

УДК 548.1:533.9

**СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВЫХ ГРАНАТОВ****В.Г. Кириченко, О.В. Коваленко***Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Институт высоких технологий  
61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31  
e-mail: kirichenko@pht.univer.kharkov.ua*

Received 3 October 2012, accepted 22 November 2012

Представлен обзор некоторых результатов исследования формирования структур ферромагнетиков для магнитооптических устройств. Кратко рассмотрены процессы взаимодействия спиновых волн с железо-иттриевыми гранатами, в том числе в тонкопленочных структурах. Проанализированы возможности применения мессбауэровской спектроскопии при определении структуры и фазового состава феррит-гранатов и связи параметров структуры с накачкой спиновых волн.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** феррит-гранаты, структура, спиновые волны, тонкие пленки, мессбауэровская спектроскопия

**STRUCTURAL FEATURES AND SPIN WAVES IN THIN FILMS OF YTTRIUM-IRON GARNET****V.G. Kirichenko, O.V. Kovalenko***Kharkov National University, High Technology Institute  
31 Kurchatov St., Kharkov, 61108, Ukraine*

The results of the study of structure formation ferromagnets for magneto-optical devices. Briefly examines the processes of interaction of spin waves with yttrium iron garnet, including thin-film structures. The possibilities of application of Mössbauer spectroscopy to determine the structure and phase composition of the garnet structure parameters and communication with the pumping of spin waves.

**KEY WORDS:** ferrite garnets, structure, spin waves, thin films, Mossbauer spectroscopy

**СТРУКТУРНІ ОСОБЛИВОСТІ ТА СПІНОВІ ХВИЛІ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ ФЕРИТ-ГРАНАТІВ****В.Г. Кіріченко, О.В. Коваленко***Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Інститут високих технологій  
61108, м. Харків, пр. Курчатова, 31*

Представлені результати дослідження формування структур ферромагнетиків для магнитооптичних пристроїв. Коротко розглянуті процеси взаємодії спинових хвиль із залізо-ітрієвими гранатами, в тому числі в тонкоплівкових структурах. Проаналізовано можливості застосування мессбауерівської спектроскопії при визначенні структури і фазового складу ферит-гранатів та зв'язку параметрів структури із накачуванням спинових хвиль.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** ферит-гранати, структура, спінові хвилі, тонкі плівки, мессбауерівська спектроскопія

Значительный прогресс в физике и технике создания и взаимодействия спиновых волн в ферромагнетиках стимулирует, в частности, их использование в устройствах на цилиндрических магнитных доменах, которые широко распространены в вычислительной технике вследствие высокой надежности. В качестве материалов в этих приборах используются монокристаллические ферриты-гранаты (ФГ). Для создания устройств с очень высокой плотностью записи в настоящее время используют ионно-имплантированные пленки ФГ, в частности железо-иттриевых гранатов (ЖИГ) на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ).

Представлен обзор некоторых результатов исследования формирования структур ферромагнетиков для магнитооптических устройств. Кратко рассмотрены процессы взаимодействия спиновых волн с железо-иттриевыми гранатами, в том числе в тонкопленочных структурах. Проанализированы возможности применения мессбауэровской спектроскопии при определении структуры и фазового состава феррит-гранатов и связи параметров структуры с накачкой спиновых волн.

**Гранаты: структура, свойства.** В общем случае, гранаты (от лат. granatus – зернистый), минералы, относящиеся к силикатам, представляют сложную группу переменного состава с общим типом химической формулы  $R^2_3 + R^3_2 + [SiO_4]_3$ , где:  $R^{2+}$  – Mg, Fe, Mn, Ca;  $R^{3+}$  – Al, Fe, Cr. Возможно замещение типа  $CaFe^{3+}$  на  $NaTi^{4+}$ . В радикале  $(SiO_4)$  часть Si может замещаться на  $Al^{3+}$ , а кислород – на группы  $(OH)^{-1}$  (например, в гидрогранатах).

Кристаллическая структура сложная (рис. 1). Кубическая элементарная ячейка содержит 8 формульных единиц. Гранаты состоят из групп искаженных тетраэдров  $SiO_4$ , связанных по угловым узлам с октаэдрами типа  $VO_6$  (с атомами алюминия и/или железа в центре). Промежутки заняты ионами двухвалентных металлов (например, Ca,  $Fe^{2+}$ , Mg, Mn), окруженных восемью атомами кислорода, которые находятся в узлах искаженного куба. Таким образом, кислород координируется двумя А, одним В, и одним Si катионом. Изолированные тетраэдры  $SiO_4$  связываются через атомы кислорода с октаэдрическими группами  $R^3+O_6$ , образуя совместно подобие сложного каркаса, в пустотах которого размещены  $R^{2+}$ , оказывающиеся в окружении 8 атомов кислорода.

В группе граната выделяют:  $Mg$ ,  $Mn$ ,  $Fe^{2+}$ -гранаты – пироп  $Mg_3Al_2[SiO_4]_3$ , альмандин  $Fe_3Al_2[SiO_4]_3$ , спескартин  $Mn_3Al_2[SiO_4]_3$ ; Ca-гранаты – гроссуляр  $Ca_3Al_2[SiO_4]_3$ , андрадит  $Ca_3Fe_2[SiO_4]_3$ , уваровит  $Ca_3Cr_2[SiO_4]_3$  и

очень редкий гольдманит  $\text{Ca}_3\text{V}_2[\text{SiO}_4]_3$ ; гидрогранаты – например плазолит  $\text{Ca}_3\text{Al}_2[\text{SiO}_4]_2(\text{OH})_4$ , в которых группы  $\text{SiO}_4$  замещаются на 4 группы  $(\text{OH})$ . В природе в пределах выделенных рядов широко распространены гранаты смешанного состава. Гранаты кристаллизуются в кубической системе, образуя изометрические кристаллы различных форм. Эти соединения способны кристаллизоваться и в других кристаллических системах (например, ромбической). Твердость (по минералогической шкале) зависит от состава и колеблется от 6,5 (у гидрогранатов) до 7,7 (у  $\text{Mg}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Mn}$ -гранатов).

В последнее время получают синтетические соединения со структурой гранатов, например типа  $\text{CaJ}_2\text{Mn}_2[\text{GeO}_4]_3$ . Широкое распространение получили синтетические гранаты общей формулы  $\text{R}_3^{\text{III}}\text{M}_2^{\text{III}}(\text{X}^{\text{III}}\text{O}_4)_3$ , где  $\text{R}^{\text{III}}$  – Y или другие редкоземельные элементы (РЗЭ),  $\text{M}^{\text{III}}$ ,  $\text{X}^{\text{III}}$  – Fe, Al, Ga. Они подобны по структуре природным гранатам  $\text{R}^{\text{II}}_3\text{M}^{\text{III}}_2(\text{SiO}_4)_3$  с кубической кристаллической решеткой и пространственной группой  $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$ . Структура синтетических гранатов каркасная, построена из тетраэдров  $\text{XO}_4$  и октаэдров  $\text{MO}_6$ , в полостях которых расположены полиэдры  $\text{RO}_8$ . Синтетические гранаты химически стойки, не растворимы в воде, обладают высокими твердостью и прочностью (табл. 1). Для синтетических гранатов характерен изоморфизм атомов R, M и X, вследствие чего существуют многочисленные разновидности этих соединений.

Железо-иттриевый гранат  $\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$  – красно-бурные кристаллы (рис. 2);  $\rho \sim 10^{14}$  Ом\*см; температура Кюри 556 К; оптически прозрачен в области 1,1–1,5 мкм. Образуется при сплавлении оксидов Y и Fe. Монокристаллы выращивают из раствора  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (10,0% по массе) и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (20,4%) в расплавленной смеси  $\text{PbO}$  (36,8%),  $\text{PbF}_2$  (27,1%) и  $\text{B}_2\text{O}_3$  (5,5%) при снижении температуры от 1300 до 930 °C со скоростью 0,3–0,5 град/ч.

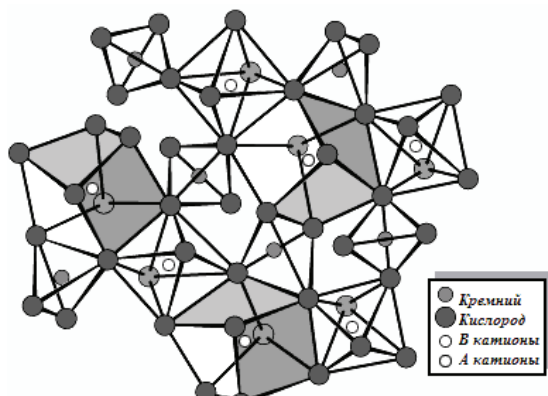


Рис. 1. Структура гранатов

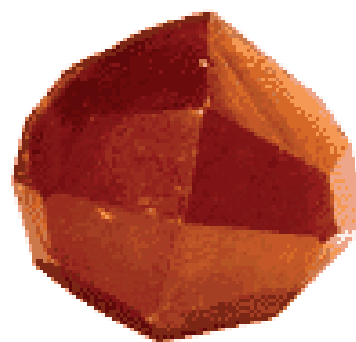


Рис. 2. Внешний вид кристалла ЖИГ

Иттрий-алюминиевый гранат  $\text{Y}_3\text{Al}_2(\text{AlO}_4)_3$  оптически прозрачен в области 0,24–6,00 мкм. Образуется при сплавлении оксидов Y и Al выше 1500 °C. Наиболее распространенные методы выращивания монокристаллов: вытягивание из расплавленной стехиометрической смеси оксидов при 2000 °C со скоростью 0,5–1 мм/ч с использованием ориентированной затравки (диаметр до 60 мм, длина до 300 мм); горизонтально направленная кристаллизация в молибденовой лодочке со скоростью до 8 мм/ч; вертикально направленная кристаллизация.

Таблица 1.

Показатель	Свойства гранатов			
	$\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$	$\text{Y}_3\text{Al}_2(\text{AlO}_4)_3$	$\text{Gd}_3\text{Ga}_2(\text{GaO}_4)_3$	$\text{Gd}_3\text{Sc}_2(\text{GaO}_4)_3^*$
Параметр решетки $a$ , нм	1,2376	1,2008	1,2382	–
Т. пл., °C	1555	1930	1750	1750
Плотность, г/см <sup>3</sup>	5,7	4,55	7,09	6,49
Температурный коэф. линейного расширения, $\alpha \cdot 10^6$ , К <sup>-1</sup>	14	8,2	9,6	–
Твердость по Моосу	7,5	8,5	7,5	7
по Викерсу, ГПа	12,062	13,2–13,9	10,98	–
<sup>n</sup> D	–	1,81523	1,965	1,92
Теплопроводность, Вт/(см•К)	6,7–8,0	0,13	–	0,07

\* – Легирован  $\text{Nd}^{\text{III}}$  и  $\text{Cr}^{\text{III}}$

Иттрий-алюминиевый гранат, легированный Nd, – материал для рабочего тела лазеров с длиной волны генерируемого излучения 1,064 и 1,320 мкм. Гадолиний-галлиевый гранат  $\text{Gd}_3\text{Ga}_2(\text{GaO}_4)_3$  – бесцветные кристаллы. Образуется из оксидов Gd и Ga выше 1400 °C. Монокристаллы выращивают методом Чохральского в иридиевых тиглях со скоростью вытягивания 3–6 мм/ч; диаметр нелегированных кристаллов до 100 мм, длина до 300 мм. Материал подложек для наращивания эпитаксиальных пленок ЖИГ. Гадолиний-скандий-галлиевый гранат  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2(\text{GaO}_4)_3$ , легированный  $\text{Nd}^{\text{III}}$  ( $3,5 \cdot 10^{20}$  атомов в 1 см<sup>3</sup>) и  $\text{Cr}^{\text{III}}$  ( $2 \cdot 10^{20}$  атомов), – кристаллы изумрудно-зеленого цвета. Получают сплавлением оксидов Gd, Sc и Ga. Монокристаллы выращивают по методу Чохральского из расплавленной смеси оксидов Gd, Sc и Ga выше 1500 °C со скоростью вытягивания 2–4 мм/ч в атмосфере  $\text{N}_2$  (98%) и  $\text{O}_2$  (2%).

Наиболее распространены железо-иттриевый гранат (ЖИГ)  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [ $\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$ ] (параметр решетки  $a =$

12,376Å),  $Gd_3Ga_4O_{12}$  [ $GdGa_2(GaO_4)_3$ ], ( $a = 12,382\text{Å}$ ), группа Ia3d. Гранаты имеют каркасную структуру из тетраэдров  $FeO_4$  и октаэдров  $FeO_6$ , в полостях которых расположены полиэдры  $YO_8$ .

**Спиновые волны в ЖИГ** [3-5]. В [5], в частности, приведен обзор теоретических и экспериментальных результатов, развития в магнитоупорядоченных средах параметрической неустойчивости (параметрического резонанса) результатом чего есть слабая волновая турбулентность. Параметрическая неустойчивость возникает при периодическом изменении во времени параметров среды или при распространении в ней монохроматических волн большой амплитуды. В ферромагнетиках это спиновые волны.

Это явление можно объяснить как параметрическую неустойчивость однородной прецессии по отношению к возбуждению пары спиновых волн с частотами  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$  с условиями параметрического резонанса в непрерывной среде [6]. В отличие от известного условия параметрического резонанса для осциллятора  $n\omega_p = 2\omega$ , они имеют вид:

$$n\omega_p = \omega_1 + \omega_2, \quad k_1 + k_2 = 0; \quad (1)$$

здесь  $\omega_p$  – частота однородной прецессии. Поскольку  $k_2 = -k_1$ , при параметрической неустойчивости рождаются волны с равными и противоположными волновыми векторами. Число  $n$  – порядок неустойчивости. В [7] построена теория неустойчивости первого порядка монохроматической волны конечной амплитуды в нелинейной среде. Неустойчивость волны с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  приводит к возбуждению двух волн:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad k = k_1 + k_2. \quad (2)$$

При введении в среду пространственно-однородного поля  $k = 0$  или волной большой длины  $k \ll k_1$ ,  $k_2$  – то турбулентность можно считать статистически однородной с запретом распада первого порядка (2). Именно такая ситуация осуществляется в большинстве экспериментов по параметрическому возбуждению спиновых волн в ферромагнетиках. Экспериментальными объектами с высокими качествами являются монокристаллы ЖИГ ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), обладающие магнитной добротностью  $10^7$  (на частоте  $10^6$  Гц) и слабым затуханием спиновых волн. Взаимодействие волн, удовлетворяющее условиям

$$\omega_k + \omega_{-k} = \omega_{k'} + \omega_{-k'}, \quad (3)$$

необходимо учитывать при объяснении экспериментально наблюдаемых эффектов удвоения частоты спиновых волн. Процессы типа (3) удобно изучать путем в рамках S-теории, при этом удалось продвинуться в изучении турбулентности спиновых волн и получить удовлетворительное количественное согласие с экспериментом.

В [5] указывается на несколько способов описания спин-волновой системы ферромагнетиков. Наиболее разработанным считается метод вторичного квантования. При параметрическом возбуждении магнонов их числа заполнения оказываются на много порядков больше единицы, и поэтому можно использовать классические уравнения движения для плотности магнитного момента:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = g \left[ M, \frac{\delta W}{\delta M} \right], \quad (4)$$

где  $\frac{\delta W}{\delta M}$  – вариационная производная от плотности энергии ферромагнетика,  $g$  – гиромагнитное отношение.

Впервые для анализа параметрического возбуждения спиновых волн и возникающих при этом нелинейных явлений уравнение (4) использовалось Сулом. Наиболее пригоден общий метод, применимый к широкому классу слабо взаимодействующих волновых систем, а именно метод классического гамильтонова формализма с исходными каноническими уравнениями движения:

$$\frac{\partial a(r,t)}{\partial t} = i \frac{\delta H}{\delta a^*}, \quad (5)$$

где  $H$  – функция Гамильтона среды.

В случае ферромагнетиков можно показать, что уравнение (4) приобретает канонический вид (5) после замены переменных:

$$M_x + iM_y = \sqrt{2gM} a \sqrt{1 - g \frac{aa^*}{M}}, \quad M_z = M - gaa^*. \quad (6)$$

В переменных  $a$ ,  $a^*$  энергия ферромагнетика является функцией Гамильтона. Преобразования (6) являются классическим аналогом преобразований Голстейна–Примакова.

В кубическом ферромагнетике, намагниченном вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  или  $\langle 100 \rangle$ ,

$$A_k = gH - \omega_M N_z + \omega_{ex} (ak)^2 + |B_k| + \alpha \omega_a, \quad (7)$$

$$B_k = \frac{1}{2} \omega_M \sin^2 \theta e^{2i\varphi}, \quad \alpha = \begin{cases} -1 & M \parallel (100) \\ \frac{2}{3} & M \parallel (111) \end{cases}; \quad (8)$$

здесь  $\omega_M = 4\pi gM$ ,  $H$  – магнитное поле,  $\omega_{ex}$  – «обменная частота» ( $\hbar \omega_{ex} \approx kT_c$ ),  $\frac{\omega_a}{g}$  – поле кристаллографической анизотропии,  $\theta$  и  $\varphi$  – полярный и азимутальный углы волнового вектора  $k$  в сферической системе координат.

нат, ось  $z$  которой ориентирована вдоль  $M$ ;  $N_z$  – размагничивающий фактор.

Для кубических ферромагнетиков можно получить выражение:

$$\omega_k^L = \left[ gH - \omega_M N_z + \omega_{ex} (ak)^2 + \alpha \omega_a + \omega_M \frac{\sin^2 \theta}{2} \right]^2 - \frac{\omega_M^2 \sin^4 \theta}{4}. \quad (9)$$

**Нелинейные восприимчивости и методы их измерения.** Наиболее распространенный метод экспериментального изучения параметрического возбуждения спиновых волн основывается на поглощении волнами энергии накачки. Определим высокочастотную нелинейную восприимчивость ферромагнетика обычным образом [5]:

$$M_z(\omega_p) = \chi' h, \quad \chi = \chi' + i\chi'' \quad (10)$$

Мнимая часть восприимчивости  $\chi''$  определяет величину поглощенной мощности:

$$W = \frac{\omega_p}{2} \chi'' h^2. \quad (11)$$

Применяя формулу (9) для потока энергии, втекающей в образец из окружающего поля накачки, получим:

$$\chi'' = \frac{2}{h} \sum_k |V_k| |c_k|^2 \cos(\tilde{\psi}_k - \psi_k). \quad (12)$$

Аналогичное выражение получается для вещественной части восприимчивости:

$$\chi' = -\frac{2}{h} \sum_k |V_k| |c_k|^2 \sin(\tilde{\psi}_k - \psi_k). \quad (13)$$

Поведение восприимчивостей  $\chi'$  и  $\chi''$  за порогом существенно зависит от механизма ограничения амплитуды. Так, для механизма нелинейного затухания следует:

$$\chi' = 0, \quad \chi'' = \frac{2V^2}{\eta} \frac{h - h_1}{h}, \quad (14)$$

а для фазового механизма ограничения:

$$\chi' = \frac{2V^2}{S} \frac{h^2 - h_1^2}{h^2}, \quad \chi'' = \frac{2V^2}{|S|} \frac{h_1 \sqrt{h^2 - h_1^2}}{h^2}. \quad (15)$$

Принципиальное различие диссипативного и фазового механизмов проявляется в поведении величины  $\chi'$  ( $\chi' = 0$  для диссипативного и  $\chi' \sim \chi''$  для фазового механизмов). Экспериментальные результаты показывают, что вещественная восприимчивость  $\chi'$  отлична от нуля и может быть порядка или даже больше, чем  $\chi''$ . Эти факты говорят в пользу фазового механизма ограничения.

Методика измерения магнитной восприимчивости в СВЧ диапазоне обычно использует реакцию высокодобротного электромагнитного резонатора на изменение состояния находящегося в нем образца. Возникающее при этом изменение добротности резонатора определяет мнимую часть восприимчивости  $\chi''$ , а изменение собственной частоты – вещественную часть  $\chi'$ . По сравнению со стандартной методикой, применяемой в опытах по магнитному резонансу, методика измерений нелинейных восприимчивостей при параллельной накачке имеет ряд специфических особенностей: импульсный режим СВЧ генератора, широкая область полей, в которых наблюдается поглощение энергии, зависимость  $\chi'$  и  $\chi''$  от мощности накачки. Последнее приводит к тому, что мощность генератора не является хорошей мерой амплитуды поля накачки. Поле в резонаторе более удобно определять по мощности на выходе резонатора; это позволяет автоматически учесть эффект обратного влияния спиновых волн на накачку, который является существенным вблизи порога даже при малом коэффициенте заполнения резонатора.

Типичная схема экспериментальной установки, применяемой для изучения явления параллельной накачки, показана на рис. 3. Принцип ее действия заключается в следующем. Невозмущенный резонатор (до порога параметрического возбуждения) обычно согласовывается с волноводным трактом таким образом, чтобы коэффициент отражения от резонатора был близким к нулю. При возбуждении спиновых волн ухудшается нагруженная добротность резонатора  $Q_H$  и изменяется его собственная частота  $\omega_0$ , что приводит к появлению отраженного сигнала, по которому можно судить о величине  $\chi'$  и  $\chi''$ . Величина  $\chi''$  связана с коэффициентом отражения  $\Gamma$  следующей формулой:

$$\chi'' = \frac{1}{AQ_H} \frac{|\Gamma|_{\omega-\omega_0}}{1 - |\Gamma|_{\omega-\omega_0}}, \quad (16)$$

где  $A = 2\pi \int_{обр} h^2 dV / \int_{рез} h^2 dV$  – коэффициент заполнения резонатора.

Для настройки в резонанс ( $\omega = \omega_0$ ) производится небольшое изменение частоты генератора (или собственной частоты резонатора) по минимуму коэффициента отражения; величина этого изменения  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  непосредственно определяет вещественную восприимчивость. По ряду причин, главной из которых является неточность в определении коэффициента  $A$ , погрешность измерения абсолютных величин  $\chi'$  и  $\chi''$  обычно составляет

порядка 20–40%.

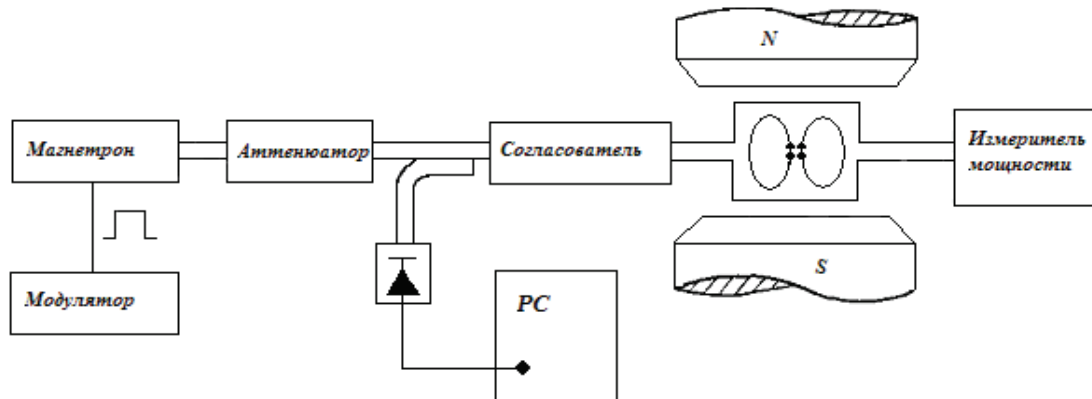


Рис. 3. Схема установки для параметрического возбуждения спиновых волн

**Спиновые волны и хаос в тонких магнитных пленках ЖИГ.** На магнитных тонких пленках ЖИГ, выращенных методом жидкостно-фазной эпитаксии, изучались автомодуляция и хаос при неустойчивости II порядка [8]. Пленки имели толщину  $0,7 \div 1,3$  мкм. Образцы, помещались в резонатор спектрометра с частотой 10 ГГц. С увеличением мощности накачки область наблюдения хаоса смещалась в сторону меньших магнитных полей, и наблюдался постепенный переход от хаоса к стабильным осцилляциям, затем бифуркации и снова хаос. При 4,2 К эти явления наблюдались при мощности накачки на 30 дБ меньшей, чем при 300 К. Для анализа одномерные временные сигналы с помощью специальной методики преобразовывались в многомерную фазовую поверхность [9]. Объяснение результатов дано с помощью S-теории, распространенной на случай больших углов прецессии [5]. При проведении эксперимента на установке, представляющей собой СВЧ генератор со спин-волновой линией задержки в цепи обратной связи получены результаты по переходу от регулярной к стохастической автомодуляции поверхностных спиновых волн. Обнаружено, что переход к хаосу осуществляется в соответствии со сценарием последовательности бифуркаций удвоения периода. Определены фрактальные размерности и энтропия Колмогорова для различных режимов. [11].

В [12] проанализированы процессы возникновения и исчезновения спиральных доменов на примере одного спирального домена, не взаимодействующего с другими доменами, то есть окруженного только доменным хаосом (рис. 4).

Сначала из хаоса (рис. 4а) появляется небольшой двухвитковый спиральный домен – зародыш (рис. 4б). Далее увеличиваются диаметр и число витков. На рис. 4в их около десяти, картина четкая, контрастная, в форме почти идеальной спирали Архимеда. Но уже появились первые искажения на внешних витках. С течением времени этот домен разрастается и накручивает более тридцати витков (рис. 4г). Однако по прошествии некоторого времени начинается резкая потеря витков и разрыхление центральной части спирального домена (рис. 4д). И еще через 0,05 секунды от него остаются остатки (рис. 4е).

Динамика намагниченности в общем случае описывается базовым уравнением нелинейной ферромагнитодинамики – уравнением Ландау–Лифшица [13]:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] - R; \quad (17)$$

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} + \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_p} \left[ \frac{\partial F}{\partial \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_p} \right)} \right]; \quad (18)$$

$$F = w_{обм} + w_{аниз} + w_{мy} + w_{мет} + w_{зеем} \quad (19)$$

Затухание R в форме Ландау-Лифшица:

$$R = \frac{a}{|\mathbf{M}|} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}]] \quad (20)$$

Одно из основных свойств – сохранение абсолютной величины магнитного момента:

$$|\mathbf{M}|^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 = M_0^2 \quad (21)$$

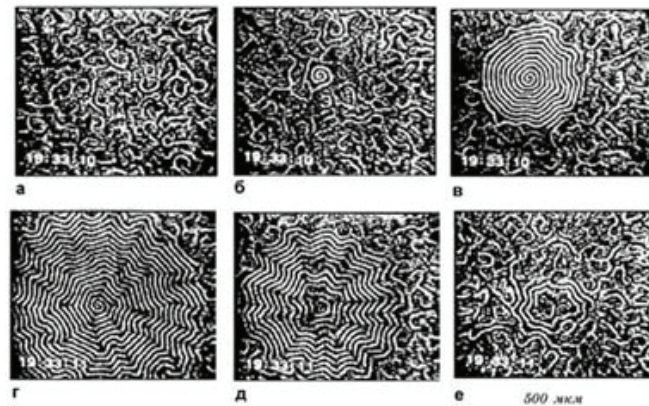


Рис. 4. Возникновение, формирование (а, б, в) и разрушение (г, д, е) динамического спирального домена в гармоническом магнитном поле с частотой 2,56 кГц

Рассмотрим переход от регулярной к хаотической автомодуляции интенсивных поверхностных спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) в условиях распадной неустойчивости первого порядка [5,15]. Динамика намагниченности в однородно намагниченном тонком слое в общем случае описывается уравнением Ландау–Лифшица, которое в сферической системе координат представляется в виде следующей системы уравнений [16]:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}M \sin \theta &= \gamma \frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \\ \dot{\theta}M &= -\frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \gamma \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное соотношение,  $\lambda$  – параметр диссипации. Плотность свободной энергии для отдельного магнитного слоя выражается как

$$F = -M(H + h) - 2\pi M^2 \sin^2 \theta + F_a(\theta, \varphi) + F_u(\theta, \varphi), \quad (23)$$

где  $M$  – вектор намагниченности, направление которого определяется полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от нормали к пленке, и азимутальным углом  $\varphi$ ,  $H$  и  $h$  – внешние статическое и переменное магнитное поля,  $F_a$  и  $F_u$  – вклады, определяемые энергией кристаллографической анизотропии и энергией анизотропии, индуцированной ростом пленки, соответственно.

В качестве примера рассмотрим длинноволновые слабонелинейные спиновые возбуждения в тонких ферромагнитных пленках (рис. 5). Нелокальное уравнение эволюции

$$\partial_t M = -|\gamma| \left[ M \times (H_0 + H^{(m)} + \alpha \Delta M) \right]; \quad \partial_t + \frac{\partial}{\partial t}; \quad (24)$$

где  $M^2 = M_0^2$ ;  $M_0$  – намагниченность насыщения.

Граничные условия:  $\partial_z M = \left|_{z=\pm \frac{d}{2}} = 0$ ;  $M(\xi, z) = M$

Определим поля («+» – поле внутри пластины; «-» – поле вне пластины) с помощью уравнений магнито-статика:

$$rot H^{(m)} = 0; \quad div [H^{(m)} + 4\pi M] = 0; \quad [H_+^{(m)}]_t = [H_-^{(m)}]_t; \quad [H_+^{(m)}]_v + 4\pi M_v = [H_-^{(m)}]_v; \quad (25)$$

$$H^{(m)} = -grad \varphi(r); \quad \varphi = \int dr' M(r') \frac{\partial}{\partial X_t} \frac{1}{|r-r'|}; \quad (26)$$

В результате получаются 3 ветви спектра (рис. 6): 1. внутридоменные или d-магноны; 2. внутрigrаничные (локализованные на доменной границе) двумерные возбуждения, w-магноны или воллоны, связанные с колебанием границы как единого целого; 3. пристеночные (pw-магноны)

Структура ферромагнетик-диэлектрик-металл на основе пленки ЖИГ – главный функциональный элемент при экспериментальном наблюдении солитонов микроволновой огибающей [17].

Для исследования процессов автомодуляции применяют установку, представляющую собой СВЧ генератор со спин-волновой линией задержки в цепи обратной связи. Условия эксперимента должны соответствовать распадной неустойчивости спиновых волн первого порядка. В экспериментах использовали эпитаксиальные пленки ЖИГ толщиной от 10 до 43 мкм с намагниченностью насыщения 1750 Гс и линейным параметром диссипации порядка 0,5 Э. Возбуждение и прием поверхностных спиновых волн, распространяющихся под металлическим экраном, прижатом к поверхности пленки, осуществлялись с помощью микрополосковых преобразователей шириной 30 мкм, расстояние между которыми составляло 10 мм (рис. 7). В результате проведения экс-

перимента возникали следующие проблемы интерпретации экспериментальных данных по наблюдению солитонов микроволновой огибающей в пленках ЖИГ: наличие квадратичной зависимости скорости распространения нелинейной волны от ее амплитуды и преобразование симметричного импульса при прохождении его через пленку ЖИГ в антисимметричный.

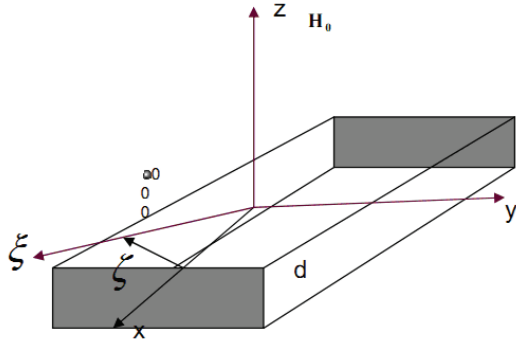


Рис. 5. Геометрия задачи в случае перпендикулярно намагниченной пластины

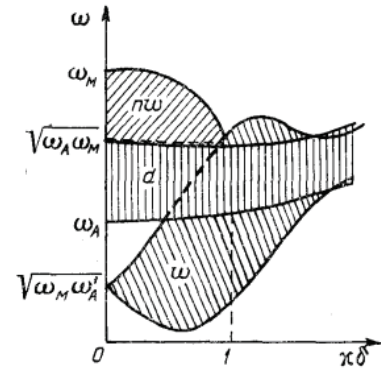


Рис. 6. Спектр спиновых волн в ферромагнетике с изолированной доменной границей блоховского типа

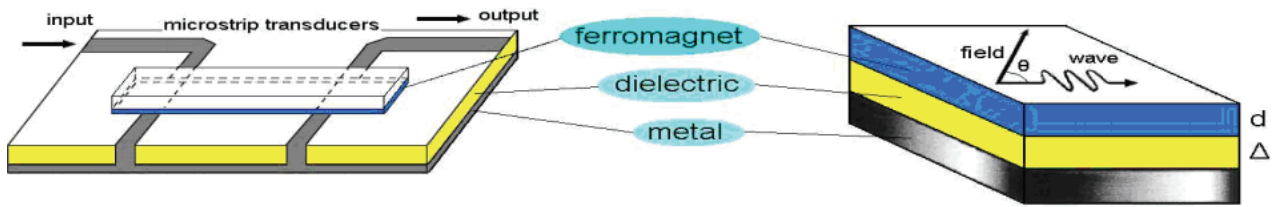


Рис. 7. Экспериментальное наблюдение солитонов микроволновой огибающей

Одним из проявлений нелинейной динамики намагниченности при больших углах однородной прецессии является эффект удвоения частоты, имеющий место при линейной поляризации высокочастотного поля. В случае прецессии в поперечном СВЧ-поле, как правило, ограничиваются рассмотрением данного нелинейного эффекта [16]. Особый интерес представляют свойства монокристаллических тонкопленочных структур вблизи критических значений полей, определяющих ориентационные фазовые переходы, при которых изменение намагниченности в слоях имеет скачкообразный характер, например в феррит-гранатовых пленках и металлических многослойных структурах.

Основное внимание уделяется анализу новых прецессионных режимов в пленках типа (111) и (100) [15]. Показано, что ориентация кристаллографических осей существенно образом определяет траекторию прецессии вектора намагниченности. Эпитаксиальные пленки феррит-граната являются монокристаллическими слоями с кубической кристаллической решеткой. Для пленок типа (111) принимается, что кристаллографическая ось [111] совпадает с осью  $x$ , направленной вдоль нормали к поверхности пленки, оси [112] и [110] совпадают с осями  $y$  и  $z$ , углы  $\theta$  и  $\varphi$  отсчитываются от осей  $x$  и  $y$  соответственно. При такой ориентации кристаллографических осей плотность свободной энергии кристаллографической анизотропии определяется выражением.

$$F_a = K_1 \left( \frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right), \quad (27)$$

а плотность свободной энергии ростовой анизотропии имеет вид

$$F_u = K_u \sin^2 \theta, \quad (28)$$

где  $K_1$  и  $K_u$  – соответственно константы кристаллографической и индуцированной ростом пленки анизотропии. Внешние статическое и переменное магнитные поля считаются ортогональными ( $H \perp h$ ).

Как следует из приведенных соотношений, существенное влияние на динамику намагниченности в прецессионном движении, наряду с ориентацией и величиной подмагничивающего поля, величинами полей индуцированной и кристаллографической анизотропии, оказывают также поляризация, амплитуда и начальная фаза СВЧ-поля. При малых амплитудах СВЧ-поля ( $h \ll H_{eff}$ , где  $H_{eff}$  – эффективное магнитное поле) на частоте  $\omega = \omega_r$  имеет место линейный ферромагнитный резонанс, при котором углы прецессии малы и временные зависимости  $\theta(t)$  и  $\varphi(t)$  могут быть найдены из линеаризованных (по малым отклонениям намагниченности от положения равновесия) уравнений движения. В этом случае частота резонансной прецессии магнитного момента относительно его равновесной ориентации определяется выражением

$$\omega_r = \gamma H_{eff} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} (F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (29)$$

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов  $\theta_0$  и  $\varphi_0$ , полученных из условий  $\partial F / \partial \theta = 0$ ,  $\partial F / \partial \varphi = 0$  [15].

При дальнейшем рассмотрении можно ограничиться случаем статического поля  $H$ , направленного перпендикулярно к поверхности пленки. При константах анизотропии  $K_1$  и  $K_u$ , отвечающих равновесной ориентации вектора  $M$  вдоль нормали к пленке ( $\theta_0 = 0$ ), частота резонансной прецессии выражается в виде  $\omega_r = \gamma H_{eff}(0)$ , где эффективное поле определяется как

$$H_{eff}(0) = H - 4\pi M + \frac{2}{M} \left( K_u - \frac{2}{3} K_1 \right). \quad (30)$$

Принимается, что переменное поле является линейно поляризованным и лежит в плоскости  $yz$ . В этом случае существует несколько режимов прецессионного движения намагниченности, определяемых величиной статического поля  $H$  (или частотой прецессии  $\omega$ ).

Для выявления особенностей прецессионного движения вектора  $M$  необходимо определить энергетический пространственный рельеф, задаваемый функцией  $F(\theta, \varphi)$ . Зависимость  $F(\varphi)$  имеет период, равный  $2\pi/3$ , в соответствии с расположением подмагничивающего поля и трех кристаллографических осей типа  $\{100\}$ . Для направления  $\varphi = \theta = 0$  (вектор  $M$  параллелен нормали к пленке) при величине подмагничивающего поля  $H > H_0$  зависимость  $F(\theta)$  имеет локальный минимум, который с увеличением  $H$  становится более выраженным. Для исследования указанных зависимостей и дальнейшего анализа использовались параметры, близкие к параметрам реальной феррит-гранатовой пленки:  $4\pi M = 214,6$  Гс,  $\gamma = 1,755 \times 10^7$  (Эс) $^{-1}$ ,  $\lambda = 3 \times 10^6$  с $^{-1}$ ,  $K_u = -10^3$  эрг см $^{-3}$ ,  $K_1 \approx -10^3$  эрг см $^{-3}$  [15, 18]. Значение  $H_0 = 245$  Э. Кроме минимума в направлении нормали имеются также три локальных минимума, которым соответствуют углы  $\varphi = 0, 120^\circ, 240^\circ$  и  $\theta \approx 35 - 41^\circ$ . С увеличением подмагничивающего поля эти минимумы несколько смещаются к нормали, становясь менее выраженными, и исчезают при  $H \approx 279$  Э.

При малых подмагничивающих полях и низких частотах [19], отвечающих условию линейного резонанса (для исследуемой пленки  $H < 279$  Э,  $\omega_r < 4 \times 10^8$  с $^{-1}$ ), ось прецессии совпадает с нормалью только при малых амплитудах СВЧ-поля ( $h \leq 0,04$  Э). Амплитуда прецессии при этом составляет несколько градусов ( $\phi \approx 2^\circ$ ).

В [20] было обнаружено, что при параллельной накачке в определенных условиях наблюдается не установление стационарного режима, а колебания намагниченности относительно среднего ее значения. Особенно странной казалась чувствительность к кристаллографической ориентации намагниченности в ЖИГ (кристалле со слабой кубической анизотропией). Интенсивность автоколебаний при направлении намагниченности вдоль оси (111) в сто раз превышает их интенсивность при направлении намагниченности по оси (100). Возможно, такое поведение автоколебаний связано с различием в геометрии задач в этих направлениях и разной ретикулярной плотностью узлов соответствующих типов и различием в расположении узлов в выбранных кристаллографических плоскостях, перпендикулярных направлениям [111] и [100] (рис. 8) приводит к различной симметрии СВЧ-сигнала (рис. 9).

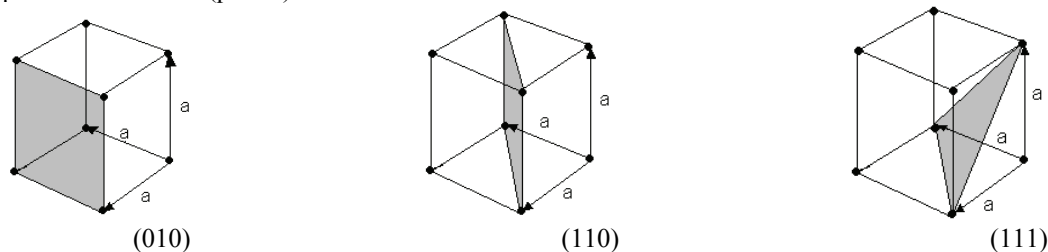


Рис. 8. Направления и плоскости в прямой кубической решетке

В результате реализации рассмотренных динамических режимов в широком диапазоне частот могут быть достигнуты высокие амплитуды колебания намагниченности, определяемые главным образом ориентациями равновесных состояний и относящиеся к автоколебательным режимам [15].

**Стохастическая прецессия в феррит-гранатовых пленках.** В последнее время значительно возрос интерес к исследованию различного рода колебательных систем, для которых характерны наряду с регулярными стохастические динамические режимы. Это связано не только с необходимостью подавления хаоса и перевода первоначально хаотических систем посредством достаточно слабых воздействий в требуемый регулярный динамический режим [15], но и с возможным использованием управляемого хаоса в новейших технологиях. Результаты таких исследований имеют непосредственное отношение, в частности, к задачам обработки (записи, кодирования и расшифровки) информации [21–27]. Анализ динамика подобных систем возможен на основе рассмотрения их фазовых траекторий, наиболее распространенными из которых являются стохастические или квазистохастические аттракторы. Стохастические аттракторы являются математическим образом наблюдаемого развитого хаотического поведения физической системы, обладая при этом свойством перемешивания [28, 29].

Для более подробного поведения анализа стохастических динамических режимов, а также переходов между ними и регулярными режимами в однородно намагниченных структурах при указанных условиях остановимся на



пленках типа (111) и (100) (рис. 9) [30]. Одновременное рассмотрение пленок двух типов позволяет выявить влияние кристаллографической анизотропии материала на установление данных режимов и проанализировать их общие особенности. В нормально подмагниченных ферритовых пленках с кубической кристаллографической анизотропией автоколебательные и стохастические режимы прецессии намагниченности устанавливаются при условиях, отвечающих возникновению ориентационной бистабильности на частотах, значительно меньших частоты линейного резонанса. Амплитуда данных режимов определяется главным образом ориентациями намагниченности в равновесных состояниях. При этом изменение ориентации осей кристаллографической анизотропии качественно изменяет реализуемые динамические режимы: форму аттракторов, соответствующие им частотные диапазоны, а также влияет на возможность управления нелинейными, в том числе стохастическими, режимами с помощью внешних полей.

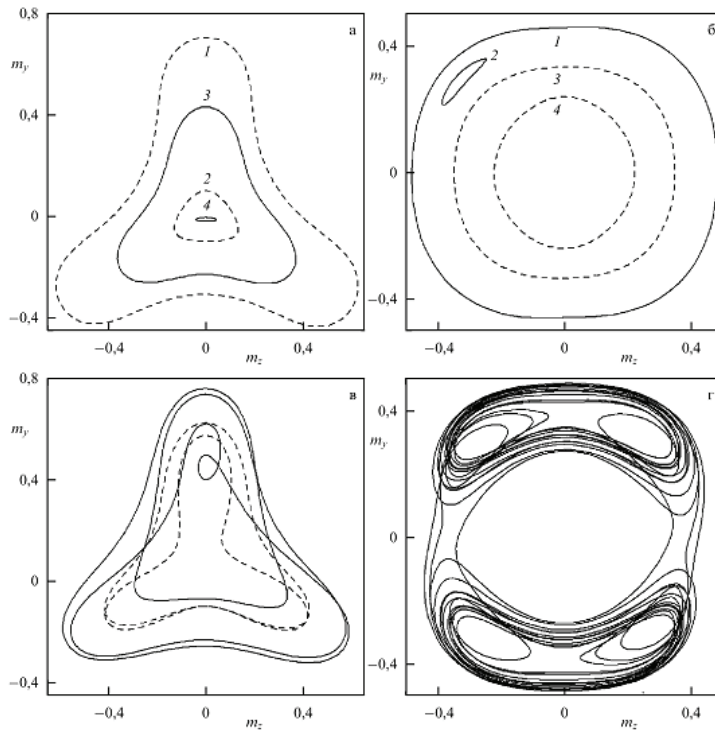


Рис. 9. Проекция траекторий прецессионных режимов, реализующихся в пленках типа (111) (а, в) и (100) (б, г) в условиях динамической бистабильности (а, б) при начальной фазе СВЧ-поля  $\zeta=0$  (кривые 1, 3),  $\zeta=\pi/2$  (кривые 2, 4) имеющих период (в, г), кратный периоду возбуждающего переменного поля

полях обращается в нуль частота ФМР. С помощью ферромагнитного резонанса показано, что по признаку экспериментально наблюдаемой кубической магнитной анизотропии пленки железо-иттриевого граната, полученные жидкофазной эпитаксией и лазерным напылением на (111)-подложке ГГГ следует считать монокристаллическими [30]. Напыленная пленка состоит из плотно упакованных монокристаллических фрагментов с одинаковой для всех пространственной ориентацией кристаллической решетки, которые разделены границами, характеризующимися некоторым атомно-неупорядоченным состоянием. Это хорошо совпадает с предложенной выше моделью (рис. 8) учета различной ориентации кубической решетки и влиянием этого на поведение намагниченности в пленках различной ориентации (рис. 9).

**Мессбауэровская спектроскопия ЖИГ и пленочных структур.** Степень совершенства пленок на ГГГ определяется способом получения пленок, чистотой исходных материалов и степенью кристаллического совершенства монокристаллических пластин ГГГ [32]. Методы ионно-лучевой, плазменной и лазерной технологии широко применяются для получения тонких пленок ЖИГ [33-35]. Формирование пленок при участии частиц с высокими энергиями (на три-четыре порядка выше энергии частиц, участвующих в термических процессах осаждения) позволяет выращивать монокристаллические пленки ферритов с наноразмерными структурами, малыми переходными слоями, расширенными границами катионных замещений составов гранатов, расширенными границами несоответствия параметров решеток подложки и пленки. Но после синтеза пленки ЖИГ могут оказаться в аморфном состоянии. При этом неизбежны диффузионные процессы, как в аморфной пленке, так и в аморфном слое подложки, которые могут привести к увеличению толщины переходного слоя к существенной неоднородности химического и фазового состава пленки. Поэтому требуется поиск оптимального режима отжига, стимулирующего кристаллизацию и формирование требуемого структурно-фазового и магнитного состояния материала пленки для последующего ее использования в изделиях микроэлектроники.

В рамках двухпараметрической модели исследована анизотропия феррит-гранатовых пленок [30]. Показано, что в случае произвольной ориентации поверхности пленки ее анизотропия является двуосной. Определены направления осей легкого, среднего и трудного намагничивания как функции угла разориентации и малой кубической анизотропии. Показано, что область существования однородных состояний в магнитном поле ограничена наклонной астроидой. Произведен расчет тензора магнитной восприимчивости, а также вычислены частота ферромагнитного резонанса и закон дисперсии спиновых волн. Разориентация подложки приводит к появлению наклонной анизотропии, которая оказывает влияние как на статические, так и на динамические свойства пленок. В частности, ось легкого намагничивания (ОЛН) оказывается наклонной, а в плоскости, перпендикулярной ОЛН, обнаруживается ромбическая анизотропия. Уравнением кривой лабильности является астроида, ось которой совпадает с ОЛН. Намагничивание пленки вдоль нормали или в базисной плоскости происходит в наклонных полях. В этих же

Одним из эффективных методов обработки эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок является ионная имплантация (ИИ) [36], который является универсальным средством для преобразования структуры доменных границ цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) и подавления жестких ЦМД. Эффективность ионной имплантации определяется величиной изменения энергии магнитной анизотропии  $\Delta K_u$  в слое феррит-гранатовой пленки [7] за счет возникновения значительной концентрации радиационных повреждений, вызывающих действие сжимающих напряжений. Ответственным за изменение энергии анизотропии при ИИ является механизм магнитоstriction, инициируемый действием сжимающих напряжений. Сложная взаимосвязь между изменением магнитной анизотропии и структурой ИИ слоя раскрыта еще далеко не полностью. В работе [36] экспериментально установлена корреляция между изменением структуры и магнитных свойств поверхностного слоя феррит-гранатовой пленки  $(\text{EuSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ , подвергнутой воздействию ИИ. Методами рентгеновской двукристалльной дифрактометрии и мессбауэровской спектроскопии конверсионных электронов (МСКЭ) показано, что при энергии ионов Ne с энергией  $E = 350$  кэВ, оптимальной является доза  $D = 6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Однако созданный при этом ионно-имплантированный слой обладает недостаточной стабильностью введенных при имплантации повреждений и приобретенных магнитных свойств. При отжиге возможно разрушение анизотропии типа «легкая плоскость» в этом слое, сопровождающееся потерей эффективности действия слоя.

В работах [37-39] приведены мессбауэровские данные по пленкам ферритов-гранатов, полученные различными способами напыления. Пленки сразу после приготовления находятся в парамагнитном состоянии. Спектры МСКЭ представлены уширенными дублетами, с несколько отличающимися параметрами дублета для различных образцов (рис. 10).

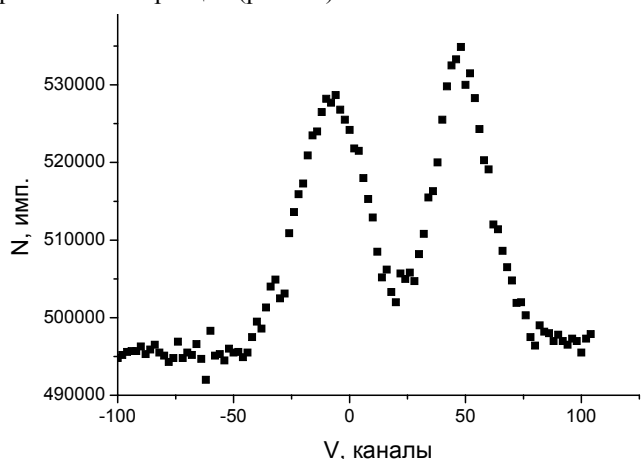


Рис. 10. МСКЭ спектр рассеяния аморфной пленки ЖИГ после осаждения на подложку ГГГ в режиме 2

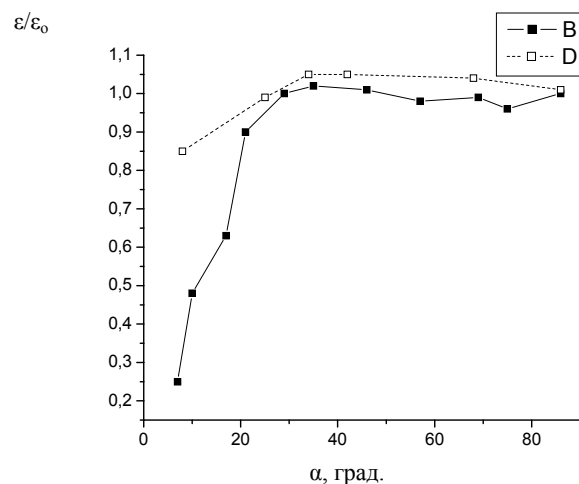


Рис. 11. Зависимости относительной величины эффекта рассеяния  $\varepsilon/\varepsilon_0$  спектров пленки ЖИГ (□) и реперных спектров  $\alpha$ -Fe (■) от угла падения  $\gamma$ -квантов

Магнитное сверхтонкое расщепление спектров МСКЭ тонких пленок ЖИГ сразу после приготовления отсутствует, поэтому можно сделать вывод, что спектр относится к парамагнитной аморфной фазе, в слое которой формируются после напыления слои феррит-гранатов. Спектры рассеяния парамагнитных ферритов-гранатов можно представить в виде суперпозиции двух дублетов, относящимся к положениям ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в октаэдрических узлах и в тетраэдрических узлах. Квадрупольное расщепление  $\Delta_{\text{эсп}}$  для атомов железа в октаэдрах 1 мм/с, для тетра-узлов 0,3+0,5 мм/с. Так как величина  $\Delta_{\text{эсп}}$  близка к величине для тетраэдрических положений, то можно сделать вывод, что в случае аморфного состояния октаэдры, искажены значительно сильнее, чем тетраэдры, поскольку линии спектра октаэдрических положений имеют слабую интенсивность.

По данным спектрометрии резерфордского обратного рассеяния (СРОР) на поверхности пленки ЖИГ обнаружен тонкий слой гадолиния. Селективность анализа по глубине слоя достигается использованием МСКЭ. Выход электронов конверсии выражается площадью под спектром МСКЭ для данного угла падения. На рис. 11 представлена такая зависимость для реперного образца, в поверхностном слое которого сегрегация атомов Fe заранее исключена. Виден крутой спуск реперной кривой в интересующем диапазоне толщин 0,1–0,05 мкм. Подобная зависимость для пленки ЖИГ имеет совершенно другой характер, не обозначая крутого спада характерного для однородного по толщине слоя распределения железа, что свидетельствует о сегрегации железа.

Термический отжиг полученных пленок ЖИГ в диапазоне 970–1070 К приводит к кристаллизации аморфных слоев и переходу ЖИГ в магнитоупорядоченное состояние, при этом пленки являются поликристаллическими (рис. 12). Уширенный дублетный спектр состоит из дублетов, соответствующих  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  (в тетра- и октаэдрических положениях). Узлы с ионами  $\text{Fe}^{2+}$  появляется из-за дефицита кислорода, а также наличия четырехвалентных катионов примеси. Можно предположить, что имеется вклад в процессы распыления в виде кластеров. Кластеры объединяют  $\approx 20\%$  атомов общего потока [40]. Из соотношения интенсивностей спектральных линий магнитоупорядоченной фазы можно оценить средние значения угла  $\Theta$  между нормалью к поверхности пленки и направлением магнитного момента атомов железа, совпадающим с направлением ОЛН. Угол  $\Theta$

определяется с помощью формулы  $\theta = \arccos \sqrt{(4-3\beta)/(4+3\beta)}$ , где  $\beta = J_2+J_5/J_1+J_6$ ;  $J_1, J_2, J_5, J_6$  – соответственно интенсивности первой, второй, пятой и шестой спектральных линий мессбауэровского шести линейчатого спектра рассеяния пленки ЖИГ, отсчитываемых слева направо на спектре (рис. 14). Значение угла между нормалью к поверхности пленки и направлением ОЛН для пленки  $Y_3Fe_5O_{12}$  составляет  $60^0-90^0$  в зависимости от условий обработки.

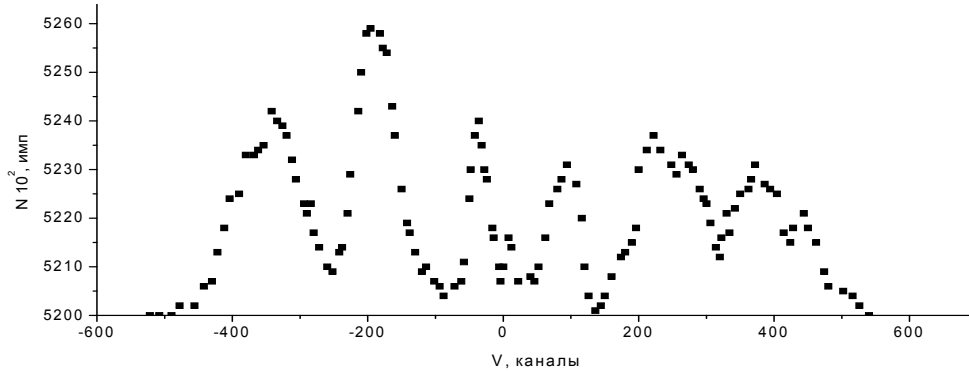


Рис. 12. МСКЭ спектр рассеяния магнитоупрядоченной пленки ЖИГ после отжига при 970 К

В [41] обнаружено подобное немонотонное поведение коэрцитивной силы эпитаксиальных пленок феррит-гранатов при изменении относительного рассогласования периодов решетки пленки и подложки ГГГ в диапазоне 0,5–0,85%. Максимальное значение коэрцитивной силы достигается за счет локализованных напряжений преобразований дислокационной сетки с периодом сравнимым с шириной доменных границ. В [42] показано, что магнитные свойства и сложные формы магнитооптических петель гистерезиса пленок могут определяться свойствами интерфейса пленка  $(BiSmLu)_3(FeGaAl)_5O_{12}$  – подложка ГГГ ориентации (111). В некоторых пленках вблизи температуры компенсации обнаружен эффект «опрокидывания» магнитного момента подрешеток, сопровождающийся последующим температурным магнитным гистерезисом.

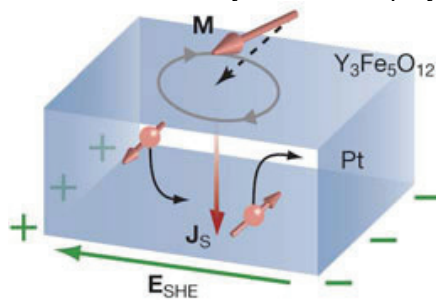


Рис. 13. Схема, иллюстрирующая обратный спиновый эффект Холла: ЭДС  $E_{SHE}$  генерируется спиновым током  $J_S$  в слое Pt, возникающим вследствие динамики намагниченности  $M$  в слое  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

точно учесть зависимость от момента параметров спин-волновых взаимодействий и распространение спиновых волн, в том числе в принципиально новых устройствах спинтроники. Так, в [45] осуществлен перенос информации спиновой волной, т.е. возбуждениями спинов локализованных электронов. Информация переносилась в пленке железо-иттриевого граната толщиной 1,3 мкм между двумя платиновыми пленками, напыленными на пленку граната (рис.13). Расстояние между полосками составляло 1 мм. На входной ток в пленке-излучателе плотностью  $10 \text{ кА/см}^2$  пленка-приемник откликнулась напряжением в 1 нановольт. В среде с большим затуханием спиновых волн эффект отсутствовал. Намагничивая гранатовую пленку в различных направлениях, спиновые волны либо возбуждаются, либо нет.

## ВЫВОДЫ

Представлен краткий обзор результатов исследования формирования структур ферромагнетиков для магнитооптических устройств на примере ЖИГ. Кратко рассмотрены теоретические и экспериментальные результаты о развитии в магнитоупорядоченных средах параметрической неустойчивости. Рассмотрен переход от регулярной к хаотической автомодуляции интенсивных поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ в условиях распадной неустойчивости первого порядка. Кратко рассмотрены процессы взаимодействия спиновых волн с железо-иттриевыми гранатами, в том числе в тонкопленочных структурах. Проанализированы возможности применения мессбауэровской спектроскопии при определении структуры и фазового состава феррит-гранатов и связи параметров структуры с накачкой спиновых волн. Обнаружена существенная структурно-композиционная неоднородность аморфных парамагнитных пленок железо-иттриевого граната ЖИГ на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната, обусловленная достаточно высокой

степенью несовершенства структуры и образованием аморфного слоя на поверхности подложек ГГГ при ионно-лучевом осаждении. Аморфные пленки феррит-гранатов, трансформируются в кристаллические магнитоупорядоченные слои при последующем отжиге выше 900 К. Обнаружен максимум содержания железа и иттрия на глубине около 500 Å.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smit Ya., Veyn Kh. Ferrity. - Per. s angl. - M., 1962. - 504 s.
2. Krupichka S. Fizika ferritov i rodstvennykh im magnitnykh oksidov. - Per. s nem. -T. 1. - M., 1976. - 359s.
3. Monosov Ya.A. Nelineynyy ferromagnitnyy rezonans. - M.: Nauka, 1971. -210 c.
4. L'vov V.S. Nelineynye spinovye volny. - M.: Nauka, 1987.- 272 c.
5. Zakharov V.E., L'vov V.S., Starobinets S.S. Turbulentnost' i spinovye volny za porogom ikh parametricheskogo vozbu-zhdeniya // Uspekhi fiz. nauk.- 1974.- 114.- S. 609-654.
6. Suhl H. Effective nuclear spin interactions in ferromagnets //Phys. Rev. -1958. -Vol. 109 (2). -P. 106.
7. Opaevskii B.H., Sagdeev R.3. Ob ustoychivosti ustanovivshikhsya prodol'nykh kolebaniy plazmy //ZhTF. -1962. -T. 32. -S. 1291.
8. Wigen P.E., Doetsch H., Ming Y., Baselgia L., Waldner F. Chaos in magnetic garnet thin films // J. Appl. Phys. - 1988. - Vol.63, №8. - Pt2B. - P. 4157 - 4159.
9. Yamazaki H. et al. Observations of Deterministic Chaos of Parallel-Pumped Magnons in Ferromagnetic (CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub> // J. Phys. Soc. Jpn.- 1986.- Vol.55.- C. 4477.
10. Nakamura K. et al. Chaotic states of ferromagnets in strong parallel pumping fields // J. Phys.- 1982.-Vol. C15.- P. L143 (2).
11. Demidov V.E., Kovshikov N.G. Nekotorye osobennosti perekhoda k khaosu pri avtomodulyatsii poverkhnostnykh spinovykh voln //Pis'ma v ZhETF. -1997. - Tom 66, vyp. 4. - S. 243-246.
12. Kandaurova G.S. Khaos, poryadok i krasota v mire magnitnykh domenov. - Izd. Ural'skogo gosuniversiteta. - 1997, №5. - S.31-52.
13. Landau L.D. /Sb. trudov. - T. I. - M.:Nauka, 1969. -447 s.
14. Akhiezer A., Bar'yakhtar V., Peletminskiy S. Spinovyevolny. - M.: Nauka, 1967.- 368 s.
15. Sementsov D.I., Shutyy A.M. Nelineynaya regul'yarnaya i stokhasticheskaya dinamika namagnichennosti v tonkoplenochnykh strukturakh //Uspekhi fizicheskikh nauk. -2007. - T. 177, № 8. - S. 831-857.
16. Rezende S.M., Azevedo A. Self-oscillations in spin-wave instabilities // Phys. Rev. B. - 1992. -Vol. 45. - P.10387.
17. Kraemer M., Scott M., Patton C. Self-oscillations in spin-wave instabilities // Phys. Rev.B. - 2004. - Vol.70. -P.054402.
18. Balbashov A.M., Chervonenkis A.Ya. Magnitnye materialy dlya mikroelektroniki. - M.: Energiya, 1979.- 217s.
19. Shutyy A. M., Sementsov D. I. //Kristallografiya. 2006. - T.51. - S.330.
20. Hagtwisk T.S., Pegessini E.R., Weiss M.T. Subsidiary Resonance in YIG // J. Appl.Phys. - 1961. - Vol.32. - P.223.
21. Shuster G. Determinirovanny khaos. - M.: Mir, 1988.- 248 s.
22. Berzhe P., Pomo I., Vidal' K. Poryadok v khaose. - M.: Mir, 1991.- 368 s.
23. Akhromeeva S. i dr. Nestatsionarnye struktury i diffuzionny khaos. - M.: Nauka, 1992.- 540 s.
24. Randoshin V.V., Chervonenkis A.Ya. Prikladnaya magnitooptika. - M.: Energoatomizdat, 1990.- 320 s.
25. Vashkovskiy A.V., Stal'makhov V.S., Sharaevskiy Yu.P. Magnitosticheskie volny v elektronike sverkhvysokikh chastot. - Saratov: Izv-vo Saratovskogo un-ta, 1993.
26. Milyaev M.A. i dr. / sb. Novye magnitnye materialy mikroelektroniki: Sbornik trudov KhVIII Mezhdunar. shkoly-seminara, 24 - 28 iyunya 2002 g., Moskva. - M.: MGU, 2002 - 102 s.
27. Shutyy A.M., Sementsov D.I. / sb. Novye magnitnye materialy mikroelektroniki: Sbornik trudov KhKh Mezhdunar. shkoly-seminara, 12 - 16 iyunya 2006 g., Moskva. - M.: Izd-vo Fiz. fak. MGU, 2006. - C.7.
28. Wegrowe J.-E. Magnetization reversal and two-level fluctuations by spin injection in a ferromagnetic metallic layer // Phys. Rev. - 2003.- Vol. B 68. - P. 214414.
29. Bebenin N.G., Ustinov V.V. Chastoty spinovykh voln v sverkhreshetke s bikvadratichnym obmenom v magnitnom pole // FMM. - 2000. - T. 89, № 3. - C.19-23.
30. Butrim V.I., Dubinko S.V., Mitsay Yu.N. Anizotropiya i fazovye sostoyaniya ferrit-granatovykh plenok s razorientirovannymi poverkhnostyami // Fizika tverdogo tela. - 2003. - T. 45, vyp.6. - S.1052-1055.
31. Shkar' V.F., Nikolaev E.I., Sayapin V.N., Linnik A.I., Denisenkov V.P., Grishin A.M., Khartsev S.I. Struktura i svoystva napy-lennykh plenok zhelezo-itrrievogo granata // Fizika tverdogo tela.- 2005. - T.47, vyp.6. - S.1071-1074.
32. Kirichenko V.G., Snurnikova A.I. Kompozitsionnaya i strukturnaya neodnorodnost' pripoverkhnostnykh sloev gadoliniy-gallievogo granata posle mekhanicheskoy obrabotki, ionno-luchevogo travleniya // The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields". - 2001. - №529. - Iss.3(15). - S.61-63.
33. Ivanovskiy G.F., Kozyreva N.A., Savel'ev V.P. i dr. Poluchenie tonkikh ferritovykh plenok metodom ionno-luchevogo raspyle-niya // Elektronnaya promyshlennost'. - 1986. - Vyp.4(152). - S. 12-17.
34. Dmitrieva T.V., Zheludov I.S., Lyubutin I.S. i dr. Svoystva amorfnoy i kristallicheskoy faz zhelezoitrrievogo gra-nata, polu-chennogo metodom plazmennogo napyleniya // Poverkhnost', fiz., khimiya, mekh. - 1986. - №6. - C.146-149.
35. Sawatsky E., Kay E. Properties of epitaxial garnet film // J. Appl. Phys. - 1969. - Vol. 40, №3. - P.1460-1462.
36. Yurchenko S.E., Baldokhin Yu.V., Fedichkin G.M. Issledovanie struktury i sverkh-tonkikh magnitnykh vzaimodeystviy v im-plantirovannykh ferrit - granatovykh plenkach // Acta Physica Polonica. - 1985. - Vol. A69, №2. - P. 317-321.
37. Kirichenko V.G., Kovalenko O.V., Mashkarov Yu.G. Struktura nanometricheskikh plenok zhelezo-itrrievogo granata // The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields". - 2009. - №868. - Iss.3(43). - S.75-824.
38. Kirichenko V.G., Kovalenko O.V. Formirovanie tonkikh plenok ferritov pri ionnoluchevom osazhdenii. The Journal of Khar-kiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields". - 2010.- №899.- Iss.2(46). - S.93-98.
39. Kirichenko V.G., Kovalenko O.V. Yaderno-fizicheskii analiz ferrogranatov // Naukoviy visnik Uzhgorod'skogo univer-sitetu. Seriya Fizika. - 2011. - Vip.29.- C.102-106.

40. Dubinko S.V., Nedviga A.S., Vishnevskiy V.T., Shaposhnikov A.N., Yagupov V.S., Nesteruk A.G., Prokopov A.R. // *Pis'ma v ZhTF.* – 2005. - T.31. – Vyp.22. - S.68–73.
41. Schultes N., Schieder H., Litterst J., Kalvius G.M. Structural properties of sputter deposited iron-garnet from Mossbauer spectroscopy // *Nucl. hstr. Meth.* – 1982. - Vol.199, №1-2. –R. 343–346.
42. Shaposhnikov A.N., Berzhanskiy V.N., Prokopov A.R., Milyukova E.T., Karavaynikov A.V. Svoystva interfeysa monokristallicheskaya plenka vismut-soderzhashchego ferrita-granata – podlozhka GGG // *Uchenye zapiski. Seriya «Fizika».* – 2009. – T.22(61), № 1. - S. 127-141.
43. Shaposhnikov A.N., Berzhanskiy V.N., Prokopov A.R., Karavaynikov A.V., Milyukova E.T., Golub V.O. Kristallizatsiya ple-nok ferritov-granatov osazhdennykh reaktivnym ionno-luchevym raspyleniem // *Uchenye zapiski. Seriya «Fiziko-matematicheskie nauki».* – 2010. – T.23(62), № 1. - S. 146–157.
44. Kreisela A., Sauli F., Bartosch L., Kopietz P. Microscopic spin-wave theory for yttrium-iron garnet films // *Eur. Phys. J.* - 2009. – Vol.B71. - R. 59–68.
45. Kajiwara Y. et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator // *Nature.* - 2010.- Vol.464. - P.262-266.