

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕНАСЫЩЕННЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ С ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
141120, Фрязино, Моск. обл., Россия*

Поступила в редакцию 24 июня 1996 г.

Экспериментально исследовано распространение поверхностных и объемных магнитостатических волн в ненасыщенных пленках железиттриевого граната для случая, когда длина волны намного превышает ширину доменов, а ширина доменов сравнима с толщиной пленки. Рассмотрены характеристики указанных волн при существовании в пленках симметричной линейной, несимметричной линейной и симметричной зигзагообразной полосовых доменных структур. Установлено, что эти характеристики не объясняются в рамках теорий, использующих усреднение намагниченности по всем доменам.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование распространения магнитостатических волн в ферритовых пленках с доменной структурой уже на протяжении многих лет вызывает интерес у ряда авторов, что обусловлено насыщенностью этих исследований различными физическими явлениями и эффектами. Большинство опубликованных ранее работ посвящено распространению магнитостатических волн в ферритовых пленках и пластинах с регулярной полосовой доменной структурой (некоторыми авторами называемой плоскопараллельной или пластинчатой) [1–11], но есть также работы, где сообщается о наблюдении магнитостатических волн в пленках с нерегулярной доменной структурой [12]. Теоретическое рассмотрение характеристик магнитостатических волн в пленках с полосовой доменной структурой чаще всего проводилось в предположении, что длина волны  $\lambda$  много больше ширины домена  $d$ , а толщина ферритового слоя  $s \gg d \gg \delta$  ( $\delta$  — толщина доменных границ, которые считались бесконечно тонкими 180-градусными стенками) [1, 3–6]; случай  $\lambda \ll d$  исследован в [2], а случай  $\lambda \simeq d$  — в [8]. При этом среда описывалась усредненными по всем доменам тензорами магнитной восприимчивости  $\chi$  и проницаемости  $\hat{\mu}$  [3, 7] или среда рассматривалась как «макроскопический антиферромагнетик», в котором роль антипараллельных спинов играют соседние домены [1]. Обе эти модели позволили использовать для получения дисперсионных соотношений обычные методы электродинамики. В зависимости от дополнительных предположений, использованных авторами, таких как отсутствие внешнего магнитного поля [1, 4, 8], отсутствие у феррита полей анизотропии [3] или наличие у него легкой оси [4, 8] либо кубической симметрии с константой анизотропии  $K_1 < 0$  [5–7], вычисленные тензоры  $\hat{\chi}$  и  $\hat{\mu}$  имели как диагональный [3, 4], так и недиагональный [1, 2, 5–7] вид, а полученные дисперсионные соотношения описывали различные типы поверхностных и объемных волн. Однако теоретические модели, полученные в этих работах, применимы лишь для описания довольно ограниченного или специфического круга реально существующих ситуаций.

Кроме того, во многих реализуемых в экспериментах случаях соотношение между шириной доменов и толщиной пленки не удовлетворяет предположению  $s \gg d$ , что делает необходимым учет размагничивающих полей статических эффективных магнитных поверхностных зарядов, создаваемых доменными стенками, и не позволяет проводить расчеты на основе теоретических моделей [1, 3–6].

Кроме волновых процессов, связанных с магнитостатическими волнами, в ненасыщенных ферритовых пленках могут возникать высокочастотные колебания доменных стенок, резонансные частоты которых оценены в [11], и спин-волновые возбуждения, например волны либо моды, локализованные на доменных границах [13, 14]. Возможны также коллективные колебания доменных структур как ансамбля в целом, динамические свойства которых описаны в [15].

Ниже описываются результаты экспериментального исследования характеристик магнитостатических волн с волновыми числами  $0 < k < 1000 \text{ см}^{-1}$  для случая  $\lambda \gg d$  и  $s \simeq d$ , полученные для касательно намагниченных, выращенных в плоскости (111) пленок железиттриевого граната, — одного из самых распространенных материалов в исследованиях по физике магнетизма. До сих пор подобные исследования не проводились, лишь о некоторых предварительных результатах в этом направлении сообщалось в [10] и [16].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Эксперименты проводились на установке, позволяющей одновременно выполнять как СВЧ, так и оптические измерения. Исследуемые ферритовые пленки намагничивались касательным однородным магнитным полем  $H_0$  величиной от  $\simeq 0$  до 100 Э. Возбуждение и прием магнитостатических волн производились с помощью подвижных антенн, имевших преобразователи из позолоченной вольфрамовой проволоки длиной 3.5 мм и толщиной 12 мкм. Механическая система позволяла перемещать антенны в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости пленки и поворачивать их вокруг оси, перпендикулярной поверхности пленки. Перемещение приемной антенны вдоль прямой, соединяющей центры преобразователей, использовалось для определения волновых чисел путем измерения фазового набега по фазово-частотной характеристике на фиксированной частоте (метод подвижного зонда). Ориентация кристаллографических осей пленок относительно направления  $H_0$  могла изменяться путем поворота пленки вокруг оси, перпендикулярной ее плоскости. Доменная структура наблюдалась с помощью измерительного микроскопа по эффекту Фарадея при падении на пленку луча света, перпендикулярного ее поверхности.

Для исследований были отобраны пленки железиттриевого граната, выращенные в плоскости (111) и обладающие в ненасыщенном состоянии хорошо различимой в микроскоп доменной структурой, что, по-видимому, явилось следствием наличия у пленок магнитной одноосной анизотропии типа «легкая ось», перпендикулярной поверхности пленки, из-за чего локальная намагниченность доменов обладала большей составляющей вдоль этой оси в достаточно широком диапазоне полей. Параметры трех пленок, исследованных наиболее подробно, приведены в таблице, где использованы следующие обозначения:  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения,  $\Delta H$  — полуширина линии резонанса,  $s$  — толщина пленки,  $H_c$  — поле кубической анизотропии,  $\theta$  — угол отклонения оси одноосной анизотропии от нормали к плоскости пленки,  $\varphi_a$  — угол между проек-

цией оси одноосной анизотропии на плоскость пленки и осью  $[1\bar{1}0]$  (параметры  $H_{s-z}$ ,  $H_{z-n}$ ,  $H_{sat}$ ,  $H_{s-n}^{\perp}$ ,  $H_{sat}^{\perp}$  будут определены далее). Параметры  $s$ ,  $H_c$ ,  $\theta$ ,  $\varphi_a$  измерены методом, изложенным в [17]. При определении величин одноосной анизотропии  $H_a$  и  $4\pi M_0$  оказалось, что указанный метод дает большие погрешности и приведенные значения  $4\pi M_0$  определены по СВЧ-измерениям намагниченных до насыщения пленок.

Обозначение параметра	Величина			Погрешн.
	№ 1	№ 2	№ 3	
$4\pi M_0$ , Гс	1781	1787	1890	$\pm 20$
$2\Delta H$ , Э	0.6	0.75	0.5	
$s$ , мкм	7.9	11.5	8.9	$\pm 0.1$
$H_c$ , Э	-84	-83	-76	$\pm 4$
$\theta^\circ$	1.5	3.8	4.9	$\pm 1$
$\varphi_a^\circ$	-92.5	-107.6	-17.0	$\pm 2.5$
$H_{s-z}$ , Э	28	7	4	$\pm 0.5$
$H_{z-n}$ , Э	35	13.5	6.5	$\pm 0.5$
$H_{sat}$ , Э	62	35.5	24	$\pm 1$
$H_s^{\perp}$ , Э	39.3	14	7	$\pm 0.5$
$H_{sat}^{\perp}$ , Э	69.5	55.5	29	$\pm 1$

Пленки имели размеры не менее  $30 \times 30$  мм<sup>2</sup>, что исключало влияние краевых эффектов.

Во избежание возникновения нелинейных явлений (трехмагنونный распад и четырехмагنونное рассеяние), пороговый уровень которых в ненасыщенных пленках железиттриевого граната, как правило, выше, чем в насыщенных [18] (в последних этот уровень в лучшем случае  $\approx 5-15$  мкВт), мощность непрерывного синусоидального СВЧ-сигнала, поступающая на входной преобразователь, не превышала 1 мкВт во всем диапазоне частот.

### 3. ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ ПЛЕНОК

Возникновение того или иного типа доменной структуры в пленках зависит от величины приложенного магнитного поля  $H_0$  и от предшествующего доменного состояния пленки, т.е. от типа доменной структуры, существовавшей в пленке до этого, и ориентации ее доменных границ относительно прилагаемого поля  $H_0$ . Для устранения влияния на возникающую в пленке доменную структуру ее предшествующего доменного состояния перед проведением исследований пленку намагничивали до насыщения вдоль какого-либо кристаллографического направления, после чего величину поля уже не устанавливали ниже 3-5 Э (во избежание возникновения случайных доменных структур). Это позволяло создавать в пленках лишь регулярные типы доменных структур и воспроизводить в процессе исследований каждую возникающую структуру необходимое количество раз. Исследовались пленки, в которых возникала единая регулярная доменная структура по всей площади образца, что позволило исключить из рассмотрения эффекты, связанные с возникновением блочной доменной структуры [12]. Распространение магнитостатических волн именно в таких воспроизводимых доменных структурах и будет рассмотрено в настоящей работе.



Рис. 1. Виды полосовых доменных структур в пленках железоиттриевого граната

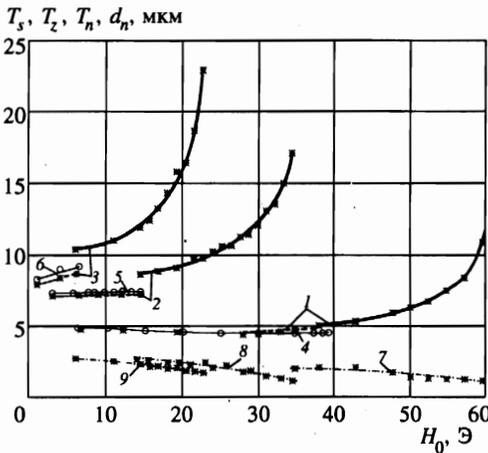


Рис. 2. Зависимости периодов  $T_s$  линейной полосовой симметричной доменной структуры (сплошные кривые),  $T_z$  зигзагообразной полосовой симметричной структуры (штриховые кривые),  $T_n$  линейной полосовой несимметричной доменной структуры (жирные кривые) и зависимости ширины узких доменов  $d_n$  несимметричной полосовой структуры (штрихпунктир) от величины  $H_0$  для пленок № 1–№ 3 (\* — поле  $H_0$  приложено вдоль оси  $(1\bar{1}0)$  пленки, о — поле  $H_0$  приложено перпендикулярно оси  $(1\bar{1}0)$  пленки). Кривые 1, 4, 7 получены для пленки № 1; 2, 5, 8 — для № 2; 3, 6, 9 — для № 3

При намагничивании пленок железоиттриевого граната вдоль оси  $[1\bar{1}0]$  однородным магнитным полем  $H_0$  в них возникала регулярная доменная структура, характер и параметры которой в зависимости от величины поля изменялись следующим образом (см. рис. 1, 2):

1) при  $0 < H_0 < H_{s-z}$  в пленках существовала линейная полосовая симметричная структура, соседние домены имели одинаковую ширину и были ориентированы вдоль направления поля;

2) при  $H_{s-z} < H_0 < H_{z-n}$  в пленках существовала зигзагообразная полосовая симметричная структура; соседние домены имели одинаковую ширину и были ориентированы под углами  $\pm 30^\circ$  к направлению поля, т.е. вдоль направлений, задаваемых проекциями осей типа  $[111]$  на плоскость пленки; при этом протяженность прямого участка доменов (от точки, где ориентация участков доменов к вектору  $H_0$  меняется от  $-30^\circ$  до  $+30^\circ$ , до точки, где она меняется от  $+30^\circ$  до  $-30^\circ$ ) превышала ширину доменов в 10–20 раз;

3) при  $H_{z-n} < H_0 < H_{sat}$  в пленках существовала линейная полосовая несимметричная структура, соседние домены которой имели существенно различную ширину и были ориентированы вдоль направления поля;

4) при  $H_0 > H_{sat}$  доменная структура в пленках отсутствовала, пленки находились в состоянии насыщения.

Величины полей перехода  $H_{s-z}$ ,  $H_{z-n}$  и  $H_{sat}$  из одного состояния магнитного упорядочения к другому для пленок железоиттриевого граната № 1–№ 3 приведены в таблице выше, а о периодах симметричной  $T_s$ , зигзагообразной  $T_z$  и несимметричной  $T_n$  доменных структур, а также ширине доменов  $d_n$  несимметричной доменной структуры в этих пленках можно судить из рис. 2, где приведены зависимости  $T_s(H_0)$ ,  $T_z(H_0)$ ,  $T_n(H_0)$  и  $d_n(H_0)$ . Отметим, что контрастность наблюдаемой в микроскоп несимметричной доменной структуры в интервале  $H_{z-n} < H_0 < H_{sat}$  (особенно вблизи значения  $H_{sat}$ ) заметно понижалась с увеличением поля, что свидетельствовало о росте составляющей намагниченности доменов, параллельной полю.

При намагничивании пленок перпендикулярно оси  $[1\bar{1}0]$  однородным магнитным полем  $H_0$  характер и параметры доменной структуры в зависимости от величины поля изменялись следующим образом (см. рис. 1, 2):

1) при  $\approx 0 < H_0 < H_s^\perp$  в пленках существовала линейная полосовая симметричная структура, соседние домены имели одинаковую ширину и были ориентированы вдоль направления поля;

2) при  $H_s^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$  доменная структура в пленках не наблюдалась, хотя пленки не находились в состоянии насыщения во всем интервале полей;

3) при  $H_0 > H_{sat}^\perp$  доменная структура в пленках отсутствовала, пленки находились в состоянии насыщения.

Характеризуя магнитное состояние пленок в указанных выше интервалах полей, необходимо отметить, что при  $\approx 0 < H_0 < H_s^\perp$  период регулярной полосовой симметричной доменной структуры  $T_s^\perp$  мало отличался от величины  $T_s$  для случая ориентации оси  $[1\bar{1}0]$  параллельно  $H_0$  (см. рис. 2); при этом величина  $H_s^\perp$  всегда была чуть больше величины  $H_{z-n}$  для той же пленки. С увеличением  $H_0$  контрастность наблюдаемой в микроскоп симметричной доменной структуры постепенно понижалась и при  $H_0 \geq H_s^\perp$  доменная структура становилась не видна.

Отметим, что определить с помощью эффекта Фарадея величину поля  $H_{sat}^\perp$ , при которой пленки достигали насыщающего намагничивания, оказалось невозможным; о ней можно было судить лишь косвенно по измеренным эквивалентным кривым магнитостатических волн, что будет описано ниже.

#### 4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Ниже описываются параметры и характеристики магнитостатических волн в пленке железоиттриевого граната № 1 для случая, когда волны распространяются перпендикулярно  $H_0$  (преобразователи ориентированы параллельно полю  $H_0$ ). При этом в насыщенном состоянии в пленке возбуждаются поверхностные магнитостатические волны. Особенности и отличия, имевшие место при распространении магнитостатических волн в других пленках, будут отмечаться по ходу изложения.

Рассмотрим вначале распространение магнитостатических волн для случая, когда пленки намагничивались полем  $H_0$  вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ .

В интервале полей  $H_0 < H_{s-z}$  при линейной полосовой симметричной доменной структуре в пленке № 1 ( $H_{s-z} = 28$  Э) наблюдались три области возбуждения магнитостатических волн:  $S_{s1}$ ,  $S_{s2}$  и  $S_{s3}$ , лежащие в диапазоне частот 150–500 МГц. Эти области, а также зависимости низкочастотных границ  $f_{s1}$ ,  $f_{s2}$ ,  $f_{s3}$  спектров магнито-

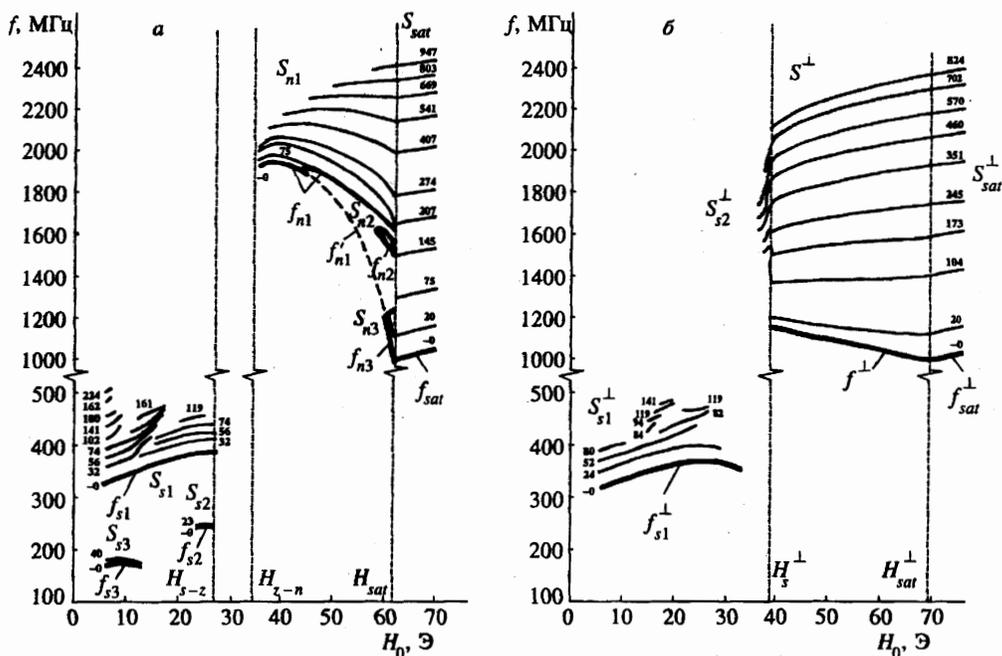


Рис. 3. Области существования поверхностных магнитостатических волн и их эквицветные кривые для пленки № 1 (значения  $k$  в  $\text{см}^{-1}$  подписаны около каждой эквицветной кривой; внутри области  $S_{n2}$  показана эквицветная кривая для  $k = 182 \text{ см}^{-1}$ ): а) поле  $H_0$  приложено вдоль оси  $(1\bar{1}0)$  пленки; б) поле  $H_0$  приложено перпендикулярно оси  $(1\bar{1}0)$  пленки. Частотные границы областей существования волн даны жирными линиями

статических волн для каждой области от поля  $H_0$  показаны на рис. 3а. Высоочастотные границы областей существования магнитостатических волн, как правило, можно было определить лишь очень приблизительно, так как их положение во многом определялось соотношением между амплитудами сигнала и электромагнитной наводки (на рисунках эти границы не приводятся). Зависимости  $f_{s1}(H_0)$ ,  $f_{s2}(H_0)$  и  $f_{s3}(H_0)$  были измерены по фазово-частотным характеристикам путем слежения за изменением с частотой постоянного значения фазы, соответствующего волновым числам  $k \approx 0$ . Аналогичным образом, изменяя поле и сохраняя фиксированным расстояние между преобразователями, можно следить по фазово-частотным характеристикам за изменением с частотой любого другого постоянного значения фазы, соответствующего другому постоянному значению  $k$ . Полученные таким образом зависимости  $f_k(H_0)$  (в дальнейшем будем называть их «эквицветными») для областей  $S_{s1}$ ,  $S_{s2}$  и  $S_{s3}$  пленки № 1 приведены на рис. 3а, при этом значения  $k$ , измеренные путем перемещения приемного преобразователя, подписаны около соответствующих кривых (в целях сохранения наглядности рисунка около некоторых кривых значения  $k$  не подписаны).

Минимальное ослабление  $L_{s1}^{min}$  коэффициента передачи для области  $S_{s1}$  при  $H_0 = 6 \text{ Э}$  составляло  $-36 \text{ дБ}$ , в то время как уровень электромагнитной наводки  $L_{ew}$  имел величину  $\approx -55 \text{ дБ}$ . С увеличением  $H_0$  до  $18 \text{ Э}$ ,  $L_{s1}^{min}$  увеличивалось до  $-29 \text{ дБ}$ , а затем, при дальнейшем увеличении поля до  $H_{s-z}$ , понижалось до  $-40 \text{ дБ}$ . В области  $S_{s2}$ , наблюдавшейся при  $24.3 \text{ Э} < H_0 < 26.4 \text{ Э}$ , минимальное ослабление амплитуд-

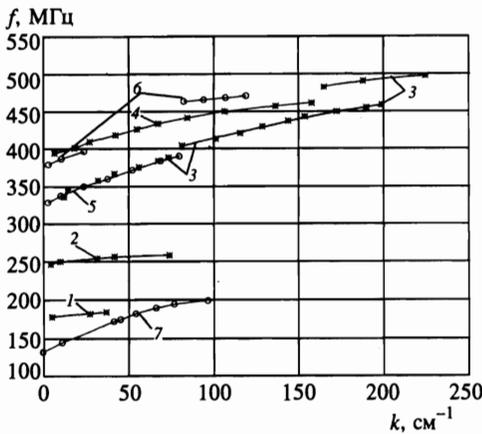


Рис. 4. Дисперсионные зависимости  $f(k)$  поверхностных (кривые 1-6) и объемных (кривая 7) магнитостатических волн при линейной полосовой симметричной доменной структуре в пленке № 1 (\* — поле  $H_0$  приложено вдоль оси  $(1\bar{1}0)$  пленки, о — поле  $H_0$  приложено перпендикулярно оси  $(1\bar{1}0)$  пленки): 1 — для области  $S_{s3}$  при  $H_0 = 6$  Э; 2 — для области  $S_{s2}$  при  $H_0 = 26.5$  Э; 3 и 4 — для области  $S_{s1}$  при  $H_0 = 6$  Э и  $H_0 = 26.5$  Э; 5 и 6 — для области  $S_{s1}^\perp$  при  $H_0 = 11$  Э и  $H_0 = 27.5$  Э; 7 — для области  $V_{s2}^\perp$  при  $H_0 = 39.3$  Э

но-частотной характеристики было на уровне  $-46$  дБ, а в области  $S_{s3}$  при изменении поля от 6 Э до 13.4 Э оно изменялось от  $-41$  дБ до уровня  $L_{ew}$ .

Дисперсионные зависимости магнитостатических волн для областей  $S_{s1}$ ,  $S_{s2}$  и  $S_{s3}$  приведены на рис. 4 (кривые 1-4). Из рис. 3а видно, что дисперсионная кривая для области  $S_{s1}$  будет иметь разрывы при величинах полей  $H_0 < 17.5$  Э (кривая 3, рис. 4) и не будет иметь разрывов при  $17.5$  Э  $< H_0 < 28$  Э (кривая 4, рис. 4). Наблюдаемые зависимости по своему виду соответствуют дисперсионным кривым поверхностных магнитостатических волн. Поверхностный характер возбуждавшихся волн подтверждается также существенным различием в величине затухания волны при изменении направления ее распространения на противоположное. (Благодаря невзаимности поверхностной магнитостатической волны, в случае, когда максимум амплитуды волны локализован на границе феррит — подложка, потери заметно возрастают.)

Анализ амплитудно- и фазово-частотных характеристик возбуждений, наблюдаемых в областях  $S_{s1}$ ,  $S_{s2}$  и  $S_{s3}$ , не оставляет сомнений в том, что мы наблюдаем бегущие волны. Природа магнитостатических волн в этих областях может быть связана с коллективными колебаниями доменных границ, что отмечалось ранее в [6, 7, 10]. В соответствии с теоретическими расчетами [11] доменные границы имеют резонансные частоты в диапазоне  $\approx 50-150$  МГц.

Отметим, что в некоторых пленках железоиттриевого граната в интервале полей  $H_0 < H_{s-z}$  эффективность возбуждения магнитостатических волн была хуже, чем в пленке № 1: например, в пленке № 2 наблюдались волны лишь с малыми волновыми числами до  $\approx 15$  см<sup>-1</sup> в полосе 245-260 МГц.

При существовании в пленке № 1 зигзагообразной доменной структуры в интервале полей  $H_{s-z} < H_0 < H_{z-n}$  ( $28$  Э  $< H_0 < 35$  Э) магнитостатические волны не наблюдались, что было характерно и для остальных исследованных пленок.

При существовании в пленке № 1 линейной полосовой несимметричной доменной структуры в интервале полей  $H_{z-n} < H_0 < H_{sat}$  ( $35$  Э  $< H_0 < 62$  Э) в пленке возбуждались также поверхностные магнитостатические волны, амплитудно-частотные характеристики коэффициента передачи которых для различных полей подмагничивания приведены на рис. 5. При полях близких к  $H_{z-n}$  поверхностные магнитостатические волны с низкочастотной границей спектра  $f_{n1}$  лишь незначительно превышают средний

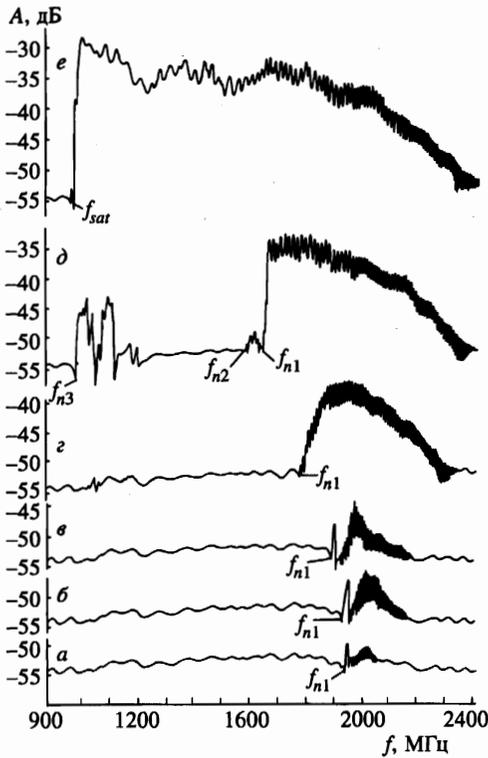


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика коэффициента передачи СВЧ-макета при расстоянии между преобразователями 15 мм для различных значений приложенного поля  $H_0$ : а — 35.7; б — 40.5; в — 45.2; г — 54.9; д — 61.0; е — 62.2 Э

уровень электромагнитной наводки  $L_{ew}$  (рис. 5а). С увеличением  $H_0$  полоса частот и эффективность возбуждения поверхностных магнитостатических волн постепенно увеличивались (рис. 5а–г), причем между начальным участком и остальной частью спектра постепенно возникала узкая зона, в которой поверхностные магнитостатические волны не возбуждались (рис. 5г), а начиная с полей  $H_0 \approx 46$  Э начальный участок спектра перестал наблюдаться. При  $59 \text{ Э} < H_0 < 62 \text{ Э}$  появляются еще две области существования поверхностных магнитостатических волн: в интервале частот 1550–1620 МГц с начальной частотой  $f_{n2}$  и в интервале 1000–1200 МГц с начальной частотой  $f_{n3}$  (рис. 5д). Таким образом, при  $H_{z-n} < H_0 < H_{sat}$  наблюдались три области существования поверхностных магнитостатических волн:  $S_{n1}$ ,  $S_{n2}$  и  $S_{n3}$ . Эквивалентные кривые для этих областей приведены на рис. 3а. При  $H_0 \geq H_{sat} = 62 \text{ Э}$  пленка намагничивалась до насыщения и на месте областей  $S_{n1}$ ,  $S_{n2}$  и  $S_{n3}$  возникал характерный для насыщенной пленки спектр поверхностных магнитостатических волн (рис. 5е; рис. 3а, область  $S_{sat}$ ), занимающий частотный диапазон 990–2400 МГц в соответствии с теорией [19]. Отметим, что эквивалентные кривые областей  $S_{n1}$  и  $S_{n3}$  (см. рис. 3а), несмотря на имеющийся в точке  $H_0 = H_{sat}$  излом, органично смыкаются с эквивалентными кривыми для области  $S_{sat}$ , тогда как эквивалентные кривые для области  $S_{n2}$  не стыкуются в точке  $H_0 = H_{sat}$  с аналогичными для области  $S_{sat}$ . Таким образом, магнитостатические волны, наблюдающиеся в областях  $S_{n1}$  и  $S_{n3}$ , органично переходят в волны, характерные для насыщенной пленки, а магнитостатические волны, наблюдающиеся в области  $S_{n2}$ , просто перестают возбуждаться при  $H_0 \geq H_{sat}$ .

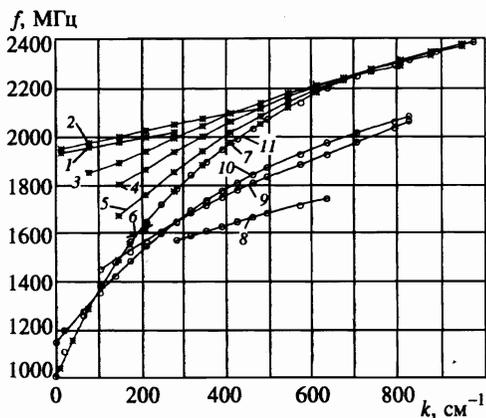


Рис. 6. Дисперсионные зависимости  $f(k)$  поверхностных магнитостатических волн в пленке № 1 для областей  $S_{n1}$  (кривые 1–5),  $S_{n2}$  (кривая 6),  $S_{sat}$  (кривая 7, \*)  $S_{a2}^{\perp}$  (кривые 8, 9),  $S^{\perp}$  (кривая 10) и  $S_{sat}^{\perp}$  (кривая 11, о) при следующих значениях магнитного поля  $H_0$  (\* — поле  $H_0$  приложено вдоль оси  $(1\bar{1}0)$  пленки, о — поле  $H_0$  приложено перпендикулярно оси  $(1\bar{1}0)$  пленки): 1 — 35.7; 2 — 38; 3 — 50.1; 4 — 54.9; 5 — 59.7; 6 — 59.7; 7 (\*) — 62.2; 7 — (о) — 69.5; 8 — 36.9; 9 — 39.1; 10 — 39.5 Э

На рис. 6 показаны дисперсионные зависимости  $f(k)$  для области  $S_{n1}$  (кривые 1–5), области  $S_{n2}$  (кривая 6) и области  $S_{sat}$  (кривая 7). Крутизна дисперсионных кривых для области  $S_{n1}$  с увеличением  $H_0$  возрастает, что является, по-видимому, следствием увеличения параллельной полю проекции средней намагниченности пленки. В отличие от дисперсионных зависимостей  $f(k)$ , характерных для насыщенной пленки, зависимости  $f(k)$  для пленки с несимметричной доменной структурой в области  $S_{n1}$  при полях  $45 \text{ Э} < H_0 < 62 \text{ Э}$  (кривые 3–5 на рис. 6) и в области  $S_{n2}$  (кривая 6 на рис. 6) начинаются не с  $k \approx 0$ , а с некоторых значений  $k_{n1}$  и  $k_{n2}$ , зависящих от величины  $H_0$ . Иначе говоря, низкочастотные границы спектра поверхностных магнитостатических волн для областей  $S_{n1}$  и  $S_{n2}$  (кривые  $f_{n1}$  и  $f_{n2}$  на рис. 3а) соответствуют волнам с  $k \neq 0$  (кривая  $f_{n1}$  совпадает с эквифазной кривой для  $k \approx 0$  лишь при  $35 \text{ Э} < H_0 < 45 \text{ Э}$ ). Аппроксимируя зависимости  $f(k)$  для области  $S_{n1}$  (кривые 3–5 на рис. 6) до пересечения с осью ординат  $f$ , получим значения частот спектра поверхностных магнитостатических волн  $f'_{n13}, f'_{n14}, f'_{n15}, \dots$ , которые соответствовали бы волнам с  $k \approx 0$ . Штриховая кривая  $f'_{n1}$  на рис. 3а построена по этим значениям частот. Кривые  $f'_{n1}$  и  $f_{n1}$  ограничивают область, которая соответствует не наблюдаемым экспериментально волнам с  $k < k_{n1}$ . Величина  $k_{n1}$  в интервале полей  $\approx 45\text{--}60 \text{ Э}$  изменялась в пределах  $\approx 50\text{--}150 \text{ см}^{-1}$ .

В других исследованных пленках железиттриевого граната описанный выше характер распространения поверхностных магнитостатических волн в целом сохранялся, однако имели место и отличия. Во многих пленках волны в основной области (типа  $S_{n1}$ ) наблюдались не сразу же при  $H_0 > H_{z-n}$ , а с возникновением в пленке несимметричной доменной структуры: так в пленке № 2 магнитостатические волны появлялись лишь при  $H_0 > \approx 19 \text{ Э}$ , а в пленке № 3 — при  $H_0 > \approx 14 \text{ Э}$ . В таких пленках эквифазные кривые для области типа  $S_{n1}$  выглядели так же, как эквифазные кривые для пленки № 2, но без начального участка кривых, который заключен между прямыми  $H_0 = H_{z-n}$  и  $H_0 = 45 \text{ Э}$  (т. е. в этих пленках в областях типа  $S_{n1}$  волны с малыми  $k < k_{n1}$  не возбуждались). В некоторых пленках левее основной области существования поверхностных магнитостатических волн иногда наблюдалась не одна область существования типа  $S_{n2}$  (исчезающая при насыщении пленки), а две или три таких области, расположенные рядом, но разделенные частотными интервалами, в которых волны отсутствовали. Интервал полей, в которых наблюдались эти области, для других пленок, как правило, был шире, чем в описываемой пленке (для № 2 такие области наблюдались при

24 Э <  $H_0$  < 35.5 Э, а для № 3 — при 14.5 Э <  $H_0$  < 24 Э), минимальные значения  $k$  (типа  $k_{n2}$ ), с которых начинались дисперсионные кривые этих областей, всегда зависели от  $H_0$  и варьировались в пределах 40–200 см<sup>-1</sup> для разных пленок, а ширина интервала волновых чисел для этих дисперсионных кривых могла достигать 150 см<sup>-1</sup> (например, для № 3). Точно так же интервал полей, в которых в области типа  $S_{n3}$  наблюдались магнитостатические волны, для некоторых других пленок был шире, чем в пленке № 1. Так, в пленке № 3 волны в области типа  $S_{n3}$  наблюдались при 18 Э <  $H_0$  < 24 Э, причем при  $H_0 = 18$  Э наблюдались волны с  $101 \text{ см}^{-1} < k < 208 \text{ см}^{-1}$ , при  $H_0 = 20.5$  Э — волны с  $65 \text{ см}^{-1} < k < 179 \text{ см}^{-1}$ , а при  $H_0 = 23.5$  Э — волны с  $k < 120 \text{ см}^{-1}$ .

Рассмотрим теперь распространение магнитостатических волн для случая, когда пленки намагничивались полем  $H_0$  перпендикулярно оси [110].

В полях  $H_0 < H_s^\perp$  при линейной полосовой симметричной доменной структуре в пленке № 1 ( $H_s^\perp = 39.3$  Э) наблюдались две области возбуждения поверхностных магнитостатических волн:  $S_{s1}^\perp$  и  $S_{s2}^\perp$ , лежащие в диапазонах частот соответственно 300–500 МГц и 1500–2100 МГц. Эти области, низкочастотная граница  $f_{s1}^\perp$  для области  $S_{s1}^\perp$  и эквивалентные кривые спектров магнитостатических волн в обеих областях показаны на рис. 3б, а дисперсионные зависимости  $f(k)$  — на рис. 4 (для области  $S_{s1}^\perp$ ) и 6 (для области  $S_{s2}^\perp$ ). Как видно из рисунков, зависимость  $f(k)$  для области  $S_{s1}^\perp$  в интервалах полей 5–15 Э и 28–35 Э не имеет разрывов (рис. 4, кривая 5), а в интервале полей 15 Э <  $H_0$  < 28 Э имеет их (рис. 4, кривая 6). Поверхностные магнитостатические волны перестают возбуждаться в области  $S_{s1}^\perp$  при  $H_0 \simeq 35$  Э. В интервале полей 35 Э <  $H_0$  < 36.9 Э магнитостатические волны в пленке не возбуждаются ни в каком частотном диапазоне, а при  $H_0 = 36.9$  Э они появляются в области  $S_{s2}^\perp$  в диапазоне частот 1570–1750 МГц. Этот новый частотный диапазон существования поверхностных магнитостатических волн довольно быстро расширяется и при  $H_0 = H_s^\perp = 39.3$  Э имеет ширину 1130–2120 МГц. Одновременно с этим значительно уменьшается затухание при распространении этих волн: так, на частоте  $f = 1650$  МГц при  $H_0 = 36.9$  Э потери составили –52 дБ, а при  $H_0 = 39.3$  Э — уже –33 дБ. Из дисперсионных зависимостей  $f(k)$  для области  $S_{s2}^\perp$  (кривые 8, 9 на рис. 6) видно, что магнитостатические волны с волновыми числами  $k$ , меньшими некоторого значения  $k_{s2}^\perp$ , не возбуждаются, причем с приближением поля к значению  $H_s^\perp$  величина  $k_{s2}^\perp$  стремится к нулю (см. также эквивалентные кривые на рис. 3б).

В интервале полей  $H_s^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$  в пленке № 1 ( $39.3 < H_0 < 69.5$  Э) возбуждается спектр поверхностных магнитостатических волн в области  $S^\perp$  с низкочастотной границей  $f^\perp$  (см. рис. 3б), которой всегда соответствуют волны с  $k \simeq 0$ . Эквивалентные кривые магнитостатических волн для этой области при  $H_0 = H_s^\perp$  плавно (без разрывов и изломов) смыкаются с эквивалентными кривыми волн в области  $S_{s2}^\perp$ , а при  $H_0 = H_{sat}^\perp$  так же плавно смыкаются с эквивалентными кривыми для области  $S_{sat}^\perp$  (см. рис. 3б), которой соответствуют обычные поверхностные магнитостатические волны, возбуждающиеся в намагниченной до насыщения пленке в соответствии с теорией [19]. Величина поля  $H_{sat}^\perp$  была определена с помощью эквивалентных кривых поверхностных магнитостатических волн по моменту изменения знака производной на эквивалентной кривой для  $k \simeq 0$  (кривая  $f^\perp$  на рис. 3б), при этом величину  $H_{sat}^\perp$  оказалось возможным определить лишь с точностью  $\pm 1$  Э, так как упомянутое изменение знака производной происходит очень плавно. Дисперсионные зависимости  $f(k)$  для области  $S^\perp$  и  $S_{sat}^\perp$  (для  $H_0 = H_{sat}^\perp$ ) приведены на рис. 6 (кривые 10 и 11). В соответствии с изменением характера дисперсии в области  $S^\perp$ , как и в области  $S_{s2}^\perp$ , с увеличением  $H_0$  затухание магнитостатической

волны продолжает уменьшаться: так, на частоте  $f = 1650$  МГц при  $H_0 = 39.3$  Э общие потери на преобразование и распространение магнитостатических волн составили  $-33$  дБ, а при  $H_0 = 69.5$  Э —  $-26$  дБ.

В других исследованных пленках железоиттриевого граната описанный выше характер распространения поверхностных магнитостатических волн в целом сохранялся, однако имели место и различия. Так, в некоторых пленках при симметричной доменной стенке ( $H_0 < H_s^\perp$ ) эффективность возбуждения волн в низкочастотной области типа  $S_{s1}^\perp$  была значительно хуже: например, в пленке № 2 магнитостатические волны с  $k < 15$  см $^{-1}$  наблюдались в полосе 235–255 МГц и имели общие потери  $\simeq -53$  дБ. В высокочастотной области типа  $S_{s2}^\perp$  в большинстве исследованных пленок (например, в пленке № 2) магнитостатические волны вообще не возбуждались. При  $H_s^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$  во всех исследованных пленках железоиттриевого граната характер возбуждения магнитостатических волн в области типа  $S^\perp$  был подобен описанному выше для пленки № 1. Однако отметим, что эквивалентные кривые для тех пленок, в которых волны в области типа  $S_{s2}^\perp$  не наблюдались, не имели точек перегиба (как на рис. 3б) в окрестности поля  $H_0 \simeq H_s^\perp$ .

## 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Опишем теперь параметры и характеристики магнитостатических волн в пленке железоиттриевого граната № 1 для случая, когда волны распространяются вдоль направления  $H_0$  (преобразователи ориентированы перпендикулярно полю  $H_0$ ). При этом в насыщенном состоянии в пленке возбуждается обратная объемная магнитостатическая волна. Сразу же отметим, что из всех исследованных пленок магнитостатические волны в такой геометрии возбуждались достаточно эффективно лишь в пленке № 1. Еще в двух пленках волны были едва заметны над уровнем электромагнитной наводки ( $-55$  дБ), что не давало возможности проводить измерения, в остальных пленках магнитостатические волны просто не возбуждались.

Рассмотрим вначале распространение магнитостатических волн для случая, когда пленки намагничивались полем  $H_0$  вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ .

В интервале полей  $H_0 < H_{s-z}$  при линейной полосовой симметричной доменной структуре в пленке № 1 наблюдались магнитостатические волны в диапазоне частот 1300–2500 МГц. Область существования этих волн  $V_s$ , ее низкочастотная граница  $f_s$  и эквивалентные кривые показаны на рис. 7а, а дисперсионные зависимости  $f(k)$  — на рис. 8 (кривые 1, 2). Характер дисперсионных кривых свидетельствует о возбуждении прямых объемных магнитостатических волн, что подтверждалось также тем, что при изменении направления распространения волны на противоположное затухание не менялось. Возбуждение прямых объемных магнитостатических волн при симметричной доменной структуре в пленке, по-видимому, обусловлено достаточно большой проекцией вектора намагниченности в доменах обоих знаков на нормаль к плоскости пленки. Как видно из рис. 8, дисперсионная зависимость при  $H_0 = 6.3$  Э (кривая 1) разорвана, при этом спектр возбуждающихся волн выглядит таким образом, что частотные полосы достаточно эффективного возбуждения волн чередуются с полосами, в которых волны не возбуждаются. С увеличением поля  $H_0$  магнитостатические волны с малыми  $k$  постепенно переставали возбуждаться, а полосы возбуждения сливались. При  $H_0 = 27$  Э

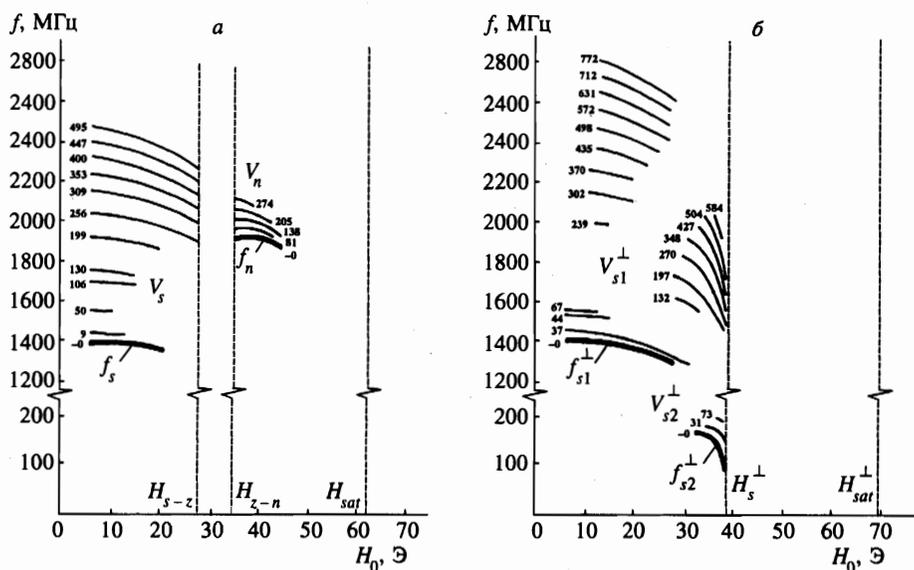


Рис. 7. Области существования прямых объемных магнитостатических волн и их эквивалентные кривые для пленки № 1 (значения  $k$  в  $\text{см}^{-1}$  подписаны около каждой эквивалентной кривой) для случаев: а) поле  $H_0$  приложено вдоль оси ( $1\bar{1}0$ ) пленки; б) поле  $H_0$  приложено перпендикулярно оси ( $1\bar{1}0$ ) пленки. Частотные границы областей существования магнитостатических волн даны жирными линиями

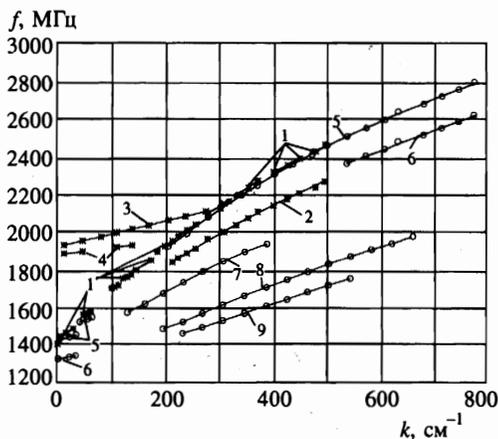


Рис. 8. Дисперсионные зависимости  $f(k)$  прямых объемных магнитостатических волн в пленке № 1 для областей  $V_s$  (кривые 1, 2),  $V_n$  (кривые 3, 4),  $V_{s\perp}$  (кривые 5-9) при следующих значениях приложенного поля  $H_0$  (\* — поле  $H_0$  приложено вдоль оси ( $1\bar{1}0$ ) пленки,  $\circ$  — поле  $H_0$  приложено перпендикулярно оси ( $1\bar{1}0$ ) пленки): 1 — 6.2; 2 — 27.3; 3 — 35.7; 4 — 44; 5 — 13.2; 6 — 26.3; 7 — 32.2; 8 — 37.4; 9 — 38.3 Э

дисперсионная кривая уже была сплошной.

При наличии в пленке зигзагообразной доменной структуры магнитостатические волны не возбуждались.

При несимметричной структуре в пленке снова наблюдалось возбуждение прямых объемных магнитостатических волн в диапазоне 1900–2200 МГц, но только при величинах полей  $35 \text{ Э} < H_0 < 46 \text{ Э}$  (насыщение имело место при  $H_0 \approx 62 \text{ Э}$ ). Область существования волн  $V_n$ , ее низкочастотная граница  $f_n$  и эквивалентные кривые показаны

на рис. 7а, а дисперсионные зависимости  $f(k)$  — на рис. 8 (кривые 3, 4). Крутизна дисперсионных кривых и занимаемый магнитостатическими волнами частотный диапазон были значительно меньше, чем аналогичные параметры прямых объемных магнитостатических волн, возбужденных в пленке с симметричной доменной структурой. Начиная с полей  $H_0 \simeq 40$  Э, эффективность возбуждения прямых объемных магнитостатических волн с волновыми числами  $\simeq 50 \text{ см}^{-1} < k < \simeq 100 \text{ см}^{-1}$  заметно ухудшается (для тех же самых  $k$  и при тех же величинах полей, что и в случае распространения поверхностных магнитостатических волн при намагничивании пленки вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ ). Поэтому дисперсионные зависимости  $f(k)$  для  $H_0 > 40$  Э (кривая 4 на рис. 8) имеют разрыв. Сближение эквифазных кривых с увеличением поля для области  $V_n$  на рис. 7а, по-видимому, связано с постепенным исчезновением перпендикулярной поверхности пленки составляющей средней намагниченности.

При насыщении ( $H_0 > H_{sat}$ ) в пленке возбуждались обратные объемные магнитостатические волны в области  $V_{sat}$  в соответствии с теорией [19] (на рисунке не показана).

Рассмотрим теперь распространение объемных магнитостатических волн для случая, когда пленки намагничивались полем  $H_0$  перпендикулярно оси  $[1\bar{1}0]$ .

В интервале полей  $H_0 < H_s^\perp$  при линейной полосовой симметричной доменной структуре в пленке № 1 наблюдались две области возбуждения магнитостатических волн  $V_{s1}^\perp$  и  $V_{s2}^\perp$ : одна в диапазоне 1300–2850 МГц, другая — в диапазоне 100–200 МГц. Эквифазные кривые и низкочастотные границы  $f_{s1}^\perp$  и  $f_{s2}^\perp$  для обеих областей существования этих волн показаны на рис. 7б, а дисперсионные зависимости  $f(k)$  — на рис. 8 (для области  $V_{s1}^\perp$ ) и рис. 4 (для области  $V_{s2}^\perp$ ). Характер дисперсионных кривых свидетельствует о возбуждении в обеих областях прямых объемных магнитостатических волн. Для полей  $H_0 < 32$  Э дисперсионные зависимости  $f(k)$  имеют разрывы (кривые 5, 6 рис. 8), тогда как для  $H_0 > 32$  Э и для области  $V_{s2}^\perp$  разрывы на зависимостях  $f(k)$  отсутствуют (рис. 8 кривые 7–9 и рис. 4 кривая 7). Крутизна кривых  $f(k)$  с увеличением  $H_0$  все время уменьшается. Вблизи поля  $H_0 \simeq 27$  Э возбуждение магнитостатических волн в пленке полностью прекращается (за исключением узкополосного участка вблизи частоты 1350 МГц с  $k < 50 \text{ см}^{-1}$ ). В полях  $H_0 > 32$  Э в области  $V_{s1}^\perp$  не возбуждаются магнитостатические волны с  $k < k_{s1}^\perp$ , причем  $k_{s1}^\perp$  с увеличением поля увеличивается от 130 до 240  $\text{см}^{-1}$ ; в области  $V_{s2}^\perp$ , наоборот, не возбуждаются магнитостатические волны с  $k > k_{s2}^\perp$ , причем  $k_{s2}^\perp$  с увеличением поля увеличивается от 20 до 100  $\text{см}^{-1}$ .

Во втором интервале полей,  $H_s^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$ , магнитостатические волны в пленке не возбуждались.

## 6. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнивая экспериментальные результаты, полученные для случаев намагничивания пленки железоиттриевого граната № 1 вдоль оси  $[1\bar{1}0]$  и перпендикулярно оси  $[1\bar{1}0]$ , следует отметить, что характер эквифазных и дисперсионных кривых для поверхностных магнитостатических волн в областях  $S_{s1}$  и  $S_{s1}^\perp$  при  $H_0 < H_{s-z} = 28$  Э в значительной степени совпадает: эквифазные кривые для одних и тех же  $k$  (при  $k < 80 \text{ см}^{-1}$ ) при одинаковых значениях поля  $H_0$  имеют практически одинаковую крутизну и располагаются на одних и тех же частотах (см. рис. 3а и рис. 3б). То же самое можно сказать и о характеристиках прямых объемных магнитостатических волн в областях  $V_s$  и  $V_{s1}^\perp$  при  $H_0 < H_{s-z} = 28$  Э (см. рис. 7а и рис. 7б). Поскольку при  $H_0 < H_{s-z}$

зависимости периодов доменных структур  $T_s$  и  $T_s^\perp$  также практически совпадают (см. рис. 2), можно заключить, что локальные намагниченности доменов обоих видов  $M_1$  и  $M_2$  в симметричной доменной структуре имеют практически одинаковые проекции на нормаль к поверхности пленки и на направление  $H_0$  как при параллельной, так и при перпендикулярной ориентации оси  $[1\bar{1}0]$  пленки относительно  $H_0$ , и, по-видимому, сами вектора также тождественны:  $M_1^\parallel = M_1^\perp$  и  $M_2^\parallel = M_2^\perp$  при  $H_0 < H_{s-z}$ .

Для объяснения различий, которые все же наблюдаются в характеристиках магнитостатических волн для перпендикулярной и для параллельной ориентаций оси  $[1\bar{1}0]$  относительно  $H_0$  (например, несколько различное поведение эквивалентных кривых поверхностных магнитостатических волн для  $k > 80 \text{ см}^{-1}$ , наличие дополнительных областей  $S_{s2}$  и  $S_{s3}$ , когда ось  $[1\bar{1}0] \parallel H_0$  и т. п.), рассмотрим, как происходит изменение магнитного упорядочивания пленки при ее намагничивании. Процесс намагничивания пленки, которая обладает нормальной к плоскости анизотропией типа легкая ось, можно рассматривать упрощенно как изменение ориентации намагниченностей доменов  $M_1$  и  $M_2$  от положения, параллельного легкой оси ( $M_1$  направлен вдоль  $n$ , а  $M_2$  — в противоположную сторону от  $n$ ) при  $H_0 = 0$  до положения, параллельного приложенному полю ( $M_1 \parallel H_0$  и  $M_2 \parallel H_0$ ). В первом случае, когда ось  $[1\bar{1}0] \perp H_0$ , векторы  $n$ ,  $H_0$  и ось типа  $[111]$  (ориентация векторов  $M_1$  и  $M_2$ , вдоль которой понижают магнитную энергию кристалла железиттриевого граната) лежат в одной плоскости и, следовательно, все изменения  $M_1$  и  $M_2$  с увеличением  $H_0$  также происходят в одной плоскости. Во втором случае, когда ось  $[1\bar{1}0] \parallel H_0$ , векторы  $n$ ,  $H_0$  и ось типа  $[111]$  не лежат в одной плоскости. Однако в некотором интервале полей  $0 < H_0 < H_{s-z}$  изменение векторов  $M_1$  и  $M_2$  с увеличением  $H_0$  происходит все же в плоскости, проходящей через  $n$  и  $H_0$ , чем и объясняется совпадение характеристик магнитостатических волн в этом интервале полей. Тем не менее близость осей типа  $[111]$  к плоскости, проходящей через  $n$  и  $H_0$ , может приводить к образованию замыкающих доменов, невидимых в микроскоп, которые имеют намагниченности  $M_3$  и  $M_4$ , ориентированные вдоль ближайших к направлению  $H_0$  осей типа  $[111]$ , и которые, по-видимому, являются причиной различий, наблюдаемых в характеристиках магнитостатических волн для первого и второго случаев. По мере увеличения  $H_0$  векторы  $M_1$  и  $M_2$ , находясь в плоскости, проходящей через  $n$  и  $H_0$ , все более приближаются к направлениям, задаваемым ближайшими к направлению  $H_0$  осями типа  $[111]$ . При  $H_0 = H_{s-z}$  им становится выгодным ориентироваться вдоль этих осей, причем доменные границы также ориентируются вдоль этих направлений и в пленке в интервале  $H_{s-z} < H_0 < H_{z-n}$  устанавливается зигзагообразная доменная структура. При  $H_{z-n} < H_0 < H_{sat}$  векторы  $M_1$  и  $M_2$ , по-видимому, снова возвращаются в плоскость, проходящую через  $n$  и  $H_0$ , но из-за более высоких значений  $H_0$  в пленке устанавливается несимметричная доменная структура.

Таким образом, из изложенного выше следует, что только для полей  $H_0 < H_{s-z}$  характеристики магнитостатических волн для случаев, когда ось  $[1\bar{1}0] \perp H_0$  и когда  $[1\bar{1}0] \parallel H_0$ , в значительной степени могут совпадать.

Приведенные выше рассуждения об изменении характера магнитного упорядочивания в пленках железиттриевого граната являются в основном гипотетическими и не объясняют многих экспериментальных результатов, описанных выше. В частности, например, неясно, из-за чего начальные частоты спектров поверхностной магнитостатической волны в пленке с несимметричной доменной структуры намного выше, чем в пленке, намагниченной до насыщения.

Несложно показать, что полученные результаты не удастся объяснить в рамках те-

орий, использующих усредненный по всем доменам тензор магнитной проницаемости (см., например, [1, 3, 5–7]). При таком подходе мы, оперируя величинами «средней эффективной намагниченности» и «среднего эффективного подмагничивающего поля», можем использовать известные дисперсионные соотношения для магнитостатических волн, с помощью которых, используя методы аппроксимации, можно получить хорошее совпадение расчетных кривых с экспериментальными. Однако недостатки такого подхода достаточно легко предугадать: оценки для поверхностных магнитостатических волн показывают, что начальную частоту спектра порядка  $\approx 1500\text{--}2000$  МГц (характерную для многих экспериментальных зависимостей, приводимых в данной работе) при средней намагниченности не более 1750 Гс (при усреднении по всем доменам не может получиться величина, превышающая  $4\pi M_0$  для чистого насыщенного железиттриевого граната) можно получить лишь с помощью полей  $H_0$  величиной 300–500 Э, а не 5–70 Э, как было в экспериментах; а для получения столь большой ширины спектра объемных магнитостатических волн, как у кривых 1 и 5 на рис. 8, «средняя эффективная намагниченность» должна иметь величину  $\approx 6000$  Гс. Таким образом, хотя с помощью моделей, использующих «усреднение», по-видимому, можно добиться неплохого совпадения расчетов с экспериментом, но на основе этих моделей невозможно дать разумную физическую интерпретацию получающимся «средним эффективным» значениям намагниченности и поля, а также объяснить невозможность возбуждения магнитостатических волн при наличии в пленках зигзагообразной доменной структуры, отсутствие волн в некоторой полосе значений волновых векторов  $k$ , разрывный характер спектров и одновременное возбуждение магнитостатических волн в различных диапазонах частот (на рис. 7б при  $33 \text{ Э} < H_0 < 39 \text{ Э}$  магнитостатические волны возбуждаются на частотах 100–200 МГц и на частотах 1500–2100 МГц).

## 7. ВЫВОДЫ

Выполнены экспериментальные исследования волновых процессов в касательно намагниченных ненасыщенных пленках железиттриевого граната с регулярными симметричной, несимметричной и зигзагообразной полосовыми доменными структурами. Обнаруженные в диапазоне 800–3000 МГц волны подобны объемным и поверхностным магнитостатическим волнам в насыщенных пленках, распространяются с затуханием, характерным для последних, и имеют длины волн, намного превышающие период доменной структуры.

Исследованные экспериментально характеристики магнитных волн не объясняются ни в рамках теорий, использующих усреднение намагниченности по всем доменам, ни с помощью информации о параметрах пленки, характере и параметрах доменной структуры, приведенной на рис. 1, 2 и в таблице (например, не удается обнаружить никакой корреляции между периодом структуры и величинами волновых векторов этих волн, которые не возбуждаются).

Кроме того, обнаружены низкочастотные (100–500 МГц) ветви волновых колебаний, которые, по-видимому, связаны с коллективными резонансными колебаниями доменных границ.

Авторы признательны В. И. Зубкову и Ю. А. Филимонову за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17283а).

## Литература

1. И. А. Гилинский, Р. Г. Минц, ЖЭТФ **59**, 1230 (1970).
2. И. А. Гилинский, К. А. Рязанцев, ФТТ **16**, 3008 (1974).
3. D. D. Stancil, J. Appl. Phys. **56**, 1775 (1984).
4. И. В. Зависляк, В. В. Данилов, Письма в ЖТФ **8**, 72 (1982).
5. С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев, Вестник МГУ, сер. физика и астрономия **24**, 92 (1983).
6. С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев, Вестник МГУ, сер. физика и астрономия **25**, 70 (1984).
7. С. А. Киров, А. И. Пильщиков, Н. Е. Сырьев, ФТТ **16**, 3051 (1974).
8. Л. В. Михайловская, И. В. Богомаз, ФТТ **19**, 1245 (1977).
9. V. I. Kostenko and M. A. Sigal, Phys. Stat. Sol. B **170**, 569 (1992).
10. Г. Т. Казаков, А. Г. Сухарев, Ю. А. Филимонов, в сб. *Тез. докл. V Всесоюзной школы по спин-волновой электронике СВЧ*, Звенигород (1991), с. 83.
11. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
12. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Г. Т. Казаков и др., Письма в ЖТФ **11**, 97 (1985).
13. Г. Е. Ходенков, ФММ **75**, вып. 5, 5 (1993).
14. A. V. Mikhailov and I. A. Shimokhin, Phys. Rev. B **48**, 9569 (1993).
15. Б. Н. Филлипов, А. П. Танкеев, *Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1987).
16. А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов, Письма в ЖЭТФ **63**, 544 (1996).
17. А. В. Вороненко, С. В. Герус, Л. А. Красножен, Микроэлектроника **18**, 61 (1989).
18. Е. В. Лебедева, А. И. Пильщиков, Н. С. Седлецкая, ЖЭТФ **72**, 667 (1977).
19. R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Sol. **19**, 308 (1961).