

# СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКИ В ОКРЕСТНОСТИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

*В. Д. Бучельников<sup>a\*</sup>, Н. К. Даньшин<sup>b\*\*</sup>, А. И. Линник<sup>b</sup>,*

*Л. Т. Цымбал<sup>b</sup>, В. Г. Шаэров<sup>c\*\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Челябинский государственный университет  
454021, Челябинск, Россия*

<sup>b</sup> *Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины  
340114, Донецк, Украина*

<sup>c</sup> *Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
101999, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 декабря 2001 г.

Экспериментально исследованы статическая восприимчивость и спектр магниторезонансной моды монокристаллической феррит-гранатовой пленки с доменной структурой. Обнаружено, что в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки, эти характеристики имеют особенности, связанные с перестройкой доменной структуры. На основе предложенной модели доменной структуры теоретически рассчитан спектр спиновых волн пленки. Показано, что экспериментально наблюдаемые особенности спектра могут быть объяснены переориентацией намагниченностей в доменах. Получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений величины щели в спектре спиновых волн в «точках начала и завершения переориентации».

PACS: 75.30.Kz, 75.60.-d, 75.70.-i

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что активация в спектрах низкочастотных ветвей в упорядоченных одно- и многоподрешеточных магнетиках определяется в основном кристаллографической магнитной анизотропией. В точках ориентационных фазовых переходов второго рода (ОФП-2) магнитная анизотропия обращается в нуль. В этом случае активация в спектрах низкочастотных спиновых колебаний обусловлена другими, как правило, более слабыми, взаимодействиями. В двухподрешеточной модели антиферромагнетика ориентационный переход может состоять в плавном развороте спиновой подсистемы как целого на  $90^\circ$ . Именно такая переориентация реализуется в подсистеме

теме спинов железа в слабых ферромагнетиках — редкоземельных ортоферритах (РЗОФ). К настоящему времени в этих соединениях достаточно полно исследованы природа и механизмы формирования активации в спектре низкочастотных ветвей квазиспиновых волн в окрестности как спонтанных [1], так и индуцированных полем [2] ориентационных переходов. Оказалось, что в РЗОФ щель в спектре мягкой квазиферромагнитной моды является своеобразной мерой динамического взаимодействия различных колебательных подсистем магнетика.

Между тем такую же роль, как кристаллографическая магнитная анизотропия в «толстых» трехмерных образцах, в тонких магнитных пленках может играть анизотропия формы, причем как в статике, так и в динамике. Это следует из обширных аналогий, на которые можно обратить внимание при сопоставлении статических и динамических экспериментов, с одной стороны, в трехмерных и, с другой

\*E-mail: buche@csu.ru

\*\*E-mail: danshin@host.dipt.donetsk.ua

\*\*\*E-mail: shavrov@mail.cplire.ru

стороны, в фактически двумерных образцах, как-выми являются пленки с линейными размерами  $L$  в плоскости, намного превосходящими толщину пленки  $d$  ( $L \gg d$ ). В этом можно убедиться, сравнив структуру индуцированного внешним полем  $\mathbf{H}$  ориентационного перехода, получившего название «точки завершения спиновой переориентации», в трехмерном образце РЗОФ и в такой пленке. Первый, как известно, заключается в том, что под действием поля, строго ориентированного по одной из осей кристалла ( $\mathbf{a}(x)$  или  $\mathbf{c}(z)$ ), происходит вращение векторов ферромагнетизма  $\mathbf{M}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  до тех пор, пока при некотором значении  $H = H_{tr}$  вектор  $\mathbf{M}$  не окажется ориентированным по полю, а  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ . Это и есть «точка завершения переориентации». В поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ , например, она соответствует переходу

$$\Gamma_{24}(M_{xz}, L_{xz}) \leftrightarrow \Gamma_2(M_x, L_z).$$

В точке перехода обычно наблюдается скачок магнитной восприимчивости, а мягкая («квазиферромагнитная») резонансная мода имеет минимальную частоту, соответствующую энергетической щели в спектре низкочастотных спиновых волн. Следует акцентировать внимание на том, что даже малое отклонение поля от соответствующей оси кристалла переводит образец РЗОФ в угловую фазу и указанный переход исчезает.

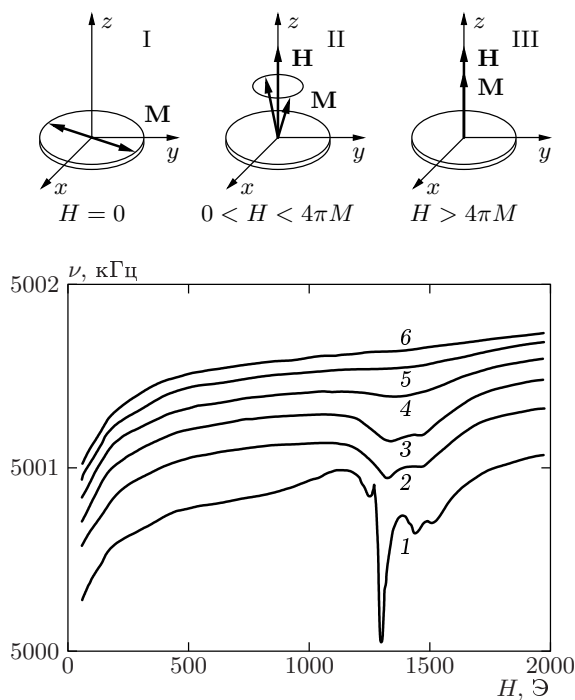
Теперь обратимся, например, к магнитоупорядоченной пленке кубического ферромагнетика типа феррита-граната, у которого первая константа кубической анизотропии  $K < 0$ . У такого ферромагнетика имеются восемь осей легкого намагничивания типа  $\{111\}$ . Пусть нормаль  $\mathbf{n}$  к поверхности пленки совпадает с одной из таких осей. Тогда оставшиеся шесть осей будут располагаться под острыми углами к плоскости пленки. Поскольку, как показывает опыт, поле насыщения таких пленок не превышает 2000 Э, а это поле на два порядка ниже присущего ферритам-гранатам первого обменного поля  $H_{E1}$ , оказывается возможным абстрагироваться от многоподрешеточной структуры феррита-граната и в диапазоне магнитных полей до 2000 Э рассматривать его как ферромагнетик с намагниченностью  $\mathbf{M}$ . Известно [3], что в таких пленках в зависимости от соотношения между величиной квадрата модуля вектора спонтанной намагниченности  $\mathbf{M}$  и величиной константы наведенной одноосной анизотропии  $K_1$  (для легкой оси, направленной по нормали к плоскости пленки) может устанавливаться доменная структура различной конфигурации. Например, при  $K_1/2\pi M^2 > 1$  вектор спонтанной намагничен-

ности в отдельных доменах ориентирован перпендикулярно поверхности пленки, вдоль легкой оси. При этом сама доменная структура в нулевом магнитном поле имеет вид сильно изогнутых узких полос (страйпов) шириной порядка толщины пленки. В случае же  $K_1/2\pi M^2 < 1$  и при толщине пленки меньше некоторой критической,  $d < d_{cr}$ , спонтанный магнитный момент в аналогичных полосовых доменах ложится строго в плоскость пленки [3]. Вполне очевидно, что во втором случае включение поля  $\mathbf{H} \parallel [111]$  выводит намагниченности  $\mathbf{M}$  в доменах из плоскости (111), и они начинают поворачиваться по направлению к оси [111] до тех пор, пока не совпадут с направлением  $\mathbf{H}$ . По аналогии с РЗОФ это также есть «точка завершения переориентации». Поскольку это «полноценный» ориентационный переход, то в какой степени для описания его динамики можно применить теорию и выводы [1, 2]? Наблюдаются ли в таких пленках соответствующие статические и динамические эффекты, присущие ОФП-2 в трехмерных магнетиках? Для ответа на эти вопросы в данной работе были выполнены статические и резонансные эксперименты на пленке замещенного железоиттриевого феррита-граната (ЖИГ), а также проведены соответствующие теоретические расчеты.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

### 2.1. Образец, основное состояние и структура переориентации

В качестве образца использовалась монокристаллическая феррит-гранатовая пленка в виде диска диаметром около 5 мм состава  $(\text{YLaGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Как уже упоминалось, в нулевом внешнем магнитном поле обычно такая пленка разбивается на полосовые домены шириной порядка ее толщины, каждый из которых намагничен до насыщения, но в целом пленка остается размагниченной [3]. Следует заметить, что указанный выше состав пленки выбран из соображений минимизации ростовой одноосной анизотропии в направлении нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности [4]. Пленка имела толщину  $d \approx 0.1$  мкм и взаимную ориентацию оси [111] и нормали  $\mathbf{n}$ , близкую к  $[111] \parallel \mathbf{n}$ . Указанная толщина на порядок меньше  $d_{cr}$  [3] и, следовательно, есть все основания полагать, что в такой пленке вектор намагниченности будет лежать строго в плоскости пленки. При этом, как показал эксперимент, поле насыщения в плоскости пленки не



**Рис. 1.** Зависимость частоты резонансного контура автодинного генератора с феррит-гранатовой пленкой от магнитного поля  $H$  при отклонении его от оси  $[111]$  на угол  $\theta$ : 1 —  $0^\circ$ ; 2 —  $0.13^\circ$ ; 3 —  $0.2^\circ$ ; 4 —  $0.8^\circ$ ; 5 —  $1.8^\circ$ ; 6 —  $3.3^\circ$ . На вставке показаны равновесные магнитные состояния пленки

превышает 10–15 Э. В то же время поле насыщения вдоль оси  $[111]$  составляет 1300 Э. Таким образом, можно полагать, что в такой пленке в нулевом внешнем магнитном поле устанавливается анизотропия типа «легкая плоскость».

В верхней части рис. 1 показаны три основных состояния, которые реализуются в образце при возрастании поля  $\mathbf{H} \parallel [111] \parallel z$  от 0 до  $H \geq 4\pi M$  ( $H \ll H_{E1}$ ). Переходы между этими состояниями можно представить следующим образом. При  $H = 0$  в пленке образуется сложной формы полосовая доменная структура с шириной доменов порядка  $d$ , а спонтанный магнитный момент  $\mathbf{M}$  в каждом домене лежит в плоскости пленки. На рис. 1 это состояние представлено произвольной парой векторов спонтанной намагниченности  $\mathbf{M}$  из соседних доменов. При включении поля  $\mathbf{H} \parallel [111]$  суммарная намагниченность в этом направлении преимущественно растет за счет вращения векторов намагниченности в доменах. Данное вращение векторов намагниченности в доменах можно рассматривать как переориентацию намагниченностей на направление поля. Переориен-

тация начинается в нулевом поле, а завершается в поле  $H = H_{tr} \approx 4\pi M$ . В нашем случае  $H_{tr} \approx 1300$  Э. Поле  $H = 0$  есть «точка начала переориентации», а поле  $H_{tr}$  — «точка завершения переориентации». По смыслу величина  $H_{tr}$  как раз и соответствует полю анизотропии формы такой пленки (размагничивающему полю). Наличие двух точек — «точки начала» и «точки завершения переориентации» — делает аналогию между переориентацией в РЗОФ и в феррит-гранатовой пленке еще более глубокой. В феррит-гранатовой пленке данные точки соответствуют точкам спонтанных ориентационных фазовых переходов второго рода в РЗОФ [1, 2]. В связи с этим в феррит-гранатовой пленке, так же, как и в РЗОФ, следует ожидать смятения низкочастотной ветви квазиспиновых волн в обеих указанных точках.

Следует заметить, что для подобной переориентации, по-видимому, вовсе не обязательно, чтобы пленка была монокристаллической. Достаточно, чтобы в ней имелась текстура с той же выделенной осью  $[111] \parallel \mathbf{n}$ . Тогда пленка в плоскости  $(111)$  будет практически изотропна в смысле распределения векторов  $\mathbf{M}$  в состоянии I. Эти векторы в состоянии II образуют целый конус — своеобразный полураскрытый «зонтик», который «закрывается» при  $H = H_{tr}$ . В конечном счете для реализации указанной переориентации важно лишь наличие трех фаз — многодоменной коллинеарной, многодоменной угловой и однодоменной коллинеарной. Не важно даже количество подрешеток в конкретном магнетике, так как в статике все сводится к зависимости от поля суммарной намагниченности, а в динамике — ферромагнитная (акустическая) мода в слабых полях будет результатом прецессии всего «пучка» намагниченностей как одного целого [5].

## 2.2. Статические свойства (магнитная восприимчивость)

Известно, что в точке магнитного ОФП-2 статическая восприимчивость испытывает скачок. Для измерения статической восприимчивости пленки использовался автодинный генератор, обычно применяемый в экспериментах по исследованию ЯМР. Пленка своей плоскостью накладывалась на плоскую же катушку автодинного генератора с рабочей резонансной частотой  $\nu \sim 5$  МГц. В эксперименте измерялось постоянное напряжение, пропорциональное разности частот автодина и опорного генератора, настроенного на частоту 5 МГц. Такая методика позволяет фиксировать изменения частоты на уровне нескольких Гц [6]. При этом имелась возмож-

ность устанавливать внешнее магнитное поле вблизи ориентации  $\mathbf{H} \parallel [111]$  с точностью до  $\pm 3$  угловых минут.

На рис. 1 представлено семейство зависимостей  $\nu(H)$  при различных углах  $\theta$  отклонения  $\mathbf{H}$  от оси  $[111]$ . Направление  $\mathbf{H}$ , соответствующее максимальному изменению резонансной частоты контура автodiна  $\nu$ , определялось по симметрии записей  $\nu(H)$  при различных значениях  $\theta$ . Шкала частот на рис. 1 соответствует самой нижней записи. Для остальных записей шкалу частот следует перемещать вверх так, чтобы совпадали их начальные участки.

Как следует из рис. 1, среди семейства записей при различных  $\theta$  имеется одна, на которой имеет место наиболее глубокий минимум. Эта запись имеет следующие характерные особенности.

1. Минимум частоты наблюдается при значении внешнего поля численно равно полю насыщения пленки (около  $4\pi M$ ) в направлении  $[111]$ .

2. Глубина минимума резко зависит от ориентации внешнего магнитного поля. Так, отклонение  $\mathbf{H}$  от оптимального направления, соответствующего наиболее глубокому минимуму, всего лишь на  $0.1^\circ$  приводит к уменьшению его глубины примерно на порядок. Если же поле отклонить от оптимального положения на несколько градусов, то указанный минимум вообще исчезает.

3. Гистерезис в положении минимума частоты на оси полей не наблюдается.

С чем может быть связан наблюдаемый минимум частот? Поскольку резонансная частота катушки контура генератора с наложенным на нее образцом  $\nu \propto \mu^{-1/2}$  ( $\mu$  — магнитная проницаемость пленки), приведенные на рис. 1 записи отражают зависимость от поля квадратного корня обратной проницаемости  $(1 + 4\pi\chi)^{-1/2}$ . Тогда минимум на частотно-полевых зависимостях можно рассматривать как естественный скачок восприимчивости  $\chi$  в точке магнитного ОФП-2. Перечисленные выше особенности в поведении этого минимума говорят о том, что мы имеем дело именно с фазовым переходом второго рода «порядок–порядок». С этой точки зрения самая нижняя зависимость на рис. 1 соответствует  $\theta = 0$  — наиболее точной ориентации постоянного магнитного поля относительно оси  $[111]$ . Только в этом случае реализуется указанный ОФП-2. При  $\theta \neq 0$  переход исчезает, что отражается в резком уменьшении скачка восприимчивости (на рис. 1 — глубины минимума). В этой части очевидна аналогия со свойствами ориентационных переходов в РЗОФ [1, 2].

Обратим внимание на то, что на всех записях

рис. 1 в самых малых полях также наблюдается минимум частот. По-видимому, это говорит о том, что при  $H \rightarrow 0$  наблюдается максимум восприимчивости, связанный с наличием второго ОФП-2 в «точке начала переориентации». Как видно из рис. 1, глубина минимума частот в данном случае практически не зависит от ориентации внешнего магнитного поля. Можно объяснить такое поведение резонансной частоты тем, что любая ориентация внешнего магнитного поля (кроме  $\theta = \pi/2$ ) будет очевидно приводить к выводу намагниченностей в доменах из плоскости пленки, т. е. к ОФП-2 в «точке начала переориентации».

Везде выше в качестве точной ориентации поля указывалось направление  $\mathbf{H} \parallel [111]$ , а не  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ . И это не случайно. Опыт показывает, что при выращивании эпитаксиальных пленок феррита-граната ось  $[111]$  не всегда точно совпадает с нормалью к пленке  $\mathbf{n}$ . С другой стороны, известно, что именно «двумерность» пленки ( $L \gg d$ ) является причиной возникновения страйп-структуры и, следовательно, в описании ее всегда фигурирует геометрический фактор — нормаль к поверхности  $\mathbf{n}$ . В то же время для реализации ориентационного фазового перехода в «точке завершения переориентации» важной является ориентация поля по отношению к физическому фактору — кристаллографической оси, в нашем случае —  $[111]$ . Поэтому не исключено, что, находя по симметрии записей рис. 1 достаточно точную ориентацию  $\mathbf{H} \parallel [111]$ , мы заведомо не удовлетворяем условию  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ . Данному факту должны способствовать и дефекты роста и магнитная неоднородность пленки, о наличии которых могут свидетельствовать немонотонности по обе стороны от минимума частоты, наиболее выраженные на записи при  $\theta = 0$ . Однако не исключено, что эти немонотонности имеют не техническое, а физическое происхождение. Подробное их исследование не входит в задачу данной работы. Следует лишь заметить, что визуально наблюдаемая доменная структура в различных эпитаксиальных пленках на основе ферритов-гранатов, как правило, не выглядит идеальной. Наиболее совершенная структура (страйп-структура, решетка ЦМД и т. п.) наблюдается при наличии сильной ростовой (наведенной) анизотропии в направлении  $\mathbf{n}$ , которая в исследуемой пленке, наоборот, сведена к минимуму.

Таким образом, статические свойства феррит-гранатовой пленки, магнитная структура которой определяется в основном анизотропией формы, говорят о том, что в ней реализуются два магнитных ориентационных фазовых перехода вто-

рого рода. Их свойства — скачок восприимчивости, сильная угловая зависимость в случае перехода в «точке завершения переориентации», отсутствие гистерезиса, значение поля перехода — являются характерными признаками обычных ОФП-2 в трехмерных магнетиках, магнитная структура которых определяется кристаллографической анизотропией.

### 2.3. Динамические свойства (квазиферромагнитный резонанс)

Как известно, в спектре спиновых волн упорядоченного магнетика самая низкочастотная ветвь колебаний размягчается в точках ОФП-2. На примере РЗОФ динамика в окрестности различных ориентационных переходов подробно (теоретически и экспериментально) исследована в работах [1, 2]. Оказывается, что восемь подрешеток РЗОФ в динамике можно свести к четырем, а если иметь в виду только акустические моды, то даже к двум — ферро- и антиферромагнитной, которые соответствуют колебаниям векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$ . Такая же возможность имеется и при исследовании многоподрешеточного ферримангнетика — феррита-граната. В изотропном случае здесь динамику также можно описывать двумя указанными векторами. Как и в РЗОФ, нас интересует лишь квазиферромагнитная мода, связанная с прецессией в магнитном поле вектора  $\mathbf{M}$ , которая должна размягчаться в точке перехода (частота антиферромагнитной моды феррита-граната лежит в инфракрасном диапазоне волн). Однако, как уже отмечалось выше, изначально кубическая анизотропия феррита-граната приводит к тому, что при направлении  $\mathbf{H}$  вдоль «легкой» оси кристалла [111] в поле прецессируют несколько векторов  $\mathbf{M}$ . В этом случае динамика пленки вблизи ориентационного перехода в «точках начала и завершения переориентации» связана с прецессией суммарной намагниченности вдоль оси [111] с соответствующей консолидированной частотой.

Резонансные измерения проводились на отражательном радиоспектрометре прямого усиления, имеющем диапазон рабочих частот 10–8000 МГц, с модуляцией магнитного поля, при комнатной температуре (295 К). При этом в опытах записывалась производная от сигнала поглощения по магнитному полю. Измерительной ячейкой служила полосковая линия, на которую своей плоскостью наклеивался образец в виде диска диаметром 3 мм. Внешнее магнитное поле ориентировалось по оси [111] способом, который обычно применяется при исследовании мягких магниторезонансных мод в магнитном поле (см.,

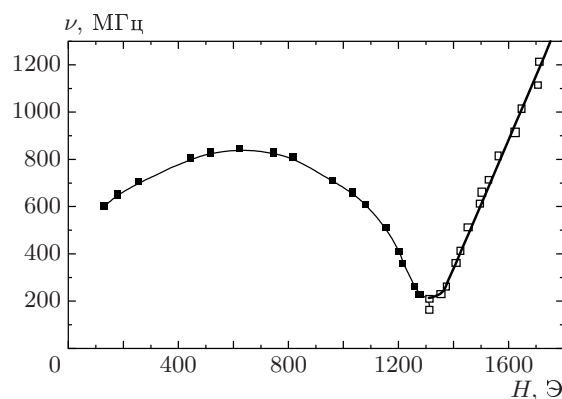


Рис. 2. Частотно-полевая зависимость ферромагнитного резонанса в феррит-гранатовой пленке в поле  $\mathbf{H} \parallel [111]$ ,  $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$

например, [7]), и нормально по отношению к магнитной составляющей высокочастотного поля  $\mathbf{h}$ . По совокупности записей на большом числе фиксированных частот построена экспериментальная частотно-полевая зависимость ферромагнитного резонанса, представленная на рис. 2.

Приведенная зависимость резонансных частот от магнитного поля имеет выраженные минимумы в малых полях и в поле порядка 1300 Э, т. е. в точности в тех же полях ( $H = 0$  и  $H = H_{tr}$ ), где имеет место скачок восприимчивости. Это позволяет считать наблюдаемый спектр соответствующим мягким квазиферромагнитным модам, так как они всегда имеют минимальную частоту в точках ОФП-2. Приставка «квази», как и в экспериментах с РЗОФ, означает, что вблизи перехода магниторезонансный спектр может формироваться не только за счет прецессии намагниченности. Как показано в [1, 2], на самом деле он всегда обусловлен динамическими взаимодействиями различных колебательных подсистем магнетика. Результатом такого взаимодействия в РЗОФ является энергетическая щель в точке перехода, которая представляет собой аддитивную сумму вкладов различных коллективных колебаний. Как видно из рис. 2, и в нашем случае также имеется щель, в частности, в «точке завершения переориентации»  $\nu_0 = 200 \pm 10$  МГц. Это абсолютное значение щели на два порядка меньше, чем обычно наблюдаемое в РЗОФ. Такое различие может быть объяснено тем, что спонтанный ферромагнитный момент в РЗОФ настолько мал, что в динамике основную роль играет антиферромагнитная структура спинов железа. А в антиферромагнетиках эффект появления щели в точке ОФП-2 является обменноусиленным [8]. В

ферритмагнетиках же величина  $M$  имеет порядок величин намагниченностей подрешеток  $M_1, M_2$ . Поэтому мы имеем дело фактически с ферромагнетиком, в котором указанное обменное усиление отсутствует. Тем не менее наблюдаемая здесь щель также может быть результатом динамического взаимодействия различных колебательных подсистем, причем связанных не только с прецессией, но и с продольными колебаниями намагниченности. В самом деле, отношение температуры реализуемого здесь индуцированного ОФП-2 к температуре ферритмагнитного упорядочения феррита-граната  $T_N = 560$  К достаточно большое, оно равно приблизительно 0.7. В этих условиях отношение продольной и поперечной восприимчивостей ( $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ ) может достигать величины 0.6 [9]. В РЗОФ, например, при таком значении  $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$  вклад продольных колебаний намагниченности в величину щели уже является достаточно ощутимым [2, 9].

Обратим внимание на то, что приведенная на рис. 2 экспериментальная частотно-полевая зависимость качественно согласуется с рассчитанной в работе [10] для сферического образца кубического ферромагнетика с  $K > 0$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$ ,  $\mathbf{H} \parallel [110]$  без учета смещения доменных границ. В этих расчетах щель в спектре связывается только с наличием доменной структуры, которая сохраняется вплоть до поля насыщения образца. Несмотря на очевидные отличия условий и геометрии нашего эксперимента от исходных условий расчета [10], в нашем случае также можно говорить о мягкой моде в точке ориентационного перехода «порядок–порядок» (переориентация происходит внутри доменов). Только в отличие от обычных, например ОФП-2 в РЗОФ, здесь переходы типа «начала и завершения спиновой переориентации» происходят не между однородными фазами, а между неоднородными упорядоченными (I и II) и неоднородной (II) и однородной (III) упорядоченными фазами (рис. 1). Если допустить, что и в наших условиях может реализоваться подобная ситуация (т. е. сохранение доменной структуры вплоть до  $H = H_{tr}$ ), то кроме вкладов от известных механизмов формирования щели [1, 2, 9] должна быть учтена и роль доменов.

### 3. ТЕОРИЯ

Как следует из эксперимента, в изученной феррит-гранатовой пленке в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля устанавливается сложная полосовая доменная структура типа «легкая

плоскость», в которой могут встречаться 180-, 120- и 60-градусные доменные границы (как результат влияния на ее формирование лежащих в плоскости пленки проекций шести осей легкого намагничивания исходного кристалла с кубической анизотропией). Аналитически описать такую структуру практически не представляется возможным, поэтому упростим задачу о нахождении спектра спиновых колебаний пленки. Предположим, что при  $H = 0$  в пленке могут существовать только 180-градусные доменные границы, разделяющие чередующиеся полосовые домены одинакового размера с противоположным направлением намагниченности. Данная ситуация может иметь место в пленке, в которой имеется выраженная текстура вдоль одной из шести легких осей, лежащих в плоскости пленки. Как показывает анализ спектра колебаний такой доменной структуры, он состоит из двух ветвей — низко- и высокочастотной [10, 11]. При рассмотрении реальной доменной структуры пленки с учетом всех типов доменных стенок спектр колебаний пленки будет состоять из большого количества ветвей, число которых будет определяться количеством разного типа доменов. Среди этих ветвей лишь одна будет самой низкочастотной. Именно данная ветвь должна смягчаться в «точках начала и завершения спиновой переориентации». Очевидно, что различие в величине активации низкочастотных ветвей для упрощенной 180-градусной доменной структуры и для реальной доменной структуры пленки будет выражаться через некоторый числовой коэффициент, который не будет влиять на понимание физики явления, т. е. на понимание поведения ветвей колебаний спиновых волн в пленке в зависимости от магнитного поля.

Плотность энергии упрощенной доменной структуры пленки представим в виде

$$\begin{aligned}
 F = & \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{1}{4} K_1 \cos^2 \vartheta_i + \frac{1}{8} K_4 (\sin^2 2\vartheta_i + \sin^2 2\varphi_i \sin^4 \vartheta_i) - \right. \\
 & - \frac{1}{2} M H \cos \vartheta_i - \frac{1}{2} M (h_x \sin \vartheta_i \cos \varphi_i + \\
 & + h_y \sin \vartheta_i \sin \varphi_i + h_z \cos \vartheta_i) + \\
 & + \frac{1}{2} B_1 \left( u_{xx}^{(i)} \sin^2 \vartheta_i \cos^2 \varphi_i + \right. \\
 & + u_{yy}^{(i)} \sin^2 \vartheta_i \sin^2 \varphi_i + u_{zz}^{(i)} \cos^2 \vartheta_i \left. \right) + \\
 & + \frac{1}{2} B_2 \left( u_{xy}^{(i)} \sin^2 \vartheta_i \sin 2\varphi_i + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ u_{xz}^{(i)} \sin 2\vartheta_i \cos \varphi_i + u_{yz}^{(i)} \sin 2\vartheta_i \sin \varphi_i \Big) + \\
 &+ \frac{1}{4} c_{11} \left( u_{xx}^{(i)2} + u_{yy}^{(i)2} + u_{zz}^{(i)2} \right) + \\
 &+ \frac{1}{2} c_{12} \left( u_{xx}^{(i)} u_{yy}^{(i)} + u_{zz}^{(i)} u_{yy}^{(i)} + u_{xx}^{(i)} u_{zz}^{(i)} \right) + \\
 &+ c_{44} \left( u_{xy}^{(i)2} + u_{xz}^{(i)2} + u_{yz}^{(i)2} \right) \Big\} + \\
 &+ \frac{1}{8} M^2 \left[ N_1 (\sin \vartheta_1 \cos \varphi_1 + \sin \vartheta_2 \cos \varphi_2)^2 + \right. \\
 &+ N_2 (\sin \vartheta_1 \sin \varphi_1 + \sin \vartheta_2 \sin \varphi_2)^2 + \\
 &+ N_3 (\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2)^2 \Big] + \\
 &+ \frac{\pi}{2} M^2 (\sin \vartheta_1 \sin \varphi_1 - \sin \vartheta_2 \sin \varphi_2)^2. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь  $K_1 > 0$  — константа одноосной анизотропии в плоскости пленки, наведенная, например, текстурой образца,  $K_4$  — первая константа кубической анизотропии,  $\mathbf{h}$  — переменное магнитное поле,  $B_i$  — постоянные магнитострикции,  $c_{ij}$  — модули упругости,  $u_{ij}$  — тензор деформаций,  $N_i$  — размагничивающие коэффициенты. Два последних слагаемых описывают энергию размагничивающих полей образца и доменных стенок [11].

Рассмотрим основное состояние, в котором в доменах полярные  $\vartheta_i$  и азимутальные  $\varphi_i$  углы намагниченности  $\mathbf{M}$  выражаются формулами (ось  $z$  перпендикулярна плоскости пленки, оси  $x$  и  $y$  находятся в плоскости пленки; ось  $y$  перпендикулярна плоскости доменных границ)

$$\vartheta_{10} = \vartheta_{20} = \vartheta_0, \quad \varphi_{10} = 0, \quad \varphi_{20} = \pi, \quad (2)$$

где угол  $\vartheta_0$  определяется из условия минимума энергии (1), которое выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
 MH = K_1 \cos \vartheta_0 - 2\tilde{K}_4 \cos \vartheta_0 \cos 2\vartheta_0 + \\
 + M^2 N_3 \cos \vartheta_0, \quad (3)
 \end{aligned}$$

где

$$\tilde{K}_4 = K_4 + \frac{B_1^2}{c_{11} - c_{12}} - \frac{B_2^2}{2c_{44}}.$$

В «точке начала переориентации» при  $H = 0$  угол  $\vartheta_0 = \pi/2$ , а в «точке завершения переориентации» —  $\vartheta_0 = 0$ . Значение магнитного поля, при котором завершается переориентация, имеет вид

$$H_{tr} = \frac{K_1}{M} - \frac{2\tilde{K}_4}{M} + MN_3. \quad (4)$$

Отсюда видно, что в отсутствие текстуры в плоскости пленки и при подавлении кубической анизотропии поле перехода определяется размагничивающим полем, т. е. анизотропией формы  $H_{tr} = N_3 M$ . В случае пленки, бесконечной в плоскости,  $N_3 = 4\pi$ .

Спектр спиновых колебаний рассматриваемой упрощенной доменной структуры определяется из системы уравнений Ландау–Лифшица

$$\dot{\vartheta}_i = -\frac{g}{M \sin \vartheta_i} \frac{\partial F}{\partial \vartheta_i}, \quad \dot{\varphi}_i = \frac{g}{M \sin \vartheta_i} \frac{\partial F}{\partial \varphi_i}, \quad (5)$$

где  $g$  — гиромагнитное отношение. Линеаризованная вблизи положения равновесия (2) система уравнений (5) принимает вид

$$\begin{aligned}
 \dot{\vartheta}_+ = -\frac{g}{M} \sin \vartheta_0 A \varphi_+, \quad \dot{\vartheta}_- = -\frac{g}{M} \sin \vartheta_0 B \varphi_-, \\
 \dot{\varphi}_+ = \frac{g}{M \sin \vartheta_0} C \vartheta_+, \quad \dot{\varphi}_- = \frac{g}{M \sin \vartheta_0} D \vartheta_-, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где

$$\vartheta_{\pm} = \frac{\vartheta_1 \pm \vartheta_2}{2}, \quad \varphi_{\pm} = \frac{\varphi_1 \pm \varphi_2}{2},$$

$$\begin{aligned}
 A = \tilde{K}_4 \sin^2 \vartheta_0 + \frac{B_2^2}{2c_{44}} + 2\pi M^2, \\
 B = \tilde{K}_4 \sin^2 \vartheta_0 + \frac{B_2^2}{2c_{44}} + \frac{1}{2} N_2 M^2 + 2\pi M^2 \sin^2 \vartheta_0, \\
 C = -\frac{1}{2} K_1 \cos 2\vartheta_0 + \tilde{K}_4 \cos 4\vartheta_0 + \frac{1}{2} MH \cos \vartheta_0 - \\
 - \frac{1}{2} N_3 M^2 \cos 2\vartheta_0 + \frac{B_2^2}{2c_{44}} \cos^2 2\vartheta_0 + \\
 + \frac{B_1^2}{2(c_{11} - c_{12})} \sin^2 2\vartheta_0 + 2\pi M^2 \sin^2 \vartheta_0, \quad (7) \\
 D = -\frac{1}{2} K_1 \cos 2\vartheta_0 + \tilde{K}_4 \cos 4\vartheta_0 + \\
 + \frac{1}{2} MH \cos \vartheta_0 - \frac{1}{2} N_3 M^2 \cos 2\vartheta_0 + \\
 + \frac{1}{2} N_1 M^2 \cos^2 \vartheta_0 + \frac{B_2^2}{2c_{44}} \cos^2 2\vartheta_0 + \\
 + \frac{B_1^2}{c_{11} - c_{12}} \sin^2 2\vartheta_0 + 2\pi M^2 \sin^2 \vartheta_0.
 \end{aligned}$$

Последние слагаемые в выражениях для  $B$ ,  $C$  и  $D$  обусловлены учетом взаимодействия между спиновыми и электромагнитными волнами (дипольного взаимодействия) [1, 2] (они появляются в результате совместного решения системы уравнений (5) и системы уравнений Максвелла).

Из (6) с учетом (7) легко получить спектр гармонических колебаний рассматриваемой упрощенной доменной структуры:

$$\omega_1 = \sqrt{AC}, \quad \omega_2 = \sqrt{BD}. \quad (8)$$

Частота  $\omega_1$  отвечает синфазным колебаниям намагниченностей в соседних доменах, а частота  $\omega_2$  — их антифазным колебаниям.

Отметим, что при выводе выражений для частот спиновых волн (8) не учитывалось их взаимодействие с релаксационными колебаниями намагниченности в доменах. Известно, что в отличие от РЗОФ [1, 2] в случае ферромагнетика учет релаксационных колебаний намагниченности приводит к несущественному вкладу в активацию частоты прецессионных колебаний по сравнению с вкладами от взаимодействия прецессионных колебаний с другими колебательными подсистемами (упругой и дипольной) [12].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Формулы (8) позволяют определить значения активаций спиновых волн в «точках начала и завершения переориентации». В «точке завершения переориентации» (4), соответствующей ОФП-2 из доменизированного неоднородного состояния с намагниченностью в доменах, направленной под углом к нормали к плоскости пленки, в однородное состояние с намагниченностью, перпендикулярной плоскости пленки, частоты (8) могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= gM \sqrt{\left(2\pi + \frac{B_2^2}{2M_0^2 c_{44}}\right) \frac{B_2^2}{2M_0^2 c_{44}}}, \\ \omega_2 &= gM \sqrt{\left(\frac{1}{2}N_2 + \frac{B_2^2}{2M_0^2 c_{44}}\right) \left(\frac{1}{2}N_1 + \frac{B_2^2}{2M_0^2 c_{44}} + 2\pi\right)}.\end{aligned}\quad (9)$$

В «точке начала переориентации»  $H = 0$ , соответствующей переходу из состояния с доменной структурой с намагниченностью в доменах, лежащей в плоскости пленки, в состояние с доменной структурой, в котором намагниченности в доменах направлены под углом к плоскости пленки, частоты (8) имеют вид

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \frac{g}{M} \sqrt{\left(\tilde{K}_4 + 2\pi M^2 + \frac{B_2^2}{2c_{44}}\right) \left(\frac{1}{2}K_1 + \tilde{K}_4 + \frac{1}{2}N_3 M^2 + \frac{B_2^2}{2c_{44}} + 2\pi M^2\right)}, \\ \omega_2 &= \frac{g}{M} \sqrt{\left(\tilde{K}_4 + \frac{1}{2}N_2 M^2 + \frac{B_2^2}{2c_{44}} + 2\pi M^2\right) \left(\frac{1}{2}K_1 + \tilde{K}_4 + \frac{B_2^2}{2c_{44}}\right)}.\end{aligned}\quad (10)$$

Для оценки активаций спиновых волн в «точках начала и конца переориентации» воспользуемся следующими значениями параметров пленки, характерными для феррит-гранатов:

$$g \approx 2 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{с} \cdot \text{Э}}, \quad M \approx 100 \text{ Э}, \quad c_{44} \approx 10^{11} \text{ эрг/см}^3,$$

$$B_2 \approx 10^7 \text{ эрг/см}^3, \quad \tilde{K}_4 \approx 5 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3.$$

Текстурой в плоскости пленки при оценках будем пренебрегать ( $K_1 \approx 0$ ). Размагничивающие коэффициенты пленки оценим по формуле для сплюснутого эллипсоида вращения [13]

$$N_1 \approx N_2 \approx 2 \cdot 10^{-4}, \quad N_3 \approx 1.$$

В «точке окончания переориентации» величины активации спиновых волн равны

$$\nu_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} \approx 180 \text{ МГц}, \quad \nu_2 = \frac{\omega_2}{2\pi} \approx 180 \text{ МГц}, \quad (11)$$

а в «точке начала переориентации» они принимают значения

$$\nu_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} \approx 3000 \text{ МГц}, \quad \nu_2 = \frac{\omega_2}{2\pi} \approx 580 \text{ МГц}. \quad (12)$$

Из (11), (12) следует, что в «точке окончания переориентации» с экспериментальным значением частоты спиновых волн ( $\nu_0 \approx 200$  МГц, рис. 2) хорошо согласуются величины активаций обеих ветвей колебаний намагниченностей в доменах  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , а в «точке начала переориентации» — величина активации антифазных колебаний намагниченностей в доменах  $\nu_2$ . Такое малое различие между активациями синфазных и антифазных колебаний намагниченностей в доменах в «точке окончания переориентации» объясняется малостью размагничивающих факторов в плоскости пленки.

Таким образом, экспериментально наблюдаемое поведение частот спиновых волн в феррит-гранатовой пленке может быть объяснено смягчением в «точках начала и окончания переориентации» активаций антифазных и синфазных колебаний намагниченностей в доменах.



Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Минобразования Российской Федерации № Е00-3.4-536.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Бучельников, Н. К. Даньшин, Л. Т. Цымбал, В. Г. Шавров, УФН **166**, 585 (1996).
2. В. Д. Бучельников, Н. К. Даньшин, Л. Т. Цымбал, В. Г. Шавров, УФН **169**, 1049 (1999).
3. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во Московского университета, Москва (1985).
4. А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, В. К. Раев и др., *Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник*, под ред. Н. Н. Евтихеева, Б. Н. Наумова, Радио и связь, Москва (1987).
5. Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд-во АН СССР, Москва (1963).
6. J. Maartense, J. Appl. Phys. **53**, 2469 (1982).
7. А. М. Балбашов, А. Г. Березин, Ю. М. Гуфан, Г. С. Колядко, П. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, ЖЭТФ **93**, 302 (1987).
8. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, УФН **140**, 429 (1983).
9. А. М. Балбашов, Ю. М. Гуфан, П. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, ЖЭТФ **94**, 305 (1988).
10. J. O. Artman, Phys. Rev. **105**, 62 (1957).
11. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
12. В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, Письма в ЖЭТФ **60**, 534 (1994).
13. *Физ. энц.*, Изд-во БРЭ, Москва (1994), т. 4, с. 242.