01; 06

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ФЕРРОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА ПАРАМЕТРИЧЕСКУЮ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ СПИНОВЫХ ВОЛН ПРИ ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКЕ

Б. А. Калиникос, Н. В. Кожусь

Рассмотрено параметрическое возбуждение спиновых волн при учете специфических особенностей, присущих пленочным ферромагнетикам. Получены аналитическое выражение для закона дисперсии дипольно-обменных спиновых волн в анизотропных пленках и пороговые формулы, определяющие условия возникновения параметрической нестабильности про продольной гармонической накачке. На примере монокристаллических пленок железо-иттриевого граната проанализировано влияние кубической и одноосной анизотропии на пороги параметрического возбуждения спин-системы при касательном и нормальном намагничивании.

В последнее время активно исследуются процессы параметрического возбуждения спиновых волн (СВ) в монокристаллических пленках ферродиэлектриков [1-6]. Интерес к этому явлению связан с перспективой создания линейных и нелинейных спин-волновых устройств, осуществляющих аналоговую обработку сигналов в диапазоне СВЧ. Интерпретация результатов экспериментов по параметрическому возбуждению спиновых волн в анизотропных пленках (даже слабоанизотропных, к которым относятся широко используемые пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ)) оказывается затруднена. Дело в том, что существующие теории параметрического возбуждения спиновых волн либо не учитывают специфических «пленочных» особенностей (размерных эффектов) (см. [7] и литературу в ней), либо выполнены в пренебрежении магнитной анизотропией [8, 9].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование параметрической нестабильности, возникающей в режиме продольной накачки в анизотропных ферромагнитных пленках, намагниченных полем произвольной ориентации.

Решение задачи проведем в рамках классического подхода. Для совместного интегрирования уравнения движения намагниченности и уравнений Максвелла используем аппарат функций Грина с разложением переменной намагниченности в ряд по спин-волновым модам [10].

Уравнение движения Ландау—Лифшица запишем в системе координат xyz, ось z которой параллельна равновесной намагниченности $\mathbf{M}_0$, а ось y лежит в плоскости пленки (рис. 1),

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -|g|\mu_0[\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}^a + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_{об} + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_g + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0^{эф} + \mathbf{m} \times \mathbf{h}]. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ — переменная компонента намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$; $\mathbf{h}^a(\mathbf{r}, t)$ — переменное эффективное поле анизотропии; $\mathbf{h}_{об}(r, t) = \alpha\nabla^2\mathbf{m}$ — переменное поле неоднородного обменного взаимодействия; α — константа неоднородного обменного взаимодействия; $h_g(r, t)$ — переменное дипольное поле; $\mathbf{h}(t) = \mathbf{e}_z h \cos \omega t$ — стороннее поле накачки; $\mathbf{H}_0^{эф}$ — постоянное эффективное поле, являющееся суммой внутреннего поля $\mathbf{H}_{i0}$ и поля анизотропии $\mathbf{H}_0^a$. Внутреннее поле H_{i0} складывается из внешнего поля подмагничивания и постоянного размагничивающего поля.

Для расчета эффективного поля анизотропии $\mathbf{H}^a(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0^a + \mathbf{h}^a(\mathbf{r}, t)$ воспользуемся методом эффективных размагничивающих факторов анизотропии $\mathbf{H}^a(\mathbf{r}, t) = -\hat{N}\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Достоинством этого метода является то, что он позволяет учитывать влияние какого-либо одного или сразу нескольких видов анизотропии ферромагнетика путем подстановки в окончательные выражения компонент соответствующих тензоров $\hat{N}$. Нахождение компонент тензора $\hat{N}$ каждого вида анизотропии представляет самостоятельную часть задачи, рассмотренную, например, в [11]. Ниже будут приведены значения компонент тензоров размагничивающих факторов кубической и одноосной анизотропии для конкретных ориентаций равновесной намагниченности и осей симметрии пленки.

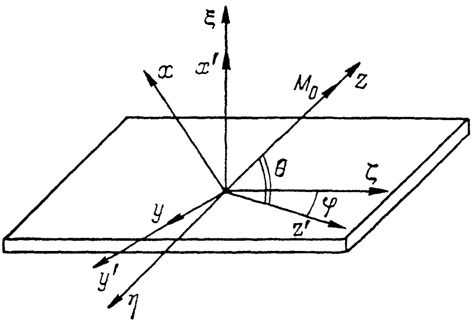

Рис. 1. Ориентация равновесной намагниченности и систем координат.

Используя ранее развитый аппарат [10, 12], согласно которому переменное дипольное поле и переменная намагниченность представляются в виде Фурье-разложений по неоднородным плоским волнам, фурье-компоненты которых связаны с помощью функции Грина, а переменная намагниченность раскладывается в ряд по спин-волновым модам, перейдем от уравнения (1) к системе уравнения движения для спин-волновых амплитуд m_{nk}^p.

$$\frac{\partial}{\partial t} m_{n'k}^1 + i a_{n'k} m_{n'k}^1 + i b m_{n'k}^2 + i \sum_n [m_{nk}^1 C_{nn'} + m_{nk}^2 (p_{nn'} + q_{nn'})] = - i\omega_s \cos \omega t m_{n'k}^1,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} m_{n'k}^2 - i b^* m_{n'k}^1 - i a_{n'k} m_{n'k}^2 - i \sum_n [m_{nk}^1 (p_{nn'}^* - q_{nn'}^*) + m_{nk}^2 C_{nn'}] =$$
$$= + i\omega_s \cos \omega t m_{n'k}^2. \qquad (2)$$

В (2) обозначено

$$a_{nk} = \Omega_{nk} + \frac{\omega_м}{2} (\cos^2\theta + N_{xx} + N_{yy}),$$

$$\Omega_{nk} = |g| \mu_0 (H_{iz} - N_{zz} M_0) + \omega_м \alpha (k_\zeta^2 + \varkappa_n^2),$$
$$\omega_м = |g| \mu_0 M_0, \quad \varkappa_n = n\pi/L, \quad \omega_s(t) = |g| \mu_0 h \cos \omega t,$$
$$b = \frac{\omega_м}{2} (\cos^2\theta + N_{xx} - N_{yy} - 2iN_{xy}),$$

$$C_{nn'} = -\frac{\omega_м}{2} [P_{nn'}(c_1 + c_2) + iQ_{nn'} c_5],$$

$$p_{nn'} = -\frac{\omega_м}{2} P_{nn'} (c_1 - c_2 - 2ic_3), \quad q_{nn'} = -\frac{\omega_м}{2} Q_{nn'} (2c_4 + ic_5),$$

$$c_1 = \cos^2\theta - \sin^2\theta \cos^2\varphi, \quad c_2 = -\sin^2\varphi,$$
$$c_3 = \sin\varphi \cos\varphi \sin\theta, \quad c_4 = 2\sin\varphi\cos\theta, \quad c_5 = \sin 2\theta \cos\varphi,$$

где H_{iz} — проекция внутреннего поля на ось z; L — толщина пленки, $n, n' = 0, 1, 2, \ldots$. Дипольные матричные элементы $P_{nn'}(k_\zeta L)$, $Q_{nn'}(k_\zeta L)$ зависят от состояния поверхностных спинов. Выражения для них приведены в [10]. Углы θ и φ (рис. 1) определяют направление равновесной намагниченности и могут быть найдены по заданной ориентации поля $\mathbf{H}_0$ из решения статической задачи [11].

Анализ решения системы (2) показывает, что, так же как и в изотропных пленках [12], спектр спиновых волн в анизотропных пленках является многоволновым, т. е. описывается набором дисперсионных кривых, каждая из которых соответствует своей волне. Точное решение однородной системы (2) дает закон дисперсии СВ, который записывается в неявной форме, что затрудняет анализ нелинейных процессов в ферромагнитных пленках. Аналитическое выражение для порога параметрического возбуждения спин-системы может быть легко найдено на основе приближенного дисперсионного уравнения, в явном виде описывающего закон дисперсии СВ $\omega_{nk}(k_\zeta)$. Приближенное дисперсионное уравнение получим в диагональном $n=n'$ приближении, т. е. в предположении, что распределение n-й волны намагниченности по толщине пленки описывается одной парой спин-волновых мод. Такое предположение соответствует первому порядку теории возмущений при анализе спектра спиновых волн [12].

В диагональном приближении уравнение (2) принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial t} m^1_{nk} + iA_{nk} m^1_{nk} + iB_{nk} m^2_{nk} = i\omega_s(t)\, m^1_{nk}, \tag{3}$$

где

$$A_{nk} = \Omega_{nk} + \frac{\omega_\text{м}}{2}[\cos^2\theta + N_{xx} + N_{yy} - P_{nn}(c_1 + c_2)], \tag{4}$$

$$B_{nk} = \frac{\omega_\text{м}}{2}[\cos^2\theta + N_{xx} - N_{yy} - P_{nn}(c_1 - c_2) + 2i(P_{nn}c_3 - N_{xy})]. \tag{5}$$

Закон дисперсии дипольно-обменных СВ, следующий из (3) и комплексно сопряженного уравнения, находим с помощью преобразования Хольштейна—Примакова [13]

$$\omega^2_{nk}(k_\zeta) = A^2_{nk} - |B_{nk}|^2. \tag{6}$$

При отсутствии поля анизотропии уравнение (6) переходит в известные дисперсионные уравнения для СВ в перпендикулярно и касательно намагниченных пленках [8, 9].[1]

Как следует из (3), поле накачки при определенных условиях может приводить к параметрическому возбуждению СВ. Используя обычную процедуру [13], получим формулу, определяющую порог возникновения нестабильности СВ в анизотропных ферромагнитных пленках,

$$h_\text{п} = \frac{2\omega_{nk}\left[\left(\frac{\omega}{2} - \omega_{nk}\right)^2 + \omega^2_{rnk}\right]^{1/2}}{|g|\,\mu_0\,|B_{nk}|}, \tag{7}$$

где ω_{rnk} — феноменологически введенная частота релаксации СВ.

Остановимся на исследовании влияния кубической и одноосной анизотропии на порог параметрического возбуждения СВ при перпендикулярном и касательном намагничивании пленок ЖИГ, поскольку именно эти ситуации наиболее часто реализуются в экспериментах.

Касательное намагничивание. В случае касательного намагничивания пороговая формула (7) принимает вид

$$h_\text{п} = \frac{4\omega_{nk}\left[\left(\frac{\omega}{2} - \omega_{nk}\right)^2 + \omega^2_{rnk}\right]^{1/2}}{|g|\mu_0\omega_\text{м}\,|[P_{nn}(1+\sin^2\varphi) - 1 + N_{yy} - N_{xx}]^2 + 4N^2_{xy}|^{1/2}}. \tag{8}$$

Рассмотрим сначала влияние кубической анизотропии. Для анализа воспользуемся результатами решения задачи о нахождении компонент тензора $\hat{N}$ по заданному направлению вектора $\mathbf{M}_0$ при произвольной кристаллографической ориентации пленки [14]. Выпишем выражения, определяющие компоненты

---

[1] Здесь и далее под касательно и перпендикулярно намагниченными пленками мы подразумеваем пленки, в которых вектор M_0 соответственно параллелен ($\theta = 0$) или перпендикулярен ($\theta = 90°$) поверхности. Заметим, что вектор H_{i0} при этом может быть и не параллелен вектору M_0.

тензора $\hat{N}$ для двух наиболее часто встречающихся кристаллографических ориентаций пленки: а) ориентация $\{110\}$

$$N_{xx} = -3H^A \sin^2\psi/M_0, \quad N_{yy} = -9H^A \sin^2 2\psi/4M_0, \quad N_{xy} = 0,$$
$$N_{zz} = -H^A(\sin^4\psi + 2\cos^4\psi)/M_0,$$

ψ — угол между $\mathbf{M}_0$ и осью $\langle 100\rangle$; б) ориентация $\{111\}$

$$N_{xx} = -2H^A/M_0, \; N_{yy} = N_{zz} = -H^A/M_0, \; N_{xy} = \sqrt{2}\sin 3\psi H^A/M_0,$$

где $H^A = K_1/M_0$, K_1 — первая константа кубической анизотропии, ψ — угол между $\mathbf{M}_0$ и осью $\langle 100\rangle$.[2]

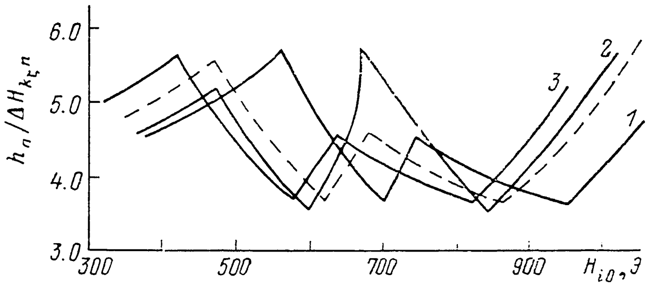

Рис. 2. Влияние кубической анизотропии на пороги нестабильности спиновых волн в пленках с ориентацией $\{110\}$.

$\omega/2\pi = 9$ ГГц, $\omega_M/2\pi = 4.9$ ГГц, $L = 0.25$ мкм, $H^A = 42$ Э. $\mathbf{M}_0$ параллельна *1* — оси $\langle 100\rangle$, *2* — оси $\langle 112\rangle$, *3* — оси $\langle 111\rangle$. Штриховая кривая — $H^A = 0$.

Рис. 2, 3 иллюстрируют влияние кубической анизотропии на пороговые зависимости $h_п = f(H_{i0})$ в пленках ЖИГ с кристаллографическими ориентациями $\{110\}$ и $\{111\}$. На каждом из этих рисунков построены пороговые кривые, соответствующие характерным ориентациям $\mathbf{M}_0$ в плоскости пленки (т. е. определенным значениям угла ψ), а также пороговые зависимости, рассчитанные для изотропной пленки. Так же как и в случае отсутствия анизотропии,

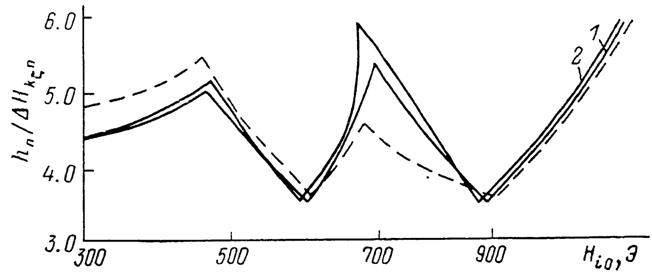

Рис. 3. Влияние кубической анизотропии на пороги нестабильности спиновых волн в пленках с ориентацией $\{111\}$.

Параметры те же, что и на рис. 2. *1* — $\mathbf{M}_0$ параллельна оси $\langle 110\rangle$, *2* — оси $\langle 112\rangle$. Штриховая кривая — $H^A = 0$.

пороговые зависимости для касательно намагниченных анизотропных пленок имеют осциллирующий характер. Минимальные значения $h_п$ соответствуют порогам параметрического возбуждения стоячих СВ ($k_\zeta = 0$). Наличие анизотропии в пленках обеих ориентаций приводит к угловой зависимости порога $h_п = f(\psi)$.

Рассмотрим, как проявляется влияние анизотропии при ориентации вектора $\mathbf{M}_0$ вдоль характерных кристаллографических осей, лежащих в плоскости $\{110\}$.

---

[2] Приведенные выражения для компонент тензора $\hat{N}$ записаны с учетом только первой константы анизотропии K_1. При необходимости нетрудно учесть и вторую константу анизотропии K_2 [11].

При направлении $\mathbf{M}_0$ вдоль кристаллографических осей $\langle 100\rangle$, $\langle 111\rangle$, что соответствует $\psi=0$ и $\psi\approx 54°$, происходит только смещение пороговых кривых по полю H_{i0} без изменения порогов возбуждения СВ. В случае, когда вектор $\mathbf{M}_0$ параллелен оси $\langle 100\rangle$, величина смещения в сравнении с изотропной пленкой составляет около -80 Э, а когда вектор $\mathbf{M}_0$ направлен вдоль оси $\langle 111\rangle$, то около 50 Э (для $K_1 < 0$). При ориентации $\mathbf{M}_0$ вдоль оси $\langle 112\rangle$, помимо смещения пороговой кривой по полю, происходит трансформация ее формы, связанная с изменением порогов возбуждения бегущих СВ. Пороги стоячих СВ увеличиваются (при $K_1 < 0$) в сравнении с изотропной пленкой на 2 %.

В пленке с ориентацией $\{111\}$ анизотропия также приводит к изменению порогов возбуждения СВ и к смещению пороговой зависимости по полю H_{i0}, но в отличие от пленки с ориентацией $\{110\}$ эти эффекты проявляются слабо. Так, максимальное изменение порога при изменении ориентации вектора $\mathbf{M}_0$ в плоскости пленки составляет доли процента, а сдвиг пороговой кривой по полю не превышает 20 Э.

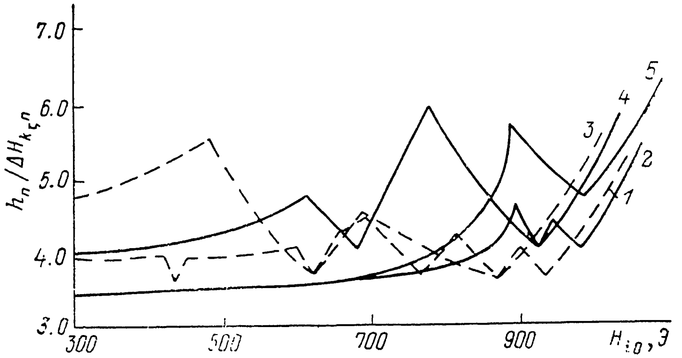

Рис. 4. Влияние одноосной нормальной анизотропии на пороги нестабильности спиновых волн в пленках разной толщины.

$\omega/2\pi=9$ ГГц, $\omega_M/2\pi=4.9$ ГГц; L, мкм: *1, 2* — 0.5; *3—5* — 0.25; H^U, Э: *2, 4* —170; *5* — 380, штриховая кривая — 0.

Оценим теперь влияние одноосной нормальной анизотропии на пороги возбуждения СВ в касательно намагниченных пленках. В этом случае компоненты тензора $\hat{N}$ равны [15] $N_{xx}=-2H^U/M_0$, $N_{yy}=N_{zz}=N_{xy}=0$, где $H^U=K^U/M_0$, K^U — константа одноосной анизотропии.

Как показывают численные расчеты (рис. 4), при определенных комбинациях параметров пленки, например при $H^U=170$ Э, $L=0.5$ мкм, одноосная анизотропия типа «легкая ось» приводит к исчезновению осцилляций на зависимости $h_п=f\,(H_{i0})$. Иными словами, поле одноосной анизотропии по-разному влияет на эллиптичность поляризации стоячих и бегущих СВ, приводя к увеличению порогов стоячих СВ и к уменьшению порогов коротких поперечных СВ, следствием чего и является качественное изменение зависимости $h_п=f\,(H_{i0})$. Очевидно, что в пленках с такими параметрами невозможно возбуждение высших типов стоячих СВ, которое наблюдалось в тонких слабоанизотропных пленках [16].

Перпендикулярное намагничивание. В случае перпендикулярного намагничивания пороговая формула (7) принимает вид

$$h_п=\frac{4\omega_{nk}\left[\left(\dfrac{\omega}{2}-\omega_{nk}\right)^2+\omega_{rnk}^2\right]^{1/2}}{|g|\,\mu_0\,|\,[N_{yy}-N_{xx}-P_{nn}\cos 2\varphi]^2+[2N_{xy}-P_{nn}\sin 2\varphi]^2\,|^{1/2}}. \tag{9}$$

Рассмотрим влияние кубической анизотропии на пороги нестабильности СВ для трех следующих ориентаций пленок: а) ориентация $\{111\}$: $N_{xx}=-2H^A/M_0=N_{yy}$, $N_{zz}=-2H^A/3M_0$, $N_{xy}=0$; б) ориентация $\{100\}$: $N_{xx}=N_{yy}=N_{xy}=0$, $N_{zz}=-2H^A/M_0$; в) ориентация $\{110\}$: $N_{xx}=3\,(\cos 2\psi-1)\,H^A/2M_0$, $N_{yy}=$

$=-3H^A(\cos 2\psi+1)/2M_0$, $N_{zz}=-H^A/M_0$, $N_{xy}=-3\sin 2\psi H^A/2M_0$, где ψ — угол между осью $\langle 100\rangle$ и осью x системы координат.

В случаях а и б $N_{xx}=N_{yy}$, $N_{xy}=0$, поэтому анизотропия не изменяет порогов возбуждения СВ, а приводит в сравнении с изотропной пленкой лишь к сдвигу пороговых зависимостей по полю. В частности, для пленки с ориентацией $\{111\}$ этот сдвиг составляет 50 Э, а для $\{100\}$ — 70 Э. Физически это связано с тем, что в пленках данных ориентаций поле анизотропии не влияет на эллиптичность поляризации СВ.

В пленке с ориентацией $\{110\}$ эллиптичность СВ зависит от ориентации кристаллографических осей в плоскости пленки. Поэтому влияние поля анизотропии (помимо смещения по полю зависимости $h_{\text{п}}=f(H_{i0})$) приводит к тому, что порог параметрического возбуждения бегущих СВ ($k_\zeta\neq 0$) становится зависимым от поля анизотропии H^A и направления распространения волны относительно кристаллографических осей пленки. Порог возбуждения стоячих СВ ($k_\zeta=0$, $P_{nn}=0$) в отличие от изотропной пленки становится конечным и определяется величиной поля анизотропии H^A.

В заключение отметим, что полученные аналитические соотношения для закона дисперсии дипольно-обменных спиновых волн и порогов параметрического возбуждения позволяют оценить влияние любого вида магнитной анизотропии на нестабильность СВ в ферромагнитных пленках. Рассмотренные частные случаи соответствуют наиболее распространенным на практике взаимным ориентациям равновесной намагниченности и осей симметрии пленки и демонстрируют существенное влияние анизотропии на параметрическую нестабильность спиновых волн даже в случае слабоанизотропных пленок ЖИГ.

Авторы выражают благодарность С. В. Белякову за помощь в работе.

Список литературы

[1] *Круценко И. В., Мелков Г. А., Уханов С. А.* // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 11. С. 3433—3436.
[2] *Ползикова Н. И., Раевский А. О., Темирязев А. Г.* // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 11. С. 3506—3508.
[3] *Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Кожусь Н. В.* // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 9. С. 2867—2869.
[4] *Зильберман П. Е., Никитов С. А., Темирязев А. Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 3. С. 92—94.
[5] *Гусев Б. Н., Гуревич А. Г., Анисимов А. Н.* и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 10, С. 2896—2974.
[6] *Темирязев А. Г.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 2. С. 313—319.
[7] *Patton C. E.* // Phys. sol. (b). 1979. Vol. 92. P. 211—220.
[8] *Вендик О. Г., Калиникос Б. А., Чарторижский Д. Н.* // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 9. С. 2757—2759.
[9] *Вендик О. Г., Калиникос Б. А., Чарторижский Д. Н.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 2. С. 387—396.
[10] *Калиникос Б. А.* // Изв. вузов. Сер. Физика. 1981. Т. 24. № 8. С. 42—56.
[11] *Гуревич А. Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука. 1973. 592 с.
[12] *Kalinikos B. A., Slavin A. N.* // J. Phys. C. 1986. Vol. 19. N 12. P. 7013—7033.
[13] *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 367 с.
[14] *Беляков С. В.* // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1984. № 6 (366). С. 35—42.
[15] *Беляков С. В.* // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1986. № 8 (392). С. 26—29.
[16] *Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Кожусь Н. В.* // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 9. С. 2794—2796.

Ленинградский электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
20 сентября 1988 г.