

УДК 537.611.44

© 1992

ОБМЕННАЯ ЖЕСТКОСТЬ И ПОСТОЯННАЯ НЕОДНОРОДНОГО ОБМЕНА В ПЛЕНКАХ Ga, Sc-ЗАМЕЩЕННОГО ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

С. Л. Высоцкий, Г. Т. Казаков, Б. П. Нам, А. В. Маряхин,
А. Г. Сухарев, Ю. А. Филлимонов, А. С. Хе

Приведены результаты исследования обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена в пленках Ga, Sc-замещенного железо-иттриевого граната (ЖИГ) состава $\{Y_3\}[Fe_{2-y}Sc_y](Fe_{3-x} \cdot Ga_x)O_{12}$, где $y < 0.25$, $x < 1.0$ и всегда $y < x$. Показано, что, несмотря на уменьшение обменной жесткости с ростом степени диамагнитного замещения, постоянная неоднородного обмена в таких пленках может достигать величины, на порядок большей, чем в чистом ЖИГ. Связанное с этим увеличение групповой скорости спиновых волн в Ga, Sc-замещенных пленках ЖИГ позволяет наблюдать и исследовать эффекты резонансного взаимодействия магнитоэлектрических волн и мод спин-волнового резонанса в пленках большей по сравнению с чистым ЖИГ толщины. Экспериментально полученные значения обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена находятся в хорошем соответствии с расчетами, выполненными в рамках теории молекулярного поля.

1. Возможность целенаправленного изменения свойств эпитаксиальных пленок ЖИГ путем диамагнитного замещения ионов Fe^{3+} в октаэдрических [a] и тетраэдрических [d] позициях широко используется для решения разнообразных задач магнитоэлектроники и, в частности, при разработке устройств на магнитоэлектрических волнах (МСВ) [1]. Например, в работе [2] было показано, что разработка устройств на МСВ в высокочастотном диапазоне (20—300 МГц) может осуществляться на основе пленок состава $\{Y_3\}[Fe_{2-y}Sc_y](Fe_{3-x}Ga_x)O_{12}$ (Ga, Sc: ЖИГ), которые при степени замещения в октаэдрических $y = 0.2 \div 0.3$ и тетраэдрических $x = 0.9 \div 1.1$ позициях обладают в сравнении с ЖИГ низкими намагниченностью насыщения $4\pi M_0 \approx 400$ Гс и полем кубической анизотропии $H_K = -(4 \div 18)$ Э при типичных для ЖИГ значениях ширины линии ФМР $\Delta H = 0.2 \div 0.8$ Э. Наряду с указанными параметрами важное значение для использования магнитных пленок в качестве волноводов МСВ имеют параметры обменного взаимодействия — обменная жесткость A , определяющая энергию обменного взаимодействия, а также постоянная неоднородного обмена α , которая связана с обменной жесткостью соотношением [3]

$$\alpha = 2A/M_0^2 \quad (1)$$

и широко используется при проведении расчетов спектра спин-волнового резонанса (СВР) магнитной пленки [4]. Кроме того, с этими параметрами непосредственно связана эффективность резонансного взаимодействия дипольной МСВ и спин-волновых мод пленочного волновода. Такое взаимодействие приводит к возникновению в дисперсии и затухании МСВ характерных особенностей типа «щелей», «участков аномальной дисперсии» и «пиков поглощения», которые могут суще-

ственно определять характеристики устройств на МСВ и к настоящему времени хорошо изучены и описаны для пленок чистого ЖИГ [5-9].

Для пленок Ga, Sc : ЖИГ параметры обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена и их зависимость от степени замещения до сих пор подробно не изучались. В данной работе мы сообщаем о результатах измерений обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена для пленок Ga, Sc : ЖИГ при различных степенях замещения ионами Ga и Sc ($0 < x < 1.0$, $0 < y < 0.3$, $y < x$) и о сопоставлении полученных из эксперимента значений с расчетами, проведенными в рамках неелевской теории ферромагнетизма.

2. Изучались пленки Ga, Sc : ЖИГ с параметрами, указанными в таблице. Степень замещения ионами Ga (x) и Sc (y) определялась из известных зависимостей [10] от величин x и y параметра рассогласования Δa постоянных решеток

Параметры решеток

№ п/п	y	x	Δa , Å	h, мкм	π		α , 10^{-11} см ²		A, 10^{-7} эрг/см		R
					эсп.	расч.	эсп. 10^{-11} 2	расч. 10^{-11} 2	расч. 10^{-7}	эсп. 10^{-7}	
1	0	0	—	4.5	1750	1772	3.97	3.5	6.5	3.85	0.18
2	0.2	0.65	0	17	800	819	6	8.5	1.81	1.22	—
3	0.19	0.72	+0.0043	4.06	700	705	5	10.9	2.9	0.776	0.18
4	0.15	0.7	—	3.98	700	701	9.4	11.8	1.84	1.45	0.16
5	0.19	0.9	—	20.2	430	443	22	23.5	1.46	1.29	0.3
6	0.24	0.96	0	1.25	400	402	13	25	1.28	0.658	0.02
7	0.3	0	—	—	—	1975	—	2.07	2.55	—	—
8	0.4	0.17	—	—	—	1701	—	2.33	2.13	—	—
9	0.3	0.2	—	—	—	1612	—	2.86	4.12	—	—

пленки $a_f = a_f(x, y)$ и подложки a_s ($\Delta a = \Delta a(x, y) = a_s - a_f$) и намагниченности насыщения $4\pi M_0 = 4\pi M_0(x, y)$. Параметр рассогласования Δa измерялся на установке «Дрон-1», а намагниченность насыщения оценивалась из экспериментов по возбуждению на частоте $f = 3$ ГГц ФМР в касательно намагниченной пленке. Искомые параметры обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена определялись по спектру СВР пленки Ga, Sc : ЖИГ, что, как известно [11], дает наименьшую погрешность в их определении.

Для измерения частот СВР использовалась известная [5-8] методика, в которой частоты СВР отождествляются с частотами резонансного взаимодействия между распространяющимися в пленке МСВ и спин-волновыми модами (модами СВР). Такая методика может быть реализована [9], если поверхностные спины эффективно закреплены и выполнен критерий многократного пробега спиновых волн по толщине пленки h

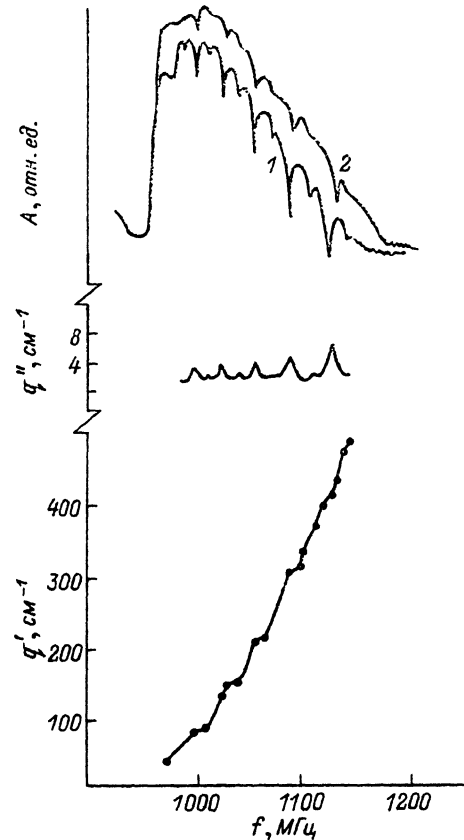
$$R < 1,$$

$$R = \frac{\Delta H h}{4\pi M_0} \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha}} \frac{1}{\sqrt{\sqrt{4\eta^2 + \sin^4 \theta_n} - 2\beta - \sin^2 \theta_n}},$$

$$\eta = \frac{f}{f_m}, \quad \beta = \frac{f_n}{f_m}, \quad f_m = \gamma 4\pi M_0, \quad f_n = \gamma H_0, \quad (2)$$

γ — гиромагнитное отношение, θ_n — угол между нормалью к поверхности пленки и полем H_0 .

Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика при расстоянии между антеннами 3 (1) и 9 мм (2), частотные зависимости декремента q'' и волнового числа q' для ПМСВ в пленке № 3 (см. таблицу) при $H_0 = 130$ Э.



аномального поведения дисперсии $f = f(q')$ и роста пространственного декремента q'' МСВ [5-9], где q' и q'' — действительная и мнимая части волнового числа $q = q' + iq''$ МСВ. Рис. 1, где показаны закон дисперсии $q' = q'(f)$ и частотная зависимость пространственного декремента ПМСВ $q'' = q''(f)$, измеренные аналогично [7, 12], иллюстрирует сказанное.

С другой стороны, измеренные резонансные частоты должны описываться выражениями [4]

$$f_N = \gamma (H_0 - 4\pi M_0) + \gamma \alpha M_0 (\pi N / h)^2 \quad (3)$$

в случае ПОМСВ и

$$f_N = [(f_n + \gamma \alpha M_0 (\pi N / h)^2) (f_n + f_m + \gamma \alpha M_0 (\pi N / h)^2)]^{1/2} \quad (4)$$

в случае ПМСВ, где N — номер моды СВР. Следовательно, если резонансные частоты в АЧХ пронумеровать, сопоставив наиболее низкочастотному резонансу некоторый начальный номер N , то из зависимости $f_N = f_N(N^2)$ с помощью (3), (4) можно определить значение α . На рис. 3 показана зависимость $f_N = f_N(N^2)$ (N), построенная из АЧХ (рис. 1) для случая, когда начальный номер $N = 6$ подбирался исходя из требования линейности зависимости $f_N = f_N(N^2)$. Линейный характер зависимости следует из выражения (4), которое при условии $\gamma \alpha M_0 (\pi N / h)^2 f_n$ можно переписать в виде

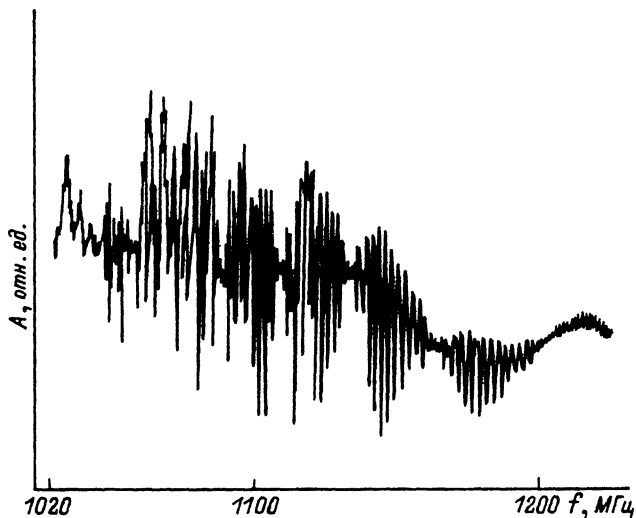


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика ПОМСВ в пленке № 3 (см. таблицу) при $H_0 = 1080$ Э.

$$f_N \simeq f_0 + \gamma \alpha M_0 (\pi N / h)^2 f_s / f_0, \quad (4')$$

где $f_0^2 = f_H^2 + f_H f_m$, $f_s = f_H + f_m / 2$. Значение α считалось найденным для пленки, если получалось соответствие измеренных и рассчитанных зависимостей $f_N = f_N(N^2)$ как для ПМСВ, так и для ПОМСВ. Полученные таким образом величины затем подставлялись в (1) для определения A , а также в (2) для проверки критерия установления СВР в пленке, который считался выполненным при $R < 0.5$. В таблице приведены верхние значения параметра R для установленных величин α .

Отметим некоторые моменты, влияющие на точность определения α по данной методике. Во-первых, необходимо быть уверенным, что в АЧХ проявляются резонансы с номерами N , идущими подряд. Дело в том, что при равенстве параметров закрепления спинов на границах пленки с воздухом и подложкой моды СВР с четными N взаимодействуют с МСВ слабо даже в случае ПМСВ [9]. Тогда на частотах СВР, отвечающих четным N , никаких особенностей в АЧХ может не наблюдаться, а попытка рассчитать параметр α из АЧХ такого вида с помощью (3), (4') в предположении, что соседние в АЧХ резонансы имеют номера N , отличающиеся на единицу, приведет к значениям A , α , завышенным в четыре раза. Наиболее простой путь, облегчающий обнаружение в АЧХ резонансов с четными N и позволяющий избежать таких ошибок, — увеличить расстояние l между преобразователями, что иллюстрирует рис. 1.

Во-вторых, важно определить номер N , с которого следует начать нумерацию резонансов в АЧХ. Дело в том, что диссипация в ряде случаев [7, 9, 13] может разрушать резонанс МСВ с низшими модами СВР, так что в АЧХ проявятся лишь резонансы с номерами $N > 1$. Если не учитывать такую возможность и строить зависимость $f_N = f_N(N^2)$, соотнося резонансам в АЧХ номера

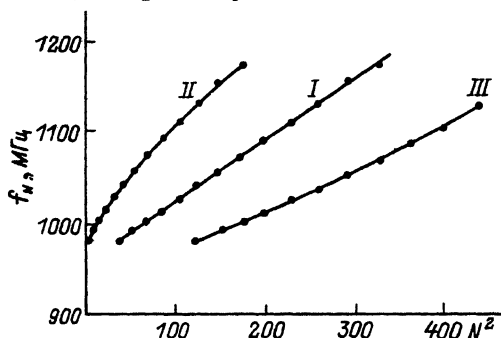
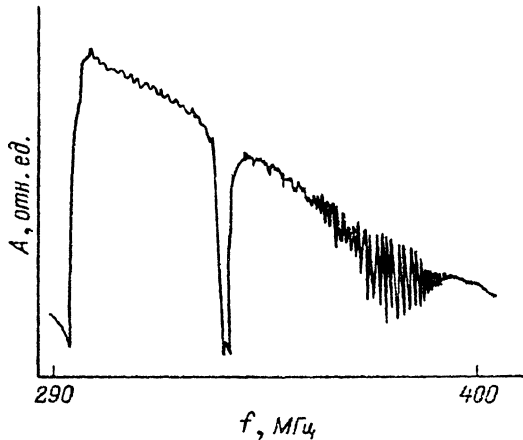


Рис. 3. Трансформация зависимости $f_N = f_N(N^2)$, связанная с изменением номера первого наблюдаемого в АЧХ резонанса для ПМСВ в пленке № 3 (см. таблицу).

I — $N = 6$, II — 1, III — 10.



$N' = 1, 2, \dots$, то зависимость $f_N = f_N(N'^2)$ в области начальных N' имеет корневой характер, (рис. 3, II) и значение α будет завышено. Если же, наоборот, номера N' взять слишком большими, то зависимость $f_N = f_N(N'^2)$ примет вид параболы (рис. 3, III) и значение α будет занижено. Наконец, как уже отмечалось, найдется начальный номер N , при котором зависимость $f_N = f_N(N^2)$ примет линейный вид (рис. 3, I) в соответствии с (3), (4).

Отметим, что отклонение от линейности в зависимости $f_N = f_N(N^2)$ может возникать даже в случае верной нумерации резонансов и обуславливаться, например, неоднородным распределением намагниченности $4\pi M_0$ по толщине пленки [4] или за счет диффузии магнитных ионов в подложку [15]. Действительно, травление поверхности пленок на глубину $h_s = 0.2 \div 0.3$ мкм «убирало» резонансные особенности в АЧХ пленок типа (рис. 1, 2), что подтверждает существование неоднородного распределения $4\pi M_0$ в приповерхностном слое. С другой стороны, это говорит об отсутствии на границе с подложкой и в объеме пленки слоев с закрепленными спинами, способных приводить к возникновению «обменных» особенностей в АЧХ. Это согласуется также с данными рентгеноструктурного анализа исследованных пленок, выполненного ранее [2] и показавшего высокую степень однородности объема пленок. Как известно [15], неоднородное распределение $4\pi M_0$ наиболее заметно сказывается на частотах СВР, отвечающих низшим модам номеров $N = 1, 2, \dots$, и, следовательно, должно влиять на определение α тонких пленок, для которых АЧХ содержит не более одного-двух резонансов (рис. 4). Тем не менее величина α в пленке толщиной 1.25 мкм, определенная с помощью (4) и без учета толщинной неоднородности $4\pi M_0$, хорошо согласуется со значениями α более толстых пленок, имеющих близкую величину $4\pi M_0$ (см. таблицу).

Образование диффузной зоны на границе пленка—подложка приводит к некоторому увеличению «эффективной» толщины пленки для спин-волновых мод с малой длиной волны, т. е. большими номерами N . Поэтому в данном случае, наоборот, ошибка возникает при оценке положения частот СВР, отвечающих высоким номерам N . Как было показано в [15], положение частот СВР в пленке с переходным слоем на границе пленка—подложка, как правило, хорошо описывается выражениями (3), (4), в которых нужно провести замену N на $(N-1/4)$. Следовательно, если предположить, что в исследованных пленках указанный эффект имел место, то использование выражений (3), (4) для расчета даст заниженные значения постоянной неоднородного обмена.

Кроме указанных причин, на погрешность определения величин A и α будут влиять ошибки в определении M_0 и h . Если предположить, что ошибка в величинах M_0 и h не выше 10%, то суммарная ошибка при расчете величин A и α с помощью формул (3), (4) не превышает 80%.

С учетом вышеизложенного рассмотрим данные таблицы. Обращает на себя внимание рост величины α по мере «магнитного разбавления» ЖИГ и снижения намагниченности насыщения. Причем если для пленок с $4\pi M_0 \approx 700$ Гс значения

α лишь в два раза превышают значения $\alpha_{\text{ЖИГ}}$, что можно было бы в принципе связать с ошибкой измерения, то для пленок, имеющих $4\pi M_0 \approx 400$ Гс, значения α на порядок превышают $\alpha_{\text{ЖИГ}}$ и ошибкой измерения объясняться не могут. В отличие от постоянной неоднородного обмена обменная жесткость при увеличении степени диамагнитного замещения уменьшается и при максимальных значениях $x + y$ составляет примерно пятую часть от величины A , отвечающей чистому ЖИГ.

3. Покажем теперь, что полученные значения A и α находятся в соответствии с теорией молекулярного поля [3]. Используем традиционный для области СВЧ подход, при котором двухподрешеточный ферримagnetик (Ga, Sc : ЖИГ) представляется ферромагнетиком с эффективными намагниченностью насыщения $4\pi M_0$, обменной жесткостью A и постоянной неоднородного обмена α [3]. При этом между параметрами $4\pi M_0$, A и соответствующими параметрами, характеризующими феррит, имеется связь [3, 11]

$$M_0 = M_d - M_a, \quad (5)$$

$$A = \frac{1}{2} \delta_{ad}^2 N_{ad} m_a M_d - \frac{1}{4} [\delta_{aa}^2 N_{aa} M_a^2 + \delta_{dd}^2 N_{dd} M_d^2], \quad (6)$$

где M_i ($i = d, a$) описывают намагниченности соответствующих подрешеток; N_{ij} и δ_{ij} — коэффициенты молекулярного поля, зависящие от степеней замещения, и эффективные длины обменного взаимодействия внутри ($i = j$) и между ($i \neq j$) подрешетками соответственно. Коэффициенты молекулярного поля N_{ij} для пленок Ga, Sc : ЖИГ при степенях замещения $y < 0.7$, $x < 1.95$ можно получить с помощью соотношений работы [16]

$$N_{aa} = 9.56 \cdot 10^3 (1 - 0.42x),$$

$$N_{dd} = 4.48 \cdot 10^3 (1 - 0.43y),$$

$$N_{ad} = 1.4 \cdot 10^4 (1 - 0.125y - 0.127x). \quad (7)$$

Намагниченности подрешеток M_i при температуре эксперимента $T \sim 300$ К могут быть рассчитаны с использованием стандартных формул неелевской теории ферримagnetизма [11]

$$M_a = 5\mu_B \rho_a B_{5/2}(x_a),$$

$$M_d = 5\mu_B \rho_d B_{5/2}(x_d), \quad (8)$$

где

$$x_a = \frac{5\mu_B}{kT} (M_d N_{ad} - M_a N_{aa}),$$

$$x_d = \frac{5\mu_B}{kT} (M_a N_{ad} - M_d N_{dd}),$$

μ_B — магнетон Бора; $B_{5/2}(x)$ — функция Бриллюэна; $\rho_a = \rho_0 (2 - y)$, $\rho_d = \rho_0 (3 - x)$ — плотности магнитных ионов в октаэдрических и тетраэдрических позициях

соответственно; $\rho_0 = 4.22 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Значения намагниченности насыщения $4\pi M_0$, рассчитанные с помощью (5)—(8), приведены в таблице и согласуются с экспериментально определенными величинами. Эффективные длины обменного взаимодействия аналогично [11] возьмем равными $\delta_{aa} = \delta_{dd} = \delta_{ad} = 2.3 \cdot 10^{-8}$ см и не зависящими от легирования. В этом случае величины параметров A и α , рассчитанные с помощью (1), (5)—(8), оказываются очень близки к определенным экспериментально (см. таблицу). Следует отметить, что если поведение обменной жесткости с ростом диамантного замещения выглядит естественно (для полноты отметим, что в пленках состава $\{Y_{3-x}R_x\}[Fe_2](Fe_3)O_{12}$ ($R = Bi, La$) обменное взаимодействие усиливается [17]), то рост параметра α с увеличением «разбавления» достигается в данном случае благодаря выполнению условия $y < x$, которое при данных степенях замещения обеспечивает более быстрое уменьшение M_0 по сравнению с A . В качестве иллюстрации сказанного в таблице приведены значения параметров обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена в случае, когда условие $y < x$ нарушено. Видно, что в этом случае, несмотря на снижение намагниченности, постоянная неоднородного обмена также уменьшается.

4. Таким образом, в пленках $\{Y_3\}[Fe_{2-y}Sc_y](Fe_{3-x}Ga_x)O_{12}$, $y < 0.3$, $x < 1.0$ изучена зависимость обменной жесткости и постоянной неоднородного обмена от степени замещения. Показано, что, в то время как обменная жесткость уменьшается, достигая при $y = 0.24$, $x = 0.96$ значений, в пять раз меньших, чем в чистом ЖИГ, постоянная неоднородного обмена возрастает и достигает величины, на порядок большей, чем в чистом ЖИГ. Такое поведение α в исследуемом случае обусловлено более быстрым уменьшением намагниченности насыщения по сравнению с параметром обменной жесткости и связано с тем, что в процессе диамантного замещения выполняется условие $y < x$.

Отметим в заключение, что обнаруженное поведение параметров A и α в пленках Ga, Sc: ЖИГ показывает, что такие пленки могут оказаться удобными для изучения эффектов взаимодействия дипольных МСВ и спин-волновых мод пленочного волновода, а также при разработке различных устройств, использующих эффекты распространения обменных спиновых волн в ферритовых пленках [18]. Это следует из того, что групповая скорость спиновых волн U_g на частоте возбуждения N -й моды СВР в пленке Ga, Sc: ЖИГ толщиной h ($U_g \sim \gamma \alpha M_0 \pi N / h$ [3]) оказывается больше, чем в пленке чистого ЖИГ той же толщины. Следовательно, при равенстве диссипативных параметров пленок чистого и Ga, Sc-замещенного ЖИГ в последних обменные волны будут распространяться на гораздо большие расстояния и эффекты резонансного взаимодействия МСВ и спин-волновых мод будут наблюдаться при большей толщине пленки.

Список литературы

- [1] Яковлев Ю. М. // Электронная техника. Сер. материалы. 1986. В. 7 (1227). С. 3—56.
- [2] Казаков Г. Т., Нам Б. П., Маряхин А. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 19. С. 1733—1737.
- [3] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973. 592 с.
- [4] Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш. Физические свойства и применение тонких магнитных пленок. Новосибирск, 1975. 222 с.
- [5] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Бугаев А. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 9. С. 600—603.
- [6] Adam J. D., Patterson R. W., O'Keefe T. W. // Jap. 1979. V. 50. N 3. P. 2446—2448.
- [7] Андреев А. С., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 3. С. 1005—1015.
- [8] Калинин Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 159—176.
- [9] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Луговой А. В. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1136—1142.
- [10] Рубинштейн Б. Л. // Электронная техника. Сер. ферритовая техника. 1970. В. 13. С. 3—60.
- [11] Carlo J. T., Bullock D. C., West F. G. // IEEE Trans. 1974. V. MAG-10. P. 626—629.
- [12] Казаков Г. Т., Сухарев А. Г., Филимонов Ю. А. и др. // РЭ. 1988. Т. 33. № 4. С. 801—807.
- [13] Зильберман П. Е., Голубев Н. С., Темиряев А. Г. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 2. С. 634—643.

- [14] Wigen P. E. // *Thin Solid Films*. 1984. V. 114. P. 135—186.
[15] Guenzer C. S., Vittoria C., Lesoff H. // *AIP Conf. Proc.* 1973. V. 18. P. 1292—1296.
[16] Dionne G. F. // *Jap.* 1970. V. 41. N 12. P. 4874—4881.
[17] Novak P., English J., Lutgemeier H. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. N 16. P. 9712—9715.
[18] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Санников Е. С. и др. // *Письма в ЖТФ*. Т. 14. № 10. С. 884—888.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Саратов

Поступило в Редакцию
3 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
27 августа 1991 г.
