

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Баранова Е. Г. Изучение ассоциации родамина 6Ж в этаноловых и глицериновых растворах.— *Опт. и спектроскопия*, 1962, 13, вып. 6, с. 801—808. [2] Левшин Л. В., Бехли Е. Ю., Славнова Т. Д., Южаков В. И. Природа концентрационного тушения люминесценции спиртовых растворов родаминовых красителей.— *Опт. и спектроскопия*, 1974, 36, вып. 3, с. 503—508. [3] Левшин Л. В., Славнова Т. Д., Южаков В. И. Спектральные свойства ассоциированных молекул родаминовых красителей в спиртовых растворах при различных температурах.— В кн.: Матер. 10 Всес. сов. по физике жидкостей. Самарканд, 1974, с. 122—128. [4] Selvin J. E., Steinfeld J. I. Aggregation equilibria of Xanthene Dyes.— *J. Phys. Chem.*, 1972, 76, p. 762—777. [5] Левшин Л. В., Рева М. Г., Рыжиков Б. Д., Стальмахович С. И. Влияние примесей воды на ассоциацию молекул родамина 6Ж в этиловом спирте.— *Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон.*, 1981, 22, № 4, с. 71—74. [6] Tinoco I. Hypochromism in polynucleotides.— *J. Amer. Chem. Soc.*, 1960, 82, p. 4785—4790. [7] Rhodes W. Hypochromism and other spectral properties of helical polynucleotides.— *J. Amer. Chem. Soc.*, 1961, 83, p. 3609—3617. [8] Левшин Л. В., Рева М. Г., Рыжиков Б. Д. Влияние межмолекулярных взаимодействий на электронные спектры родамина 6Ж.— *Журн. прикл. спектроск.*, 1977, 36, вып. 1, с. 66—70. [9] Сенаторова Н. Р., Левшин Л. В., Рыжиков Б. Д. Концентрационное тушение люминесценции в условиях неоднородного уширения электронных спектров молекул растворенного вещества.— *Журн. прикл. спектроскопии*, 1979, 30, вып. 4, с. 658—661.

Поступила в редакцию  
29.05.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 538.245:538.56

### НЕОДНОРОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ГРАНИЦ ДОМЕНОВ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ ФЕРРИТОВ

С. А. Киров

(кафедра физики твердого тела)

Нахождение спектра магнитных возбуждений ферромагнитного образца даже с простейшей периодической пластинчатой доменной структурой встречает большие трудности, связанные с учетом энергии диполь-дипольного взаимодействия. Это заставляет прибегать к упрощающим приближениям, оправданным в некоторых интервалах соотношений толщины доменной границы  $\delta$ , ширины домена  $d$ , размера образца  $L$  и пространственного периода колебаний  $\lambda$ . Важным случаем, допускающим простое решение, являются длинноволновые колебания  $L \sim \lambda \gg d$ , аналогичные уокеровским модам в области насыщения [1]. В отличие от коротких спиновых волн, рассматривавшихся в большинстве работ ( $\lambda \ll d$  [2—4],  $\lambda \ll L$  [5, 6]), для данных колебаний существенны граничные условия на поверхности образца, а собственной структурой доменной границы при  $\lambda \gg d \gg \delta$  можно пренебречь, аппроксимируя ее мембраной с поверхностной массой  $\mu$  [7] и энергией  $W$  [8]. В приближении неподвижных границ, т. е. для частот, много больших их собственных резонансных частот, расчет спектра длинноволновых «прецессионных» колебаний был дан в работах [9, 10] и получил полное экспериментальное подтверждение [11, 10]. В настоящей работе рассматривается низкочастотная, «трансляционная» часть спектра, обусловленная коллективным колебанием границ доменов, без учета процесса намагниченности внутри доменов.

Рассмотрим образец монокристалла ферродиелектрика с пластинчатой доменной структурой с периодом  $2d$  и векторами намагниченности

$|M_1| = |M_2| = M_0$ , образующими равные углы с нормалью к границам — осью  $z$  (рис. 1). Структуры такого типа реализуются как в одноосных, так и кубических ферритах [12]. Выберем декартовы оси  $x \parallel M_1 - M_2$ ,  $y = z \times x$ . Введем малые переменные — поле  $h(r)$  и намагниченность  $m(r) = \chi m(r)$ , усредненные по доменам в окрестности  $\Delta r$ , удовлетворяющей условию  $\lambda \gg \Delta r \gg d$ . Поле  $h(r)$ , почти однородное на ширине домена ( $\lambda \gg d$ ), может локально возбудить только «оптическую» моду с противофазными смещениями соседних границ. Пусть  $f(r)$  описывает среднее смещение границ в окрестности  $r$ . Тогда  $m(r) = (4M_x/d)f(r)$ , где  $M_x = \chi M_1$ , а уравнение поверхности  $j$ -й границы с равновесной координатой  $z_{0j}$  имеет вид  $z_j(x, y) = z_{0j} + (-1)^j f(x, y, z_{0j})$ . Используя эти соотношения, запишем с точностью до квадратичных членов плотность функции Лагранжа:

$$L(r) = T - U_h - U_w - U_\sigma,$$

где  $U_b = mh_x$  — зеемановская энергия,

$$U_w = \frac{W}{2d} \left[ \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 \right] = \frac{W}{8M_x^2} \left[ \left( \frac{\partial m}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial m}{\partial y} \right)^2 \right]$$

— энергия упругого растяжения границ,

$$U_\sigma = \frac{\pi}{2} d^2 \left( \frac{\partial m}{\partial x} \right)^2 \left( 1 - \frac{m^2}{M_x^2} \right)$$

— энергия размагничивающих полей от доменных границ,  $T = \frac{\mu d}{8M_x^2} \times$

$\times \left( \frac{\partial m}{\partial t} \right)^2$  — кинетическая энергия. Из (1) следует уравнение движения усредненной намагниченности:

$$\left[ \frac{\mu d}{4M_x^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \left( \frac{Wd}{4M_y^2} + \pi d^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{Wd}{4M_x^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] m(r) = h_x(r). \quad (2)$$

В магнитостатическом приближении  $m$  и  $h$  связаны соотношением

$$\text{rot } h = 0, \text{ div } h + 4\pi \frac{\partial m}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Уравнения (2), (3) вместе с граничными условиями на поверхности образца и определяют спектр малых колебаний доменных границ. Общее решение этой задачи представляет большие трудности. Рассмотрим приближенно два простых случая.

**Плоские волны без учета граничных условий.** Из (2), (3) следует дисперсионное соотношение

$$\omega_k^2 = \Omega_h^2 \left( \frac{k_x}{k} \right)^2 + B_x k_x^2 + B_y k_y^2, \quad (4)$$

где  $k$  — волновой вектор,  $\Omega_h^2 = 16\pi M_x^2 / (\mu d)$ ,  $B_x = W/\mu + 4\pi M_x^2 d/\mu$ ,  $B_y = W/\mu$ . Спектр и групповая скорость зависят от постоянного поля через параметры  $M_x$ ,  $W$ ,  $\mu$ ,  $d$ . Данное решение оправдано в интервале  $1/L \ll k \ll 1/d$  за исключением области низких частот, где  $U_h$ ,  $U_w$  и  $U_\sigma$  малы и при любых  $k$  нужно учитывать энергию, связанную с граничными условиями. Такая задача для волн плоскопараллельного смещения границ (когда  $k = \{0, 0, k\}$  и  $U_h = U_w = U_\sigma = 0$ ) была рассмотрена в [13] для образца в виде пластины, бесконечной в плоскости  $yOz$ .

Колебания в сферическом образце. Ограничимся случаем высокочастотных длинноволновых колебаний, для которых можно пренебречь  $U_W$  и  $U_\sigma$  по сравнению с  $U_h$ , что соответствует условиям:

$$\omega \gg \Omega_W = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{W}{\mu}}, \quad \omega \gg \Omega_\sigma = \frac{4\pi M_x}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi d}{\mu}}. \quad (5)$$

В этом случае из (2) в гармоническом приближении следует

$$4\pi m = \chi h_x, \quad \chi = -\Omega_h^2/\omega^2, \quad (6)$$

т. е. амплитуда смещений границ пропорциональна локальному полю. Решая методом [14] уравнения (3), (6) совместно с условиями непрерывности на поверхности образца нормальной компоненты усредненной индукции и тангенциальной — поля  $\mathbf{h}$ , получаем уравнение, корни которого  $\xi_{nmq}$  определяют резонансные частоты:

$$\omega_{nmq} = \Omega_h \xi_{nmq}, \quad \frac{\xi^2 - 1}{\xi} \frac{P_n^m(\xi)}{P_n^m(\xi)} + n + 1 = 0, \quad (7)$$

где  $P_n^m$  — присоединенный полином Лежандра первого рода, штрих — производная по аргументу,  $q$  — номер корня. Для каждой пары чисел  $n, m$  ( $0 \leq m \leq n-1$ ) (7) имеет  $-E[(m-n)/2]$  корней ( $E(p)$  — целая часть от  $p$ ), которые все лежат в интервале  $0 < \xi_{nmq} < 1$ . Таким образом, при  $k \rightarrow 0$  спектр волн (4) переходит в спектр колебаний (7). Разумеется, нулевое значение нижней границы частот спектра (7) чисто формально ввиду (5). Поскольку  $\lambda \sim L/(n-1)$ , для колебаний с небольшими индексами при типичных для ферритов значениях параметров  $M_0, W, \mu, d$  обычно выполняется  $\Omega_h \gg \Omega_\sigma, \Omega_W$ , т. е. имеется интервал частот, где (5) выполняется. Вообще говоря, рассмотренные колебания связаны с прецессией внутри доменов как через возбуждение коротких спиновых волн движущимися границами, так и через связь с «прецессионными» длинноволновыми колебаниями [9] (с тем же первым индексом  $n$ ), что здесь не учитывалось. Однако первый механизм влияет в основном на затухание колебаний границ, а воздействие второго во многих случаях мало как ввиду большой разницы частот «прецессионных» и «трансляционных» колебаний, так и из-за существенных различий соответствующих им распределений  $\mathbf{m}(\mathbf{r})$  и  $\mathbf{h}(\mathbf{r})$  в образце.

$m$	$q$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$
0	0	0,5773	0,7746	0,3400 0,8611	0,5385 0,9062	0,2386 0,6612 0,9324
	1					
	2					
1	0		0,4472	0,6547	0,2852 0,7650	0,4688 0,8302
	1					
2	0			0,3779	0,5773	0,2506 0,6947
	1					
3	0				0,3333	0,5222
4	0					0,3015

Форма поверхности колеблющихся границ описывается уравнением  $(n-1)$ -го порядка. Она показана на рис. 1 для простейшего неоднородного колебания (200). Значения  $\xi_{nmq}$  для  $n \leq 5$  приведены в таблице, а схематический вид спектра при  $\mu d = \text{const}$  показан на рис. 2. Можно предположить, что некоторые из резонансов, наблюдавшиеся на ряде

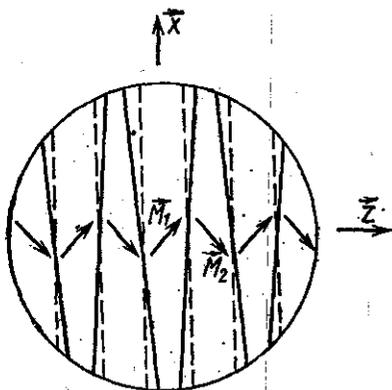


Рис. 1. Положения доменных границ в плоскости  $y=0$  для колебания (200) в моменты времени  $t=0$  (пунктир) и  $\omega t = \pi/2$  (сплошные линии). При  $\omega t = 3\pi/2$  смещения границ противоположны по знаку. Ширина доменов и смещения границ сильно увеличены для наглядности

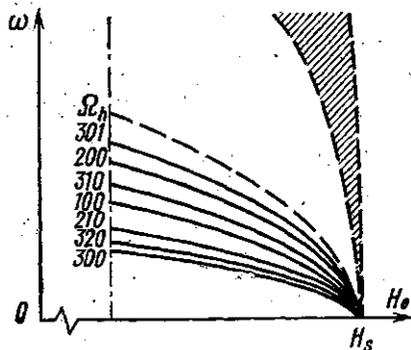


Рис. 2. Схематические зависимости от постоянного поля  $H_0$  резонансных частот колебаний с  $n \leq 3$  при  $\mu, d = \text{const}$  для сферического образца кубического кристалла ( $K_1 < 0, H_0 \parallel [110] \parallel z$ ).  $H_s$  — поле насыщения, штрихпунктир — нижняя граница устойчивости двухфазной доменной структуры. Заштрихована область спектра «прецессионных» низкочастотных мод

ферритов в диапазоне 20—120 МГц [15], соответствуют рассмотренным неоднородным колебаниям границ доменов. Разумеется, ввиду зависимости  $\mu$  и  $d$  от  $H_0$  действительный ход кривых  $\omega_{nmq}(H_0)$  может сильно отличаться от показанного на рис. 2, но соотношения резонансных частот в приближении (5) останутся прежними. Следует также отметить, что дефекты образца, закрепляя отдельные участки границ, могут сильно исказить рассмотренную картину колебаний. Поэтому четкое наблюдение резонансов границ и соответствие их частот с результатами расчета можно ожидать только для высококачественных образцов ферритов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Walker L. R. Ferromagnetic resonance line structures. Resonant modes of ferromagnetic spheroids.—J. Appl. Phys., 1958, 29, p. 318—323. [2] Winter J. M. Bloch wall excitations. Application to nuclear resonance in a Bloch wall.—Phys. Rev., 1961, 124, p. 452—459. [3] Куркин М. И., Танкеев А. П. Спиновые волны в ферромагнетике с доменными границами с учетом дипольной энергии.—Физ. мет. и металловедение, 1973, 36, с. 1149—1158. [4] Гилянский И. А. Колебания магнитных моментов в доменной границе.—ЖЭТФ, 1975, 68, с. 1032—1045. [5] Фарзтдинов М. М., Туров Е. А. Теория спиновых волн в ферромагнетике с доменной структурой.—Физ. мет. и металловедение, 1970, 29, с. 458—470. [6] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. О высокочастотных свойствах ферромагнетика с доменной структурой.—Физ. мет. и металловедение, 1973, 36, с. 690—697. [7] Döring W. Über die Trägheit der wände zwischen Weisschen Bezirken.—Zs. Naturforsch., 1948, 3A, p. 373—379. [8] Landau L. D., Lifshitz E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies.—Phys. Zs. der S. U., 1935, 8, p. 153—169. [9] Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. Магнитоста-

тические типы колебаний в образце с доменной структурой — ФТТ, 1974, 16, с. 3051—3057. [10] Пильщиков А. И., Киров С. А. Магнитоэластические колебания в образцах ферритов с доменной структурой. — В кн.: Физика и химия магнитных полупроводников и диэлектриков. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 80—102. [11] Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. Спектры магнитоэластических колебаний образца с доменной структурой. — ФТТ, 1975, 17, с. 2646—2652. [12] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973, с. 110—136. [13] Sprgen J. H., Morgenthaler F. R. Magnetoelastic energy of stripe domain patterns. — J. Appl. Phys., 1978, 49, p. 1590—1591. [14] Fletcher P. C., Bell R. O. Ferrimagnetic resonance modes in spheres. — J. Appl. Phys., 1959, 30, p. 687—698. [15] Дейкова Г. М., Грешнов В. И. Резонансные явления в движении границ между доменами в ферритах. — Изв. вузов, сер. Физика, 1972, № 7, с. 42—45.

Поступила в редакцию  
16.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 621.373.7

### КОГЕРЕНТНОЕ РАМАНОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛН ВКР

Ю. Е. Дьяков, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Эффективность генерации ИК-излучения при когерентном рамановском смещении определяется параметрами молекулярных колебаний, возбуждаемых при ВКР. Расчет этих параметров проводился ранее в предположении, что рассеяние происходит только в направлении вперед [1]. Известно, однако, что при длительности импульса накачки  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  с возникает интенсивное рассеяние в направлении назад [2]. Появление обратной стоксовой компоненты изменяет распределение молекулярных колебаний, что, в свою очередь, приводит к изменению КПД генерации ИК-излучения. Данная работа посвящена теоретическому анализу этого явления.

2. Система уравнений, описывающая стационарное ВКР при наличии прямой и обратной стоксовых компонент, имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{dy}{d\xi} = -(x_1 + x_2)y, & \frac{dx_1}{d\xi} = x_1y, & \frac{dx_2}{d\xi} = -x_2y, \\ y(\xi=0) = 1, & x_1(\xi=0) = x_{10}, & x_2(\xi=G) = x_{2L}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $y = I_H(\xi)/I_{H0}$ ;  $x_{1,2} = I_{1,2}(\xi)\omega_H/I_{H0}\omega_c$  — нормированные интенсивности накачки, попутной (индекс 1) и встречной (индекс 2) стоксовых компонент;  $\xi = \Gamma_0 z$  — безразмерная координата,  $\Gamma_0 = g_c I_{H0}$  — инкремент ВКР,  $I_{H0} = I_H(z=0)$  — интенсивность накачки,  $g_c$  — параметр усиления при ВКР (одинаковый для рассеяния вперед и назад [3]),  $G = \Gamma_0 L$ ,  $L$  — длина нелинейной среды;  $\omega_H$ ,  $\omega_c$  — частоты накачки и стоксовой компоненты.

Из уравнений (1) вытекают законы сохранения:

$$y + x_1 - x_2 = c_1 = \text{const}, \quad x_1 x_2 = c_2 = \text{const}. \quad (2)$$

Записывая (2) для правого ( $z=L$ ) и левого ( $z=0$ ) концов системы, получим

$$1 + x_{10} - x_{20} = y_L + x_{1L} - x_{2L}, \quad x_{10} x_{20} = x_{1L} x_{2L}, \quad (3)$$