

## ОБРАЩЕНИЕ ДВУХМАГНОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ФЕРРИТОВЫХ СФЕРАХ

*Г. А. Мелков\*, А. Д. Дзянко, А. В. Чумак, А. Н. Славин*

*Киевский Национальный университет им. Тараса Шевченко  
01680, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 6 апреля 2004 г.

Теоретически и экспериментально в ферритовых сферах железо-иттриевого граната (ЖИГ) изучено обращение двухмагنونной релаксации, обусловленной линейным рассеянием колебаний однородной прецессии намагниченности на неоднородностях образца. Обращение релаксации осуществлено путем параметрического обращения волнового фронта дипольно-обменных спиновых волн, образовавшихся при рассеянии однородной прецессии на неоднородностях. В результате обратного двухмагنونного рассеяния дипольно-обменных спиновых волн с некоторой задержкой во времени вновь формировалось однородное колебание намагниченности, амплитуда которого могла превосходить начальную амплитуду однородной прецессии. Эффект обращения релаксации обусловлен кристаллографической анизотропией образца и максимален при намагничивании сферы ЖИГ вдоль промежуточной оси [110]. Эксперимент был проведен на сферах ЖИГ диаметром 0.65–1.05 мм при частоте параллельной накачки  $\omega_p/2\pi \approx 9.4$  ГГц, которая примерно в два раза превышала частоту однородной прецессии. Максимальное время задержки восстановленного сигнала однородной прецессии составляло около 2 мкс, максимальная амплитуда примерно в пять раз превышала первоначальную амплитуду однородной прецессии. Экспериментально найдены «скрытые» параметры релаксации ферритов, такие как обусловленная многочастичными процессами собственная ширина линии ферромагнитного резонанса и ширина линии, связанная с двухмагنونным рассеянием на объемных неоднородностях.

PACS: 76.50.+g, 76.90.+d, 85.70.Ge

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Основной вклад в ширину  $\Delta H$  линии ферромагнитного резонанса даже в наиболее совершенных образцах железо-иттриевого граната (ЖИГ) вносят процессы двухмагنونной релаксации, обусловленные упругим двухмагنونным рассеянием колебаний намагниченности на объемных и поверхностных неоднородностях образца [1]. В результате двухмагنونного рассеяния однородная прецессия намагниченности, или магنون с волновым числом  $k = 0$ , возбуждает спиновую волну, или магنون с волновым числом  $k' \neq k = 0$ , определяемым размером неоднородности  $a$ . Наиболее интенсивно возбуждаются волны с  $k' \sim 2\pi/a$ ; для монокристаллов ЖИГ с типичным размером неоднородностей  $a \sim 1$  мкм это означает возбуждение однородной прецессией дипольно-обменных спиновых волн с  $k' \sim 10^4$  см<sup>-1</sup>,

для которых наряду с магнитодипольным начинает заметно сказываться пропорциональное  $k'^2$  обменное взаимодействие магнитных моментов.

Заметим, что в идеальном безграничном кристалле двухмагنونное рассеяние и связанная с ним двухмагنونная релаксация невозможны в силу действия закона сохранения импульса. Этот закон может нарушаться лишь при наличии в кристалле неоднородностей и границ.

В результате двухмагنونной релаксации энергия однородной прецессии до необратимого превращения в тепловые колебания решетки переходит вначале к системе дипольно-обменных спиновых волн, где она может существовать даже после исчезновения колебаний однородной прецессии, так как времена жизни дипольно-обменных спиновых волн,  $T_k = 2/\gamma\Delta H_k$ , в несколько раз превосходят времена жизни однородной прецессии,  $T = 2/\gamma\Delta H$ . Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение для электронного спина,  $\Delta H_k$  — ширина линии резонанса ди-

\*E-mail: melkov@univ.kiev.ua

польно-обменных спиновых волн с волновым числом  $k$ . До достижения амплитудой дипольно-обменных волн теплового уровня энергия этих волн может быть передана обратно в однородную прецессию, в результате чего произойдет обращение двухмагнитной релаксации и частичное восстановление однородной прецессии намагниченности.

Известно несколько методов обращения процессов рассеяния, нами будет использован метод обращения волнового фронта параметрической накачки [2]. Этот метод применительно к нашему случаю состоит в следующем. Вначале сигнальный электромагнитный импульс длительностью  $\tau_s$  на частоте  $\omega_s$ , близкой к частоте ферромагнитного резонанса  $\omega_0$ , возбуждает однородную прецессию, которая, в свою очередь, в результате взаимодействия со случайными неоднородностями образца возбуждает набор из  $n \gg 1$  дипольно-обменных спиновых волн, бегущих от этих неоднородностей с различными волновыми векторами  $\mathbf{k}_n$ , частотами  $\omega_n \sim \omega_s$  и групповыми скоростями  $v_n$ . После окончания сигнального импульса однородная прецессия быстро затухает, а спиновые волны продолжают удаляться от неоднородностей, затухая во времени со значительно меньшей скоростью, чем однородная прецессия. Затем в момент времени  $t = t_p$  подается импульс однородной параметрической накачки длительностью  $\tau_p$  на частоте  $\omega_p \approx 2\omega_s$ . Накачка, во-первых, приводит к параметрическому усилению первичных (бегущих от неоднородностей) волн, обладающих частотами  $\omega_n$  и волновыми векторами  $\mathbf{k}_n$ , и, во-вторых, возбуждает новые, холостые волны, частоты  $\omega_i$  и волновые векторы  $\mathbf{k}_i$  которых удовлетворяют законам сохранения энергии и импульса:

$$\omega_i = \omega_p - \omega_n, \quad \mathbf{k}_i = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_n,$$

где  $\mathbf{k}_p$  — волновой вектор накачки. В случае однородной накачки ( $\mathbf{k}_p = 0$ ) имеем  $\mathbf{k}_i = -\mathbf{k}_n$ , т. е. холостая волна по отношению к первичной дипольно-обменной спиновой волне является обращенной волной, которая следует по тому же пути, что и первичная волна, но в обратном направлении. Такое поведение холостой волны может быть интерпретировано как обращение волнового фронта (или обращение времени) первичной волны под действием импульсной параметрической накачки [2]. Таким образом, для всех  $n$  холостых обращенных волн обратный путь к неоднородностям будет точно таким же, как и для первичных волн, и займет после выключения накачки независимо от скорости волн  $v_n$  то же самое время  $t_p$ , которое первичные волны распространялись от неоднородностей до момента при-

ложения накачки. Поэтому во время  $t = 2t_p$  (при  $\tau_p \ll t_p$ ) все холостые волны одновременно достигнут соответствующих неоднородностей, на которых в результате обратного двухмагнитного рассеяния сформируют восстановленный сигнал однородной прецессии намагниченности.

Параметрически усиленные распространяющиеся от неоднородностей дипольно-обменные спиновые волны также могут вносить вклад в восстановление однородной прецессии намагниченности [3]. До действия параметрической накачки фазы всех спиновых волн,  $\varphi_n = \omega_n t$  ( $\omega_s - 1/\tau_s < \omega_n < \omega_s + 1/\tau_s$ ), с течением времени равномерно распределяются в интервале  $0-2\pi$ , в силу чего их суммарный вклад в однородную прецессию намагниченности из-за обратного двухмагнитного рассеяния будет равен нулю. После включения накачки начинается процесс усиления первичных спиновых волн. Если импульс накачки достаточно длинный ( $\tau_p \leq T_k$ ) и поэтому имеет узкий частотный состав, то параметрическое усиление спиновых волн, вызванное этим импульсом, является узкополосным: из всего набора дипольно-обменных спиновых волн селективно будут усилены лишь волны с частотами, близкими к половине частоты накачки,  $\omega_p/2$ . Таким образом, когерентность системы расфазированных спиновых волн будет частично восстановлена, и их вклад в однородную прецессию будет отличен от нуля [3]. Этот вклад будет нарастать по мере действия фазировочного импульса накачки и будет максимален в момент его окончания, т. е. при  $t = t_p + \tau_p$ , а не при  $t = 2t_p$ , как это было при обращении волнового фронта дипольно-обменных спиновых волн. После окончания импульса накачки вновь начнется дефазировка дипольно-обменных спиновых волн и их вклад в однородную прецессию будет уменьшаться до полного исчезновения при достижении равномерного распределения спиновых волн по фазам (за время порядка  $1/\tau_s$ ).

В настоящей работе мы ограничимся исследованием обращения двухмагнитной релаксации только за счет эффекта параметрического обращения волнового фронта дипольно-обменных спиновых волн. В соответствии со сказанным выше для этого будут использоваться короткие ( $\tau_s, \tau_p \ll \Gamma_k^{-1}, t_p$ ) импульсы сигнала и накачки. Вначале будут получены теоретические соотношения, описывающие процесс обращения двухмагнитной релаксации, которые затем будут проверены экспериментально с помощью параметрической накачки трехсантиметрового диапазона длин волн на малых ферритовых сферах диаметром от 0.65 до 1.05 мм.

## 2. ТЕОРИЯ

Связанные неоднородностями кристалла колебания однородной прецессии и дипольно-обменные спиновые волны в присутствии параллельной параметрической накачки можно записать в виде [3, 4]

$$\frac{\partial c_0}{\partial t} + i\omega_0 c_0 + \Gamma_0 c_0 - i \sum_{\mathbf{k} \neq 0} R_{0\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} = -i\gamma h_s \exp(-i\omega_s t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial c_{\mathbf{k}}}{\partial t} + i\omega_k c_{\mathbf{k}} + \Gamma_k c_{\mathbf{k}} - i \sum_{\substack{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k} \\ \mathbf{k}' \neq 0}} R_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} c_{\mathbf{k}'} = -iV_{\mathbf{k}} h_p \exp(-i\omega_p t) c_{-\mathbf{k}}^*, \quad (2)$$

где  $c_0$  и  $c_{\mathbf{k}}$  — амплитуды соответственно однородной прецессии с частотой  $\omega_0$  и дипольно-обменных спиновых волн с частотой  $\omega_k$ . Здесь  $h_p$ ,  $h_s$  и  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  — соответственно амплитуды и частоты переменного магнитного поля параллельной накачки и сигнала, возбуждающего однородную прецессию,  $V_{\mathbf{k}}$  — коэффициент связи дипольно-обменных спиновых волн с параллельной накачкой [1]; для однородной прецессии в уравнении (1) такая связь отсутствует [1];  $R_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  — вероятность рассеяния на неоднородности спиновой волны (или колебания) с волновым вектором  $\mathbf{k}'$  с последующим превращением ее в новую спиновую волну (или колебание) с волновым вектором  $\mathbf{k} \neq \mathbf{k}'$ . Как указывалось ранее, вероятность рассеяния зависит от линейного размера  $a$  неоднородности, вероятность  $R_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  максимальна при  $|\mathbf{k}' - \mathbf{k}| \sim 2\pi/a$ . Наконец,  $\Gamma_0 = \gamma\Delta H_0/2$  и  $\Gamma_k = \gamma\Delta H_k/2$  — параметры собственной релаксации соответственно однородной прецессии и спиновых волн, учитывающие лишь собственные многомаглонные и маглон-фононные процессы релаксации, в том числе и с участием оптических ветвей. Вклады в релаксацию из-за двухмаглонных процессов, которые мы обозначим как  $\delta\Gamma_0 = \gamma\delta H_0/2$  и  $\delta\Gamma_k = \gamma\delta H_k/2$  соответственно для однородной прецессии и спиновых волн, должны быть определены из системы (1), (2). В результате суммарные частоты релаксации и полные ширины линий будут иметь вид

$$\Gamma = \Gamma_0 + \delta\Gamma_0, \quad \Delta H = \Delta H_0 + \delta H_0$$

для однородной прецессии и

$$\Gamma_k = \Gamma_{k0} + \delta\Gamma_k, \quad \Delta H_k = \Delta H_{k0} + \delta H_k$$

для дипольно-обменных спиновых волн.

Из рассмотрения собственных колебаний бесконечной системы уравнений (1), (2) в случае

малости вероятности двухмаглонного рассеяния,  $|R_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}| \ll \Gamma_0, \Gamma_{k0}$ , можно получить при  $k \geq 0$  [5]

$$\delta\Gamma_k = \sum_{\mathbf{k}'} |R_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}|^2 \frac{\Gamma_{k'}}{\Gamma_{k'}^2 + (\omega_{k'} - \omega_k)^2}. \quad (3)$$

После подачи на феррит электромагнитного сигнала на частоте  $\omega_s \approx \omega_0$  наибольшей амплитудой будет обладать спиновая волна с  $k = 0$ , т. е. однородная прецессия. Учитывая это обстоятельство, а также выражение (3), систему уравнений (1), (2) можно существенно упростить:

$$\frac{\partial c_0}{\partial t} + i\omega_0 c_0 + \Gamma_0 c_0 = -i\gamma h_s \exp(-i\omega_s t), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_{\mathbf{k}}}{\partial t} + i\omega_k c_{\mathbf{k}} + \Gamma_k c_{\mathbf{k}} = \\ = -iR_{\mathbf{k}0} c_0 - iV_{\mathbf{k}} h_p \exp(-i\omega_p t) c_{-\mathbf{k}}^*. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражение для параметра связи дипольно-обменных спиновых волн с параллельной накачкой  $V_{\mathbf{k}}$  запишем с учетом поля магнитной кристаллической анизотропии  $H_a$ . Известно, что несмотря на малость ( $H_a \ll 4\pi M_0$ ,  $M_0$  — намагниченность насыщения феррита), кристаллографическая анизотропия может оказывать существенное влияние на характер нелинейных процессов [4]. Как мы увидим ниже, именно такая ситуация наблюдается и в исследуемом нами случае. Для ориентации намагниченности  $M_0$  в плоскости (110) имеем

$$\begin{aligned} V_{\mathbf{k}} = \frac{1}{4} \gamma \frac{\omega_M}{\omega_k} \sin^2 \theta_k \exp(2i\varphi_k) - \\ - \frac{3}{4} \gamma^2 \frac{H_a}{\omega_k} \left( \sin^2 \theta_H - \frac{3}{4} \sin^2 2\theta_H \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\theta_k$  и  $\varphi_k$  — соответственно полярный и азимутальный углы спиновых волн в системе координат, связанной с направлением внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ ,  $\theta_H$  — угол между  $\mathbf{H}_0$  и осью [001] кристалла,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ .

Решим систему (4), (5), предполагая следующую последовательность действующих на феррит коротких импульсов сигнала и накачки (как отмечалось ранее,  $\tau_s, \tau_p \ll \Gamma_0, \Gamma_k, t_p$ ). В момент времени  $t = 0$  включается сигнальный импульс на частоте  $\omega_s = \omega_0$ , раскручивающий, согласно (4), однородную прецессию до амплитуды

$$c_0 = A \exp(-i\omega_s t), \quad A = i\gamma h_s \tau_s. \quad (7)$$

После выключения сигнального импульса амплитуда однородной прецессии экспоненциально затухает,

частично передавая энергию спиновым волнам. Затем в момент времени  $t = t_p$  включается короткий импульс накачки на частоте  $\omega_p = 2\omega_s = 2\omega_0$ . К этому времени амплитуды спиновых волн, согласно (5), (7) в предположении  $\Gamma \gg \Gamma_k$ , достигают значений

$$c_{\mathbf{k}}(t = t_p) = -A \frac{R_{\mathbf{k}0}}{(\omega_k - \omega_0) - i\Gamma_k} \times \exp(-i\omega_k t_p) \exp(-\Gamma_k t_p). \quad (8)$$

После включения накачки при  $t \geq t_p$  спиновые волны, во-первых, начинают нарастать с начальным условием (8) и, во-вторых, возникают обращенные волны, бегущие в обратном направлении к неоднородностям. Их амплитуды  $c_{\mathbf{k}}^{rev}$ , согласно (5) при  $t \geq t_p$ , имеют вид

$$c_{\mathbf{k}}^{rev} = \frac{R_{\mathbf{k}0}}{2\nu_k} \frac{V_{\mathbf{k}} h_p}{\Gamma_k - i(\omega_k - \omega_0)} \times A^* \exp[i\omega_k(t - 2t_p)] \exp(-\Gamma_k t) \exp(\nu_k t), \quad (9)$$

где  $\nu_k^2 = |V_{\mathbf{k}} h_p|^2 - (\omega_k - \omega_0)^2$ .

После рассеяния на неоднородностях все волны (9) в результате обратного двухмагнетонного рассеяния восстанавливают однородное колебание намагниченности (7), но, конечно, с другой амплитудой  $A^{rev} \neq A$ . Для нахождения  $A^{rev}$  необходимо воспользоваться уравнением (1) при  $h_s = 0$ , подставляя туда формулу (9); в результате имеем

$$A^{rev} = iA^* \sum_{\substack{k > 0 \\ \theta_k, \varphi_k}} \frac{V_{\mathbf{k}} h_p}{2\nu_k} \exp[-i\omega_k(t - 2t_p)] \times \exp(\nu_k \tau_p) \exp(-2\Gamma_k t_p) \times \frac{|R_{\mathbf{k}0}|^2}{[\Gamma_k - i(\omega_k - \omega_0)][\Gamma_k - \Gamma_0 + i(\omega_k - \omega_0)]}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что каждая спиновая волна вносит вклад в однородную прецессию со своей фазой, пропорциональной  $\exp[-i\omega_k(t - 2t_p)]$ , в результате чего суммарный вклад всех спиновых волн в общем случае усредняется в нуль. Лишь в момент времени  $t = 2t_p$  сумма (10) будет отлична от нуля, так как только в этот момент времени фаза всех дипольно-обменных спиновых волн одинакова.

Сумма в выражении (10) при  $t = 2t_p$  определяет максимальную амплитуду  $A^{rev}(2t_p)$  однородной прецессии, восстановленную в результате процесса обращения. Мы здесь приведем приближенную оценку этой суммы, основываясь на том, что параметрическая накачка возбуждает узкий пакет волн вблизи частоты  $\omega_p/2$ , обладающих минимальным порогом параметрического возбуждения. Считая, что разброс собственных частот возбужденных

дипольно-обменных спиновых волн удовлетворяет неравенству  $|\omega_k - \omega_p/2| \ll \Gamma, \Gamma_k$ , а разброс их волновых чисел  $-\Delta k \ll k$ , можно вынести из-под знака суммы в (10) все постоянные коэффициенты и коэффициенты, зависящие от  $k$ . Суммирование в (10) по  $\varphi_k$  обращает в нуль вклад от первого слагаемого в выражении (6) для  $V_{\mathbf{k}}$  (коэффициента связи дипольно-обменных спиновых волн с параметрической накачкой) из-за симметричности распределения дипольно-обменных спиновых волн в ферритовой сфере по азимутальным углам [4]. Таким образом, оказывается, что эффект обращения релаксации в ферритовой сфере (или, в общем случае, в образце с одинаковыми поперечными размагничивающими факторами) обусловлен влиянием магнитной кристаллографической анизотропии, описываемой вторым слагаемым в выражении (6) для  $V_{\mathbf{k}}$ .

С учетом сказанного выше, а также в предположении большой амплитуды параметрической накачки,  $h_p V_{\mathbf{k}} \gg \Gamma_k$ , для коэффициента обращения  $K$  двухмагнетонной релаксации, представляющего собой отношение максимальной амплитуды  $A^{rev}(2t_p)$  однородной прецессии, восстановленной в результате процесса обращения дипольно-обменных спиновых волн, к первоначальной амплитуде  $A$ , возбужденной входным электромагнитным сигналом (7), окончательно можно получить

$$K = \frac{|A^{rev}(2t_p)|}{|A|}, \quad (11)$$

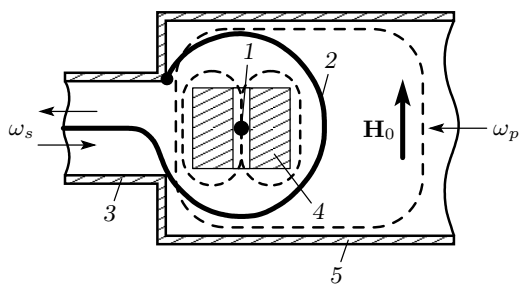
$$K = \frac{\delta\Gamma_0}{\Gamma} \exp(h_p V_{\mathbf{k}} \tau_p) \exp(-2\Gamma_k t_p) \times \left[ \frac{3H_a}{8\pi M_0} \left( \sin^2 \theta_H - \frac{3}{4} \sin^2 2\theta_H \right) \right]. \quad (12)$$

Из анализа выражения (12) видно, что коэффициент обращения  $K$  максимален при  $\theta_H = 90^\circ$ , т. е. при ориентации внешнего постоянного магнитного поля вдоль промежуточной оси кристалла [110]. При  $\theta_H = 0$  (трудная ось [001]) и  $\theta_H = 55^\circ$  (легкая ось [111]) имеем  $K = 0$ . Обращение также равно нулю при отсутствии двухмагнетонного рассеяния ( $\delta\Gamma_0 = \delta\Gamma_k = 0$ ); при  $\delta\Gamma_0, \delta\Gamma_k \ll \Gamma_k$  оно линейно увеличивается с ростом вероятности рассеяния  $|R_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}|^2$ , однако затем, при  $\delta\Gamma_k \sim \Gamma_k$ , экспоненциально уменьшается из-за увеличения затухания дипольно-обменных спиновых волн,  $\Gamma_k = \Gamma_{k0} + \delta\Gamma_k$ . Отметим, наконец, что величина  $K$  экспоненциально растет с увеличением амплитуды  $h_p$  и длительности  $\tau_p$  импульса накачки и может превышать единицу, т. е. возможно восстановление сигнала однородной пре-

цессии с амплитудой, превышающей первоначальную ее амплитуду.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Устройство экспериментального макета для исследования обращения двухмаглонной релаксации под действием параллельной накачки изображено на рис. 1. Сигнал частоты  $\omega_s/2\pi \approx 4.7$  ГГц подавался на ферритовую сферу 1 и снимался с нее с помощью петли связи 2, являющейся оконечной нагрузкой 50-омного коаксиального кабеля 3. Ферритовая сфера находилась внутри прямоугольного диэлектрического резонатора 4, настроенного на частоту накачки  $\omega_p/2\pi \approx 9.4$  ГГц. Тип колебаний резонатора  $H_{11\delta}$ , его переменное магнитное поле на сфере параллельно внешнему постоянному магнитному полю  $\mathbf{H}_0$ , т. е. реализуется случай параллельной накачки спин-волновой неустойчивости [1]. Резонатор был изготовлен из термостабильной керамики с диэлектрической постоянной  $\epsilon \approx 80$ ; для помещения ферритовой сферы в нем было просверлено сквозное круглое отверстие диаметром 1.1 мм. Отверстие расположено в пучности магнитных силовых линий резонатора и в минимуме электрических, в силу чего сдвиг собственной частоты резонатора из-за отверстия не превышал 3%. Мощность накачки  $P_p$  частоты  $\omega_p \approx 2\omega_s$  подавалась на диэлектрический резонатор с помощью стандартного трехсантиметрового волновода 5 прямоугольного сечения. Источником накачки служил магнетронный генератор, обес-

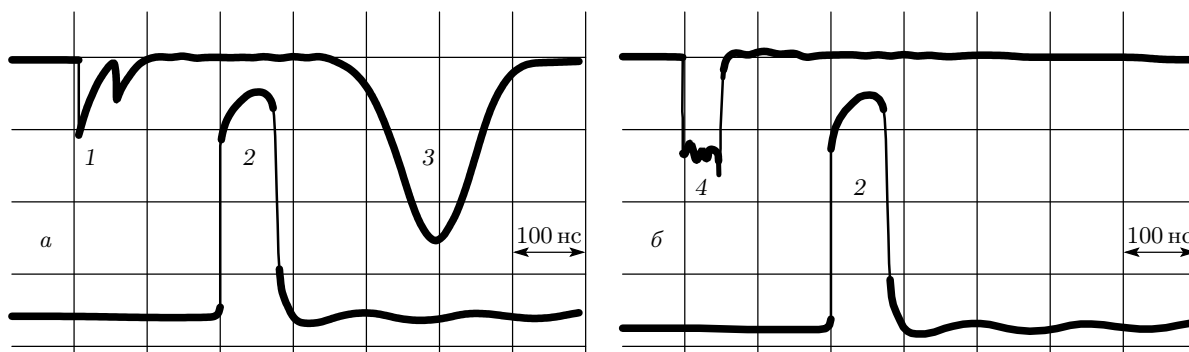


**Рис. 1.** Экспериментальный макет: 1 — ферритовая сфера; 2 — петля связи; 3 — коаксиальный кабель сигнального тракта; 4 — открытый диэлектрический резонатор накачки; 5 — прямоугольный волновод тракта накачки. Штриховыми линиями изображены магнитные силовые линии СВЧ-полей диэлектрического резонатора и волновода;  $\mathbf{H}_0$  — внешнее постоянное магнитное поле

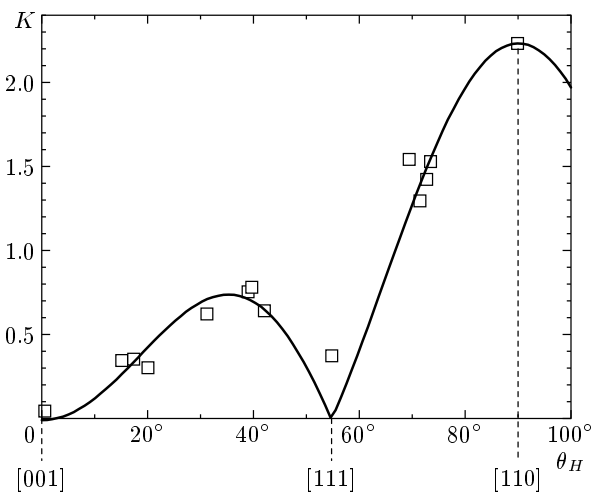
печивающий мощность  $P_p = 6$  Вт при длительности импульса  $\tau_p = 80$  нс. Источником сигнальной мощности  $P_s$  служил клистронный генератор; мощность  $P_s$  во избежание насыщения не превышала 10 мкВт, длительность импульсов сигнала составляла  $\tau_s = 50$  нс. Отраженный от ферритовой сферы и излученный ею сигналы с коаксиального кабеля через ферритовый циркулятор попадали в измерительный тракт сигнала, содержащий фильтр низких частот (для подавления импульса накачки), малошумящий полупроводниковый усилитель, усилитель мощности и полупроводниковый детектор 1. Сигнал с детектора 1 подавался на первый канал двухлучевого осциллографа. Второй канал этого осциллографа использовался для регистрации падающего на диэлектрический резонатор импульса накачки; этот импульс снимался с полупроводникового детектора 2, связанного через направленный ответвитель с волноводным трактом накачки.

Осциллограммы импульсов, наблюдавшихся нами на экране осциллографа, приведены на рис. 2. Здесь верхний луч описывает напряжение на детекторе 1 (сигнальный тракт), нижний — на детекторе 2 (тракт накачки). Рисунок 2а соответствует случаю настройки частоты  $\omega_0$  однородной прецессии в резонансе с частотой сигнала,  $\omega_0 = \omega_s$ . При этом мощность сигнала частично поглощается в ферритовой сфере за счет возбуждения однородной прецессии, а затем и дипольно-обменных спиновых волн, в результате чего, а также из-за влияния переходных процессов, форма отраженного от петли связи сигнального импульса (см. импульс 1 на рис. 2а) отлична от прямоугольной формы, которую имел падающий на эту петлю сигнал. Поглощенная образцом мощность после выключения сигнального импульса накапливалась в системе дипольно-обменных спиновых волн, на которую в момент времени  $t = t_p$  начал действовать импульс накачки 2. Накачка приводила к обращению волнового фронта спиновых волн и восстановлению колебаний однородной прецессии, которые в момент времени  $t \approx 2t_p$  наводили в петле связи выходной сигнал 3.

В другом, нерезонансном, случае ( $\omega_0 \neq \omega_s$ ) поглощение мощности в феррите уменьшается, в связи с чем уменьшается амплитуда выходного сигнала, а отраженная от петли связи мощность растет. Осциллограмма на рис. 2б соответствует случаю сильной отстройки от резонанса:  $|\omega - \omega_0| \gg \gamma \Delta H$ . В этом случае выходной импульс исчезает, а отраженный от петли связи импульс 4 восстанавливает свою прямоугольную форму и становится равным падающему на ферритовый образец входному сигнальному им-



**Рис. 2.** Осциллограммы импульсов в тракте сигнала (верхний луч) и в тракте накачки (нижний луч); одно деление на горизонтальной оси соответствует 100 нс. *а)* Случай ферромагнитного резонанса на частоте сигнала:  $\omega_0 = \omega_s$ ,  $H_0 = 1650$  Э; *б)* случай сильной отстройки частоты сигнала от частоты ферромагнитного резонанса:  $|\omega_0 - \omega_s| \gg \gamma \Delta H$ ,  $H_0 = 2000$  Э; 1 и 4 — импульсы, отраженные от петли связи с ферритом соответственно при ферромагнитном резонансе и вдали от него; 2 — падающий импульс накачки; 3 — выходной сигнал, излученный ферритовой сферой в результате процесса обращения двухмагной релаксации. Образец — сфера ЖИГ (диаметр 1.05 мм,  $\Delta H = 0.5$  Э), намагниченная вдоль промежуточной оси;  $t_p = 200$  нс



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента обращения  $K$  двухмагной релаксации от угла  $\theta_H$  между направлением внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  и кристаллографической осью  $[001]$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$ ; образец — сфера ЖИГ диаметром 1.05 мм,  $\Delta H = 0.5$  Э. Точки — эксперимент при  $t_p = 180$  нс,  $P_p = 6$  Вт; сплошная линия — теоретическая зависимость (12), нормированная на экспериментальные значения при  $\theta_H = 90^\circ$ . На горизонтальной оси указаны положения трудной  $[001]$ , легкой  $[111]$  и промежуточной  $[110]$  кристаллографических осей

ходного сигнала (см. импульс 3 на рис. 2*а*) к амплитуде отраженного импульса (импульс 4 на рис. 2*б*) при условии сильной отстройки постоянного магнитного поля от ферромагнитного резонанса.

Экспериментальная зависимость коэффициента обращения  $K$  двухмагной релаксации от кристаллографической ориентации сферы ЖИГ показана на рис. 3. Эта зависимость в общих чертах соответствует приведенной выше теории (см. формулу (12)): максимум наблюдается при намагниченности сферы вдоль промежуточной оси  $[110]$ , минимумы совпадают с направлением постоянного магнитного поля вдоль легкой  $[111]$  и трудной  $[001]$  осей. Для удобства сравнения экспериментальной (точки) и теоретической (сплошная линия) зависимостей коэффициента преобразования от кристаллографической ориентации теоретическая кривая на рис. 3 нормирована на экспериментальные значения при  $\theta_H = 90^\circ$ ; об абсолютной величине коэффициента преобразования  $K$ , следующей из теоретической зависимости (12), речь будет идти ниже. Имеющееся на рис. 3 отличие теории от эксперимента (особенно при  $\mathbf{H}_0 \parallel [001]$  и  $\mathbf{H}_0 \parallel [111]$ , где, согласно теории,  $K = 0$ , а эксперимент дает конечное значение  $K$ ) может быть объяснено приближенностью теории, в частности, игнорированием второй константы кристаллографической анизотропии, магнитоупругой энергии и т. д. Влияет также и ошибка в установлении кристаллографической ориентации образца; нами использовался простой метод магнитной ориентации [6], точность которого составляла  $\pm 3^\circ$ .

пульсу. Таким образом, коэффициент обращения  $K$  двухмагной релаксации (см. формулу (11)) под действием параллельной накачки мог быть экспериментально определен как отношение амплитуды вы-

Наконец, в амплитуду выходного импульса могут вносить вклад процессы, связанные с возбуждением входным электромагнитным импульсом не только однородной прецессии, но и целого набора длинноволновых магнитоэластических колебаний, амплитуда которых может отличаться от нуля из-за неоднородности магнитных полей. Эти процессы ответственны за обнаруженное экспериментально ферромагнитное эхо [7]. Несмотря на то что ферромагнитное эхо наблюдалось при поперечной накачке на частоте, равной частоте сигнала, нет принципиальных ограничений на его существование и при параллельной накачке удвоенной частоты, хотя этот вопрос требует детального изучения. Однако несомненно, что из-за однородности внешнего постоянного магнитного поля в исследованных нами малых ферритовых сферах вклад ферромагнитного эха в наших экспериментах должен быть малым. Напомним, что усиленное эхо было получено в работе [7] только на больших образцах неправильной геометрической формы со специально созданной неоднородностью внутреннего постоянного магнитного поля.

Приведенные на рис. 3 результаты получены на высококачественной сфере ЖИГ с полной шириной линии ферромагнитного (ФМ) резонанса

$$\Delta H = \Delta H_0 + \delta H_0 = 2(\Gamma_0 + \delta\Gamma_0)/\gamma,$$

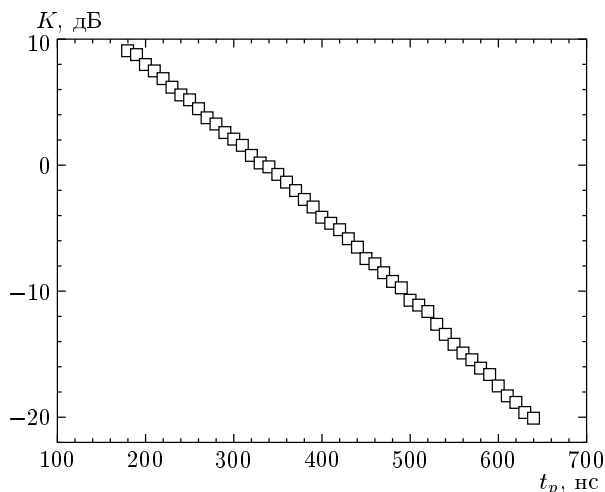
равной 0.5 Э (на частоте сигнала 4.7 ГГц). Как для уменьшения вклада поверхностных неоднородностей, так и для уменьшения ширины  $\Delta H$  линии сфера была тщательно отполирована абразивной пастой с размером зерна менее 1 мкм. При этом частота  $\delta\Gamma_0$  двухмаглонной релаксации и определяемый ею вклад  $\delta H_0$  в ширину линии определялись в основном объемными неоднородностями, к которым относятся немагнитные включения, дислокации, вакансии и т. д. В отличие от частоты  $\Gamma_0$  собственной релаксации (и собственной ширины линии  $\Delta H_0 = 2\Gamma_0/\gamma$ ), являющейся параметром материала, частота  $\delta\Gamma_0$  двухмаглонной релаксации и соответствующая ей двухмаглонная ширина линии  $\delta H_0 = 2\delta\Gamma_0/\gamma$  есть параметры образца, и они могут быть легко изменены путем, например, внесения на поверхность сферы дополнительных неоднородностей шлифовкой образца крупной абразивной пастой. При этом за счет роста величины  $\delta\Gamma_0 = \gamma\delta H_0/2$  будет изменяться полная ширина линии  $\Delta H = \Delta H_0 + \delta H_0$  образца, легко измеряемая в эксперименте. Для исследования влияния состояния поверхности образца на коэффициент обращения  $K$  двухмаглонной релаксации ферритовая сфера была подвергнута двукратной кратковременной шлифов-

ке абразивной пастой с размером зерна 10 мкм. В результате шлифовки ширина линии  $\Delta H$  ферромагнитного резонанса была последовательно увеличена от 0.5 до 0.6 Э, а затем до 0.7 Э. Зависимость коэффициента обращения  $K$  двухмаглонной релаксации от ориентации постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  при этом не изменялась и была аналогична изображенной на рис. 3. Однако абсолютная величина  $K$  при этом выросла, что полностью соответствует приведенной выше теории. Величина  $K$  по сравнению с полированным образцом с  $\Delta H = 0.5$  Э возросла в среднем в 1.6 раза при  $\Delta H = 0.6$  Э и в 1.9 раза при  $\Delta H = 0.7$  Э. Наблюдаемое увеличение коэффициента  $K$ , согласно выражению (12), связано с ростом первого сомножителя в выражении (12),

$$\frac{\delta\Gamma_0}{\Gamma} = \frac{\Delta H - \Delta H_0}{\Delta H} = \frac{\delta H_0}{\Delta H}, \quad (13)$$

где, как отмечалось ранее,  $\Delta H$  — полная, а  $\Delta H_0$  — собственная ширина линии ферромагнитного резонанса, обусловленная собственными процессами релаксации,  $\delta H_0$  — ширина линии ферромагнитного резонанса, обусловленная процессами двухмаглонного рассеяния. Величина  $\Delta H$  в (13) измеряется экспериментально; из приведенных выше данных известно также, что ширина линии  $\delta H_0 = \Delta H - \Delta H_0$ , ответственная за двухмаглонное рассеяние, при каждой шлифовке увеличивается на 0.1 Э. Сопоставляя приведенные выше экспериментальные результаты по изменению  $K$  при шлифовке с формулой (13), можно приблизительно оценить значения и всех других параметров релаксации образца и найти соответствующие им ширины линий. Для согласования теории с экспериментом следует принять, что для исследуемой ферромагнитной сферы собственная ширина линии ФМР-резонанса составляет  $\Delta H_0 = 0.35$  Э, а двухмаглонная ширина линии, обусловленная вкладом только объемных неоднородностей, — 0.15 Э; дополнительный вклад поверхностных неоднородностей из-за шлифовки увеличивал двухмаглонную ширину линии последовательно до 0.25 и 0.35 Э. Полученные экспериментальные результаты не противоречат теории ферромагнитной релаксации: например, для собственной ширины линии ферромагнитного резонанса монокристаллов ЖИГ, обусловленной собственными процессами релаксации, теоретическое значение  $\Delta H_0$  находится в пределах 0.1–0.5 Э [8, 9].

На рис. 4 показана экспериментальная зависимость коэффициента обращения двухмаглонной релаксации от времени  $t_p$  включения импульса накачки; время появления выходного восстановленного



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента обращения  $K$  двухмаглонной релаксации от времени  $t_p$  включения импульса накачки. Образец — шлифованная сфера ЖИГ диаметром 1.05 мм,  $\Delta H = 0.7$  Э,  $P_p = 6$  Вт

импульса в пределах точности эксперимента составляет при этом  $2t_p$ . В соответствии с теоретической зависимостью (12) кривая  $K(t_p)$  на рис. 4 близка к экспоненциальной. Из наклона этой зависимости (61 дБ/мкс) может быть найден параметр  $\Delta H_k$  релаксации волн, которые возбуждаются в результате рассеяния колебаний однородной прецессии на неоднородностях:  $\Delta H_k = 0.4$  Э. Данные, приведенные на рис. 4, соответствуют случаю дважды шлифованной сферы ЖИГ.

Установлено, что шлифовка поверхности влияет на величину  $\Delta H_k$  заметно слабее, чем на  $\Delta H_0$ : для нешлифованной сферы величина  $\Delta H_k$  составляла 0.37 Э, т.е. изменение  $\Delta H_k$  в результате шлифовки было всего лишь 8% против 40% для  $\Delta H$ . Такой результат не является неожиданным, так как из-за малой длины свободного пробега шлифовка влияет лишь на небольшое число возбужденных вблизи поверхности дипольно-обменных спиновых волн [10]. Полученные в настоящей работе значения  $\Delta H_k$  более чем в два раза превосходят минимальное значение ширины линии спиновых волн, возбуждаемых методом параллельной накачки [1]. Дело, по-видимому, заключается в том, что в наших экспериментах величина постоянного магнитного поля  $H_0$  соответствовала условию возникновения ферромагнитного резонанса на частоте сигнала и примерно на 80 Э превышала поле  $H_c$  минимума порога параллельной накачки [1]. При этом максимальный

полярный угол  $\theta_k$  спиновых волн, вырожденных с однородной прецессией, не превышал  $\theta_k \approx 65^\circ$ . Согласно [11], параметр релаксации таких волн примерно в два раза превышает таковой для спиновых волн с  $\theta_k = 90^\circ$ , возбуждаемых при  $H_0 = H_c$ .

Остановимся, наконец, на оценке абсолютных значений коэффициента обращения  $K$  двухмаглонной релаксации, следующих из теоретической зависимости (12), и сравним эти значения с экспериментальными результатами. Наибольшей проблемой при этом является нахождение амплитуды поля накачки  $h_p$  в резонаторе, действующего на ферритовую сферу. Из-за экспоненциальной зависимости  $K(h_p)$  даже небольшая ошибка в определении поля накачки приводит к существенному разбросу величин  $K$ . Заметим, что второй экспоненциальный множитель в (12) легко определяется из эксперимента (см. рис. 4).

Теоретический расчет поля  $h_p$  в резонаторе по величине падающей на него мощности  $P_p$  в настоящее время невозможен ввиду отсутствия электродинамической теории открытого диэлектрического резонатора прямоугольной формы с центральным цилиндрическим отверстием для помещения феррита. Для экспериментального определения амплитуды поля накачки  $h_p$  был использован метод калиброванного образца с известной величиной порогового поля  $h_c$  параметрической нестабильности при параллельной накачке [12]. Для определения  $h_c$  использовался полый объемный резонатор прямоугольной формы, для которого нахождение переменных магнитных полей через падающую мощность, добротность и размеры резонатора не представляет труда [13]. Калиброванный образец помещался в диэлектрический резонатор, для которого по наблюдению порога параллельной накачки экспериментально устанавливалась связь между  $h_p$  и падающей мощностью. Найденная таким образом максимальная амплитуда переменного магнитного поля  $h_p$ , действующего на образец в наших измерениях, составляла  $20 \pm 3$  Э.

Подставляя полученные данные в формулу (12), можно получить теоретически ожидаемое значение коэффициента обращения  $K$  двухмаглонной релаксации. Например, для ситуации, изображенной на рис. 3, теория дает для  $K$  значения в пределах от 0.5 до 3.0, что не противоречит экспериментально полученному значению  $K = 2.2$ . Таким образом, полученные нами теоретические соотношения, несмотря на свою приближенность, как качественно, так и количественно правильно описывают процесс обращения двухмаглонной релаксации в ферритовых сферах.



## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучено обращение двухмаглонной релаксации однородной прецессии намагниченности ферритовой сферы ЖИГ. Использовался метод продольной параметрической накачки, частота которой в два раза превышает частоту однородной прецессии. В результате действия накачки происходило восстановление колебаний однородной прецессии, максимальная амплитуда восстановленных колебаний могла в  $K > 1$  раз превышать первоначальную амплитуду однородной прецессии, возбужденной внешним электромагнитным полем. Теоретическое выражение для коэффициента обращения  $K$  двухмаглонной релаксации было найдено на основе системы связанных уравнений однородной прецессии и коротковолновых дипольно-обменных спиновых волн, которые возбуждаются в результате рассеяния однородной прецессии на неоднородностях. В случае сферы ЖИГ, обладающей кубической кристаллографической анизотропией, коэффициент обращения  $K$  максимален при намагничивании кристалла вдоль промежуточной оси [110];  $K = 0$  при намагничивании вдоль трудной [001] и легкой [111] осей. Для достижения максимальной величины  $K$  необходима оптимальная величина вероятности двухмаглонного рассеяния однородной прецессии с образованием дипольно-обменных спиновых волн, при которой двухмаглонное уширение собственной линии ферромагнитного резонанса примерно равно ширине этой линии. При большем рассеянии величина  $K$  экспоненциально убывает из-за роста параметра затухания дипольно-обменных спиновых волн; в отсутствие рассеяния  $K = 0$ . Коэффициент обращения экспоненциально увеличивается с ростом амплитуды накачки и ее длительности и экспоненциально уменьшается с увеличением времени задержки включения импульса накачки.

Экспериментальные исследования процесса обращения двухмаглонной релаксации были проведены на малых монокристаллических сферах ЖИГ диаметром 0.65–1.05 мм при частоте накачки  $\omega_p/2\pi \approx 9.4$  ГГц. Эксперимент подтвердил основные выводы теории. В частности, максимальное значение коэффициента обращения  $K$  двухмаглонной релаксации наблюдалось при намагничивании сферы вдоль промежуточной оси; при намагничивании вдоль трудной и легкой осей значение  $K$  было минимальным, хотя и ненулевым.

Изменение эффективности двухмаглонного рассеяния путем шлифовки поверхности сферы круп-

ной абразивной пастой в соответствии с теорией увеличивало коэффициент обращения  $K$ . Из сопоставления теории с экспериментом были найдены значения собственной ширины линии ферромагнитного резонанса и ширины линии, обусловленной двухмаглонным рассеянием на объемных неоднородностях; они были соответственно равны 0.35 и 0.15 Э. Параметры релаксации  $\Delta H_k$  дипольно-обменных спиновых волн были измерены по наклону зависимости коэффициента обращения  $K$  от времени задержки.

Экспериментально измеренная величина коэффициента обращения  $K$  в пределах точности эксперимента соответствовала теории. При малых задержках обращение двухмаглонной релаксации сопровождается эффектом усиления, т. е.  $K > 1$ . Для сферы ЖИГ диаметром 1.05 мм при  $t_p = 180$  нс достигнуто значение  $K \approx 5$ . Максимальное время задержки восстановленного сигнала составляло около 2 мкс.

Исследованное в работе обращение двухмаглонной релаксации однородной прецессии намагниченности в ферритовых сферах ЖИГ продольной параметрической накачкой может найти применение для обработки СВЧ-информации, а также при измерении «скрытых» времен релаксации, таких как собственная ширина линии ферромагнитного резонанса и ширина линии, обусловленная двухмаглонным рассеянием на объемных неоднородностях. Кроме того, эффект обращения релаксации может быть использован для прямого измерения времени релаксации дипольно-обменных спиновых волн. Знание этих времен релаксации сейчас особенно актуально в связи с разработкой наноразмерных магнитных элементов памяти, собственными возбуждениями которых являются дипольно-обменные спиновые волны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
2. Б. Я. Зельдович, Р. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов, *Обращение волнового фронта*, Наука, Москва (1985).
3. G. A. Melkov, Yu. V. Kobljanskyj, A. A. Serga, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4918 (2001).

4. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, Наука, Москва (1987).
5. E. Schlomann, J. J. Green, U. Milano, J. Appl. Phys. **31**, 3865 (1966).
6. Y. Sato and P. S. Carter, IRE Trans., **MTT-10**, 611 (1962).
7. D. E. Kaplan, R. M. Hill, and G. F. Herrmann, J. Appl. Phys. **40**, 1164 (1969).
8. M. Sparks, *Ferromagnetic Relaxation Theory*, McGraw-Hill, New York-London (1964).
9. V. Cherepanov, I. Kolokolov, and V. L'vov, Phys. Rep. **229**, 81 (1993).
10. Г. А. Мелков, ЖЭТФ **70**, 1324 (1976).
11. Ю. М. Яковлев, С. Ш. Генделев, *Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике*, Сов. радио, Москва (1975).
12. Г. А. Мелков, Радиотехн. и электрон. **17**, 2027 (1972).
13. Я. А. Моносов, *Нелинейный ферромагнитный резонанс*, Наука, Москва (1971).