

# Параметрическое возбуждение спиновых волн в сильноанизотропных одноосных ферритах

© А.Г. Гуревич, А.В. Назаров, В.В. Петров\*, О.А. Чивилева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Научно-исследовательский институт "Домен",  
196084 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 15 января 1999 г.)

Приведены результаты измерения порогов параметрического возбуждения спиновых волн в феррите с легкой плоскостью анизотропии  $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$  при частоте накачки 36 GHz в диапазоне температур 5–350 K при различных углах между внешним постоянным магнитным полем и осью анизотропии, когда накачка является, в общем случае, наклонной. Найдены зависимости параметра диссипации спиновых волн от волнового числа, температуры и угла между направлением распространения спиновых волн и осью анизотропии. Приведены также результаты измерения параметров ферромагнитного резонанса в указанном феррите и феррите с легкой осью анизотропии  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.95}\text{Sc}_{0.05})_{12}\text{O}_{19}$ . Сделаны некоторые заключения о процессах релаксации в сильноанизотропных гексагональных ферритах.

В сильноанизотропных гексаферритах (в достаточно хорошем приближении их можно рассматривать как одноосные) наименьшие величины ширины линии однородного ферромагнитного резонанса  $\Delta H_0$  измеряются в настоящее время десятками эрстед. В то же время эти вещества представляют значительный интерес, в том числе и с прикладной точки зрения — как перспективные магнитные материалы для коротковолновой части СВЧ диапазона, причем наиболее важным их параметром является именно малая величина  $\Delta H_0$ . Для ее достижения необходимо понимание особенностей процессов релаксации в таких веществах.

Для экспериментального исследования процессов релаксации в ферритах широко используется параметрическое возбуждение спиновых волн, в особенности с продольной накачкой (переменным магнитным полем, параллельным постоянной намагниченности) [1]. Теория такого возбуждения спиновых волн в одноосных ферритах была разработана в [2]. Согласно этой теории, в случае процессов первого порядка (когда частота возбуждаемых спиновых  $\omega_k = \omega/2$ , где  $\omega$  — частота накачки) при внешнем постоянном магнитном поле  $H_{e0}$ , меньшем чем критическое поле  $H_c$ , возбуждаются спиновые волны с волновым числом

$$k = \sqrt{(H_c - H_{e0})/\eta}, \quad (1)$$

распространяющиеся под углом  $\theta_k = 90^\circ$  к направлению постоянной намагниченности  $\mathbf{M}_0$  ( $\eta$  — постоянная неоднородного обмена). При  $H_{e0} > H_c$  возбуждаются (в рамках теории [2]) волны с  $k \rightarrow 0$  и  $\theta < 90^\circ$ .

Критическое поле  $H_c$  для одноосных ферритов имеет вид [2]

$$H_c = -\frac{1}{2}(4\pi M_0 + |2H_A|) + \sqrt{\left(\frac{\omega}{2\gamma}\right)^2 + \frac{1}{4}(4\pi M_0 + |2H_A|)^2}, \quad (2)$$

а пороговая амплитуда переменного магнитного поля  $\mathbf{h}$  при  $H_{e0} < H_c$ , когда  $\theta_k = 90^\circ$ ,

$$h_{\text{thr}} = \min \left\{ \frac{\omega \Delta H_k}{\omega_M + \gamma |2H_A|} \right\}. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta H_k$  — параметр диссипации (ширина резонансной кривой) спиновых волн,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $H_A = K_1/M_0$  — поле анизотропии ( $K_1$  — константа анизотропии).

В теории [2] было сделано предположение, что намагниченность  $\mathbf{M}_0$  параллельна  $\mathbf{H}_{e0}$  и, следовательно, переменное магнитное поле, параллельное  $\mathbf{H}_{e0}$ , параллельно также и  $\mathbf{M}_0$ . Для ферритов с легкой осью анизотропии это предположение выполняется (см., например, [3]), если  $\mathbf{H}_{e0}$  направлено по легкой оси или при поле, превышающем поле анизотропии, лежит в трудной плоскости. Для ферритов с легкой плоскостью анизотропии оно выполняется, если  $\mathbf{H}_{e0}$  лежит в легкой плоскости или при поле, превышающем поле анизотропии, направлено по трудной оси; однако в последнем случае направление поля очень критично. При произвольном направлении внешнего постоянного поля  $\mathbf{H}_{e0}$  постоянная намагниченность не параллельна  $\mathbf{H}_{e0}$ , и тогда даже при переменном поле  $\mathbf{h}$ , параллельном  $\mathbf{H}_{e0}$ , накачка является наклонной — параметрическое возбуждение происходит под совместным воздействием переменного поля, параллельного  $\mathbf{M}_0$ , и магновов однородной процессии. Такое возбуждение было исследовано [4,5] для изотропного и слабоанизотропного кубического ферритов.

Для ферритов с сильной анизотропией наклонная накачка представляет особенно большой интерес, так как чисто продольная накачка при произвольном направлении постоянного поля для них очень трудно осуществима. Параметрическое возбуждение спиновых волн при наклонной накачке в сильноанизотропных одноосных ферритах было теоретически рассмотрено в [6].

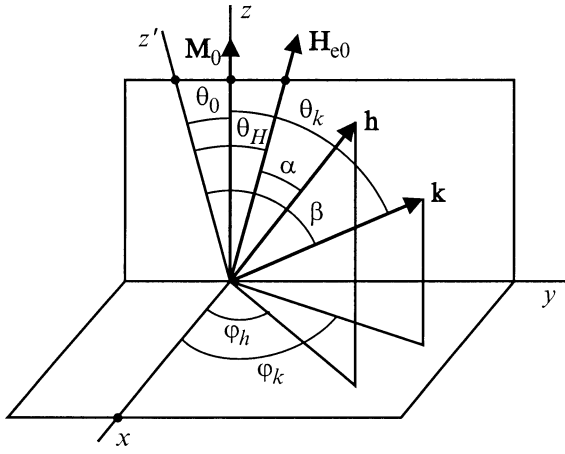


Рис. 1. Оси координат и углы.

Параметрическое возбуждение спиновых волн использовалось в ряде работ (см., например, [7,8]) для экспериментального исследования процессов релаксации в одноосных ферритах с легкой плоскостью анизотропии, однако только в случае внешнего постоянного поля, лежащего в легкой плоскости, когда накачка была чисто продольной.

Основная цель данной работы — экспериментальное исследование процессов релаксации в сильноанизотропных одноосных ферритах путем параметрического возбуждения спиновых волн при наклонной накачке.

### 1. Параметрическое возбуждение спиновых волн в одноосных ферритах: результаты расчета

Приведем некоторые результаты расчетов, выполненных на основе теории [6], которые будут использованы далее при интерпретации экспериментальных данных. Рассматривается процесс параметрического возбуждения спиновых волн первого порядка в сфере из непроводящего одноосного ферромагнетика с легкой осью ( $K_1 > 0$ ) или с легкой плоскостью ( $K_1 < 0$ ) анизотропии при произвольном направлении внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_{e0}$  по отношению к оси анизотропии и произвольном угле между  $\mathbf{H}_{e0}$  и переменным магнитным полем  $\mathbf{h}$  с частотой  $\omega$  и линейной поляризацией (рис. 1). Направление постоянной намагниченности  $\mathbf{M}_0$  определяется условием равновесия, а пороговая амплитуда переменного поля  $h_{thr}$  находится путем решения уравнения Ландау–Лифшица с учетом эффективного поля анизотропии. В результате получается следующее выражение:

$$h_{thr} = \min \left\{ \frac{\omega_k \Delta H_k}{\omega_M |W_k|} \right\}. \tag{4}$$

Здесь

$$\begin{aligned} W_k = & \frac{1}{4} (A_k + \xi_a + \omega_k) \left[ 2 \exp(i\varphi_k) \sin 2\theta_k + \frac{iN_{23}^a}{\pi} \right] \tau_{01} \\ & + \frac{1}{4} (A_k + \xi_a - \omega_k) \frac{[B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a]^2}{|B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a|^2} \\ & \times \left[ 2 \exp(-i\varphi_k) \sin 2\theta_k - \frac{iN_{23}^a}{\pi} \right] \tau_{02} \\ & + [B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a] \left[ \frac{\cos \theta_h}{\omega_M} - \frac{\tau_{01}}{2} \right] \\ & \times \exp(-i\varphi_k) \sin 2\theta_2 - \frac{\tau_{02}}{2} \exp(i\varphi_k) \sin 2\theta_k \\ & + \frac{i}{2\pi} (\tau_{01} - \tau_{02}) N_{23}^a \Big], \end{aligned} \tag{5}$$

$\omega_k$  — частота спиновых волн (равная  $\omega/2$  для процессов первого порядка)

$$\omega_k^2 = (A_k + \xi_a)^2 - |B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a|^2, \tag{6}$$

а выражения для величин, входящих в (5) и (6), имеют следующий вид:

$$A_k = \omega_H - \frac{\omega_M}{3} + \eta k^2 + \frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k, \quad B_k = \frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k,$$

$$\omega_H = \gamma H_{e0} \cos(\theta_H - \theta_0), \quad \xi_a = \frac{\omega_M}{8\pi} (N_{22}^a - 2N_{23}^a),$$

$$\eta_a = \frac{\omega_M}{8\pi} N_{22}^a,$$

$$\tau_{01,02} = \frac{\sin \theta_h}{2\sqrt{2\omega_a}} \left[ \frac{\sqrt{\omega_a + \omega_1}}{\omega_a \mp \omega} \exp(i\psi_h) - \frac{\sqrt{\omega_1 - \omega_a}}{\omega_a \pm \omega} \exp(-i\psi_h) \right],$$

$$\omega_a = \sqrt{\omega_1^2 - \eta_a^2}, \quad \omega_1 = \omega_H + \xi_a, \quad \text{tg } \psi_h = \frac{h_y \omega_1 + \eta_a}{h_x \omega_a}.$$

Здесь  $\theta_k$  и  $\varphi_k$  — полярный и азимутальный углы волнового вектора спиновых волн,  $\theta_h$  и  $\varphi_h$  — углы вектора  $\mathbf{h}$ , а  $\theta_H$  — угол между внешним полем  $\mathbf{H}_{e0}$  и осью анизотропии.

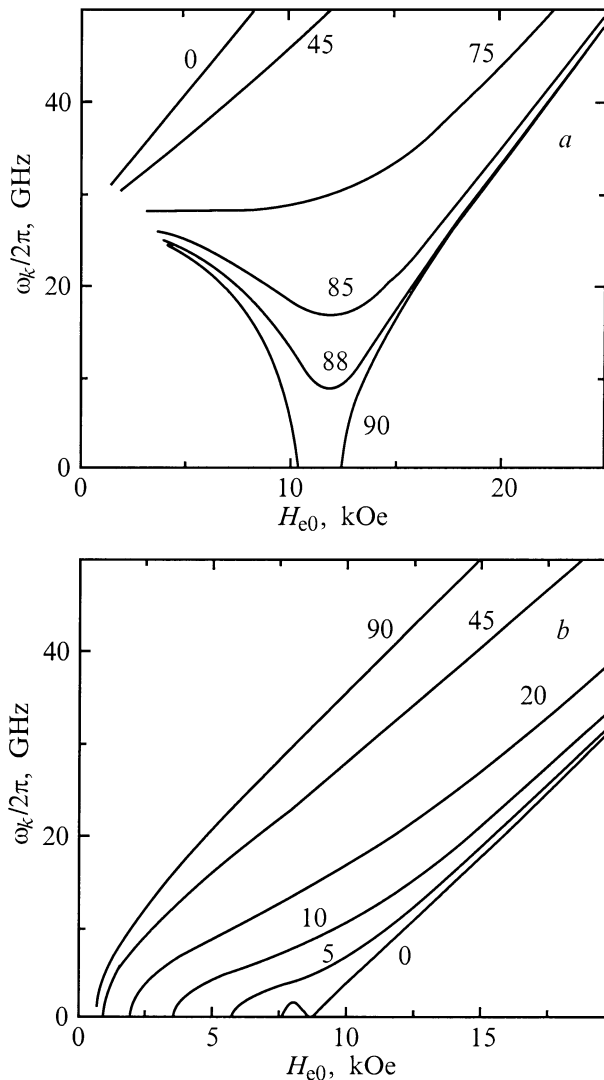
Из закона дисперсии спиновых волн (6) и соотношения  $\omega_k = \omega/2$  можно получить границы областей  $\omega$ ,  $H_{e0}$  и угла  $\theta_H$ , в которых возможно параметрическое возбуждение первого порядка. Нижние (по частоте) границы областей  $\omega$ ,  $H_{e0}$  и  $\theta_H$  следуют из условия

$$\omega_k(H_{e0}, \theta_H, k = 0, \theta_k = 0) = \omega/2. \tag{7}$$

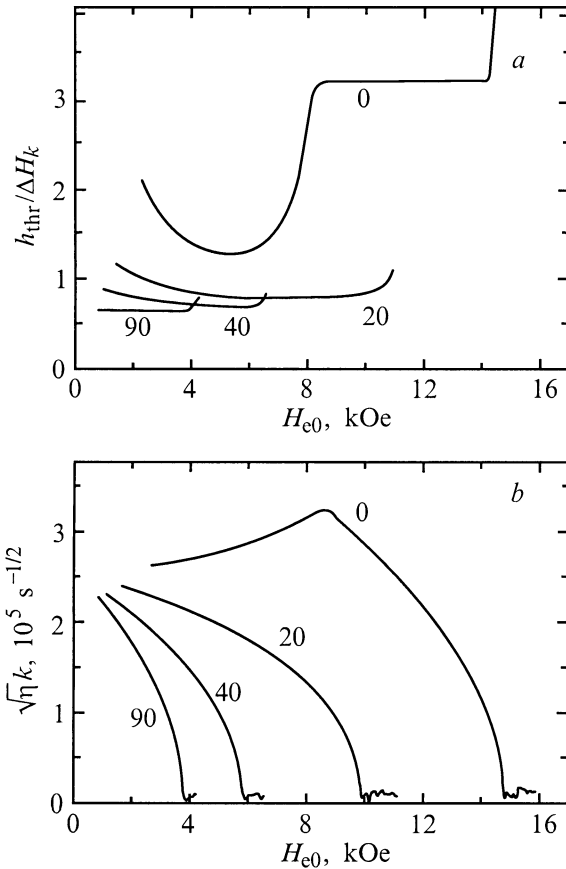
На рис. 2 показаны эти границы для двух кристаллов, исследуемых в данной работе. Из рисунка видно, что для кристалла с легкой осью анизотропии при частоте 36 GHz процесс первого порядка возможен только в узкой области углов  $\theta_H$  вблизи трудной оси, а для кристалла с легкой плоскостью анизотропии — при всех углах  $\theta_H$ .

Значения  $h_{\text{thr}}$  и параметры возбуждаемых спиновых волн должны быть найдены путем минимизации выражения (4). Величина  $\Delta H_k$  при этом не может рассматриваться как постоянная; она, конечно, зависит от  $k$  и от направления вектора  $\mathbf{k}$  относительно  $\mathbf{M}_0$  (т. е. от углов  $\theta_k$  и  $\varphi_k$ ) и относительно осей анизотропии. Эти зависимости априори неизвестны. Они могут быть получены из эксперимента — измерения  $h_{\text{thr}}$  как функции  $H_{e0}$  и  $\theta_H$ . Однако при обработке результатов этих экспериментов должны быть использованы результаты минимизации. Задача, таким образом, становится самосогласованной и весьма сложной.

В качестве первого приближения была проведена минимизация при постоянном  $\Delta H_k$ , т. е. минимизировалось отношение  $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$  по двум из параметров  $k$ ,  $\theta_k$  и  $\varphi_k$ , связанным условием (7).



**Рис. 2.** Спектры спиновых волн с  $k = 0$  и  $\theta_k = 0$  в одноосных ферритах с легкой осью (а) и легкой плоскостью (b) анизотропии. Величины  $2H_A$  и  $M_0$  приняты такими как для кристаллов, исследованных экспериментально в данной работе (см. таблицу). Цифры у кривых — значения угла  $\theta_H$  в градусах.



**Рис. 3.** Расчетные зависимости: а — пороговой амплитуды переменного магнитного поля в единицах параметра диссипации спиновых волн и b — волнового числа возбуждаемых спиновых волн в  $\text{Zn}_2\text{Y}$  от величины и направления внешнего постоянного магнитного поля при  $\alpha = 0$ . Цифры у кривых — значения угла  $\theta_H$  в градусах.

При каждом значении  $H_{e0}$  и  $\theta_H$  углы  $\theta_k$  и  $\varphi_k$  варьировались с шагом  $0.5^\circ$ , находились минимальные величины  $h_{\text{thr}}$  и соответствующие им значения  $k$ ,  $\theta_k$  и  $\varphi_k$ . На рис. 3 приведены результаты такой минимизации для кристалла с легкой плоскостью анизотропии в случае, когда угол  $\alpha$  между переменным полем  $\mathbf{h}$  и внешним постоянным полем  $\mathbf{H}_{e0}$  (рис. 1) составляет  $0^\circ$ . Именно этот случай "квазипродольной" накачки осуществлялся в эксперименте.

## 2. Образцы

Экспериментально исследовались монокристаллы гексаферрита  $\text{Zn}_2\text{Ba}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$  ( $\text{Zn}_2\text{Y}$ ) с легкой плоскостью анизотропии и гексаферрита  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.95}\text{Sc}_{0.05})_{12}\text{O}_{19}$  с легкой осью анизотропии (добавка скандия была произведена для уменьшения константы анизотропии). Все кристаллы были легированы небольшим количеством Mn ( $\sim 0.25$  wt.%) с целью уменьшения количества ионов  $\text{Fe}^{2+}$ , которые ведут к росту магнитных потерь [9].

Параметры исследованных ферритов

Состав	$4\pi M_0, G$	$2H_A, kOe$	$T_C, ^\circ C$
$Ba_2Zn_2Fe_{12}O_{22}$	2500	-8.6	104
$Ba(Fe_{0.95}Sc_{0.05})_{12}O_{19}$	4500	11	445

Примечание. Кристаллы содержали добавку Mn (~ 0.25 wt.%). Значения  $4\pi M_0$  и  $2H_A$  — при комнатной температуре.

Кристаллы выращивались методом кристаллизации из раствора в расплаве [10]. Использовался бор-бариевый растворитель. Затраченные кристаллики располагались на вращающемся держателе, что позволяло увеличить скорость роста и получать довольно большие (до 20 mm) и хорошо ограненные кристаллы. Расплав нагревался до температуры, несколько превышающей температуру насыщения, и выдерживался при этой температуре в течение 10 часов, после чего температура снижалась по заданной программе при градиенте 1–3 deg/cm.

Изготовление сферических образцов производилось следующим образом [10]. Кристаллы нарезались на кубические заготовки, из которых путем обкатки между двумя абразивными инструментами изготавливались сферы с диаметрами 0.5–0.8 mm. Они шлифовались с использованием абразивного инструмента с последовательно уменьшающимся размером зерна и затем полировались при помощи абразивных порошков с размером зерна, последовательно уменьшающимся от 14 до 1 μm.

Ориентирование сфер  $Zn_2Y$  производилось рентгеновским методом. Образцы  $Ba(Fe_{0.95}Sc_{0.05})_{12}O_{19}$ , которые, согласно рентгеновским данным, были блочными с углами между осями блоков ~ 0.5°, ориентировались магнитным методом [11]. Затем образцы переклеивались на держатели — кварцевые трубочки или стерженьки из окиси бериллия, ось которых (ось x на рис. 1) была перпендикулярна оси анизотропии и являлась осью вращения образцов при измерениях. Точность ориентирования (после переклейки), а также точность установки угла поворота образцов были не хуже 1°.

Параметры образцов были измерены СВЧ методами (см. разделы 3 и 4). Значения их приведены в таблице.

### 3. Методика измерений

Схема экспериментальной установки показана на рис. 4. В качестве генератора 3 использовался магнетрон, который перестраивался в диапазоне  $36 GHz \pm 2\%$  и мог давать 200 W в непрерывном (при соответствующем охлаждении) или импульсном режиме. На магнетрон подавались с накопительной емкости модулятора 2 отрицательные импульсы напряжения 3.5 kV с частотой повторения 40 Hz и длительностью 20 μs. При такой длительности можно было пренебречь изменением напряже-

ния на магнетроне во время импульса и в то же время не учитывать погрешности, вызванной конечным временем нарастания параметрических спиновых волн [13].

СВЧ мощность через вентиль 4, прецизионный поляризационный аттенюатор 6 и циркулятор 8 (с развязкой ~ 40 dB) подавалась на вход криостата 10 или — при измерении падающей мощности — на термисторный измеритель мощности 11. Измерительная ячейка криостата представляла собой прямоугольный резонатор  $TE_{102}$  13, связанный с волноводом при помощи отверстия. Регулировка связи осуществлялась поршнем 15, который при измерениях перемещался извне криостата. Резонатор не перестраивался, настройка производилась изменением частоты магнетрона. Конструкция криостата позволяла поворачивать резонатор с образцом на 90° относительно направления постоянного магнитного поля и поворачивать образец вокруг оси криостата извне во время измерений. Отраженная от резонатора с образцом мощность через циркулятор 8 и поляризационный аттенюатор 16 поступала на кристаллический детектор 17. Огибающая импульса наблюдалась на осциллографе 18.

Измерение частоты производилось: грубо — резонансным волномером 9 и точно — измерителем частоты (Ч5-13) 19. Постоянное магнитное поле создавалось электромагнитом 20 (с диаметром полюсных наконечников 80 mm и зазором 20 mm), который питался от стабилизированного источника. Измерение магнитного поля производилось при помощи пленочного датчика

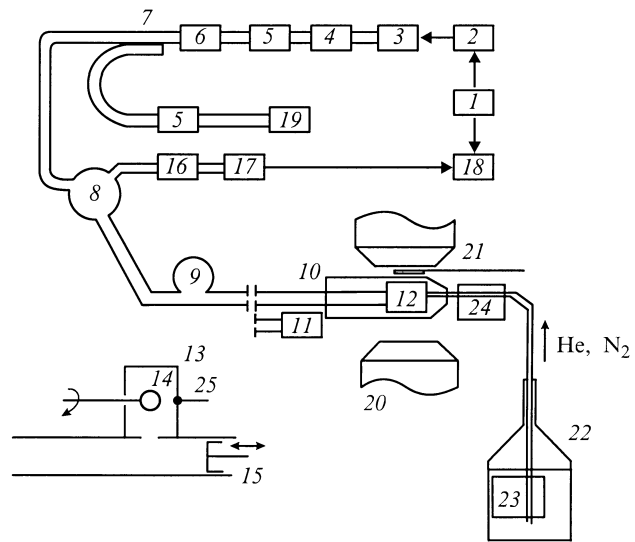


Рис. 4. Схема измерительной установки. 1 — задающий импульсный генератор, 2 — модулятор, 3 — магнетрон, 4 — вентиль, 5 — аттенюатор, 6 — поляризационный аттенюатор, 7 — направленный ответвитель, 8 — циркулятор, 9 — волномер, 10 — криостат, 11 — измеритель мощности, 12 — измерительная ячейка (показана на врезке), 13 — резонатор, 14 — образец, 15 — поршень, 16 — поляризационный аттенюатор, 17 — детектор, 18 — осциллограф, 19 — измеритель частоты, 20 — электромагнит, 21 — датчик Холла, 22 — сосуд Дьюара, 23 и 24 — печки, 25 — термопара.

<sup>1</sup> Магнетроны были разработаны А.В. Атласманом, изготовлены по заказу Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе и впервые использованы в работе [12].

Холла  $2I$ , укрепленного на полюсном наконечнике. Градуировка его была проведена с использованием ферромагнитного резонанса в ориентированной сфере ЖИГ.

Температура в пределах 5–350 К устанавливалась в стационарном режиме путем продувки паров гелия или (в интервале 100–350 К) азота из транспортных сосудов Дьюара с использованием печек 23 и 24. Измерение температуры производилось термопарой медь–медь–железо, находящейся в стенке резонатора.

Индикация порога параметрического возбуждения спиновых волн может производиться следующими способами: по искажению огибающей импульса [1], по появлению автомодуляции (см., например, [3]) и по отклонению от линейной зависимости выходной мощности от входной [12]. В нашем случае все три способа (в тех случаях, когда модуляция возникала сразу за порогом) давали в пределах погрешности одинаковые результаты и использовался в основном первый способ.

Переменное магнитное поле в резонаторе в той точке, где находится образец, связано с падающей на резонатор мощностью  $P_{in}$  следующим соотношением [3].<sup>2</sup>

$$h^2 = \frac{8\pi\xi}{\omega V} Q_0 (1 - |\Gamma|^2) P_{in}. \quad (8)$$

Здесь  $\xi$  — отношение квадрата поля в данной точке к среднему квадрату поля в резонаторе,  $Q_0$  — собственная добротность резонатора,  $V$  — его объем,  $\Gamma$  — коэффициент отражения.

Наибольшую погрешность в величину  $h_{thr}$  вносят ошибки в определении  $P_{in}$  и  $Q_0$ . Мощность на входе криостата (при некотором положении поляризационного аттенюатора  $b$ ) измерялась термисторным измерителем мощности с погрешностью приблизительно 10%. При определении  $P_{in}$  учитывались потери в волноводе криостата ( $\sim 1.5$  dB). Дальнейшие отсчеты мощности при измерении пороговых полей производились с использованием аттенюатора  $b$  практически без дополнительной погрешности.

Добротность  $Q_0$  определялась, исходя из расстройки частоты при заданном возрастании модуля коэффициента отражения по отношению к его минимальной величине, которая достигалась с помощью поршня 14 при настройке магнетрона в резонанс. При этом использовалась формула, которая получается при замене измерительной ячейки 12 (рис. 4) ее эквивалентной схемой. В нашем случае величину  $|\Gamma|_{min}$ , а также, конечно, расстройку частоты  $\alpha = 2\delta\omega/\omega_{res}$  можно было считать малыми, что приводило к простому соотношению

$$Q_0 = 2|\Gamma|/(\alpha\sqrt{1 - |\Gamma|^2}). \quad (9)$$

Измерения  $Q_0$  при разных величинах  $|\Gamma|$  в пределах 6–12 dB (по отношению к максимальному значению  $|\Gamma|$ ) давали разброс не более 10%. Добротность  $Q_0$  зависит от

<sup>2</sup> В формуле (10.53) в [3], которая эквивалентна выражению (8), имеется опечатка: в знаменателе должно быть  $(1 + q)^2$ .

температуры и изменяется при замене образца, поэтому она контролировалась при каждом измерении  $h_{thr}$ . Результирующая погрешность измерения  $h_{thr}$ , как показала оценка, составляла  $\sim 10\%$ .

С целью нахождения эффективного поля анизотропии  $2H_A$  и ширины резонансной кривой  $\Delta H_0$  исследуемых образцов производилось измерение ферромагнитного резонанса. Для этого измерительная ячейка 12 заменялась закороченным отрезком волновода, в котором на расстоянии  $\lambda/2$  от торца помещался образец. Ширина кривой измерялась на уровне, который определялся согласно [14], а величины  $2H_A$  находились из измеренных резонансных полей по формулам, приведенным, например, в [3]. Величины же постоянной намагниченности находились из измерений пороговых полей (см. раздел 4).

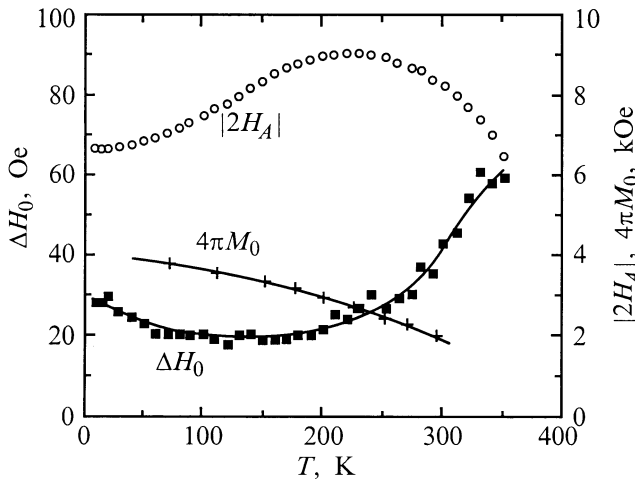
#### 4. Экспериментальные результаты

Измерения параметров ферромагнитного резонанса в кристалле с легкой осью анизотропии  $Ba(Fe_{0.95}Sc_{0.05})_{12}O_{19}$  проводились при различных ориентациях внешнего постоянного поля. При этом имел место резкий рост  $(H_{e0})_{res}$  при  $\theta_H > 45^\circ$ . Как отмечалось в разделе 2, кристаллы эти были блочными, и увеличение крутизны зависимости  $(H_{e0})_{res}$  от  $\theta_H$  должно было привести к росту  $\Delta H_0$  при  $\theta_H > 45^\circ$ , что и наблюдалось. Довольно большие величины  $\Delta H_0$  при  $\theta_H < 45^\circ$ , по-видимому, тоже в значительной мере были обусловлены блочностью.

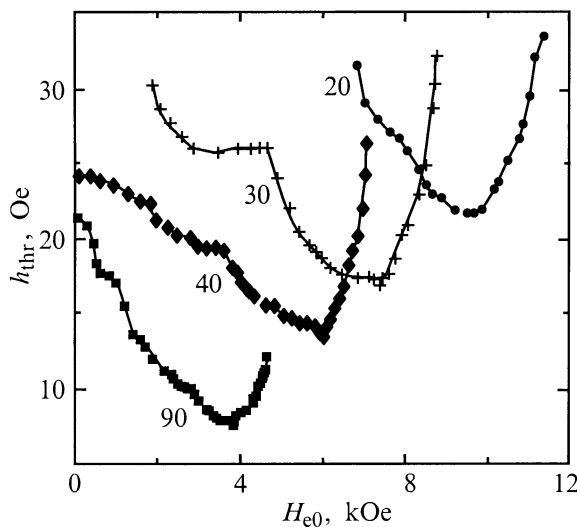
Процесс параметрического возбуждения спиновых волн первого порядка в феррите  $Ba(Fe_{0.95}Sc_{0.05})_{12}O_{19}$  при нашей частоте может происходить, как следует из рис. 2, только в очень узком интервале углов  $\theta_H \cong 85-90^\circ$ . При этих углах величины  $\Delta H_k$ , хотя и, вероятно, меньше чем  $\Delta H_0$ , но все же велики, и параметрическое возбуждение может не наблюдаться из-за недостаточной мощности. И действительно, нам не удалось его наблюдать в этих кристаллах.

Измерения ферромагнитного резонанса в феррите  $Zn_2Y$  с легкой плоскостью анизотропии проводились в интервале температур 10–350 К. Температурные зависимости поля анизотропии  $2H_A$ , найденного из измеренных резонансных полей, и величины  $\Delta H_0$  для этого кристалла приведены на рис. 5. Как видно из рисунка, температурная зависимость поля анизотропии является немонотонной. Температурная зависимость постоянной намагниченности  $M_0$ , найденная из измерений порогового поля (см. далее), показана на том же рисунке.

Зависимость  $\Delta H_0(T)$  имеет широкий минимум при  $T \cong 150$  К. Подъем при низких температурах может быть в некоторой степени обусловлен увеличением вклада неоднородностей (из-за увеличения  $M_0$ ), но главной его причиной безусловно является влияние быстрорелаксирующих ионов, вероятнее всего  $Fe^{2+}$ . Высокотемпературный подъем  $\Delta H_0$ , вероятно, связан с влиянием флуктуаций; но интересно, что он начинается так далеко



**Рис. 5.** Температурные зависимости статических параметров и ширины линии ферромагнитного резонанса на частоте 36 GHz в сфере  $Zn_2Y$ .



**Рис. 6.** Зависимости пороговой амплитуды переменного магнитного поля от величины и направления внешнего постоянно-го магнитного поля для сферы  $Zn_2Y$ . Частота накачки 36 GHz, температура 150 K. Цифры у кривых — значения угла  $\theta_H$  в градусах.

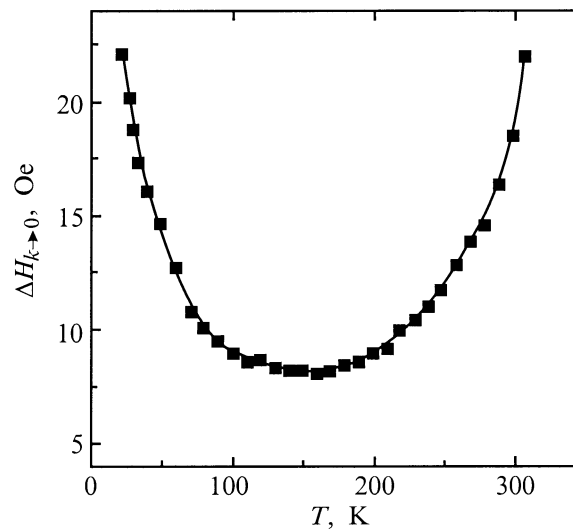
от температуры Кюри (которая составляет 377 K). Сравнительно большая величина минимальной  $\Delta H_0$  (рис. 5) обусловлена в основном неоднородностями, в том числе, возможно, и блочностью, которая при разориентировке осей менее 20 минут не обнаруживается рентгенографически.

Измерения порогового поля проводились при переменном поле, параллельном внешнему постоянному полю  $H_{e0}$  (квазипродольная накачка) при различных величинах и ориентациях  $H_{e0}$  и различных температурах. В качестве примера на рис. 6 приведены результаты измерения зависимостей  $h_{thr}$  от  $H_{e0}$  при различных  $\theta_H$ .

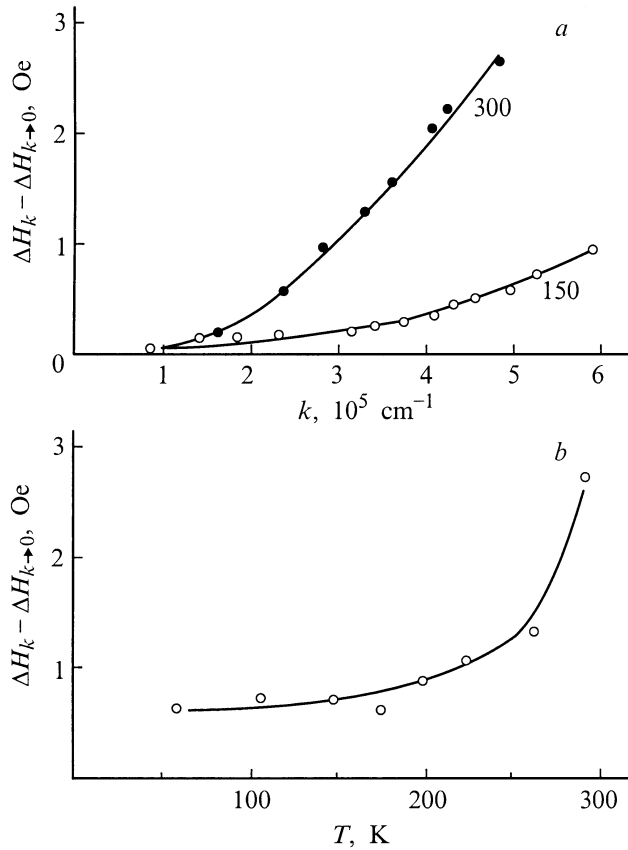
Из рисунка видно прежде всего, что параметрическое возбуждение спиновых волн происходит, причем без существенного увеличения порога, и в области полей ( $H_{e0} < 1$  kOe), в которой существуют домены. При больших полях измеренные зависимости коррелируют с расчетными (рис. 3). В частности, имеет место хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений полей  $H_{e0}$ , при которых  $h_{thr} \rightarrow \infty$ .

Переход от измеренных зависимостей  $h_{thr}(H_{e0}, \theta_H)$  к зависимостям  $\Delta H_k(k)$  при  $\theta_H = 90^\circ$  (при чисто-продольной накачке) производился по формулам (1)–(3) с использованием значений  $M_0$  и  $2H_A$  при соответствующих температурах. Полученная температурная зависимость  $\Delta H_{k \rightarrow 0}$  приведена на рис. 7. Сравнивая ее с температурной зависимостью  $\Delta H_0$  (рис. 5), мы видим, что величины  $\Delta H_{k \rightarrow 0}$ , как и следовало ожидать, оказываются значительно меньшими чем  $\Delta H_0$ . Одной из причин этого является в 2 раза меньшая частота параметрических спиновых волн. Однако главной причиной служит то, что неоднородности, хотя и влияют на параметрическое возбуждение спиновых волн (см., например, [3]), но не вносят аддитивного вклада в  $\Delta H_k$ . В то же время величины низкотемпературного подъема  $\Delta H_k$  и  $\Delta H_0$  мало различаются. Это подтверждает предположение, что главным источником низкотемпературного подъема является вклад быстрорелаксирующих ионов.

Расчет зависимости  $\Delta H_k$  от  $k$  даже при  $\theta_H = 90^\circ$ , когда можно использовать простые формулы (1)–(3), осложняется тем, что для  $Zn_2Y$  нам неизвестна константа неоднородного обмена  $\eta$ . Для оценки величин  $k$  мы приняли  $\eta = 0.04$  — величину, в 2 раза меньшую чем для ЖИГ, основываясь на том, что температура Кюри кристалла  $Zn_2Y$  (377 K) меньше, чем у ЖИГ, а среднее расстояние между магнитными ионами несколько больше.



**Рис. 7.** Температурная зависимость  $\Delta H_{k \rightarrow 0}$  в  $Zn_2Y$  при  $\theta_H = 90^\circ$ . Частота накачки 36 GHz.



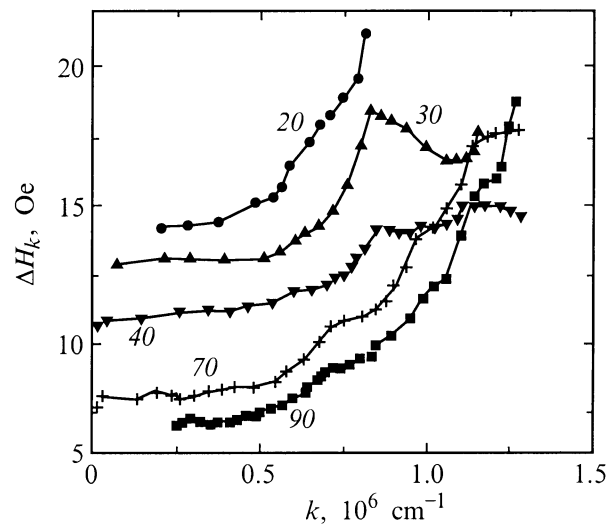
**Рис. 8.** Зависимости разности  $\Delta H_k(k) - \Delta H_{k \rightarrow 0}$  в  $\text{Zn}_2\text{Y}$ : *a* — от волнового числа  $k$  при температурах (в кельвинах), указанных у кривых, *b* — от температуры при  $k = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . Частота накачки 36 GHz.

На рис. 8 приведены зависимости разности  $(\Delta H_k - \Delta H_{k \rightarrow 0})$  от  $k$  при  $T = \text{const}$  и от  $T$  при постоянном  $k$ . Из этих кривых видно, что с увеличением  $T$  и  $k$  происходит рост  $\Delta H_k$  по закону, более быстрому чем линейный. Это дает некоторое основание предположить, что указанный рост обусловлен вкладом собственного четырехмагнного процесса релаксации. Следует однако заметить, что вклад такого процесса в ЖИГ, согласно расчету и эксперименту [3], был значительно меньшим. Так что вопрос о вкладе четырехмагнных процессов в гексагональных ферритах нуждается в дальнейшем исследовании.

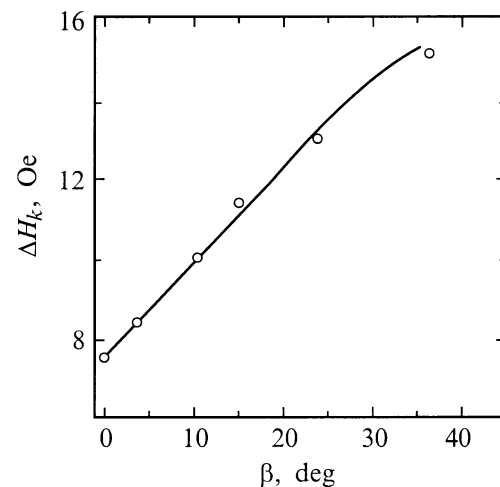
Вычисление  $\Delta H_k$  при  $\theta_H < 90^\circ$ , когда накачка является наклонной, проводилось с использованием результатов расчетов на основании теории [6] (см. раздел 1). Полученные зависимости  $\Delta H_k$  от  $k$  показаны на рис. 9; при их расчете было принято приведенное выше значение  $\eta = 0.04$ . Как видно из рисунка, при малых  $k$  (т.е. больших  $H_{e0}$ ) величины  $\Delta H_k$  сильно возрастают при уменьшении  $\theta_H$ , т.е. при отклонении направления постоянного поля, а следовательно, и постоянной намагниченности  $\mathbf{M}_0$  от легкой плоскости. При больших  $k$ , т.е. малых  $H_{e0}$ , различие величин  $\Delta H_k$  для разных  $\theta_H$  делает-

ся меньшим. Такое поведение может быть обусловлено сильной зависимостью параметра диссипации спиновых волн от направления их распространения относительно оси анизотропии. Действительно, при большом поле  $H_{e0}$  изменение его направления сильно поворачивает  $\mathbf{M}_0$ , а следовательно, и направление распространения параметрических спиновых волн относительно оси анизотропии, что при большой анизотропии параметра диссипации сильно влияет на его величину. При малом  $H_{e0}$  это влияние мало.

Анизотропия параметра затухания спиновых волн представляет большой интерес для понимания процессов релаксации. Поэтому был проведен расчет зависимости  $\Delta H_k$  от угла  $\beta$  между вектором  $\mathbf{k}$  осью анизотро-



**Рис. 9.** Зависимости  $\Delta H_k$  в  $\text{Zn}_2\text{Y}$  от волнового числа при различных направлениях внешнего постоянного поля  $\mathbf{H}_{e0}$ . Частота накачки 36 GHz, температура 150 K. Цифры у кривых — углы  $\theta_H$  между  $\mathbf{H}_{e0}$  и осью анизотропии в градусах.



**Рис. 10.** Зависимость  $\Delta H_k$  в  $\text{Zn}_2\text{Y}$  от угла между направлением распространения спиновых волн и осью анизотропии при постоянном значении волнового числа  $k = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . Частота накачки 36 GHz, температура 150 K.

пии (осью  $z'$  на рис. 1) на основании данных рис. 9. Вычисление углов  $\beta$  производилось с использованием углов  $\theta_0$ , найденных из условия равновесия, и углов  $\theta_k$  и  $\varphi_k$ , полученных при минимизации порогового поля. Результаты такого расчета приведены на рис. 10. Из него видно, что  $\Delta H_k$  сильно зависит от угла между направлением распространения спиновых волн и осью анизотропии, причем эта зависимость (по неясной пока причине) близка к линейной.

Таким образом, в данной работе измерения порогов параметрического возбуждения спиновых волн в феррите  $Zn_2Y$  с большой анизотропией впервые были проведены при различных направлениях внешнего постоянного магнитного поля, в том числе и при таких, когда накачка являлась наклонной. При вычислении на основании этих измерений параметра диссипации возбуждаемых спиновых волн и величины их волнового вектора использовалась недавно разработанная теория [6] параметрического возбуждения спиновых волн в сильноанизотропных ферритах при наклонной накачке.

Измерения пороговых полей, а также измерения параметров ферромагнитного резонанса были проведены в широком интервале температур, что позволило сделать заключения о вкладах различных механизмов в параметр диссипации сильноанизотропных ферритов. Приведем некоторые из них.

Рост, более быстрый, чем линейный, параметра диссипации спиновых волн  $\Delta H_k$  при увеличении волнового числа и температуры дает основание предположить наличие вклада собственного четырехмагнетонного процесса релаксации. Однако для окончательного заключения необходимо количественное сравнение величины этого вклада с расчетом.

Бесспорным является существенный вклад быстрорелаксирующих ионов, по-видимому  $Fe^{2+}$ , который, как и следовало ожидать, приблизительно одинаков для однородной прецессии и спиновых волн.

Среди неоднородностей, которые вносят основной вклад в  $\Delta H_0$  и влияют, хотя и в меньшей степени, на  $\Delta H_k$ , следует отметить блочность, которая была независимо обнаружена в кристалле с легкой осью анизотропии, но имела место, по-видимому, и в кристаллах  $Zn_2Y$ . Устранение блочности является, таким образом, одним из путей снижения величин  $\Delta H_0$  в монокристаллах сильноанизотропных ферритов, что является условием их широкого применения в коротковолновой части диапазона СВЧ.

Важным результатом данной работы является определение параметра диссипации спиновых волн в сильноанизотропных ферритах при различных углах между внешним постоянным полем и осью анизотропии. Поскольку при минимизации находится и направление распространения параметрических спиновых волн, то открывается возможность получения зависимости параметра диссипации спиновых волн от направления их распространения относительно оси анизотропии, т. е. нахо-

ждения анизотропии затухания спиновых волн. В данной работе эта возможность была впервые реализована для сильноанизотропного феррита.

Следует, однако, заметить, что минимизация порогового поля в теории [6], которая использовалась в данной работе, была проведена в предположении постоянства  $\Delta H_k$ , поэтому все полученные результаты, в том числе и для угловой зависимости  $\Delta H_k$ , справедливы лишь в первом приближении. Расчет последующих приближений, т. е. проведение минимизации с учетом полученных в предыдущих приближениях зависимостей  $\Delta H_k$  от параметров возбуждаемых спиновых волн, является весьма важной задачей. В результате ее решения будет выяснена сходимость этого процесса и получены уточненные значения параметров диссипации спиновых волн.

Авторы выражают благодарность К.С. Лузгину за разработку модулятора для измерительной установки, Р.И. Зверевой за участие в выращивании кристаллов, Н.Н. Сырниковой за рентгеновскую ориентировку образцов и Н.И. Погодину за предоставление разработанного им датчика Холла. Авторы считают своим долгом отметить, что выполнение этой работы было бы невозможным без разработанного А.В. Атласманом магнетрона с уникальными характеристиками.

## Список литературы

- [1] E. Schloemann, J.J. Green, U. Milano. *J. Appl. Phys.* **31**, 5, 386 S (1960).
- [2] I. Bady, E. Schloemann. *J. Appl. Phys.* **33**, 3, 1377 (1962); E. Schloemann, R.I. Joseph, I. Bady. *J. Appl. Phys.* **34**, 3, 672 (1963).
- [3] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1996). 462 с.
- [4] Ю.М. Яковлев. *ФТТ* **10**, 8, 2431 (1968).
- [5] Ю.М. Яковлев, Ю.Н. Бурдин. *ФТТ* **16**, 2, 466 (1974).
- [6] А.В. Назаров, А.Г. Гуревич. *ЖТФ* **68**, 5, 65 (1998); **69**, 9 (1999).
- [7] J.J. Green, B.J. Healy. *J. Appl. Phys.* **34**, 4, 1285 (1963).
- [8] S. Dixon. *J. Appl. Phys.* **34**, 12, 3441 (1963).
- [9] R.O. Savage, Jr., S. Dixon, A. Tauber. *J. Appl. Phys.* **36**, 3, 873 (1965).
- [10] V.V. Petrov, R.I. Zvereva. *Proc. of the 6th Int. Conf. On Ferrites*. Tokyo (1992). P. 1317.
- [11] В.В. Петров, В.И. Салыганов, Г.М. Галактионова. *Электрон. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ* **8**, 64 (1982).
- [12] Л. Краус, А.Н. Анисимов, А.Г. Гуревич, А.В. Атласман. *Письма в ЖЭТФ* **37**, 2, 100 (1983).
- [13] E. Schloemann. *J. Appl. Phys.* **34**, 7, 1998 (1963).
- [14] А.Г. Гуревич. *Радиотехника и электроника* **8**, 5, 780 (1963).