

ДЕФЕКТЫ СТРУКТУРЫ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ¹

© 2006 Л.А. Митлина, Ю.В. Великанова, Г.С. Бадртдинов,
М.Р. Виноградова, Е.В. Кривошеева²

В статье показано, что энергия активации электропроводимости в области температур 300–700°К совпадает с энергией дислокационного уровня. "Размытость" магнитного превращения на зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в области температур Кюри определяется соотношением между параметрам s-d обменного взаимодействия, энергией активации проводимости, константой обменного взаимодействия спинов. Параметр s-d обменного взаимодействия, константы анизотропии гальваномагнитного эффекта, константы наведенной магнитной анизотропии, радиус спин-спинового обменного взаимодействия, радиус магнитно-дипольного взаимодействия, релаксационные потери магнитостатических волн определяются степенью пластической деформации, задаваемой технологическими условиями получения.

Введение

Потребность техники СВЧ в эпитаксиальных феррошпинелях — материалах с высокими полями анизотропии (100–800) Э и большой намагниченностью (3000–5000) Гс [1–6] предопределяет актуальность поиска путей улучшения свойств данных материалов. Одним из путей получения эпитаксиальных феррошпинелей с заданными технически важными параметрами является управление их реальной структурой.

Образование пленок феррошпинелей является сложным процессом, сопровождающимся релаксацией внутренних напряжений с образованием дислокаций, дислокационных скоплений, малоугловых границ [7]. Внутренние

¹Представлена доктором физико-математических наук профессором А.В. Покоевым.

²Митлина Людмила Александровна (physics@samgtu.ru), Великанова Юлия Владимировна (juliavl@mail.ru), Виноградова Маргарита Рудольфовна, Кривошеева Елена Валентиновна, Бадртдинов Григорий Сайдашевич, кафедра физики Самарского государственного технического университета, 443100, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 244.

напряжения, вызванные дислокациями, как и внешние напряжения, определяют возникновение магнитоупругих эффектов в ферромагнетиках, связанных с изменением релятивистских и обменных взаимодействий под влиянием деформации образца [8, 13]. В кристаллах с ковалентными связями (по оценкам из измерений микротвердости степень ковалентности пленок магний–марганцевых феррошпинелей ~40–41%), в ядре дислокаций с краевыми компонентами векторов Бюргерса существует цепочка атомов с разорванными связями [8]. Электроны, находящиеся в неспаренном состоянии, приводят к появлению нескомпенсированных электронных спинов. Это может обусловить возникновение новых эффектов при исследовании магнитных свойств таких кристаллов.

В [14] установлено, что вблизи дислокации происходит сильное нарушение однородности намагниченности. Возникновение магнитной неоднородности около дислокации может быть вызвано различными факторами. Во-первых, изменением магнитостатической анизотропии в поле дислокационных микронапряжений. Причем вблизи ядра дислокаций, в области сильных деформаций решетки может коренным образом измениться тип магнитной анизотропии. Во-вторых, под действием больших деформаций возможно также изменение параметров обменного взаимодействия, что так же приводит к нарушению однородности в распределении векторов намагниченности. Это нарушение может быть вызвано специфическим распределением примеси около дислокаций.

Вследствие указанных причин следует ожидать в пленках феррошпинелей изменений энергии обменного взаимодействия, магнитостатической и магнитоупругой энергии при изменении характера дислокационной структуры.

В данной работе рассматриваются экспериментальные результаты влияния распределения дислокаций в пленках феррошпинелей на аномалии электропроводности в области температуры Кюри, константы анизотропии, гальваномагнитного эффекта, константы наведенной анизотропии, релаксационные потери магнитостатических волн, радиусы обменного и магнитно-дипольного взаимодействия и дается их анализ на основе существующих теорий.

1. Объекты и методы исследований

Объектом исследования явились пленки исходного состава $Mn_xFe_{3-x}O_4$, $Mg_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ с различным значением x . Пленки получены на плоскости (001) окиси магния методом химических транспортных реакций [7] с последующей закалкой от температуры синтеза $T_c=(1170-1470)^\circ\text{K}$ в атмосфере воздуха. По данным рентгенографического и микроструктурного анализов, исследуемые образцы однофазны и имеют структуру шпинели. Микрострук-

турный анализ не обнаружил присутствия второй фазы и макроскопических дефектов на исследуемых образцах.

Исследование морфологии растущей поверхности проводилось оптическим методом с использованием микроскопа МБИ-6. Дислокационная структура выявлялась методом травления в кипящем растворе соляной кислоты $HCl : H_2O = 1 : 1$. Измерения электрического сопротивления и его изменения в магнитном поле проводились потенциометрическим методом. Параметры ферромагнитного резонанса измерялись резонаторным методом на частоте 9,87 ГГц. Изучение распространения магнитостатических волн (МСВ) в пленках феррошпинелей проводилось методом подвижного преобразователя [5].

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

2.1. Точечные дефекты, дислокации и явления переноса в области температуры Кюри

При используемой нами технологии получения пленок закалка производится от температур (800–700)°К. Равновесная концентрация тепловых вакансий при температуре T [15]:

$$n_v \cong N_0 \exp\left(-\frac{W_v}{kT}\right),$$

где W_v — энергия образования вакансии, $N_0 \sim 2,7 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ — число узлов в 1 м^3 . Энергия образования анионной вакансии в ферритах $\sim 0,78 \text{ эВ}$ [16] и катионной $\sim 0,6 \text{ эВ}$, концентрация вакансий при (700÷800) К порядка 10^{23} м^{-3} . Если осуществить быстрое охлаждение пленок до комнатной температуры, то вакансии не смогут продиффундировать к имеющимся стокам и значительное их число "заморозится". Кроме того, при охлаждении кристалла из-за термических напряжений происходит дополнительная генерация точечных дефектов. Согласно [7], при относительной деформации $\epsilon \sim 10^{-3}$ в пленках магний-марганцевого феррита возможно образование $n_v \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и при $\epsilon \sim 10^{-2}$ в пленках марганцевого феррита $n_v \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Концентрацию доноров N_d можно определить по температуре (Т), истощения примесей — по зависимости удельного сопротивления $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$, считая, что kT равно энергии ионизации донора E_0 . Для пленок магний-марганцевого феррита $E_0 \sim 0,07 \text{ эВ}$ концентрация доноров рассчитывается по формуле [17]

$$E_0 = \left(\frac{4\pi}{3} N_d\right)^{1/3} \frac{e^2}{\epsilon},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, составила $\sim 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Концентрация доноров превышает расчетную концентрацию вакансий. Это означает, что в пленках Mg-Mn феррита содержатся химические примеси.

Для пленок магний-марганцевых ферритов были проведены исследования зависимости от степени деформации (рис. 1) плотности дислокаций и изменения концентрации доноров, рассчитанной по термоЭДС. Деформация образцов осуществлялась при комнатной температуре сосредоточенной силой, приложенной к середине образца, лежащего на двух опорах. При рассматриваемой деформации концентрация доноров и плотность дислокаций линейно увеличиваются от ϵ .

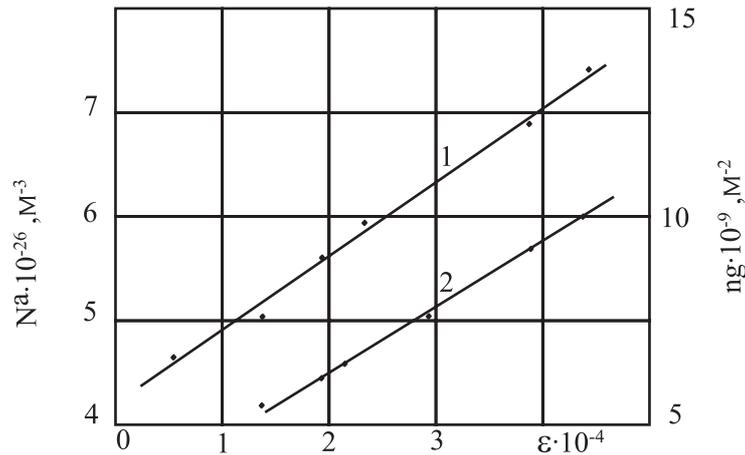


Рис. 1. Изменение плотности дислокаций (1) и концентрации доноров (2) от степени деформации

Известно, что электроны примесей могут быть захвачены дислокациями, в результате чего дислокации приобретают отрицательный заряд [18]. Для сохранения электронейтральности вокруг дислокации должны находиться ионизованные примеси. Оценим зарядовое состояние дислокаций, положение локального дислокационного уровня в энергетическом спектре эпитаксиальных феррошпинелей.

В пленках магний-марганцевых феррошпинелей релаксация напряжений несоответствия происходит в основном за счет краевых дислокаций системы $\{110\}\langle 1\bar{1}0\rangle$ [7]. Добавочная полуплоскость в такой системе оканчивается отрицательным зарядом и дефект имеет донорный характер [18]. Учитывая сильную тенденцию ионов Mn образовывать ковалентные связи [19], следует ожидать появления дислокационного уровня E_d в энергетическом спектре марганецсодержащих феррошпинелей.

Линейная плотность заряда на дислокациях для пленок исходного состава $(5,0 \div 5,4) \cdot 10^{-12}$ Кл·м⁻¹ [20]. В таком случае плотность добавочных электронов на единицу длины дислокации $1/a \sim (3,1 \div 3,7) \cdot 10^7$ м⁻¹, где $1/a$ — заряд дислокации, отнесенный к элементарному заряду. Из представлений, изложенных в монографии [18] расстояние между ненасыщенными связями для чисто краевой дислокации $s \sim 0,866b$, где b — вектор Бюргерса. Для пленок Mn-Mg феррита размер примесного облака [20] $s \sim 5,1 \cdot 10^{-10}$ м. Если n — по-

верхностная плотность дислокаций, то объемная плотность состояний, т.е. концентрация оборванных связей — $n_s = \frac{n}{c}$.

Степень заполнения электронного уровня [18] $f = \frac{c}{a} \sim 0,016 \div 0,019$. Степень заполнения электронами уровня E_d определяется функцией Ферми [21]:

$$f = \left[1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - \mu}{kT}\right) \right]^{-1},$$

при $f \sim 0,02$, $E_d - \mu = 0,16$ эВ. Положение уровня Ферми можно определить по зависимости $\ln|\alpha|T$ от T [7] при $(300 \div 700)^\circ\text{K}$ $\mu \sim 0,08$ эВ. Следовательно, энергия дислокационного уровня $E_d \sim 0,24$ эВ, что находится в удовлетворительном согласии с энергией активации электропроводности, найденной по зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в области температур $(300 \div 700)^\circ\text{K}$.

Плотность дислокаций в пленках исходного состава $MnFe_2O_4$ на порядок выше, чем для пленок магний-марганцевого феррита, изготовленных при идентичных технологических условиях. Линейная плотность заряда на краевых дислокациях — $(6,2 \div 6,6) \cdot 10^{-12}$ Кл·м⁻¹. Плотность добавочных электронов — $1/a \sim (3,9 \div 4,1) \cdot 10^7$ м⁻¹, расстояние между ненасыщенными связями — $c \sim 5,2 \cdot 10^{-10}$ м, степень заполнения дислокационного уровня — $f \sim 0,02 \div 0,021$. Значение уровня Ферми для пленок с преимущественно хаотичным распределением дислокаций при 300°K [7] $\sim 0,245$ эВ, $E_d - \mu \sim 0,15$ эВ, $E_d \sim 0,4$ эВ, что практически (с точностью $\pm 0,01$ эВ) совпадает с E_σ , определенной из зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

Разориентация блоков в исследуемых образцах $\sim 10' \div 14'$ [7]. Используя дислокационную модель малоугловой границы, можно оценить линейную плотность дислокаций в ней $n_d \sim \frac{\theta}{b}$ [18], где θ — величина угла разориентировки. Линейная плотность дислокаций в границах блоков пленок магний-марганцевых ферритов составляет порядка $5 \cdot 10^6$ м⁻¹. Соответствующая ей поверхностная плотность дислокаций — 10^{13} м⁻², число ненасыщенных связей — $5 \cdot 10^{22}$ м⁻³, плотность ионизованных доноров — $N_d^+ \sim f \cdot n_s \sim 10^{21}$ м⁻³, плотность электрически нейтральных доноров — $4,9 \cdot 10^{22}$ м⁻³.

Плотность ненасыщенных связей дислокаций на несколько порядков (10^4) меньше концентрации химических доноров. Так как количество атомов примеси достаточно для насыщения дислокаций, то вдоль линии дислокаций и вокруг нее должна конденсироваться атмосфера примесных атомов [8, 15]. Насыщение дислокаций будет происходить при температуре ниже критической T_0 , задаваемой соотношением [15]:

$$U_a = -kT_0 \ln c,$$

где c — отношение числа примесных атомов к числу мест в кристалле, которые могут быть заняты примесью; U_a — энергия связи примесного атома с дислокацией. Согласно [20], в пленках магний-марганцевого и марганцевого феррита дислокации становятся подвижными в поле деформации при $T_0 \sim 700^\circ\text{K}$. Полагая $c = \frac{N_d}{n_s}$, получим $U_a \sim 0,5$ эВ.

Движение дислокаций связано с термоактивационным преодолением потенциальных барьеров. Скорость движения дислокаций при таком диффузионном движении [22]:

$$v \sim \exp\left(-\frac{U_a}{kT}\right).$$

Подставляя в это выражение экспериментальные найденные скорости движения дислокаций в пленках феррошпинелей [20] (в частности, температуре $T \sim 790^\circ\text{K}$ соответствует $v \sim 10^{-9}$ м·с⁻¹, при $T \sim 970^\circ\text{K}$, $v \sim 10^{-7}$ м·с⁻¹), получим $U_a \sim 0,46$ эВ, что удовлетворительно согласуется с энергией связи примесного атома с дислокацией.

Поскольку основная плотность ненасыщенных связей дислокаций расположена по границам блоков, то основная концентрация примесей должна сосредотачиваться по границам блоков.

Рассмотрим аномалии электропроводности в области температуры Кюри. Проводимость в магнитных полупроводниках осуществляется в основном электронами d-зоны магнитных катионов и по этой причине тесно связана с электронными состояниями, ответственными за магнитные свойства. Из весьма общих соображений следует, что упорядочение магнитных моментов атомов (ионов) в магнетиках, обладающих ниже точки Кюри магнитной структурой (т.е. в ферромагнетиках, антиферромагнетиках и ферритах), в принципе должно приводить к изменению энергетического спектра квазичастиц-токоносителей, ответственных за электропроводность, поскольку последние сами обладают спиновым моментом. Согласно расчетам [23], изменение $\ln \rho_f$ в ферромагнитной области и $\ln \rho_p$ в парамагнитной области, взятых в точке Кюри, будет определяться соотношением

$$\ln \rho_f(T_k) - \ln \rho_p(T_k) = -\left(\ln \bar{c} + \frac{\beta_0}{kT_k}\right),$$

где \bar{c} — предэкспоненциальный член, определяющий величину скачка и характеризующий изменение подвижности носителей тока при ферромагнитном упорядочении; β_0 — параметр s-d обменного взаимодействия, значение которого можно определить по величине излома прямой $\ln \rho$; T_k — температура Кюри.

На рис. 2 приведены температурные зависимости удельного сопротивления $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ для пленок исходного состава $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ с различным типом дислокационной структуры сформировавшейся в процессе синтеза и последующей закалки (рис. 3). Температурная зависимость подчиняется полупроводниковому закону, и в области температуры Кюри кроме изменения энергии активации электропроводности (E_f) при переходе из ферромагнитной области в парамагнитную (E_p) наблюдается "размытость" магнитного превращения. "Размытость" магнитного превращения с энергетической точки зрения свидетельствует о невозможности одновременной минимизации энергии всех обменных связей, т.е. о наличии в магнитной системе неоднородных состояний.

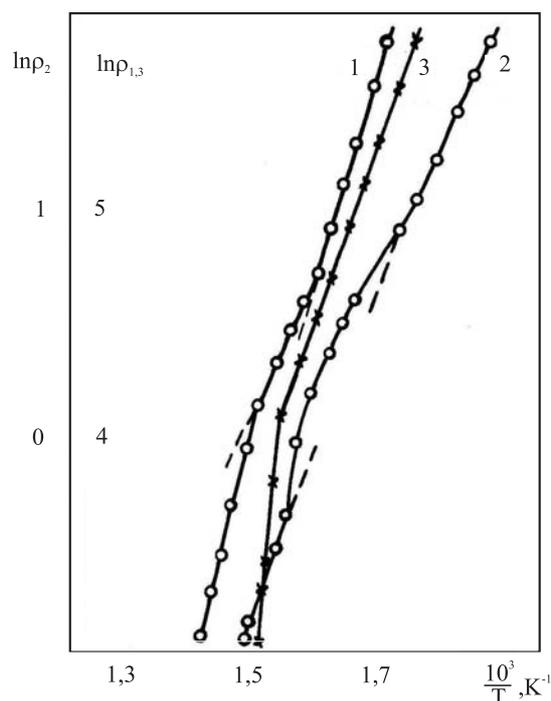


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления в области температуры Кюри для пленок исходного состава $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ с различным характером распределения дислокаций: 1 — хаотическое распределение дислокаций; 2 — короткие скопления в $\langle 110 \rangle$; 3 — скопления вдоль $[110]$ и $[100]$

Пленкам с различным характером распределения дислокаций соответствуют различные значения параметра s-d обменного взаимодействия. Для образцов, на поверхности которых методом травления выявляется хаотическое распределение и короткие ряды краевых дислокаций по направлению $[110]$ — параметр $\beta_0 \sim 0,27 \text{ эВ}$; для пленок с дислокационной структурой в виде коротких скоплений в ортогональных направлениях $\langle 110 \rangle$ — параметр $\beta_0 \sim 0,34 \text{ эВ}$. А образцы с рядами краевых и винтовых дислокаций характеризуются наибольшим значением параметра обменного взаимодействия $\beta_0 \sim 0,7 \text{ эВ}$ и увеличением степени "размытости" фазового перехода. Спин-спиновое взаимодействие (kT_k) на порядок меньше константы s-d обменного взаимодействия электронов проводимости с магнитными ионами, т.е. выполняется соотношение

$$E_f > |\beta_0| > kT_k,$$

и параметр [24]

$$\chi = \frac{\beta_0}{4E_f} \left(\frac{\beta_0}{kT_k} \right)^{2/3}$$

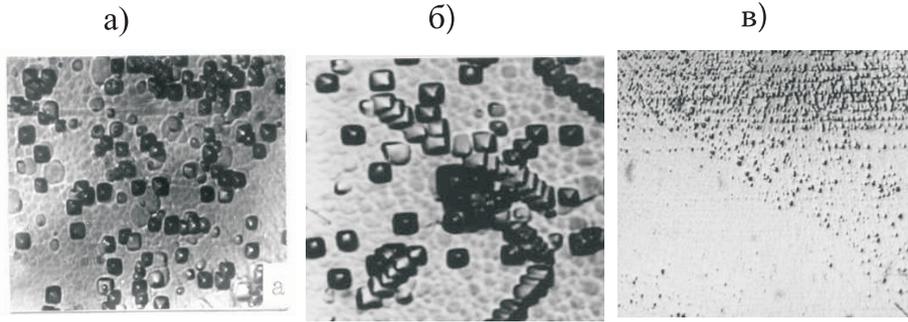


Рис. 3. Дислокационная структура пленок $Mg_{0.6}Mn_{0.4}Fe_2O_4$ первого типа: а — хаотическое распределение дислокаций; б — короткие скопления в $\langle 110 \rangle$; в — скопления вдоль $[110]$ и $[100]$

зависит от распределения дислокаций. Для образцов первого и второго типов параметр $\chi < 1$, и на зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в области фазового перехода наблюдается скачок сопротивления с уменьшением энергии активации. Для образцов третьего типа параметр χ приближается к единице и переход из ферромагнитной области в парамагнитную сопровождается лишь изломом кривой $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в точке Кюри.

На рис. 4 представлены зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в области температуры Кюри для контрольных и деформированных образцов. Деформация образцов проводилась методом чистого изгиба, который создавался с помощью двух пар параллельных ножей. В результате деформации на зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в области температуры Кюри вместо "скачка сопротивления вверх" (рис. 4, кривая 1), обнаруживается линейный участок, при этом степень "размытости" фазового перехода увеличивается.

Для контрольных образцов при $T < T_k$, $E_f \sim 0,32$ эВ, при $T > T_k$, $E_p \sim 0,51$ эВ, параметр обменного взаимодействия $\beta_0 \sim 0,19$ эВ; для деформированных образцов при $T < T_k$, $E_f \sim 0,26$ эВ, при $T > T_k$, $E_p \sim 0,55$ эВ, параметр обменного взаимодействия $\beta_0 \sim 0,29$ эВ. Как и для образцов, рассмотренных на рис. 2, с ростом степени пластической деформации параметр обменного взаимодействия увеличивается и выполняется соотношение:

$$E_f > |\beta_0| > kT_k.$$

Параметр $\chi < 1$ для контрольных образцов и наблюдается "скачок сопротивления" в области фазового перехода с уменьшением энергии активации. Для деформированных образцов температура Кюри сместилась в область более высоких температур на $\Delta T \sim 60^\circ\text{K}$, что привело к увеличению концентрации доноров до $N_d \sim 7 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ (N_d контрольного образца $\sim 2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$).

Как уже упоминалось, применительно к кристаллам с ковалентными связями в ядре дислокаций с краевыми компонентами векторов Бюргерса существует цепочка атомов с разорванными связями [8]. Электроны, нахо-

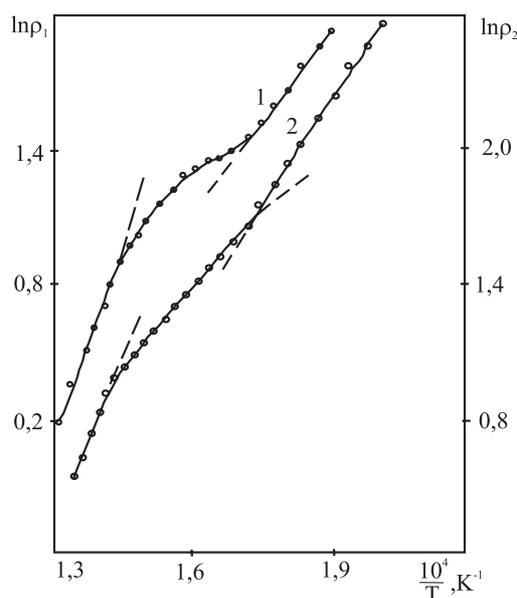


Рис. 4. Зависимость для пленок $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ феррита в области температуры Кюри: 1 – контрольный образец, 2 – после деформации

дящиеся в неспаренном состоянии, приводят к появлению нескомпенсированных электронных спинов, т.е. к флуктуации магнитного порядка. Поскольку в магний-марганцевых ферритах реализуется на $\sim 40\%$ ковалентная связь, то описанный механизм может быть причиной возникновения "дефектного ферромагнетизма" в рассматриваемых образцах и роста параметра обменного взаимодействия при увеличении степени пластической деформации. В феррошпинелях возможно возникновение ферронов [21], так как они являются нескомпенсированными антиферромагнетиками. Ферроны могут возникать вокруг таких дефектов, которые в отношении электрических свойств ведут себя как доноры или акцепторы (атомы примеси, вакансии). Образование ферронов на дефектах приводит к росту сопротивления в области температуры Кюри. Кроме того, рост сопротивления возможен из-за механизма рассеяния носителей на флуктуациях магнитного порядка в окрестности дефектов. Образование ферронов может приводить к "размытости" фазового перехода в электронной подсистеме [21].

2.2. Гальваномагнитный эффект и распределение дислокаций в пленках феррошпинелей

Гальваномагнитный эффект $\frac{\Delta R}{R}$ (изменение сопротивления в магнитном поле) обладает рядом особенностей в ферромагнетиках, вызванных наличием в них упорядоченной спиновой системы электронов незаполненной оболочки. К числу таких особенностей относится резко выраженный анизотропный эффект

тропный характер $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта в области технического намагничивания в отличие от изотропного эффекта в области парапроцесса, обусловленного обменными силами.

Согласно s-d обменной модели [23], гальваномагнитные явления обусловлены магнитным (спин-спиновым и спин-орбитальным) взаимодействием между внутренними d-электронами, ответственными за магнитные свойства, и внешними s-электронами, ответственными за электрические свойства.

Аномалии изменения электросопротивления в ферромагнетике обусловлены самопроизвольной намагниченностью, а не внешним магнитным полем. Обычное изменение электросопротивления, пропорциональное квадрату внешнего магнитного поля, мало по сравнению с изменением, обусловленным намагниченностью.

Гальваномагнитный эффект является четным эффектом, поскольку при обращении направления поля не меняется ни его величина, ни его знак. В соответствии с этим, изменение сопротивления в магнитном поле прямо пропорционально квадрату самопроизвольной намагниченности, т.е. $\frac{\Delta R}{R} \sim M_s^2$. Эффект изменения электросопротивления в магнитном поле в объемных феррошпинелях изучался многими авторами с различных точек зрения. В частности, в работе [25] исследовалась зависимость $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта от квадрата намагниченности при различных температурах. Предложено следующее соотношение для описания $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта:

$$\frac{\Delta R}{R} = C_0 H^2 \pm C_s M_s^2 - C_i (M^2 - M_s^2).$$

Здесь C_0 — классический коэффициент $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта, который имеет место в классических полупроводниках. Он имеет положительный знак и значительно меньше по сравнению с коэффициентами C_s и C_i . Спонтанный коэффициент C_s определяется как отношение спонтанного $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s$ эффекта к квадрату спонтанной намагниченности, т.е. $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s / M_s^2$. Области парапроцесса соответствует коэффициент C_i , величина которого характеризует скорость изменения $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта с уменьшением рассеяния носителей тока на спиновых неоднородностях.

Анизотропия гальваномагнитного эффекта для монокристалла марганцевого феррита рассматривалась в работе [26] в пленках магний-марганцевого феррита в работе [27].

Исследование влияния дислокационной структуры на анизотропию гальваномагнитного эффекта в феррошпинелях не проводилось.

Влияние дислокаций на магнитные свойства кристалла определяются [8] магнитоупругим взаимодействием дальнедействующих дислокационных полей напряжений с намагниченностью. Смещение атомов в окрестности дислокаций обуславливают изменение обменного взаимодействия, что приводит к изменению намагниченности. Теория предсказывает, что эффект в первом приближении пропорционален плотности дислокаций. Кроме того

дислокации могут вызвать появление электронов с неспаренными спинами в кристаллах с направленными связями из-за их разрыва, что может оказать влияние на магнитосопротивление.

Для исследования $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта были выбраны образцы исходного состава $MnFe_2O_4$ с различным характером распределения дислокаций: 1-ый — с хаотическим распределением дислокаций (ХРД) по поверхности, 2-ой — с ориентированными скоплениями дислокаций (ОСД). Параметры пленок и технологические условия их получения указаны в табл. 1.

Таблица 1

**Параметры и технологические условия роста пленок
исходного состава $MnFe_2O_4$**

№ обр.	T_c, K	$M_s, Гс$	Ориентация, Н	$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\parallel}^{exp}$	$C_s, Гс^{-2}$	$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\perp}^{exp}$	$C_s, Гс^{-2}$
1	1208	176	$H \parallel [010]$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-8}$	$-2,4 \cdot 10^{-3}$	$7,7 \cdot 10^{-8}$
			$H \parallel [110]$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-9}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-9}$
2	1333	214	$H \parallel [010]$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$-2,8 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-8}$
			$H \parallel [110]$	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-9}$	$1,75 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-9}$

Пленки имели квадратную форму и от подложки не отделялись. Все измерения проводились при комнатной температуре. Специальный вращающийся держатель позволял задавать любое направление в плоскости пленки.

На рис. 5 показаны продольный (\parallel) и поперечный (\perp) гальваномагнитный эффект в плоскости пленок марганцевого феррита. Зависимость $\frac{\Delta R}{R}(H)$, измеренная в направлении $[010]$, для данных образцов подчиняется общим для всех ферромагнетиков закономерностям. Кривые $\frac{\Delta R}{R}(H)$ обнаруживают излом при переходе от процессов технического намагничивания к области парапроцесса. В области парапроцесса зависимость $\frac{\Delta R}{R}(H)$ носит линейный характер. На обоих образцах выявлена точка инверсии (изменение знака эффекта), которая наблюдалась ранее у монокристаллов марганцевого феррита [26] и пленок магний-марганцевых ферритов [27].

Экстраполируя прямолинейные участки кривых $\frac{\Delta R}{R}(H)$ на размагничивающее поле, направленное по трудной оси, убеждаемся, что второе правило Акулова [28], согласно которому четные эффекты в продольном и поперечном магнитных полях должны отличаться в два раза по величине и иметь противоположные знаки:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\parallel} = -2 \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\perp}, \quad (2.1)$$

как и в работах [25, 26, 27], не выполняется (табл. 1).

Из приведенных графиков видно, что величина $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта по оси $[110]$ значительно меньше, чем по оси $[010]$. Аналогичный результат был получен

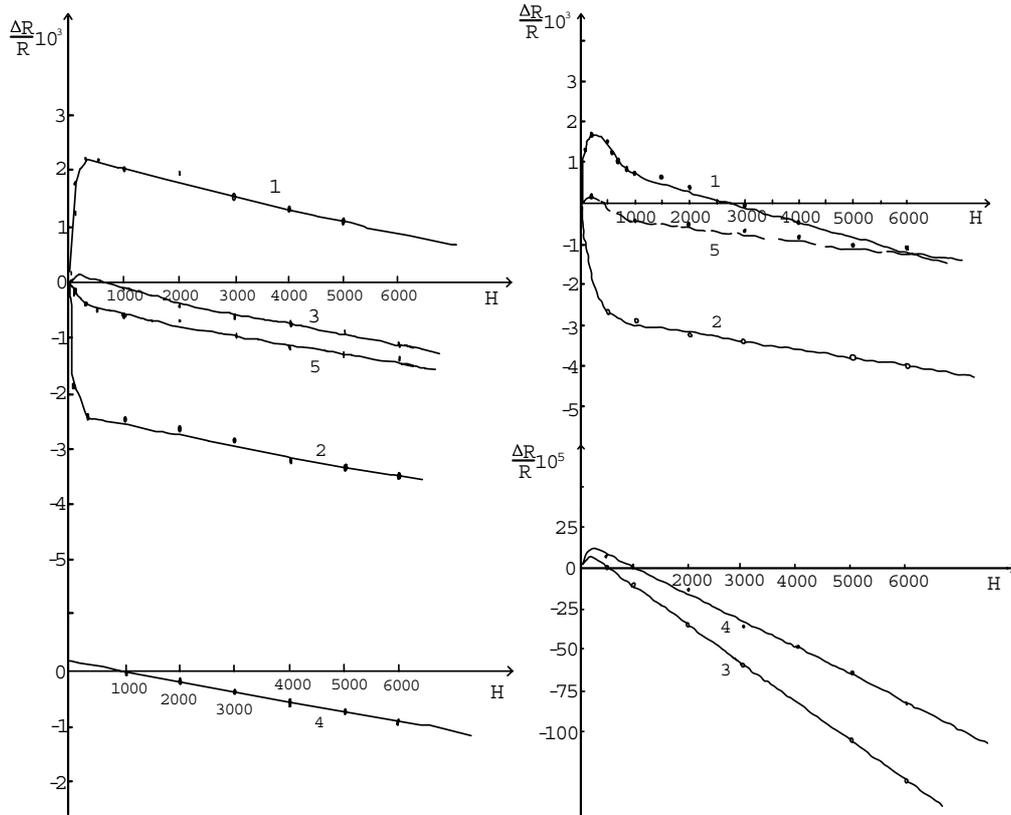


Рис. 5. Зависимость $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)$ от H для пленок исходного состава $MnFe_2O_4$ при различной ориентации магнитного поля и тока: 1 — $i \parallel [010]$, $H \parallel [010]$; 2 — $i \parallel [010]$, $H \parallel [100]$; 3 — $i \parallel [110]$, $H \parallel [110]$; 4 — $i \parallel [110]$, $H \parallel [1\bar{1}0]$; 5 — $i \parallel [010]$, $H \parallel [110]$; а — с хаотическим распределением дислокаций; б — с ориентированными скоплениями дислокаций

и для монокристаллов марганцевых ферритов [26]. В полях выше технического насыщения $\frac{\Delta R}{R}(H)$ -эффект во всех направлениях растет линейно с полем. При этом для образца с равномерным распределением дислокаций наклоны прямолинейных участков одни и те же при различной ориентации магнитного поля. Для образцов с ориентированными скоплениями дислокаций наклон прямолинейных участков $\frac{\Delta R}{R}(H)$ -эффекта в области парапроцесса для различных ориентаций магнитного поля не одинаков. В слабых полях $\frac{\Delta R}{R}(H)$ -эффект по разным направлениям имеет не только различные величины, но и разные знаки, что связано с анизотропией магнитных сил.

Известно, что анизотропия изменения электросопротивления кубических ферромагнитных кристаллов при переходе из размагниченного состояния в состояние магнитного насыщения описывается феноменологическим законом Беккера—Деринга [29], который для кристаллов с осями легкого

намагничивания $\langle 111 \rangle$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_S &= h_1 \left(\sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 2h_2 \sum_{i \neq j}^3 \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j + h_3 \left(\sum_{i \neq j}^3 \alpha_i^2 \alpha_j^2 - \frac{1}{3} \right) + \\ &+ h_4 \left(\sum_{i=1}^3 \alpha_i^4 \beta_i^2 + \frac{2}{3} \sum_{i \neq j}^3 \alpha_i^2 \alpha_j^2 - \frac{1}{3} \right) + 2h_5 \sum_{i \neq j}^3 \alpha_i \alpha_j (1 - \alpha_i^2 - \alpha_j^2) \beta_i \beta_j, \end{aligned}$$

где α_i и β_i — направляющие косинусы вектора намагничённости относительно тетрагональных осей кристалла; h_1, h_2, h_3, h_4, h_5 — константы анизотропии. Эта формула, выведенная из соображений кристаллографической симметрии, совпадает с формулой работы [30], выведенной на основании квантомеханического расчета, исходя из s-d обменной электронной модели ферромагнитного кристалла. Рассмотрим частные случаи этого решения для плоскости (001).

1. Продольный эффект по оси [010]. Подставляя значения направляющих косинусов $\alpha_2 = \beta_2 = 1, \alpha_1 = \alpha_3 = \beta_1 = \beta_3 = 0$ в уравнение (2) получаем:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{i||[010], H||[010]} = \frac{2}{3}h_1 - \frac{1}{3}h_3 + \frac{2}{3}h_4. \quad (2.2)$$

2. Продольный эффект по оси [110]: $\alpha_1 = \beta_1 = 0, \alpha_2 = \alpha_3 = \beta_2 = \beta_3 = \frac{\sqrt{2}}{2}$.

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{i||[110], H||[110]} = \frac{1}{6}h_1 + \frac{1}{2}h_2 - \frac{1}{12}h_3 + \frac{1}{12}h_4. \quad (2.3)$$

3. Поперечный эффект при направлении тока по оси [010] и поля по оси [100]: $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta_1 = \beta_3 = 0, \alpha_3 = \beta_2 = 1$.

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{i||[010], H||[100]} = -\frac{1}{3}h_1 - \frac{1}{3}h_3 - \frac{1}{3}h_4. \quad (2.4)$$

4. Поперечный эффект при направлении тока по оси [110] и поля $[1\bar{1}0]$: $\alpha_1 = \beta_1 = 0, \alpha_3 = \beta_2 = \beta_3 = \frac{\sqrt{2}}{2}, \alpha_2 = -\frac{\sqrt{2}}{2}$.

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{i||[110], H||[1\bar{1}0]} = \frac{1}{6}h_1 - \frac{1}{2}h_2 - \frac{1}{12}h_3 + \frac{1}{12}h_4. \quad (2.5)$$

5. $\frac{\Delta R}{R}$ -эффект при направлении тока по оси [010] и намагничённости [110]: $\alpha_1 = \beta_1 = \beta_3 = 0, \alpha_2 = \alpha_3 = \frac{\sqrt{2}}{2}, \beta_2 = 1$.

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{i||[010], H||[110]} = \frac{1}{6}h_1 - \frac{1}{12}h_3 + \frac{1}{12}h_4. \quad (2.6)$$

6. На основании уравнений (3) и (4) амплитудное значение четного эффекта может быть найдено:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^a = -\frac{1}{2}h_1 - \frac{1}{4}h_3 - \frac{5}{12}h_4.$$

При определении констант гальваномагнитного эффекта были исключены факторы, которые могут влиять в той или иной степени на величину гальваномагнитного эффекта [26]. Влияние парапроцесса было исключено путем экстраполяции на размагничивающее поле. Вторым фактором, который в значительной степени может влиять на абсолютную величину гальваномагнитного эффекта, оказывается магнитная текстура. Магнитная текстура вносит вклад только в изотропную составляющую четного эффекта. Анизотропная часть в поперечном магнитном поле не зависит от магнитной текстуры.

Таким образом, для определения констант магнитной анизотропии четного эффекта нужно брать не величину эффекта в продольном и поперечном магнитных полях, а разность между ними, с одной стороны, и амплитудные значения (анизотропная часть) четного эффекта в поперечном поле — с другой. Только в этом случае исключается влияние магнитной текстуры. На основании вышеизложенного, подставляя экспериментальные значения $\frac{\Delta R}{R}$ (рис. 5) в соответствующие формулы и решая систему уравнений (2.3), (2.5), (2.7), были получены значения констант h_1, h_2, h_3 для пленок марганцевого феррита. Константа h_2 определялась из уравнения (2.4) и (2.5). Для сравнения приведены данные [26] для монокристалла марганцевого феррита (табл. 2).

Таблица 2

**Константы анизотропии гальваномагнитного эффекта
для монокристалла и пленок $MnFe_2O_4$**

	h_1	h_2	h_3	h_4
Монокристалл	$4,25 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \cdot 10^{-3}$		
Пленки с ХРД	$-8,0 \cdot 10^{-3}$	$-1,4 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$12 \cdot 10^{-3}$
Пленки с ОСД	$-0,75 \cdot 10^{-3}$	$-0,4 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$

Экспериментальные значения констант анизотропии гальваномагнитного эффекта для пленок с хаотическим распределением дислокаций не противоречат по порядку величины $10^{-2} \div 10^{-3}$ оценкам, полученным на основании квантомеханического расчета, исходя из s-d обменной модели ферромагнитного кристалла [30]. Для пленок с ориентированными скоплениями дислокаций константы h_1 и h_2 на порядок меньше. Из таблицы 1 следует, что спонтанный коэффициент C_s , определяемый как отношение спонтанного $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^{exp}$ к квадрату спонтанной намагниченности при намагничивании вдоль трудной оси $\sim 10^{-8} \text{ 1/Гс}^2$, при намагничивании вдоль легкой оси на порядок ниже. Для образца с ориентированным скоплением дислокаций спонтанный коэффициент C_s оказывается меньше, как в направлении трудного, так и в направлении легкого намагничивания. Кроме того, при легком намагничивании $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\parallel}^{exp}$ и $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\perp}^{exp}$ имеют одинаковые знаки, т.е.

в этом случае не выполняется второе правило Акулова как по знаку, так и по величине.

В работе [31] показано, что если константа анизотропии гальваномагнитного эффекта $h_3 > 0$, что имеет место и для исследуемых образцов, то $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\parallel}$ и $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\perp}$ могут иметь положительные знаки. А так же "аномалия" четных эффектов может быть связана с наличием дефектов структуры.

2.3. Наведенная магнитная анизотропия немагнострикционного происхождения

При дислокационном механизме пластической деформации в эпитаксиальных феррошпинелях возможна также наведенная магнитная анизотропия (НМА) немагнострикционного происхождения [10], поскольку на дислокациях сегерируют точечные дефекты и примеси.

Размеры примесного облака возле дислокаций по величине заряда на индивидуальных дислокациях составляет $\sim 10^{-8}$ м [32]. Расстояние между дислокациями в границах блоков $\sim 10^{-7}$ м при разориентации $10' - 30'$, что превышает размеры зарядового облака возле дислокаций, т.е. облака вакансий и примесей не перекрываются.

Следуя модели [10], положим что область возле дислокаций немагнитна в рассматриваемых пленках. Тогда понижение намагниченности за счет примесных атмосфер возле дислокаций в границе блоков может быть оценено из выражения: $-\frac{\Delta M}{M} = s_d n$. При разориентации блоков $\theta \sim 10' - 20'$ для пленок $Mn_x Fe_{2-x} O_4$ значение $s_d n \sim (1,5 - 2,6) \cdot 10^{-1}$, для $Mg_{0,6} Mn_{0,4} Fe_2 O_4$ при $\theta \sim 10' - 14'$, $s_d n \sim (1,1 - 3,3) \cdot 10^{-2}$. Сопоставление данных по намагниченности из анализа спектров МСВ и полученных на установке с использованием маятниковых весов на пленках $MnFe_2 O_4$ дает уменьшение намагниченности того же порядка $(1,1 - 2,8) \cdot 10^{-1}$.

Оценим возможное значение константы наведенной анизотропии (K_U) за счет дислокаций, образующих малоугловую границу, полагая, что деформация при образовании границы происходит в одной системе скольжения, т.е. в границе присутствует один вид дислокаций. Произведение $s_d n \ll 1$ для рассматриваемых объектов, поэтому, пренебрегая энергией взаимодействия дислокаций, согласно модели [10], положим $K_U \sim \pi M_0^2 s_d n$ (табл. 3).

Величина НМА по принятой модели удовлетворительна для большинства образцов и совпадает с экспериментальными значениями. Величина НМА пленок $Mn_x Fe_{3-x} O_4$ убывает с уменьшением x в составе, что находится в согласии с уменьшением несоответствия решеток феррита и подложки, разориентации блоков и плотности дислокаций по границам блоков.

Таблица 3

Константы наведенной магнитной анизотропии

Состав феррита	Разориентация блоков при T_c , К		Расчет		Эксперимент	
			Константа НМА K_U , Дж·м ⁻³ при T_c , К		Константа НМА K_U , Дж·м ⁻³ при T_c , К	
	1170	1270	1170	1270	1170	1270
$Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$	10	14	$2,0 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^2$	$(1-4) \cdot 10^2$	10^2
$Mn_{1,23}Fe_{1,77}O_4$	30	24	$1,9 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	10^2
$Mn_{0,9}Fe_{2,1}O_4$	10	-	$4,5 \cdot 10^2$	-	$(1-4) \cdot 10^3$	-

2.4. Константа обменного взаимодействия, радиус обменного взаимодействия, радиус магнитно-дипольного взаимодействия

По экспериментально найденным значениям температуры Кюри и по ширине доменной стенки может быть определена константа спин-спинового обменного взаимодействия, в частности,

$$A_o = \frac{3/2kT_k}{mb},$$

$m = 8$ — количество взаимодействий на один ион, $b = 0,35d$ — среднее расстояние между ближайшими ионами для (А-В) взаимодействия феррошпинелей [33], d — постоянная решетки. Ширина доменной стенки [34]

$$a = 5 \sqrt{\frac{A_o}{K_U}},$$

где K_U — константа наведенной анизотропии. Для пленки $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ константа наведенной анизотропии $K_U \sim 4 \cdot 10^2$ Дж/м³, ширина доменной стенки — $a \sim 5,27 \cdot 10^{-5}$ см, параметр обмена $A \sim 5,25 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, что удовлетворительно совпадает с расчетом [6] по температуре Кюри.

Для пленок с блочной структурой эффективный радиус обменного взаимодействия, согласно [35], $R \sim \sqrt{\frac{\alpha_o}{\beta}}$, где $\alpha_o = \frac{2A_o}{M_s^2}$ — обменная константа; $\beta = \frac{2K_U}{M_s^2}$ — безразмерная константа наведенной одноосной анизотропии; K_U — константа наведенной анизотропии; M_s — намагниченность насыщения; радиус магнитно-дипольного взаимодействия:

$$R_m \sim \frac{M_s h}{H_a},$$

где h — толщина пленки; $H_a = \frac{2K_1}{M_s}$ — поле анизотропии.

Методом ФМР были оценены намагниченность насыщения, константы кристаллографической (K_1) и наведенной (K_U) анизотропии, а из указанных формул α_o , β , R , R_m для пленок исходного состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ с соизмеримыми размерами блоков $\sim 1,6 \div 9,4$ мкм и с различным типом дислокационной структуры: 1-й образец с хаотическим распределением

дислокаций, 2-й образец с дислокациями, сгруппированными в скопления (табл. 4).

Для пленки с более высокой степенью пластической деформации (образец 2 толщиной 30 мкм), где на поверхности выявляются короткие скопления дислокаций, значения обменной константы (α_o), радиуса обменного взаимодействия (R) и радиуса магнитно-дипольного взаимодействия (R_m) несколько выше, чем для образца 1 толщиной 15 мкм с хаотическим распределением дислокаций, что не противоречит результатам работы [8].

Таблица 4

Параметры пленок исходного состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$, синтезированных при $T_c \sim 1260$ К

№ обр.	M_s , Гс	H_a , Э	K_1 , Дж/м ³	K_U , Дж/м ³	α , см ⁻¹	β	R , см	R_m , см
1	394	213	$-4,3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$6,6 \cdot 10^{-12}$	0,19	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$
2	350	110	$-2,7 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^2$	$8,3 \cdot 10^{-12}$	0,15	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$

2.5. Релаксационные затухания магнитостатических волн

Наибольшие взаимодействия спиновых волн с магнитными дефектами происходят в том случае, когда размеры дефектов порядка длины спиновой волны. Протяженные магнитные неоднородности, размеры которых соизмеримы с размерами образца, приводят к возбуждению длинноволновых типов колебаний с волновыми числами $k' < 10^4$ см⁻¹, обусловленных диполь-дипольным взаимодействием спинов, называемых магнитостатическими (МСВ). В работах [1–6] показано, что при касательном намагничивании в пленках феррошпинелей распространяются поверхностные МСВ, дисперсионные свойства которых описываются теорией Деймона–Эшбаха.

Рассмотрим влияние дефектности структуры на релаксационное затухание МСВ. Потери магнитостатических волн характеризуется параметром диссипации [36] $\omega_\tau = \gamma \cdot \Delta H_k$, где ΔH_k — ширина резонансной кривой. При малых потерях, когда $k'' < k'$ параметр затухания

$$\omega_\tau = \omega_r \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_M}{\omega_H} \right),$$

где $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_s$, а $\omega_H = \gamma \left(H_0 - \frac{2K_1}{M_s} \right)$, $\omega_\tau = v_g \cdot k''$, v_g — групповая скорость МСВ. Оценки величины ΔH_k , K_1 , M_s из исследований дисперсионных зависимостей поверхностных МСВ и интерферрограмм для состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ по методике, изложенной в работе [5], приведены в табл. 5.

Релаксационное затухание волн Деймона–Эшбаха вычислялось по формуле [37]

$$\frac{\Delta H_k}{2\pi M_s} \eta_0,$$

где коэффициент $\eta_0 = 2 \frac{\omega_H}{\omega_M} + 1$.

Релаксационное затухание волн Деймона—Эшбаха для рассматриваемых образцов составляет $\sim (10^{-3} \div 10^{-2})$, причем 10^{-2} соответствует образцам с высокой степенью пластической деформации, где методом травления выявляются скопления дислокаций (образец 4). Минимальные значения затухания МСВ на единицу времени распространения $L \sim 10^2$ дБ/мкс соответствуют образцам с хаотическим распределением дислокаций (образец 1).

Таблица 5

Параметры пленок исходного состава $Mg_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$

№ образца	H_0 , мкМ	f, ГГц	M_s , Гс	K_1 , Дж/м ³	ΔH_k , Э	$\frac{\Delta H_k}{2\pi M_s} \eta_0$	$L=76,4 \cdot \Delta H_k$, дБ/мкс
1	700	5,2	394	$-9,5 \cdot 10^3$	5	$2,2 \cdot 10^{-3}$	382
		5,5			9	$4,0 \cdot 10^{-3}$	687
3	700	5,6	268	$-1,3 \cdot 10^3$	8	$8,3 \cdot 10^{-3}$	634
		6,0			10	$10,3 \cdot 10^{-3}$	787
4	400	3,3	278	$-2,2 \cdot 10^3$	27	$1,8 \cdot 10^{-2}$	2062
		4,0			38	$2,5 \cdot 10^{-2}$	2903

Выводы

1. Энергия активации проводимости для пленок марганцевых и магний-марганцевых феррошпинелей в области температуры 300–700°К совпадает с энергией дислокационного уровня; наибольшая плотность дислокаций и, соответственно, ненасыщенных связей дислокаций сосредоточена по границам блоков; концентрация примесей превышает концентрацию ненасыщенных связей дислокаций, что приводит к закреплению дислокаций примесями.

2. "Размытость" магнитного превращения на зависимости $\ln \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ определяется соотношением между параметром s-d-обменного взаимодействия, энергией активации проводимости и константой обменного взаимодействия спинов; увеличение степени пластической деформации пленок феррошпинелей как в процессе охлаждения от температуры синтеза, так и после внешней деформации, приводит к росту концентрации доноров и параметра s-d обменного взаимодействия.

3. Константы анизотропии гальваномагнитного эффекта для пленок марганцевого феррита с хаотическим распределением дислокаций по порядку величины $10^{-2} \div 10^{-3}$ не противоречит литературным данным для объемного монокристалла и оценкам, полученным на основании квантомеханического расчета, исходя из s-d-обменной модели для ферромагнитного кристалла; для пленок с ориентированными скоплениями дислокаций кон-

станты h_1 и h_2 на порядок меньше и, соответственно, на порядок меньше и спонтанный коэффициент C_s , определяемый как отношение спонтанного $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s$ эффекта к квадрату спонтанной намагниченности.

4. Экспериментальные значения констант наведенной магнитной анизотропии в пленках марганцевых и магний-марганцевых феррошпинелей удовлетворительно описываются моделью, учитывающей размеры примесного облака возле ядра дислокаций и плотностью дислокаций по границам блоков; энергия анизотропии в этом случае представляет собой магнитостатическую энергию дислокаций.

5. Распределение дислокаций в пленках магний-марганцевой феррошпинели существенно влияет и на параметры спин-спинового обменного взаимодействия, и магнито-дипольного взаимодействия: объединение дислокаций в скопления приводят к росту обменной константы, радиуса обменного взаимодействия и радиуса магнито-дипольного взаимодействия.

6. Минимальные значения релаксационных потерь $\alpha \sim 10^{-3}$, затухания магнитостатических волн на единицу длины $L \sim 10^2$ дБ/мкс соответствуют образцам с хаотическим распределением дислокаций.

7. Проведенные исследования позволяют считать, что, варьируя с помощью состава и технологических условий синтеза дислокационную структуру пленок феррошпинелей, можно получить магнитные параметры, необходимые для разработки устройств.

Литература

- [1] Устройства на основе спиновых волн для обработки радиосигналов в диапазоне частот 50 МГц–20 ГГц / В.Б. Анфиногенов [и др.] // Радиотехника. – 2000. – № 8. – С. 6–14.
- [2] Наблюдение и распространение магнитостатических волн в пленках феррошпинели / В.Б. Анфиногенов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1986. – Т. 12. – № 6. – С. 996–999.
- [3] Магнитостатические волны в пленках феррошпинели / В.Б. Анфиногенов [и др.] // ФТТ. – 1988. – Т. 30. – № 7. – С. 2032–2039.
- [4] Сорокин, В.Г. Магнитостатические волны в монокристаллических пленках марганцевого феррита / В.Г. Сорокин, А.А. Лавренов // Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. – 1989. – С. 85–95.
- [5] Анализ характеристик МСВ, распространяющихся в ферритовых пленках / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. СамГТУ. – Сер. Физ.-мат. науки. – 2004. – Вып. 27. – С. 25–32.
- [6] Затухание спиновых колебаний и волн в пленках феррошпинелей / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. СамГТУ. – Сер. Физ.-мат. науки. – 2005. – Вып. 34. – С. 82–90.
- [7] Митлина, Л.А. Физико-химические основы получения, дефектности структуры и свойств монокристаллических пленок феррошпинелей (об-

- зор) / Л.А. Митлина // Вестн. СамГТУ. – Сер. Физ.-мат. науки. – 2004. – Вып. 30. – С. 114–149.
- [8] Никитенко, В.И. Влияние дислокаций на оптические, электрические и магнитные свойства кристаллов / В.И. Никитенко, Ю.А. Осипьян // Проблемы современной кристаллографии. – М.: Наука, 1975. – С. 235–262.
- [9] Дикштейн, И.Е. О магнитной анизотропии ферромагнитных кристаллов с дислокациями / И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко // ФММ. – 1976. – Т. 42. – Вып. 4. – С. 679–683.
- [10] Лесник, Л.Г. Наведенная магнитная анизотропия / Л.Г. Лесник. – Киев: Наукова думка, 1979. – 295 с.
- [11] Косевич, А.М. Упругие и магнитные поля вокруг дислокаций в ферромагнетике / А.М. Косевич, Э.Г. Фельдман // ФТТ. – 1967. – Т. 9. – Вып. 12. – С. 3415–3421.
- [12] Пец, А.В. Ширина линии ферромагнитного резонанса в кристаллах с упорядоченными дислокационными структурами / А.В. Пец, Е.Ф. Кондратьев // ФТТ. – 1973. – Т. 15. – Вып. 5. – С. 1494–1500.
- [13] Ганн, В.В. Распределение намагниченности в однородных кубических ферромагнетиках, содержащих дислокации / В.В. Ганн, Э.Г. Фельдман // ФНТ. – 1976. – Т. 2. – № 1. – С. 30–36.
- [14] Vlasko-Vlasov, V.K. Local magnetic anisotropy in tension field of separate dislocation / V.K. Vlasko-Vlasov, L.M. Dedurch, V.J. Nikitenko // Phys.stat.sol.(a). – 1980. – V. 59. – № 2. – P. 653–661.
- [15] Родес, Р.Г. Несовершенства и активные центры в полупроводниках / Р.Г. Родес. – М.: Металлургия, 1968. – 371 с.
- [16] Yorigoski, Kawas. An elasticity in an ferrite single crystal / Kawas Yorigoski, Ovawa Tomoda // Journal of the physic society of Japan. – 1978. – V. 45. – № 3. – P. 815–821.
- [17] Шкловский, Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. – М.: Наука, 1979. – 416 с.
- [18] Матаре, Г. Электроника дефектов в полупроводниках / Г. Матаре. – М.: Мир, 1974. – 463 с.
- [19] Остин, И. Магнитные полупроводники / И. Остин, Д. Илуэл // УФН. – 1972. – Т. 106. – № 62. – С. 337–364.
- [20] О движении и размножении дислокаций в эпитаксиальных феррошпинелях / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. СамГТУ. – Сер. физ.-мат. науки. – 2004. – Вып. 27. – С. 140–151.
- [21] Нагаев, Э.Л. Физика магнитных полупроводников / Э.Л. Нагаев. – М.: Наука, 1979. – 430 с.
- [22] Фредель, Ж. Дислокации / Ж. Фредель. – М.: Мир, 1967. – 643 с.
- [23] Туров, Е.А. К феноменологической теории электропроводимости ферритов и антиферромагнетиков / Е.А. Туров, Ю.П. Ирхин // Ферриты. – Минск: АН БССР, 1960. – С. 7–19.

- [24] Кривоглаз, М.А. Флуктуонные состояния электронов / М.А. Кривоглаз // УФН. – 1973. – Т. 11. – Вып. 4. – С. 617–654.
- [25] Свирина, Е.П. Эффект Холла, магнетосопротивление и электрическая проводимость в ферритах шпинели / Е.П. Свирина // Изв. АН СССР. – Сер. физическая. – 1970. – Т. 34. – № 6. – С. 1162–1175.
- [26] Залесский, А.В. Анизотропия четного гальваномагнитного эффекта в монокристалле марганцевого феррита / А.В. Залесский // Кристаллография. – 1959. – Т. 4. – № 6. – С. 1089–1094.
- [27] Митлина, Л.А. Исследование $\frac{\Delta R}{R}$ -эффекта в пленках Mn-Mg ферритов / Л.А. Митлина // Межвуз. сб. – Куйбышев: КПТИ, 1972. – Вып. 1. – С. 107–115.
- [28] Акулов, Н.С. Ферромагнетизм / Н.С. Акулов. – М.: Гостехиздат, 1939. – 643 с.
- [29] Becker, R. Ferromagnetismus / R. Becker, W. Doring. – Berlin, 1939. – 451 с.
- [30] Вонсовский, С.В. К теории гальваномагнитных явлений в ферромагнетиках / С.В. Вонсовский, Л.Я. Кобелев, К.П. Родионов // Известия АН СССР. – Сер. физическая. – 1952. – Т. XVI. – № 5. – С. 569–580.
- [31] Давиденко, Н.И. Исследование причин возникновения "аномалии" продольного термомагнитного эффекта Нернста-Эттингсгаузена в магнетике / Н.И. Давиденко, И.Г. Факидов // Физические и химические свойства ферритов. – Минск: Наука и техника, 1966. – С. 59–70.
- [32] Структурные дефекты и явления переноса в эпитаксиальных феррошпинелях / Л.А. Митлина [и др.] // Вестн. СамГТУ. – Сер. Физ.-мат. науки. – 1998. – Вып. 6. – С. 47–54.
- [33] Круничка, С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов / С. Круничка. – М: Мир, 1971. – Т. 1. – 353 с.
- [34] Прагтон, М. Тонкие ферромагнитные пленки / – М. Прагтон. – Л.: Судостроение, 1967. – 265 с.
- [35] Саланский, Н.М. Физические свойства и применение магнитных пленок / Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. – Новосибирск: Наука, 1975. – 219 с.
- [36] Вашковский, А.В. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот / А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993. – 315 с.
- [37] Гуляев, Ю.В. Влияние неоднородного обмена и диссипации на распространение поверхностных волн Дэймона–Эшбаха в ферромагнитной пластине / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.В. Луговской // ФТТ. – 1981. – Т. 23. – Вып. 4. – С. 1136–1142.

Поступила в редакцию 25/III/2006;
в окончательном варианте — 13/V/2006.

DEFECTS STRUCTURE, ELECTRIC AND MAGNETIC PROPERTIES OF MONOCRYSTALLINE FERRITE FILMS³

© 2006 L.A. Mitlina, Y.V. Velickanova, M.R. Vinogradova,
E.V. Krivosheeva, G.S. Badrtdinov⁴

It is shown, that energy of electroconductivity activation in the range of temperatures 300–700 K coincides with energy of the dislocation a level. "Smearing" of magnetic transformation on dependence in the range of Curie temperatures is defined by the ratio between parameters s-d exchange interaction, energy of activation of conductivity, constants of exchange interaction of spins. Parameter s-d exchange interaction, a constants of anisotropy galvanomagnetic effect, a constant of the induced magnetic anisotropy, radius of spin-spin exchange interaction, radius of magneto-dipole interactions, relaxational losses of magneticstatical waves are determinated by the degree of the plastic deformation set by technological conditions of reception.

Paper received 25/III/2006.

Paper accepted 13/V/2006.

³Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. A.V. Pokoev.

⁴Mitlina Ludmila Alexandrovna (physics@samgtu.ru, Velickanova Julia Vladimirovna (juliavl@mail.ru), Vinogradova Margarita Rudolfovna, Krivosheeva Elena Valentinovna, Badrtdinov Grigori Saidashevich, Dept. of Physics, Samara State Technical University, Samara, 443100, Russia.