 9, 9477 (1995).
- [7] B. Neite, H. Doetsch. J. Appl. Phys. **62**, 2, 648 (1987).
- [8] А.Г. Темирязов, М.П. Тихомирова, А.В. Маряхин. Тез. докл. Междунар. школы-семинара НМММ-XVI. М. (1998). Ч. 1. С. 270.
- [9] А.М. Шутый, Д.И. Семенов. ЖЭТФ **118**, 3(9), 110 (2000).
- [10] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [11] С.М. Резенда, Ф.М. де Агиар. ТИИЭР **78**, 6, 5 (1990).
- [12] Р.Н. Носов, Д.И. Семенов. ФТТ **42**, 8, 1430 (2000).
- [13] Д.С. Семенов, А.М. Шутый. Письма в ЖЭТФ **74**, 6, 339 (2001).