жение амплитуды колебаний продолжается в том же направлении, пока за счет изменения фазы эффективный коэффициент модуляции не достигнет критической величины, а амплитуда колебаний — экстремального значения. Возникающие в системе осцилляции амплитуды и фазы колебаний затухают, поскольку изменение фазы в этом случае непрерывно происходит в направлении приведения эффективного коэффициента модуляции к критической величине.

Таким образом, экспериментальное исследование процессов возбуждения субгармонических колебаний в нелинейном контуре, отвечающем требованиям метода медленно меняющихся амплитуд, подтверждает их параметрическую природу. Параметрическое представление о природе субгармонических колебаний дает удовлетворительное объяснение всех особенностей механизма нестационарных процессов, возникающих при их возбуждении.

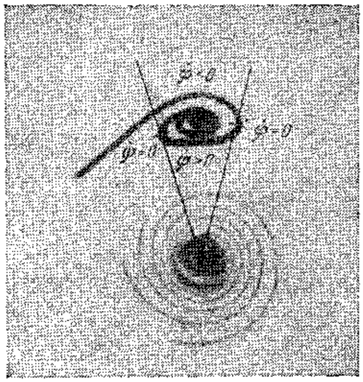


Рис. 3. Движение амплитуды и фазы вблизи стационарного состояния

Автор выражает свою благодарность В. В. Мигулину за полезные советы и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Вахрамеев А. Н. Параметрическая природа субгармонических колебаний.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1976, 17, № 2, с. 160—167. [2] Вахрамеев А. Н. Субгармонические колебания третьего порядка в контуре с малой нелинейностью.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1970, с. 168—173. [3] Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А. Параметрические генераторы и делители частоты. М., 1966, 332 с. [4] Мигулин В. В. Параметрическая регенерация.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1960, № 6, с. 67—77.

Поступила в редакцию
01.06.79

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

УДК 537.611.44

СПЕКТР МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЛИПСОИДА С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев

(кафедра радиофизики СВЧ)

Спектр ферромагнитного резонанса сильно зависит от формы образца и его внутренней магнитной структуры. Для случая полей, достаточных для насыщения, спектр колебаний намагниченности в магнитостатическом (МС) приближении был впервые найден Уокером для изотропного сфероида, намагничиваемого вдоль оси вращения [1]. В литературе рассмотрены также случаи изотропного [2] и анизотропного [3] сферического образца и анизотропного эллипсоида, главные оси которого определенным образом ориентированы относительно равновесной намагниченности и кристаллографических осей [4]. Другие частные случаи и общее решение для произвольно намагничиваемого эллипсоида и сфероида не рассматривались из-за математических трудностей. При наличии в образце регулярной доменной структуры (ДС) спектр длинноволновых по сравнению с периодом ДС МС-колебаний был рассчитан для случая сферы в [5] на основе введения усредненного по ДС тензора магнитной восприимчивости. Формулировка такой задачи аналогична уокеровской, но учет ДС приводит к появлению дополнительных компонент в тензоре восприимчивости, что усложняет решение.

В связи с вышесказанным представляет большой интерес нахождение общего метода расчета спектра МС-колебаний для эллипсоида (а также сфероида и сферы) при тензоре восприимчивости произвольного вида. В настоящей работе предложен практически удобный метод решения данной задачи, и на его основании произведен расчет спектра для ранее не рассматривавшегося случая сфероида, намагничиваемого перпендикулярно оси вращения, как в области существования пластинчатой ДС, так и в области насыщения.

Метод расчета спектра. В линейном гармоническом приближении связь между переменной намагниченностью $\mathbf{m}$ и полем $\mathbf{h}$ внутри образца определяется тензором восприимчивости $\hat{\chi}$: $4\pi\mathbf{m}=\hat{\chi}\mathbf{h}$. При наличии в образце магнитной структуры (регулярной либо имеющей регулярный статистический характер — ДС, зерна поликристалла) под $\mathbf{m}, \mathbf{h}$ и χ будем подразумевать величины, усредненные по областям, намного превышающим период регулярности структуры, но существенно меньшим пространственного периода колебаний. Тензор $\hat{\chi}$ обычно задается в базисе, связанном с направлением равновесной намагниченности и основными осями кристалла, так как при этом он имеет наиболее простой вид. Введем прямоугольный базис x, y, z, совпадающий с главными осями эллипсоида:

$$\frac{x_0^2}{A^2}+\frac{y_0^2}{B^2}+\frac{z_0^2}{C^2}=1 \tag{1}$$

(индекс «о» указывает значения координат на поверхности образца). Обозначим через $\hat{\varkappa}$ выражение тензора восприимчивости в базисе x, y, z: $\hat{\varkappa}=D\hat{\chi}\tilde{D}$, где D — матрица преобразования координатных осей, в которых первоначально задан тензор $\hat{\chi}$, в базис x, y, z; $\tilde{D}$ — транспонированная матрица. В случае произвольной ориентации осей эллипсоида все компоненты $\hat{\varkappa}$ могут быть отличны от нуля даже в области насыщения. Вводя МС-потенциал соотношением $\mathbf{h}=\nabla\psi$, запишем уравнения магнитостатики для области внутри (i) и вне (e) образца:

$$(\nabla^2+\nabla\hat{\varkappa}\nabla)\psi^{(i)}=0, \tag{2}$$

$$\nabla^2\psi^{(e)}=0. \tag{3}$$

На поверхности должны выполняться условия непрерывности потенциала и нормальной компоненты индукции:

$$\psi^{(i)}=\psi^{(e)}, \tag{4}$$

$$\mathbf{n}_0(\nabla+\hat{\varkappa}\nabla)\psi^{(i)}=\mathbf{n}_0\nabla\psi^{(e)}, \tag{5}$$

где $\mathbf{n}_0$ — нормаль к поверхности эллипсоида:

$$\mathbf{n}_0=\left\{\frac{x_0}{A^2};\ \frac{y_0}{B^2};\ \frac{z_0}{C^2}\right\}. \tag{6}$$

Во всех предыдущих работах [1—5] решение для $\psi^{(i)}$ искалось в соответствующих геометрии образца криволинейных координатах ρ, ϑ, φ в виде разложения по функциям $Y_n^m(\vartheta, \varphi) R_n^m(\rho)/R_n^m(\rho_0)$, которые на поверхности образца $\rho=\rho_0$ сразу переходят в функции $Y_n{}^m$, выбранные для сшивания граничных условий. С уменьшением симметрии задачи такое выделение «радиального» множителя сильно усложняется и становится малоудобным (например, см. [4]). Запишем решение в декартовых координатах, поскольку в них дифференциальные операторы левых частей (2), (5) имеют простейший вид:

$$\varphi_n^{(i)} = \sum_{k=0}^{E\left(\frac{n}{2}\right)} \sum_{\substack{p,q,s \\ p+q+s=n-2k}} A_{pqs}^{(k)} x^p y^q z^s, \tag{7}$$

где n — первый уокеровский индекс колебаний, $E(k)$ — целая часть числа k. Граничные условия (4), (5) не «перемешивают» колебаний с разными n. Можно показать, что в связи с этим детерминант характеристической системы уравнений для коэффициентов $A_{pqs}^{(k)}$ распадается на произведение детерминантов, определяющих резонансные частоты групп колебаний с первыми индексами n, $n—2$, $n—4$, ..., $n—2E(n/2)$. Поэтому при расчете спектра колебаний порядка n можно ограничиться рассмотрением в (7) лишь $N=(n+1)(n+2)/2$ коэффициентов $A_{pqs}^{(0)}$ с индексами $p+q+s=n$. Разумеется, для нахождения потенциалов этих колебаний нужно затем решить полную систему уравнений и найти все остальные коэффициенты с индексами $p+q+s=n—2$, $n—4$, ..., $n—2E(n/2)$.

Запишем выражения для $\psi_n^{(e)}$. Предельный переход от нормального решения уравнения Лапласа для эллипсоида к случаям сфероида и сферы представляет определенные трудности, поэтому рассмотрим их отдельно.

Эллипсоид ($A\neq B\neq C$). Для облегчения последующего сшивания решение удобно представить в декартовых координатах [6]:

$$\psi_n^{(e)} = \sum_{m=1}^{2n+1} B_m G_{nm}(x, y, z)\, I_{nm}(\rho)/I_{nm}(C), \tag{8}$$

где G_{nm} — внутренние эллипсоидальные функции:

$$G_{nm} = \begin{Bmatrix} & x & xy & \\ 1 & y & xz & xyz \\ & z & yz & \end{Bmatrix} \prod_{i=1}^{t} \Theta_{ig}; \tag{9}$$

столбцы в скобках соответствуют четырем видам эллипсоидальных функций, которым отвечают значения $t=n/2$, $(n—1)/2$, $(n—2)/2$, $(n—3)/2$ соответственно;

$$\Theta_{ig} = \frac{x^2}{A^2+\vartheta_{ig}} + \frac{y^2}{B^2+\vartheta_{ig}} + \frac{z^2}{C^2+\vartheta_{ig}} - 1,$$

где ϑ_{ig} — корни характеристической системы уравнений для эллипсоидальных функций:

$$\frac{k_1}{A^2+\vartheta_i} + \frac{k_2}{B^2+\vartheta_i} + \frac{k_3}{C^2+\vartheta_i} + 4\sum_{\substack{j=1 \\ j\neq i}} \frac{1}{\vartheta_i-\vartheta_j} = 0, \quad i = 1, 2, \ldots, t.$$

В соответствии с (9) тройка чисел (k_1, k_2, k_3) принимает следующие значения:

$$\left\{\begin{matrix} & 311 & 331 & \\ 111 & 131 & 313 & 333 \\ & 113 & 133 & \end{matrix}\right\}.$$

Функция I_{nm} записывается в виде

$$I_{nm}(\rho)=\int\limits_{\rho}^{\infty}\frac{d\rho}{x'y'R_{nm}^2},$$

где

$$R_{nm}(\rho)=\left\{\begin{matrix} & x' & x'y' & \\ 1 & y' & x'z' & x'y'z' \\ & z' & y'z' & \end{matrix}\right\}\prod_{i=1}^{t}(\rho^2-\vartheta_{ig}-C^2),$$

ρ — «радиальная» эллипсоидальная координата ($\rho=C$ на поверхности эллипсоида), x', y', z' — «радиальные» части от соответствующих декартовых координат:

$$x'=\sqrt{\rho^2+A^2-C^2},\quad y'=\sqrt{\rho^2+B^2-C^2},\ z'=\rho.$$

Сфероид ($A=B>C$). Вводя сфероидальные координаты соотношениями

$$x=\sqrt{A^2-C^2}\sqrt{1+\xi^2}\sin\vartheta\cos\varphi,\quad y=\sqrt{A^2-C^2}\sqrt{1+\xi^2}\sin\vartheta\sin\varphi,$$

$$z'=\sqrt{A^2-C^2}\,\xi\cos\vartheta,$$

имеем

$$\psi_n^{(e)}=\sum_{m=-n}^{n}B_mY_n^m(\vartheta,\varphi)\,Q_n^{|m|}(i\xi)/Q_n^{|m|}(i\xi_0), \tag{10}$$

где $\xi_0=1/\sqrt{(A(C)^2-1}$ — значение ξ на поверхности сфероида, Q_n^m — присоединенный полином Лежандра второго рода, Y_n^m — сферическая функция.

Сфера ($A=B=C$). В сферических координатах r, ϑ, φ ($x=r\sin\vartheta\cos\varphi$, $y=r\sin\vartheta\sin\varphi$, $z=r\cos\vartheta$) общее решение имеет вид

$$\psi_n^{(e)}=\left(\frac{A}{r}\right)^{n+1}\sum_{m=-n}^{n}B_mY_n^m(\vartheta,\varphi). \tag{11}$$

Рассмотрим граничные условия. Для сшивания решений нужно представить левые и правые части (4), (5) в виде разложения по одной системе функций, в качестве которых удобно взять функции вида

$$x_0^py_0^qz_0^s,\quad p+q+s=n,\ n-2,\ \dots,\ n-2E\left(\frac{n}{2}\right). \tag{12}$$

Эти функции линейно-зависимы в силу (1), но из них всегда можно выбрать N линейно-независимых функций, в том числе $2n+1$ степени n, для которых и достаточно обеспечить сшивание при определении спектра. На поверхности образца потенциалы (7), (8) уже представлены через слагаемые вида (12). Потенциалы (10), (11) также легко выразить через функции (12), используя известные выражения Y_n^m через тригонометрические функции и учитывая, что $x_0=A\sin\vartheta\cos\varphi$, $y=B\sin\vartheta\sin\varphi$, $z_0=C\cos\vartheta$. Не зависящее от $\widehat{\varkappa}$ граничное условие (4) определяет $2n+1$ коэффициентов B_m через $A_{pqs}^{(k)}$. Подставляя выражения B_m в (3) и сшивая коэффициенты при слагаемых степени n, получаем $2n+1$ линейных уравнений для N коэффициентов $A_{pqs}^{(0)}$. Остальные $n(n-1)/2$ уравнений следуют из подстановки решения (7) в (2). Резонансные частоты определяются условием обращения в нуль детерминанта этой системы N уравнений.

Рассмотрим расчет спектра для сфероида ($A=B>C$) с двухфазной пластинчатой ДС, намагничиваемого полем $\mathbf{H}_0$ перпендикулярно оси вращения $\mathbf{z}$. Пусть $\mathbf{H}_0\|\mathbf{x}$. В данных координатных осях усредненный по ДС тензор восприимчивости имеет следующий вид, если доменные границы (ДГ) перпендикулярны или параллельны полю $\mathbf{H}_0$ [5]:

$$\widehat{\varkappa}=\begin{pmatrix}\chi_3 & 0 & 0\\ 0 & \chi_1 & -ik\\ 0 & ik & \chi_2\end{pmatrix}. \tag{13}$$

Для $\widehat{\varkappa}$ указанного вида операторы граничного условия (5) при действии на $x^p y^q z^s$ сохраняют не только значение $p+q+s$, но и $q+s$. Поэтому колебания порядка n распадаются на две независимые группы с разной четностью $q+s$ в разложении потенциала (7). Пропуская простейший случай однородных колебаний ($n=1$), рассматривавшихся в [7], приведем результаты для $n=2$:

а) $n=2$, $q+s$ — нечетное. Колебания типа (2, ±1) в уокеровских обозначениях.

$$\psi^{(i)}=A_1xy+A_2xz;$$

$$\begin{cases}(\mu_1+\mu_3-\alpha^2F_{22})A_1-ikA_2=0,\\ ikA_1+(\mu_2+\mu_3/\alpha^2-F_{21})A_2=0,\end{cases} \tag{14}$$

где

$$\alpha=A/C,\ \mu_i=1+\chi_i,\ F_{nm}=\frac{\xi_0}{Q_n^{|m|}(i\xi_0)}\left[\frac{dQ_n^{|m|}(i\xi)}{d\xi}\right]_{\xi=\xi_0}.$$

б) $n=2$, $q+s$ — четное. Колебания типа (2,0), (2,±2).

$$\psi^{(i)}=A_1x^2+A_2y^2+A_3z^2+A_4yz+A_5;$$

$$\begin{cases}(\alpha^2F_{22}-2\mu_3)A_1+(2\mu_1-\alpha^2F_{22})A_2-ikA_4=0,\\ \left[\frac{\alpha^2}{2}(F_{22}-F_{20})-2\mu_3\right]A_1+\frac{\alpha^2}{2}(F_{20}-F_{22})A_2+(2\mu_3-F_{20})A_3+ikA_4=0,\\ 2ikA_2-\frac{2ik}{\alpha^2}A_3+\left(\frac{\mu_1}{\alpha^2}+\mu_2-F_{21}\right)A_4=0,\\ \mu_3A_1+\mu_1A_2+\mu_2A_3=0.\end{cases} \tag{15}$$

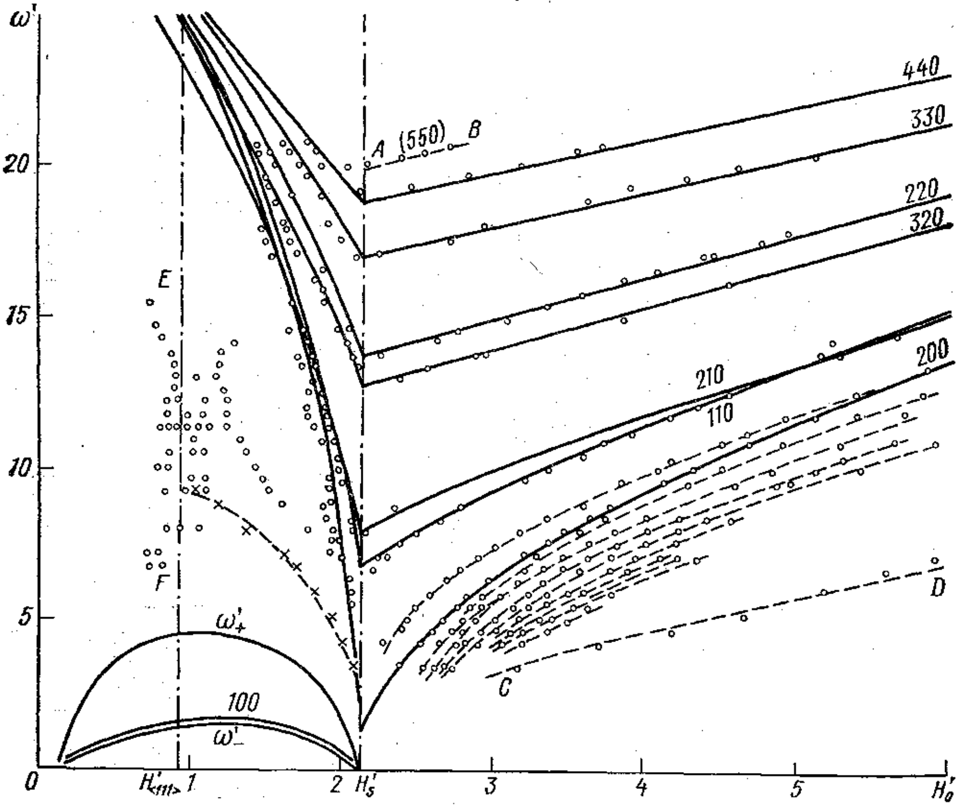
Разложение краевой задачи в данном случае произведено по функциям:

а) x_0y_0, x_0z_0; б) y_0^2, z_0^2, y_0z_0.

Данные уравнения справедливы и в области насыщения, если в них положить $\chi_3=0$. Легко найти характеристические системы уравнений и для других типов колебаний. Аналогично получаются уравнения и для общего случая произвольного эллипсоидального образца.

Экспериментальные исследования спектров дисков. На основании описанного метода была сделана попытка интерпретации спектра для практически важного, но пока мало изученного как теоретически, так и экспериментально случая касательно намагничиваемого диска путем его аппроксимации сфероидом. Экспериментальные исследования спектров были выполнены в диапазоне 400—2500 *МГц* на намагничиваемых вдоль [110] монокристаллических ($\bar{1}10$) дисках иттрий-железного граната (ИЖГ) толщиной 0,12 мм и диаметром 4 мм по методике, описанной в [8]. Предполагались следующие значения параметров: намагниченность $4\pi M_0=1750$ Гс, поле магнитной анизотропии $K_1/M_0=-43$ Э, гиромагнитное отношение $\gamma=2{,}8$ МГц/Э (нормированная намагниченность $M_0'=M_0/|K_1/M_0|=3{,}24$). Эффективный касательный размагничивающий фактор диска был определен по экспериментальному значению поля насыщения $H_s=4\pi M_0 N_t+|K_1/M_0|$. Полученная величина $N_t=0{,}0275$ соответствует сфероиду с отношением осей $\alpha=27{,}3$.

Экспериментальные зависимости резонансных частот от поля в нормированных единицах $\omega'=\omega/|\gamma K_1/M_0|$, $H_0'=H_0/|K_1/M_0|$ представлены на рисунке. Отметим особенности спектров поглощения. В области насыщения при уменьшении поля начиная с некоторого зависящего от ω граничного значения возникает большое число пиков поглощения, интенсивность которых растет с приближением к полю однородного ре-



Зависимость резонансных частот от постоянного поля в нормированных единицах. Сплошные кривые — теоретические; экспериментальные результаты: при возбуждении полем $\mathbf{h}\perp \mathbf{H}_0$(○) и $\mathbf{h}\parallel \mathbf{H}_0$(×). Пунктир — аппроксимация экспериментальных резонансных ветвей; штрихпунктир — границы области существования двухфазной пластинчатой ДС зонанса H_{110}. В полях $H_0<H_{110}$ картина спектра качественно иная: количество пиков мало, они разделены широкими интервалами и имеют небольшую интенсивность, быстро спадающую с удалением от H_{110}. Спектры аналогичного вида наблюдались также в [9] на касательно намагничиваемых прямоугольных пластинках ИЖГ. В доменной области также обнаружено возбуждение большого числа резонансов. Как правило, ширина их пиков быстро растет, а интенсивность падает с удалением от H_s в связи с ростом затухания в малых полях. Во многих случаях наблюдается слияние большого числа близких по полю резонансов в широкие интегральные кривые поглощения сложного вида, что затрудняет их отнесение к отдельным резонансным ветвям. В поле $H_{\langle 111\rangle}=\sqrt{2/3}\,4\pi M_0N_t=0{,}915$, соответствующем нижней границе устойчивости пластинчатой двухфазной ДС [10], наблюдается поглощение в широком частотном интервале (ветвь EF), что подтверждает факт перестройки ДС.

Расчет спектра сфероида был произведен как для насыщающих полей, так и в доменной области, исходя из указанных выше параметров ИЖГ. Необходимые для этого выражения компонент тензора восприимчивости (13) были взяты из [5]. Резонансные частоты определялись путем численного расчета корней детерминантов характеристических систем уравнений, полученных в соответствии с описанным выше методом (например, для колебаний с $n=2$ уравнений (14), (15)). В соответствии с результатами непосредственного наблюдения доменов в дисках ИЖГ [11] предполагалось, что в интервале полей $H_{\langle 111\rangle}<H_0<H_s$ в образце существует пластинчатая доменная структура с границами доменов, перпендикулярными к $\mathbf{H}_0$. Колебания границ при расчете не учитывались. Для отношения осей сфероида $\alpha=27{,}3$ расчет дал хорошее согласие с экспериментом для однородного колебания (110), в том числе и в доменной области, что подтверждает правильность использованной модели ДС. Однако при этом рассчитанные ветви неоднородных колебаний лежат в более узком частотном интервале, чем экспериментальные. Очевидно, что чем больше индексы колебаний и соответственно меньше их пространственный период, тем значительнее должно быть рассогласование теории и эксперимента за счет несфероидальности образца. Следуя [12] (где рассматривались спектры нормально намагничиваемых дисков), была сделана попытка скомпенсировать это обстоятельство подбором отношения осей α для сфероида, аппроксимирующего диск. Полученная зависимость α от первого индекса колебаний n имеет следующий вид:

n	1	2	3	4
α	27,3	12	10	9

Результаты расчета спектра с учетом этой зависимости показаны на рисунке. Из низкочастотных «продольных» МС-колебаний, частоты которых лежат в интервале $\omega_-<\omega<\omega_+$, показана только ветвь однородного колебания (100). В настоящей работе возбуждение этих колебаний наблюдать не удалось, так как их частоты лежат ниже рабочего диапазона экспериментальной установки.

Как видно из рисунка, во всем диапазоне полей, в том числе и в доменной области, получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных резонансных частот для колебаний (110), (220), (330), (440), (200), (320). Часть других резонансных ветвей, по-видимому, принадлежит колебаниям с $n>4$, для которых расчет не производился. Например, по аналогии с положением ветвей колебаний типа ($nn0$) с $n=$

=1, 2, 3, 4 видно, что ветвь AB должна соответствовать колебанию (550). В то же время даже в области насыщения имеется большое число ветвей, лежащих ниже частот спектра сфероида. На рисунке показаны ветви только некоторых наиболее интенсивных из этих колебаний, а также нижняя экспериментальная граница их частот — линия CD. Таким образом, расчет на основании аппроксимации диска сфероидом не позволяет получить полного объяснения экспериментальных спектров, что, по-видимому, будет возможно только при точном учете формы образца. Расчет такого рода для простейшего случая касательно намагничиваемых прямоугольных тонких пленок [9], действительно, позволил дать объяснение низкочастотной части экспериментально наблюдавшихся спектров, однако распространение этого расчета на случай касательно намагничиваемого анизотропного диска представляет определенные математические затруднения. Возможно, что в доменной области для интерпретации низкочастотной части спектра будет также необходим учет колебаний границ доменов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Walker L. R. Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance.— Phys. Rev., 1957, **105**, p. 390—399. [2] Fletcher P. C., Bell R. O. Ferrimagnetic resonance modes in spheres.— J. Appl. Phys., 1959, **30**, p. 687—698. [3] Кривченков В. Д., Пильщиков А. И. Магнитостатические типы прецессии в анизотропной сфере.— ЖЭТФ, 1962, **43**, 573—579. [4] Лаунец В. Л., Новицкас М. М., Шугуров В. К. Магнитостатические колебания ферритового эллипсоида с учетом кристаллографической анизотропии.— Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1971, **14**, с. 933—938. [5] Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. Магнитостатические типы колебаний в образце с доменной структурой.— ФТТ, 1974, **16**, с. 3051—3056. [6] Гобсон Е. В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М., 1952, с. 434—468. [7] Artman J. Microwave resonace relations in anisotropic single-crystal ferrites.— Phys. Rev., 1957, **105**, p. 62—72. [8] Дудкин В. И., Пильщиков А. И. Ферромагнитный резонанс при наличии доменной структуры.— ФТТ, 1966, **8**, с. 2182—2187. [9] Cracknell A. P., Storey B. E., Tooke A. O. Calculations magnetostatic mode frequencies in a 70 μm-trick of YIG.— Solid State Comm., 1978, **26**, p. 377—379. [10] Киров С. А., Лебедева Е. В. Устойчивость пластинчатой доменной структуры в кубическом ферромагнетике, намагничиваемом вдоль <110>.— ФТТ, 1978, **20**, с. 1042—1044. [11] Мыкитюк В. И., Соломко А. А. Исследование доменной структуры иттриевого феррита-граната с помощью лазерного излучения.— ФТТ, 1971, **13**, с. 1545—1549. [12] Dillon J. F. Magnetostatic modes in disks and rods.— J. Appl. Phys., 1960, **31**, p. 1605—1614.

Поступила в редакцию
06.06.79

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

УДК 539.043:548.4:620.187

ЭЛЕКТРОННО-МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В NaCl

Ю. В. Быков, В. Г. Бабаев, М. Б. Гусева

(кафедра электроники)

В работах [1, 2] был обнаружен эффект ориентированной кристаллизации на облучаемой ионами аргона поверхности кристалла NaCl в интервале температур 150—180°С независимо от природы конденсата. Корреляция этого явления с резким изменением концентрации точеч-