01;05

Возбуждение спиновых волн, локализованных на движущейся доменной стенке в двуслойной ферромагнитной пленке

© В.В. Рандошкин, Н.Н. Сысоев, А.А. Мастин

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: randoshkin_v@mail.ru

(Поступило в Редакцию 21 мая 2007 г.)

На основе уравнений Слончевского решена задача о возбуждении спиновых волн в двуслойной магнитной пленке с резкой границей между слоями. Выведены уравнения, описывающие возбуждение спиновых волн вдоль толщины пленки. Выводы ограничены нулевым приближением по параметру малости ε-отношения энергии магнитных дипольных сил к энергии анизотропии. Рассчитана мощность, рассеиваемая такими колебаниями.

PACS: 75.40.Gb

Введение

Вопрос об излучении спиновых волн движущейся доменной стенкой (ДС) в сильноанизотропной одноосной ферромагнетике рассматривался Ходенковым [1], был найден диапазон значений внешнего магнитного поля, в котором излучение спиновых волн наиболее эффективно. Позднее этот механизм был использован для объяснения эффекта генерации микродоменов (магнитных возмущений) перед движущейся ДС в одноосных монокристаллических пленках ферритов-гранатов (МПФГ) с достаточно малым затуханием [2]. Впервые этот эффект экспериментально наблюдался авторами работ [3,4].

Генерация микродоменов в МПФГ приводит к тому, что на зависимости скорости ДС от действующего магнитного поля появляется участок с повышенной дифференциальной подвижностью [5]. Впервые аналогичный участок наблюдался в одноосных МПФГ с достаточно большим параметром затухания [6].

Таким образом, спин-волновой механизм движения ДС характеризуется локальным вращением намагниченности перед движущейся стенкой, инициируемым излучаемыми ею спиновыми волнами, что при малом затухании приводит к генерации микродоменов перед ней, а при большом — к уширению изображения ДС [7]. Заметим, что в неоднородных МПФГ локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС начинается в слое с пониженной магнитной анизотропией [5].

В рамках спин-волнового механизма движения ДС находит объяснение и разнообразная форма динамических доменных конфигураций в МПФГ с ромбической магнитной анизотропией [8], если предположить, что и пороговое поле излучения спиновых волн, и безразмерный параметр затухания зависят от направления в плоскости пленки [9].

Возбуждение стоячих спиновых волн, локализованных на ДС в ромбическом слабом ферромагнетике, рассматривалось теоретически в работе [10]. Экспериментально исследованы трансляционные и изгибные моды колебаний в уединенной движущейся ДС в монокристалле иттрий-железистого граната в присутствии пилообразного и переменного синусоидального полей мегагерцового диапазона [11]. В работе [12] на основе уравнений Слончевского изучены бризеры и солитоны огибающей спиновых волн, локализованных на ДС в сильноанизотропном одноосном ферромагнетике.

МПФГ обычно выращивают методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на подложках немагнитных гранатов [13–16]. Фундаментальной особенностью жидкофазной эпитаксии является то, что начальная стадия эпитаксиального роста является нестационарным процессом, что приводит к образованию переходного поверхностного слоя на границе раздела пленка–подложка, отличающегося по химическому составу и магнитным параметрам от основного объема пленки [14–16]. Другими словами, все реальные МПФГ являются как минимум двуслойными.

Целью данной работы является исследование возбуждения спин-волновых колебаний, локализованных на ДС в двуслойной ферромагнитной пленке с сильной одноосной магнитной анизотропией.

Теория

Пусть ДС расположена в плоскости $x0z$, где z — ось легкого намагничивания. При решении задачи предполагалось, что спиновые волны возбуждаются поперек плоскости пленки, и пренебрегалось излучением спиновых волн в глубь домена. Система уравнений Слончевского, описывающих движение ДС в двуслойной пленке с резкой границей между слоями, имеет вид

$$\frac{2M_i}{\gamma_i}\left(\dot{q}_i - \alpha_i \Delta_i \dot{\varphi}_i\right) = 4\pi\Delta_i M_i^2 \sin 2\varphi_i - 4\Delta_i A_i \nabla^2 \varphi_i,$$

$$\frac{2M_i}{\gamma_i}\left(\dot{\varphi}_i + \frac{\alpha_i}{\Delta_i}\dot{q}_i\right) = 2M_i H + \sigma_i \nabla^2 q_i, \qquad (1)$$

где $i = 1, 2$ — номер слоя (в дальнейшем для краткости мы не будем его писать); M — намагниченность насыщения слоя; γ — гиромагнитное отношение слоя; $q = q(z)$ — смещение ДС, неоднородное по z; $\varphi = \varphi(z)$ — азимутальный угол выхода намагниченности в плоскости $x0y$; σ — плотность поверхностной энергии ДС; Δ — ширина ДС; α — безразмерный параметр затухания Гильберта; A — константа обменного взаимодействия. Изменение ширины ДС по толщине пленки не учитывалось, так как оно происходит в узкой переходной области, сравнимой с шириной ДС. Предполагалось, что внешнее магнитное поле $H \gg 2\pi M_1\alpha_1$, $H \gg 2\pi M_2\alpha_2$.

Систему уравнений (1) можно представить в виде

$$\frac{2M}{\gamma}\,\dot\varphi(1+\alpha^2) = \sigma\nabla^2 q + 2M(H - 2\pi M\alpha\sin 2\varphi) + 4\alpha A\,\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2},$$

$$\frac{2M}{\gamma}\,\dot q(1+\alpha^2) = \alpha^2\sigma\nabla^2 q + 2MH\alpha^2 - 4\alpha A\,\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}.$$

Для области значений внешнего магнитного поля, значительно превышающих поле Уокера ($H_{W1} \gg 2\pi M_1\alpha_1$, $H_{W2} \gg 2\pi M_2\alpha_2$), решение системы уравнений (1) ищется в виде следующего ряда по параметру $\varepsilon = 2\pi M_1\alpha/H$:

$$q = q_0(z) + q_1(z,t) + \ldots,$$

$$\varphi = \varphi_0(z) + \varphi_1(z,t) + \ldots,$$

где $q_1, \varphi_1 \sim \varepsilon$.

В нулевом приближении решение системы уравнений (1) можно искать в виде

$$q_0 = q_{0z}(z) + \nu t,$$

$$\varphi_0 = \varphi_{0z}(z) + \omega t, \qquad (2)$$

т.е. ДС представляет собой некоторый стационарный профиль, равномерно движущийся во времени со скоростью ν, угол выхода намагниченности равномерно вращается с угловой скоростью ω.

Подствив (2) в (1), получим систему уравнений для такого движения

$$\frac{2M}{\gamma}\,(\nu - \alpha\Delta\omega) = -4\Delta A\nabla^2\varphi_{0z},$$

$$\frac{2M}{\gamma}\left(\omega + \frac{\alpha}{\Delta}\,\nu\right) = 2MH + \sigma\nabla^2 q_{0z}. \qquad (3)$$

Заметим, что ν и ω теперь зависят не только от параметров материала (α, γ, Δ) и внешнего поля H, как для однородной пленки, но и от толщины слоев пленки. Тогда решение системы уравнений (3) можно искать в виде

$$q_{0z} = \left(\frac{-MH}{\sigma} + \frac{M}{\gamma\sigma}\left(\omega + \frac{\alpha}{\Delta}\,\nu\right)\right)z^2 + Bz + C,$$

$$\varphi_{0z} = \left(-\frac{M}{4\gamma\Delta A}\,(\nu - \alpha\Delta\omega)\right)z^2 + Dz + P, \qquad (4)$$

где B, C, D, P необходимо определить исходя из граничных условий на поверхности пленки и между слоями.

Граничные условия на свободной поверхности пленки имеют вид

$$\left.\frac{\partial q_{0z1}}{\partial z}\right|_{z=-h_1} = 0, \quad \left.\frac{\partial q_{0z2}}{\partial z}\right|_{z=h_2} = 0,$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_{0z1}}{\partial z}\right|_{z=-h_2} = 0, \quad \left.\frac{\partial \varphi_{0z2}}{\partial z}\right|_{z=h_2} = 0, \qquad (5)$$

где третья цифра в индексе — номер слоя. Граничные условия между слоями имеют вид

$$\varphi_{0z1}\big|_{z=-0} = \varphi_{0z2}\big|_{z=+0}, \quad q_{0z1}\big|_{z=-0} = q_{0z2}\big|_{z=+0},$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_{0z1}}{\partial z}\right|_{z=-0} = \left.\frac{\partial \varphi_{0z2}}{\partial z}\right|_{z=+0}, \quad \left.\frac{\partial q_{0z1}}{\partial z}\right|_{z=-0} = \left.\frac{\partial q_{0z2}}{\partial z}\right|_{z=+0}. \qquad (6)$$

Решив совместно систему уравнений (4) и (5), получим выражения для неизвестных коэффициентов B, C, D, P, ν, ω. В самом общем случае выражения для скорости ДС и угловой скорости определяются системой уравнений

$$\nu\left(\frac{M_1h_1\alpha_1}{\gamma_1\sigma_1\Delta_1} + \frac{M_2h_2\alpha_2}{\gamma_2\sigma_2\Delta_2}\right) + \omega\left(\frac{M_1h_1}{\gamma_1\sigma_1} + \frac{M_2h_2}{\gamma_2\sigma_2}\right) = H\left(\frac{M_1h_1}{\sigma_1} + \frac{M_2h_2}{\sigma_2}\right),$$

$$\nu\left(\frac{M_1h_1}{\gamma_1A_1\Delta_1} + \frac{M_2h_2}{\gamma_2A_2\Delta_2}\right) - \omega\left(\frac{M_1h_1\alpha_1}{\gamma_1A_1} + \frac{M_2h_2\alpha_2}{\gamma_2A_2}\right) = 0. \qquad (7)$$

Решение системы (7) довольно громоздкое, и для простоты рассмотрим случай $A_1 = A_2$, $K_1 = K_2$, $\alpha_1 = \alpha_2$, тогда

$$\dot q_0 = \frac{H(M_1h_1 + M_2h_2)\Delta\alpha}{\left(\frac{M_1h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2h_2}{\gamma_2}\right)(1+\alpha^2)},$$

$$\dot\varphi_0 = \frac{H(M_1h_1 + M_2h_2)}{\left(\frac{M_1h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2h_2}{\gamma_2}\right)(1+\alpha^2)}, \qquad (8)$$

$$C = \frac{H}{\sigma}\Bigg(M_2h_2^2 - M_1h_1^2 + \frac{(M_2h_2 + M_1h_1)}{\left(\frac{M_1h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2h_2}{\gamma_2}\right)^2}\left(\frac{M_1h_1^2}{\gamma_1} - \frac{M_2h_2^2}{\gamma_{21}}\right)\Bigg), \qquad (9)$$

$$B = 0, \quad D = 0.$$

Интересно отметить, что если $\alpha_1 = \alpha_2$, то $P = 0$ и $\varphi_{0z}(z) = \mathrm{const}$, и можно принять $\varphi_{0z}(z) = 0$.

В первом приближении система уравнений (1) имеет вид

$$\frac{2M}{\gamma}(\dot q_1 - \alpha\Delta\dot\varphi_1) = 4\pi\Delta M^2 e^{i2\varphi_0} - 4\Delta A\nabla^2\varphi_1,$$

$$\frac{2M}{\gamma}\left(\dot\varphi_1 + \frac{\alpha}{\Delta}\,\dot q_1\right) = \sigma\nabla^2 q_1. \qquad (10)$$

Здесь принимается, что $q_1 = q_1(z,t)$, $\varphi_1 = \varphi_1(z,t)$, и решение следует искать в виде

$$q_{1i} = Q_{0i}(t) + Q_{1i}\cos(k_i z)e^{i\omega t},$$
$$\varphi_{1i} = F_{0i}(t) + F_{1i}\cos(k_i z)e^{i\omega t}. \quad (11)$$

Подставив (11) в систему уравнений (10) и учитывая, что $\varphi_0 = \omega t$, получим

$$Q_{0i} = \frac{\pi\Delta M_i\gamma_i}{\omega(1+\alpha^2)},$$
$$F_{0i} = -\frac{\pi\alpha M_i\gamma_i}{\omega(1+\alpha^2)} \quad (12)$$

и дисперсионное соотношение:

$$\omega = \frac{k^2 A\gamma}{M(1-i\alpha)}. \quad (13)$$

Для определения Q_{1i}, F_{1i} подставим (11) в (5) и (6) и решим систему получившихся уравнений относительно Q_{1i}, F_{1i}, тогда

$$Q_{11} = \frac{(Q_2 - Q_1)k_2\sin(k_2h_2)}{R},$$
$$F_{11} = \frac{(F_2 - F_1)k_2\sin(k_2h_2)}{R},$$
$$Q_{12} = \frac{(Q_1 - Q_2)k_1\sin(k_1h_1)}{R},$$
$$F_{12} = \frac{(F_1 - F_2)k_1\sin(k_1h_1)}{R}, \quad (14)$$

где

$$R = k_2\sin(k_2h_2)\cos(k_1h_1) + k_1\sin(k_1h_1)\cos(k_2h_2).$$

Мощность, рассеиваемая спин-волновыми колебаниями, рассчитывалась на основе выражения для диссипативной функции [1]:

$$P(z,t) = \frac{M\alpha}{\gamma}\left(\frac{\dot{q}(z,t)^2}{\Delta} + \dot{\varphi}(z,t)\Delta\right). \quad (15)$$

Проинтегрировав это выражение по толщине, периоду колебаний и усреднив по времени, можно получить выражение для средней мощности, рассеиваемой пленкой в единицу времени и в единице объема. Тогда выражение для мощности, рассеиваемой каждым слоем, имеет вид

$$P = \frac{M\alpha\omega^2}{\gamma\Delta}\left(|Q|^2 + \frac{|Q_1|^2}{4h}\left(\frac{\sin 2k_r h}{k_r} + \frac{\operatorname{sh} 2k_i h}{k_i}\right)\right.$$
$$+ \frac{2(Q_rQ_{1r}+Q_iQ_{1i})(k_r\sin(k_rh)\operatorname{ch}(k_ih)+k_i\cos(k_rh)\operatorname{sh}(k_ih))}{h(k_r^2+k_i^2)}$$
$$\left. + \frac{2(Q_rQ_{1i}+Q_iQ_{1r})(k_i\sin(k_rh)\operatorname{ch}(k_ih)-k_r\cos(k_rh)\operatorname{sh}(k_ih))}{h(k_r^2+k_i^2)}\right), \quad (16)$$

где k_r, k_i — реальная и мнимая части волнового вектора; Q_r, Q_i, Q_{1r}, Q_{1i} — реальные и мнимые части амплитуд соответственно однородной и неоднородной составляющих колебания.

Результаты и обсуждение

С использованием полученных соотношений рассчитывались спектры спин-волнового резонанса, возбуждаемые в двуслойной пленке движением ДС под действием внешнего постоянного магнитного поля. Полагалось, что слои пленок отличаются значениями либо намагниченности насыщения, либо гиромагнитного отношения (см. таблицу). Остальные параметры слоев следующие: $\alpha = 0.03$, $A = 3.7$ pJ/m, $h = 4.0\,\mu$m, $K = 1000$ J/m^3, $\Delta = 0.06\,\mu$m и $H_{W1} = 0.75$ Oe. Мощность нормировалась на ее значение для самого интенсивного пика.

Параметры пленок

Параметр	Пленка № 1		Пленка № 3	
	слой 1	слой 2	слой 1	слой 2
$4\pi M$,kA/m	4.0	8.0	4.0	4.0
γ, MHz · m/A	0.22	0.22	0.22	0.24
Параметр	Пленка № 2		Пленка № 4	
	слой 1	слой 2	слой 1	слой 2
$4\pi M$,kA/m	4.0	9.5	4.0	4.0
γ, MHz · m/A	0.22	0.22	0.22	0.33

На рис. 1 приведена зависимость мощности P, рассеиваемой пленками № 1 и 2, от внешнего магнитного поля H. Видно, что в обоих случаях мощность немонотонно зависит от номера моды n. Для каждой серии пиков на рис. 1 можно выделить чередующиеся подсерии четных и нечетных мод. Первый пик в серии — первая нечетная мода, затем идет первая четная и так далее. Интенсивность нечетных мод сначала уменьшается с номером моды, но после пятой нечетной моды для пленки № 1 и третьей нечетной для пленки 2 она начинает возрастать. С увеличением номера моды эта закономерность повторяется. В подсерии четных мод минимум зависимости $P(n)$ совпадает с ее максимумом в подсерии нечетных мод.

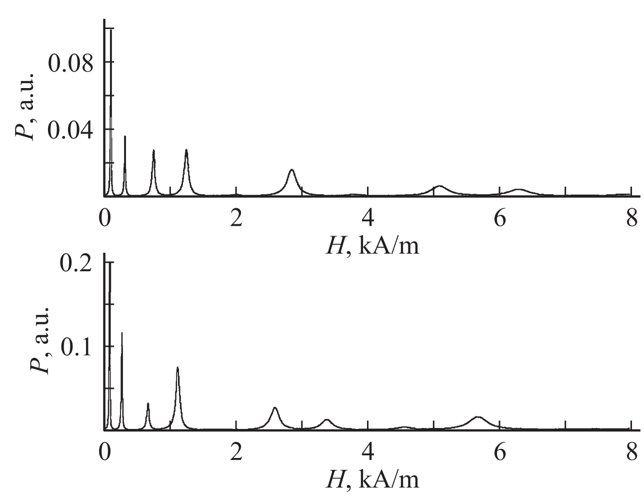

Рис. 1. Зависимость поглощаемой мощности ДС P от продвигающего поля H для пленок № 1 (вверху) и 2 (внизу).

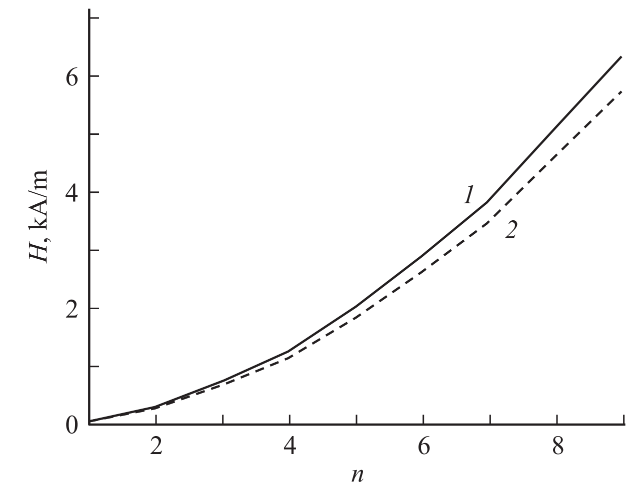

Рис. 2. Зависимость резонансного поля H от номера моды n для пленок № 1 (*1*) и 2 (*2*).

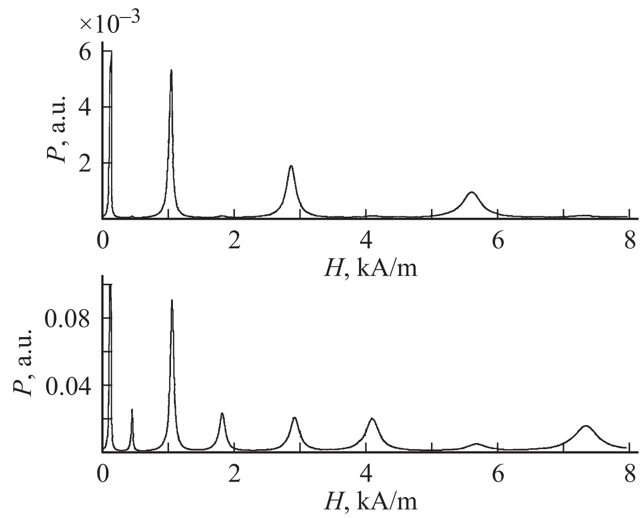

Рис. 3. Зависимость поглощаемой мощности ДС P от продвигающего поля H для пленок № 3 (вверху) и 4 (внизу).

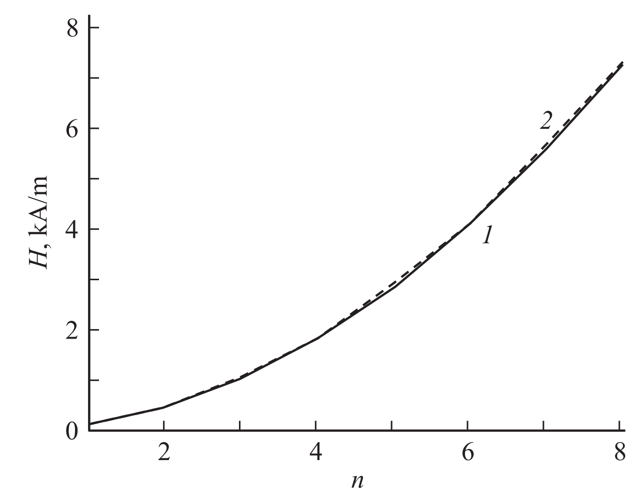

Рис. 4. Зависимость резонансного поля H от номера моды n для пленок № 3 (*1*) и 4 (*2*).

На рис. 2 приведены дисперсионные кривые для зависимостей $P(H)$, показанных на рис. 1. Зависимость под номером *1* соответствует верхнему рисунку, под номером *2* — нижнему. Из рис. 2 видно, что увеличение намагниченности насыщения второго слоя пленки приводит к уменьшению резонансных полей мод.

На рис. 3 приведены зависимости $P(H)$ для пленок № 3 и 4. Из рис. 3 видно, что возбуждается в основном нечетная подсерия мод, а интенсивность четных мод слабо зависит от их номера. Увеличение γ во втором слое приводит к росту интенсивности как четных, так и нечетных мод и практически не влияет на дисперсионную кривую (рис. 4).

Выводы

Проведен теоретический расчет спектров локализованных спиновых волн на движущейся ДС в двуслойных пленках одноосных сильноанизотропных ферромагнетиков. Получены уравнения, описывающие спин-волновые колебания движущейся ДС в первом порядке по малому параметру ε (отношению поля Уокера к внешнему магнитному полю). Получены зависимости мощности, рассеиваемой спин-волновыми колебаниями, от внешнего магнитного поля при различных параметрах слоев пленки. Обнаруженные высокочастотные резонансы колебаний ДС могут использоваться для магнитооптической модуляции света в гигагерцовом диапазоне.

Список литературы

[1] *Ходенков Г.Е.* // ФММ. 1975. Т. 39. № 3. С. 466.
[2] *Рандошкин В.В., Сигачев В.Б.* // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1522.
[3] *Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.С.* Препринт физ. фак-та МГУ. 1982. № 4/1982. 5 с.
[4] *Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.С.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 3. С. 1006.
[5] *Логунов М.В., Рандошкин В.В.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1237.
[6] *Телеснин Р.В., Рандошкин В.В., Зимачева С.М.* // ФТТ. 1977. Т. 19. № 3. С. 907.
[7] *Рандошкин В.В.* // ФТТ. 1995. Т. 37. № 10. С. 3056.
[8] *Рандошкин В.В.* // ФТТ. 1997. Т. 39. № 8. С. 1421.
[9] *Рандошкин В.В.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 23. С. 74.
[10] *Звездин А.К., Попков А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. Вып. 8. С. 348.
[11] *Сыногач В.Т.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. Вып. 7. С. 369.
[12] *Попков А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 54. Вып. 2. С. 97.
[13] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
[14] *Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я.* Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
[15] *Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Тимошечкин М.И., Шапошников А.Н., Ширков А.В., Степанов Ю.И.* // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1712.
[16] *Грошенко Н.А., Рандошкин В.В., Шапошников А.Н., Ширков А.В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 935.