

- [1] К о з и к В.С., Л ю б и м о в В.А., Н о в и к о в Е.Г. и др. - ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1158.
- [2] Б о р и с С.Д., Г о л у т в и н А.Н., Л а п т и н Л.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, с. 267.
- [3] W i l k e r s o n J.F. et al. "86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics", France, 1986, p. 483.
- [4] К а w a k a m i Н. et al. Ibid., p. 503.
- [5] F r i t s h i M. et al. Ibid., p. 469.
- [6] Г е р ц е н ш т е й н М.Е., Ж и г у н о в а А.В., К л а в д и е в В.В. - ЯФ, 1986, т. 43, с. 541.
- [7] К а п л а н И.Г., С м у т н ы й В.Н., С м е л о в В.В. - ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 933.
- [8] Л о б а ш е в В.М., С п и в а к П.Е. - Препринт ИЯФ, П-0291, М., 1983.

Научно-исследовательский  
институт ядерной физики  
при Московском  
государственном университете  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
30 июля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1

12 января 1988 г.

## МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ ЦМД

М.А. С и г а л

1. Со времени публикации первой экспериментальной работы [1] по ФМР в пластинке одноосного кристалла с решеткой ЦМД предпринимались неоднократные попытки теоретической интерпретации этой и других работ [1-4]. Однако проведенные в них расчеты, основанные на представлении об однородном резонансе, не могли объяснить наблюдающиеся в эксперименте три резонансные ветви и их полевую зависимость. Предпринятый ранее анализ проблемы с использованием методов неоднородного резонанса [5, 6] не дал положительных результатов. В последнее время опубликована работа [7], в которой предложена модель, основанная на предположении об однородной прецессии в цилиндрах и неоднородной в матрице. Рассчитанные таким образом (при касательном намагничивании) три резонансные ветви хорошо согласуются с экспериментом. Очевидно, что никакие модельные представления не могут заменить последовательную теорию.

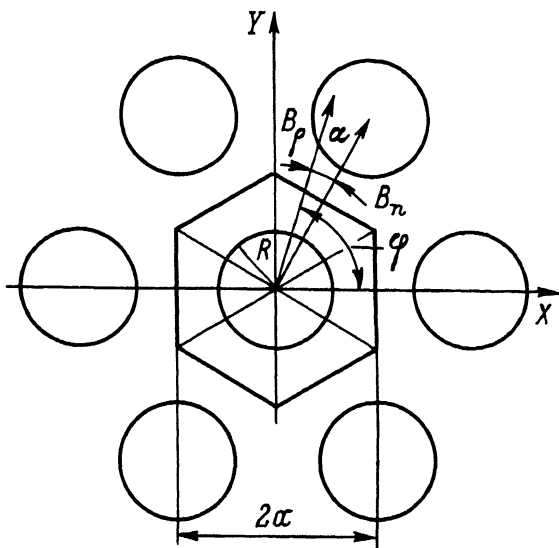


Рис. 1. Элементарная ячейка Вигнера-Зейтца гексагональной решетки ЦМД.

2. Рассмотрим пластинку магнитоодноосного кристалла с гексагональной решеткой ЦМД толщиной  $t$ ,  $\frac{t}{2a} \gg 1$ ,  $2a$  - параметр решетки (рис. 1). Ограничимся плоским случаем и будем рассматривать колебания, однородные по координате  $z$  и неоднородные в плоскости  $(\rho, \varphi)$ . Из решения уравнения Уокера для магнитоэлектростатического потенциала, учитывая его непрерывность на окружности  $R$ , получаем [8]:

$$\Psi(\rho, \varphi) = \begin{cases} A_{\rho}^{m_j} \nu^{-im\rho} + E_{\rho}^{m_j} \nu^{-im\rho} + B_{\rho}^{m_j} \nu^{im\rho} + F_{\rho}^{m_j} \nu^{im\rho} \text{ (ЦМД)} & \rho \leq R \\ AR_{\rho}^{2m} \nu^{-m_j - im\rho} + E_{\rho}^{m_j} \nu^{-im\rho} + BR_{\rho}^{2m} \nu^{-m_j + im\rho} + F_{\rho}^{m_j} \nu^{im\rho} \text{ (Матр)} & R \leq \rho \leq \frac{a}{\cos \alpha} \end{cases} \quad (1)$$

где  $-\frac{\pi}{6} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{6}$ ;  $\alpha = \varphi - \frac{K\pi}{3}$ ;  $K = 0, 1, \dots, 5$ ,  $m = 1, 2, \dots, K$  - номер правильного треугольника с вершиной в центре и основанием, совпадающим со стороной шестиугольника. Из условия непрерывности нормальной компоненты магнитной индукции  $b_{\rho}$  на окружности  $R$  следует

$$(\mu k_{\rho} - i \mu_a k_{\varphi})|_{\rho=R} \text{ (ЦМД)} = (\mu k_{\rho} + i \mu_a k_{\varphi})|_{\rho=R} \text{ (Матр)}; \quad (2)$$

$k_{\rho} = \frac{\partial \Psi}{\partial \rho}$ ,  $k_{\varphi} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}$ ,  $\mu, \mu_a$  - компоненты тензоров магнитной проницаемости ЦМД  $\vec{\mu}_c$  и матрицы  $\vec{\mu}_m$

$$\vec{\mu}_c = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad \vec{\mu}_m = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (3)$$

$$\mu = \frac{z^2 - H_a(H_a + H_M)}{z^2 - H_a^2}; \quad \mu_a = \frac{zH_M}{z^2 - H_a^2}; \quad \text{где } z = \frac{\omega}{\gamma}; \quad H_M = 4\pi M.$$

При  $H \parallel OZ$  внешнее поле компенсируется размагничивающим полем, и поэтому эффективное статическое поле равно  $H_a$  — полю кристаллографической анизотропии.

Из (1) и (2) получаем

$$A(\mu - \mu_a) - E\mu_a = 0, \quad (4a)$$

$$B(\mu + \mu_a) + F\mu_a = 0. \quad (4b)$$

Основная идея работы состоит в определении граничных условий на границе элементарной ячейки. По теореме Гаусса для магнито-статики (плоский случай)

$$\oint \delta_n dL = 0, \quad (5)$$

где интеграл берется по границе шестиугольника. Здесь  $\delta_n$  — компонента магнитной индукции вдоль внешней нормали к границе элементарной ячейки. Для любой стороны,  $K = 0, 1, \dots, 5$ , учитывая (1), имеем

$$\delta_n = b_p \cos \alpha = \frac{m a}{\cos^{m-2} \alpha} \left[ -(\mu - \mu_a) A \eta^m \cos^{2m} \alpha l^{-im\varphi} + (\mu + \mu_a) E l^{-im\varphi} - (\mu + \mu_a) B \eta^m \cos^{2m} \alpha l^{im\varphi} + (\mu - \mu_a) F l^{im\varphi} \right], \quad (6)$$

$$\text{где } \eta = (R/a)^2, \quad \rho = \frac{a}{\cos \alpha}.$$

В силу симметрии и периодичности решетки ЦМД интегралы  $\int \delta_n dL$  по всем сторонам должны быть равны друг другу независимо от значения  $K$ , поэтому, учитывая (5), получаем

$$\int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \delta_n dL = \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \frac{\delta_n}{\cos^2 \alpha} d\alpha = m a^m \left[ -(\mu - \mu_a) A \eta^m S_m l^{-im\varphi} + (\mu + \mu_a) Q_m E l^{-im\varphi} - (\mu + \mu_a) B \eta^m S_m l^{im\varphi} + (\mu - \mu_a) Q_m F l^{im\varphi} \right] = 0, \quad (7)$$

$$\text{где } S_m = \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \cos^m \alpha d\alpha, \quad Q_m = \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \frac{d\alpha}{\cos^m \alpha}.$$

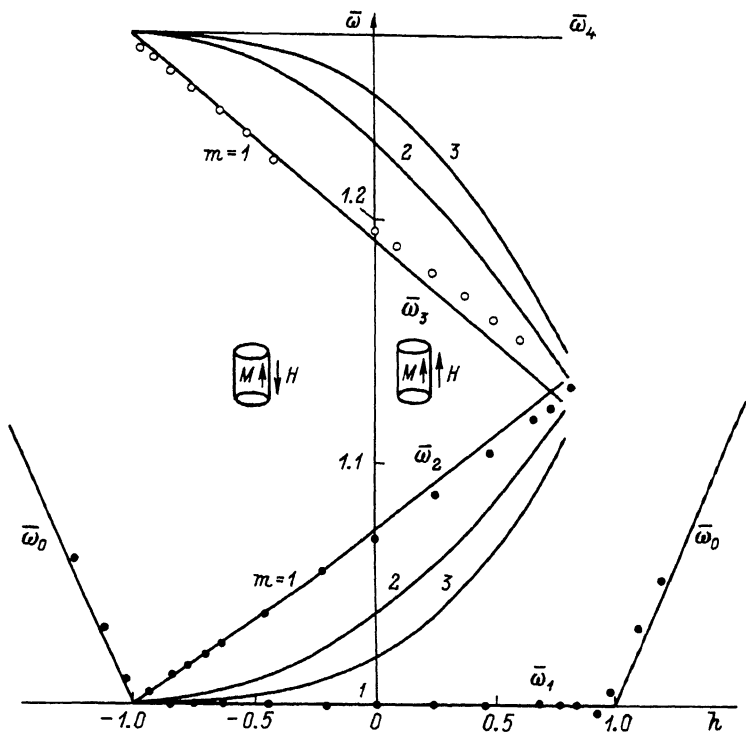


Рис. 2. Зависимость приведенных частот магнитостатических колебаний от приведенного поля (для сопоставления с теорией различных экспериментов). Сплошные линии – расчет по формулам (10) и (12).  $m$  – номер моды. Кружки – эксперимент на пластинке бариевого феррита [9], крестики – на пленке замещенного граната [4].  $\bar{\omega}_0$  – в состоянии магнитного насыщения [9].

Из уравнения (7) получаем

$$A S_m \eta^m (\mu - \mu_a) - E Q_m (\mu + \mu_a) = 0, \quad (8a)$$

$$B S_m \eta^m (\mu + \mu_a) - F Q_m (\mu - \mu_a) = 0. \quad (8b)$$

Уравнения (4) и (8) представляют собой однородную систему, которая распадается на две независимые подсистемы. Рассмотрим каждую из них.

а) Уравнения (4a) и (8a). Из равенства нулю определителя этой подсистемы получаем характеристическое уравнение

$$(\mu - \mu_a) [S_m \eta^m \mu_a - Q_m (\mu + \mu_a)] = 0. \quad (9)$$

Из уравнения  $\mu - \mu_a = 0$  имеем  $\omega_4 = \gamma(H_a + 4\pi M)$ . Это вырожденная резонансная ветвь, частота которой не зависит ни от радиуса ЦМД, ни от индекса моды  $m$ . В приведенных единицах  $\bar{\omega}_4 = \frac{\omega_4}{\omega_a} = 1 + \frac{1}{q}$ , где  $\omega_a = \gamma H_a$  и  $q = \frac{H_a}{4\pi M}$ . Равенство нулю второго множителя приводит к квадратному уравнению, положительное решение которого имеет вид

$$\bar{\omega}_2 = \frac{1}{2q} \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{S_m}{Q_m} q^m \right)^2 + 4q^2 + 4q \right]^{1/2} - 1 + \frac{S_m}{Q_m} q^m \right\}. \quad (10)$$

б) Уравнения (46) и (86). Аналогично предыдущему приходим к характеристическому уравнению

$$(\mu + \mu_a) \left[ S_m q^m \mu_a + Q_m (\mu - \mu_a) \right] = 0. \quad (11)$$

Из равенства нулю первого множителя получаем  $\bar{\omega}_1 = 1$ . Эта резонансная ветвь также полностью вырождена. Из второго уравнения

$$\bar{\omega}_3 = \frac{1}{2q} \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{S_m}{Q_m} q^m \right)^2 + 4q^2 + 4q \right]^{1/2} + 1 - \frac{S_m}{Q_m} q^m \right\}. \quad (12)$$

Итак, из предложенной теории следует существование в пластинке одноосного кристалла с решеткой ЦМД четырех резонансных ветвей магнитостатических колебаний, две из которых полностью вырождены. Полевые зависимости трех ветвей резонансных частот, рассчитанные для гексагональной решетки ЦМД в случае главной моды  $m=1$  и нормального намагничивания ( $h=1, 8136q-1, h = \frac{H}{4\pi M}$ ), хорошо совпадают с экспериментом (рис. 2). Четвертая ветвь пока не обнаружена.

В заключение автор выражает благодарность В.С. Машкевичу за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] С и г а л М.А. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, № 10, с. 563-566.
- [2] С и г а л М.А. - ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 5, с. 1762-1776.
- [3] К а с з е р J., G e m p e r l e A. - Physica, 1977, v. 86-88 B, p. 1313-1319.
- [4] В i S-Y., S e a g l e D.J., M y e r s E.C., S h a r a p S.H., A r t m a n J.O. - IEEE Trans. on Magn., 1982, v. Mag-18, N 6, p. 1337-1339.
- [5] З а в и с л я к И.В. - УФЖ, 1982, т. 27, № 2, с. 305-308.
- [6] С и г а л М.А. - ФТТ, 1985, т. 27, № 3, с. 882-886.
- [7] К l e m Z., К а с з е р J. - Phys. stat. sol. (a), 1985, v. 92, N 2, p. 525-532.

- [8] Сигал М.А. – УФЖ, 1983, т. 28, № 2, с. 242–248.  
[9] Сигал М.А., Костенко В.И. – ФТТ, 1980, т. 22, № 1, с. 117–121.

Поступило в Редакцию  
1 сентября 1987 г.  
В окончательной редакции  
10 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1 12 января 1988 г.

### ОБНАРУЖЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

В.П. Афанасенко, В.Г. Барышевский,  
О.Т. Градовский, М.Г. Лившиц,  
А.С. Лобко, В.И. Мороз, В.В. Панов,  
И.В. Поликарпов, П.Ф. Сафронов

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), возникающее при равномерном движении релятивистских заряженных частиц в кристаллах [1], благодаря своей малой угловой расходимости и высокой монохроматичности становится важным объектом исследований. В настоящее время уже получено ПРИ кристаллов алмаза [2, 3] и кремния [4].

В данной работе рассматривается эксперимент по обнаружению ПРИ совершенного монокристалла *GaAs* под углом  $90^\circ$  к направлению скорости электронов.

Существенным соображением в выборе кристалла-мишени послужил тот факт, что у *GaAs* характеристическое рентгеновское излучение (серия  $K_\alpha$ ) имеет энергии  $\sim 9.3$  и  $10.6$  кэВ, что позволяет регистрировать его одновременно с ПРИ в используемой геометрии эксперимента. Измерение характеристического излучения мишени позволяет более корректно определять число электронов, участвовавших во взаимодействии, по сравнению с предшествующими экспериментами, в которых нормировка производилась по измеренной квантометром полной энергии неколлимированного пучка тормозного  $\gamma$ -излучения [2, 4].

Измерения проводились на синхротроне „Сириус“. В качестве мишени использовался совершенный монокристалл арсенида галлия толщиной 0.4 мм в брэгговской геометрии. Производился поиск ПРИ от системы плоскостей (400) под углом  $90^\circ$  к вектору скорости электронов. Теоретическое значение энергии квантов ПРИ первого порядка дифракции [1] под углом  $45^\circ$  ( $\hbar = c = 1$ ):