

04; 05; 09

© 1990 г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ С ОДНООСНЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКОМ

Ю. Ф. Огрин, С. В. Мериакри, И. И. Петрова

Проведен численный расчет полного спектра электромагнитных возбуждений в монодоменных пластинах одноосного ферромагнетика с легкой осью, лежащей в плоскости пластины. Экспериментально исследованы АЧХ устройств в диапазоне 35—50 ГГц, содержащих пластины гексаферрита бария различных толщин и слоистые структуры диэлектрик—гексаферрит. Результаты экспериментов интерпретированы на основе расчета спектра и представления о возбуждении в исследуемой слоистой структуре электромагнитно-спиновых волн. Рассмотрено влияние полосовой доменной структуры в пластинах гексаферрита на наблюдаемые АЧХ устройств.

Введение

Интерес к исследованию электромагнитных возбуждений в структурах, содержащих одноосные ферромагнетики с большим полем анизотропии H_A , обусловлен возможностью построения на их основе спин-волновых устройств, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн и не требующих больших полей подмагничивания. Указанные материалы нашли широкое применение в устройствах волноводного исполнения. В этих устройствах используется явление ферромагнитного резонанса (ФМР) в ферромагнитных образцах малых размеров по сравнению с длиной волны. Изучению ФМР в одноосных ферромагнетиках посвящено большое количество работ [1-3], в которых, в частности, показано существенное влияние доменной структуры образцов на спектр магнитостатических колебаний. В ряде работ исследовались процессы возбуждения и распространения электромагнитных и спиновых волн в слоях одноосных ферритов. В работе [4] проведен теоретический расчет в магнитостатическом приближении ($\omega/c \rightarrow 0$) спектра магнитостатических волн (МСВ) в пластине одноосного феррита с полосовой доменной структурой. Отмечен ряд особенностей в спектре, связанный с наличием доменной структуры. В частности, для пластин с легкой осью, лежащей в плоскости слоя, в спектре МСВ отсутствует поверхностная мода и возникают моды объемных волн — прямых и обратных. Расчет полного спектра электромагнитных возбуждений в одноосном феррите с полосовой доменной структурой и легкой осью, перпендикулярной к плоскости слоя, был проведен в [5]. Было показано, что учет электромагнитного запаздывания в расчете приводит к появлению в спектре новых ветвей, отсутствующих в магнитостатическом приближении. В [6] этот расчет был распространен на случай слоистой структуры феррит—диэлектрик—металл. Экспериментальному изучению бегущих МСВ в пластинах одноосного ферромагнетика (гексаферрита бария) посвящены работы [7, 8]. Наблюдаемые амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) устройств с пластинами гексаферрита интерпретировались на основе расчетов, проведенных в магнитостатическом приближении.

В настоящей работе проведен численный расчет полного спектра электромагнитных возбуждений в пластине гексаферрита (ГФ) бария с легкой осью, лежащей в плоскости слоя, и экспериментально исследованы АЧХ устройств

как с одиночными пластинами ГФ, так и со слоистой структурой диэлектрик—ГФ в частотной области 35—50 ГГц. Изучено влияние внешнего магнитного поля и толщины пластин ГФ на наблюдаемые АЧХ.

Расчет закона дисперсии

Геометрия задачи и ориентация полей показаны на вставке к рис. 1. Из полной системы уравнений Максвелла, граничных условий и стандартного выражения для тензора $\hat{\mu}$ было получено дисперсионное выражение для TE -волны,

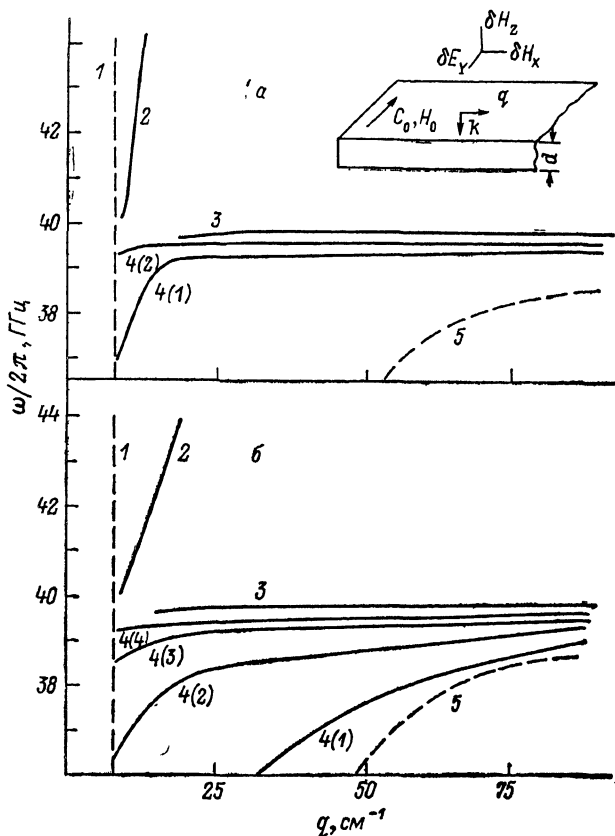


Рис. 1. Дисперсионные кривые электромагнитных возбуждений в пластине ГФ толщиной d . 1 — прямая светового конуса $f=(qc)/(2\pi)$, 2 — дисперсия поверхностной электромагнитной волны, 3 — дисперсия поверхностной спиновой волны, 4 (n) — дисперсия объемных спиновых мод, 5 — граница объемных спиновых мод; d , мм: а — 0.1, б — 0.7.

распространяющейся вдоль оси x продольным волновым числом q и поперечным k ,

$$\begin{aligned} & [\alpha^2 (\mu^2 - \mu_a^2)^2 - 2\beta\alpha\mu (\mu^2 - \mu_a^2) + \beta^2\mu^2 - \beta^2\alpha^2\mu_a^2] e^{-2qd} - \\ & - [\alpha^2 (\mu^2 - \mu_a^2) + 2\beta\alpha\mu (\mu^2 - \mu_a^2) + \beta^2\mu^2 - \beta^2\alpha^2\mu_a^2] = 0, \\ & q^2 - k^2 = \frac{\omega^2\epsilon}{c^2} \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha = q/k$, $\beta = q/k_0$, $k_0 = \omega/c$,

$$\mu = \frac{\omega_H (\omega_H + \omega_m) - \omega^2}{\omega}, \quad \mu_a = \frac{\omega_m \omega}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$\omega_H = \gamma H$, $\omega_m = \gamma 4\pi M_S$, M_S — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитная константа.

В этом выражении считается, что пластинка гексаферрита находится в однодоменном состоянии, т. е. $H = H_A + H_0$. Легко проверить, что в магнитостати-

ческом приближении выражение (1) сводится к известному дисперсионному соотношению для поверхностной магнитостатической волны Деймона—Эшбаха.

Анализ выражения (1) и численный расчет показывают, что весь спектр электромагнитных возбуждений с TE -структурой поля состоит из четырех областей.

1. Область возбуждения многомодовых объемных электромагнитных волн (обычные моды плоского магнитодиэлектрического волновода). Эта область ограничена кривыми

$$\omega = q \cdot c, \quad \frac{\omega^4}{c^2} \varepsilon - \omega^2 q^2 + \frac{\varepsilon}{c^2} (\omega_H + \omega_m)^2 + q^2 \omega_H (\omega_H + \omega_m). \quad (2)$$

Причем в уравнении (2) следует брать решение, соответствующее большему значению корня.

2. Область поверхностных мод. В этой области существуют две моды. Одна из них — поверхностная электромагнитная мода, начинающаяся на световом конусе ($\omega = qc$) в точке с частотой

$$\omega_1 = \frac{1}{2} (|\alpha| \omega_m \pm \sqrt{(\alpha^2 - 1) \omega_m^2 + (\omega_m + 2\omega_H)^2}). \quad (3)$$

При увеличении q дисперсионная кривая этой моды асимптотически приближается к кривой, соответствующей верхнему значению корня уравнения (2). Вторая мода поверхностная спиновая (волны Деймона—Эшбаха). Дисперсионная кривая этой волны начинается в точке

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_m)}, \quad q_0 = \frac{\omega_H + \omega_m}{c} \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega_m}}$$

и при $q \rightarrow \infty$ $\omega \rightarrow \omega_H + (\omega_m/2)$, при $q < q_0$ эта волна не возбуждается.

3. Область существования многомодовых объемных спиновых волн. Эта область ограничена сверху по частоте $\omega < \omega_0$, а также кривой светового конуса и кривой, соответствующей меньшему значению корня уравнения (2). Все дисперсионные кривые объемных спиновых волн начинаются на кривой светового конуса, частоты отсечки задаются уравнениями

$$kd = \pi(n + 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\varepsilon (\omega_H + \omega_m)^2 - \varepsilon \omega^2}{\omega_H (\omega_H + \omega_m) - \omega^2} \right].$$

Следует подчеркнуть, что при минимальном значении q при этом по толщине пластины ГФ укладывается число полуволн, равное номеру моды, а при увеличении q в каждой моде величина k увеличивается и вблизи частоты ω_0 $k \rightarrow \infty$. Число объемных спиновых мод вблизи этой частоты также неограниченно растет.

На рис. 1 представлены результаты численного решения дисперсионного уравнения (1) для двух толщин пластины гексаферрита с $H_A = 10^3$ кА/м, $4\pi M_S = 0.32$ Тл, $\varepsilon = 15$, $ig \delta \approx 10^{-3}$. На этом рисунке отсутствует область объемных электромагнитных мод, расположенная на более высоких частотах. Отметим некоторые особенности представленных дисперсионных кривых $\omega(q)$. Быстрыми являются поверхностная электромагнитная волна и объемные спиновые волны в области малых q . Остальная часть спектра — область медленных волн с малыми групповыми скоростями. При уменьшении толщины пластины $\omega(q)$ поверхностной электромагнитной волны приближается к прямой светового конуса, а дисперсионная кривая поверхностной спиновой волны слабо меняется. Соответствующие кривые объемных спиновых волн при уменьшении толщины пластины изменяются таким образом, что при заданном значении q

стягиваются в область насыщения, а при заданном значении ω — к прямой светового конуса.

На основании отмеченных в законе дисперсии особенностей можно ожидать, что в частотной зависимости интенсивности, прошедшей через пластину гексаферрита волны, следует ожидать полосу подавления, ширина которой будет уменьшаться при уменьшении толщины пластины. При этом высокочастотный край полосы должен мало меняться.

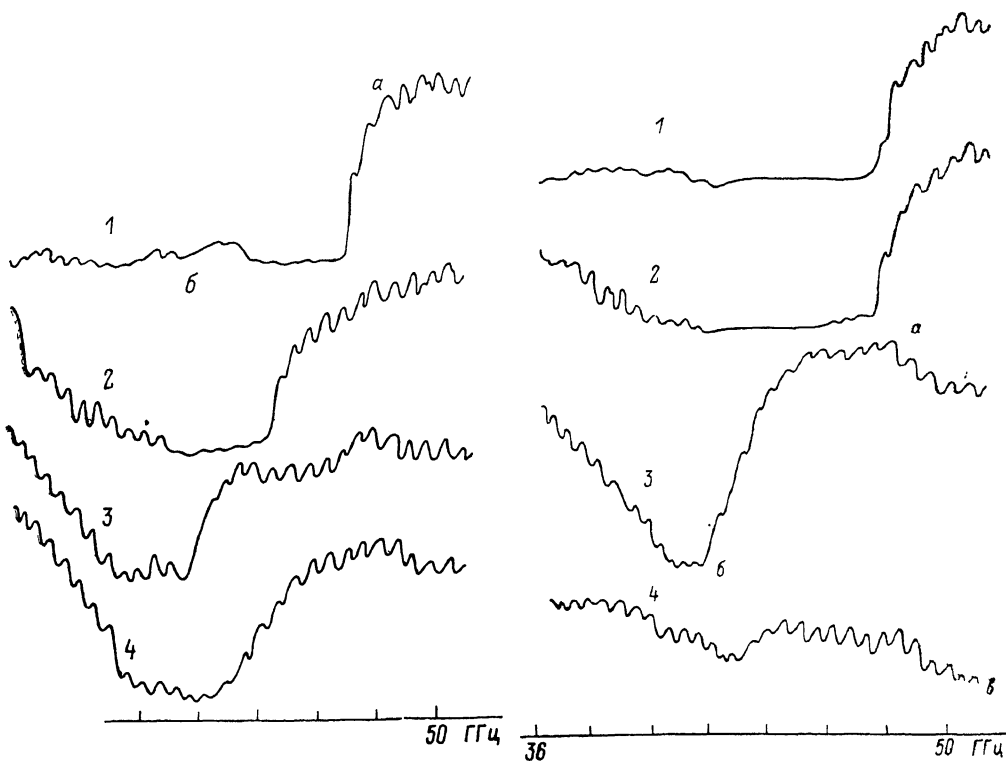


Рис. 2. АЧХ устройств с пластинами ГФ различных толщин в нулевом магнитном поле.
 d , мм: 1 — 0.7, 2 — 0.4, 3 — 0.2, 4 — 0.1 α — -8, б — -50, σ — -10 дБ.

Рис. 3. Влияние внешнего магнитного поля на АЧХ устройств с пластинами ГФ.
 d , мм: 1, 2 — 0.4; 3, 4 — 0.2; H_0 , кА/М: 1, 3 — 0, 2, 4 — 40; α — -10, б — -50 дБ.

Эксперимент

Исследовались АЧХ устройств, состоящих из двух отрезков волновода, оканчивающихся запердельными частями в виде металлических заглушек со щелями в центре их, параллельными узкой грани волноводов. Исследуемый образец (структура или пластина ГФ) размещался между волноводами так, что скошенные концы его выходили из запердельных щелей внутрь волноводов. Исследуемые полированные пластины поликристаллического ГФ бария имели следующие параметры: размер $20 \times 5 \times 0.1-1$ мм, $H_A = 10^3 \pm 40$ кА/м (12.5 ± 0.5 кЭ), $4\pi M_S = 0.32$ Тл (3.2 кГс), $\epsilon = 15$, $\text{tg } \delta \approx 10^{-3}$. Структура диэлектрик—ГФ состояла из пластины NbLi размером $30 \times 5 \times 0.3$ мм с наклеенной (в средней части ее) пластиной ГФ длиной 10 мм и шириной 5 мм. Измерения АЧХ проводились с использованием панорамного измерителя Р2-68. Так как максимальный уровень затухания, измеряемый этим прибором, составляет не более 50 дБ, то при измерениях более высоких уровней использовалась вторая методика, в которой измерения проводились на фиксированных частотах СВЧ генератора (Г4-141). При этом сигнал после детекторной секции измерялся высокочувствительным усилителем низкой частоты, настроенным на частоту амплитудной модуляции входного сигнала.

На рис. 2 представлены АЧХ устройств с пластинами ГФ различных толщин в нулевом магнитном поле H_0 . На АЧХ наблюдаются полосы заграждения с величиной подавления, большей 50 дБ (поэтому наблюдаемое «дно» полосы имеет срезанный вид). Левый край полосы пологий, правый — более резкий. При уменьшении толщины пластины d ширина полосы Δf , измеряемая по уровню 3 дБ от нижней части АЧХ, изменяется от $\Delta f \approx 12$ ГГц для $d=0.7$ мм до $\Delta f \approx 2$ ГГц для $d \approx 0.15$ мм. При этом частота левого края монотонно сдвигается в область более высоких частот и становится равной 39—40 ГГц для $d \approx 0.15$ мм. Частота правого края полосы при уменьшении d остается постоянной и равной 48 ГГц и затем резко снижается при $d < 0.3$ мм. Особо следует отметить, что для пластин с $d < 0.15$ мм величина подавления резко снижается и при $d \leq 0.1$ мм совсем не проявляется (рис. 2, кривая 4).

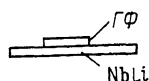


рис. 2, кривая 4).

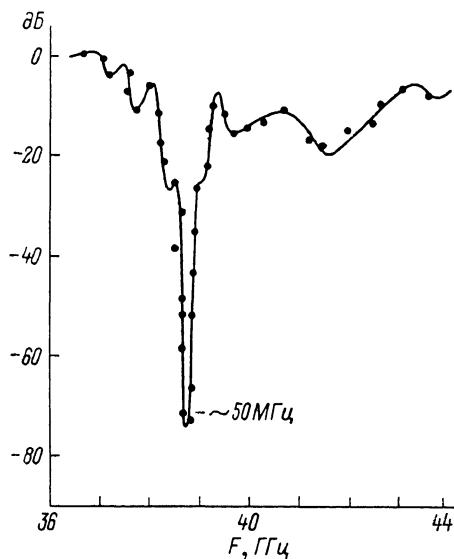
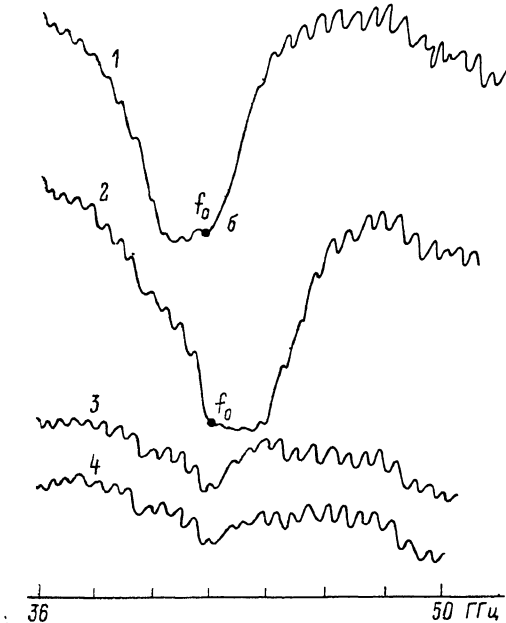


Рис. 4. АЧХ устройства со слоистой структурой и влияние на нее внешнего поля. H_0 , кА/М: 1 — 0 ($H_0 = -0$ кА/М соответствует состоянию после снятия поля $H_0 = -40$ кА/М), 2 — -40, 3 — +0, 4 — +40; d , мм: 1—4 — 0.4; а — -6, б — -42 дБ.

Рис. 5. АЧХ устройства со структурой, содержащей пластину ГФ с $d=0.08$ мм.

Наложение внешнего поля приводит к существенным изменениям наблюдаемых АЧХ. На рис. 3 показано влияние поля на АЧХ для случая толстой и тонкой пластин. Общая картина влияния поля на АЧХ следующая: при наложении поля левый край полосы заграждения смещается в область более высоких частот, правый же край для пластин с $d > 0.3$ мм смещается в сторону низких частот, а для пластин с $d < 0.3$ мм — в сторону высоких. Внешнее поле на АЧХ устройств с $d \leq 0.1$ мм не влияет. В насыщающем внешнем поле ($H_0 \approx 40$ кА/м) для пластин всех толщин ($d > 0.1$ мм) правый край полосы заграждения на АЧХ практически совпадает.

АЧХ устройств со слоистой структурой пластина ГФ—пластина NbLi имеют некоторые особенности, отличные от АЧХ с одиночными пластинами ГФ. В нулевом внешнем поле правый край полосы поглощения для случая толстых пластин ГФ сдвинут в сторону низких частот по сравнению с экспериментами с одиночными пластинами. Включение внешнего поля приводит к смещению этого края полосы заграждения в сторону больших частот независимо от толщины пластин. Имеет место эффект невзаимного прохождения СВЧ сигнала по структуре относительно направления подмагничивающего

поля (рис. 4). АЧХ устройств со структурами, содержащими пластины ГФ толщиной $d \leq 0.1$ мм, также имеют полосы поглощения (в отличие от случая с одиночными пластинами), причем эти полосы могут быть очень узкими. На рис. 5 представлены результаты измерения АЧХ устройства для случая $d = 0.08$ мм. Величина заграждения в этом случае составляет ≈ 75 дБ при полосе на уровне 3 дБ ≈ 50 МГц. Эта АЧХ измерена с использованием второй методики (следует иметь в виду, что уровень прохождения в этом эксперименте — величина относительная). Представляет интерес зависимость уровня прохождения СВЧ сигнала через структуру на частоте максимального подавления от величины и знака внешнего поля подмагничивания. Результаты измерения АЧХ для структур с пластинами ГФ толщиной 0.7 и 0.2 мм соответственно показаны на рис. 6. Представленные зависимости имеют вид гистерезиса, подобный кривой намагничивания феррита, отражающий невзаимный (относительно направления внешнего подмагничивающего поля) характер прохождения СВЧ сигнала через структуру. Следует отметить отличие ги-

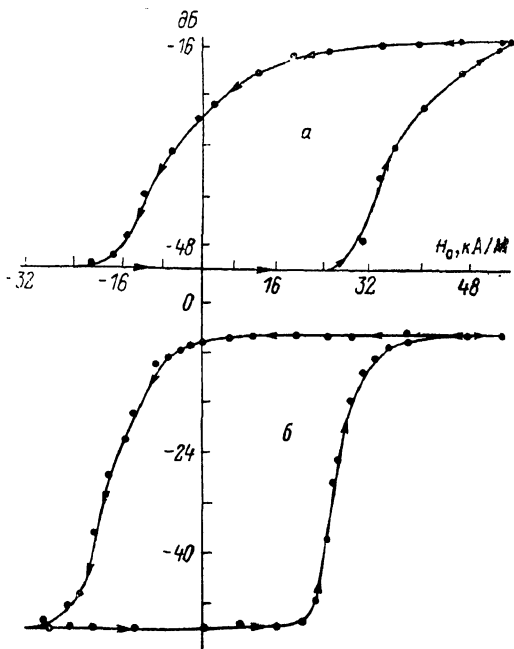


Рис. 6. Зависимость уровня прохождения СВЧ сигнала через структуру на частоте максимального заграждения от величины и знака H_0 .

d , мм: а — 0.7, б — 0.2.

стерезисных кривых для толстой и тонкой пластин ГФ. Уровни прохождения для толстой и тонкой пластин отличаются на ~ 20 дБ при $H_0 = 0$.

Обсуждение результатов

Смещение левого края полосы заграждения в сторону больших частот при уменьшении толщины пластин ГФ согласуется с результатами расчета закона дисперсии (рис. 1) и определяется частотной зависимостью групповой скорости (эффект «стягивания» дисперсионных кривых объемных спиновых мод в область $q \rightarrow \omega/c$, $\omega \rightarrow \sqrt{\omega_{H_A}(\omega_{H_A} + \omega_m)}$). Очень широкая полоса заграждения по сравнению с результатами расчета для толстых образцов может быть объяснена расширением спектра электромагнитных возбуждений вследствие наличия полосовой доменной структуры в исследуемых образцах [4]. Резкий сдвиг правого края полосы заграждения в сторону меньших частот при $d < 0.3$ мм позволяет сделать предположение о том, что в пластинах ГФ этих толщин доменная структура полностью или частично исчезает. Влияние внешнего поля на наблюдаемые АЧХ не противоречит этим предположениям. Включение внешнего насыщающего поля должно привести к увеличению внутреннего поля ($H = H_A + H_0$) и, следовательно, к смещению спектра в целом в сторону больших частот. Это соответствует наблюдаемому смещению левого края полосы заграждения во внешнем поле. Кроме того, внешнее поле приводит к исчезновению доменной структуры, что должно сдвигать правый край полосы поглощения в сторону меньших частот. Эти эффекты и наблюдаются в наших экспериментах для толстых пластин ГФ ($d > 0.3$ мм). В случае же тонких пластин ($d < 0.3$ мм) внешнее поле приводит к смещению правого края полосы

в сторону больших частот, что характерно для монодоменных образцов. Зависимость АЧХ устройств от толщины пластин ГФ при наличии внешнего поля (т. е. при отсутствии доменной структуры) согласуется с результатами расчета: правый край полосы заграждения от величины d не зависит, а левый край смещается в сторону больших частот при уменьшении d .

Особенности в наблюдаемых АЧХ устройств со слоистыми структурами можно объяснить на основе представления о возбуждении в структуре гибридных электромагнитно-спиновых волн [9]. Эффект гибридизации приводит к расширению частотной области больших декрементов (малых групповых скоростей), вследствие чего на АЧХ для структуры, содержащей тонкие пластины ГФ ($d \leq 0.1$ мм), может проявиться полоса заграждения (рис. 5). Уменьшение полосы заграждения на АЧХ устройств со структурами, содержащими толстые пластины ГФ, т. е. смещение правого края полосы в сторону меньших частот по сравнению с краем для одиночной пластины, по-видимому, обусловлено особенностью спектра при наличии доменной структуры. Так, в [4] показано, что в спектре МСВ для пластин ГФ с полосовой доменной структурой отсутствует ветвь поверхностной МСВ и имеют место моды обратных объемных волн, расположенных в области $\sqrt{\omega_{H_A}(\omega_{H_A} + \omega_m)} < \omega < \omega_{H_A} + \omega_m$. Расчет был проведен в магнитостатическом приближении, которое несправедливо при $q \rightarrow 0$. Однако при $q \approx 50$ см⁻¹ (область гибридизации в исследуемых слоистых структурах) для качественного объяснения экспериментов можно использовать результаты цитируемой работы. Оценки показывают, что область пересечения дисперсионных кривых обратной волны в пластине ГФ и электромагнитной моды в пластине NbLi (следовательно, и правый край поглощения на АЧХ) находится на несколько ГГц ниже частоты $\omega_{H_A} + \omega_m$, являющейся по существу правым краем полосы для случая устройства с одиночной пластиной ГФ. Независимый относительно направления внешнего подмагничивающего поля характер прохождения СВЧ сигнала через слоистую структуру обусловлен тем, что резонансное возбуждение гибридных волн и, как следствие, сильное поглощение возможны только в том случае, если в точке фазового синхронизма плоскости поляризации вращения взаимодействующих волн совпадают. Для спиновых волн направление вращения плоскости поляризации определяется направлением намагниченности, т. е. направлением внешнего магнитного поля. Аналогичные эффекты наблюдаются в случае волноводов, частично заполненных ферритом [10]. Следует отметить (рис. 6) существенное отличие в гистерезисных кривых, полученных для случая тонкой и толстой пластин ГФ. Большой уровень прохождения сигнала для случая тонкой пластины ГФ объясняется достаточно высоким уровнем монодоменности после снятия внешнего поля.

Анализ результатов экспериментов и сравнение их с данными численного расчета позволили сделать предположение о зависимости доменной структуры исследуемых пластин ГФ от их толщины. Предварительные эксперименты по наблюдению доменной структуры (методом магнитооптической визуализации магнитной записи [11]) в пластинах ГФ различных толщин показали, что пластины ГФ толщиной $d > 0.3$ мм имеют полосовую доменную структуру с размером домена 0.2—0.3 мм, при уменьшении толщины пластин размер доменов несколько уменьшается при одновременном их исчезновении с одной стороны (по направлению H_A пластины и при толщине пластин < 0.1 мм пластины разбиваются на 2—3 крупноблочных домена, полосовая доменная структура не наблюдается).

Выводы

1. Численный расчет законов дисперсии электромагнитных возбуждений в монодоменных пластинах гексаферрита бария с легкой осью, лежащей в плоскости пластины, показал наличие в спектре возбуждений кроме поверхностной спиновой моды, имеющей место в магнитостатическом приближении, ряд мод электромагнитного и спинового характера.

2. Исследования АЧХ устройств с пластинами ГФ различных толщин и влияние на них внешнего магнитного поля показали удовлетворительное согласие с результатами расчета.

3. Особенности АЧХ устройств со слоистыми структурами ГФ—NbLi вызваны возбуждением гибридных электромагнитно-спиновых волн в слоистой структуре и наличием полосовой доменной структуры в пластинах ГФ.

4. Анализ экспериментальных данных позволил сделать предположение о существенной зависимости доменной структуры в пластине ГФ от их толщины. Предварительное изучение (оптическим методом) доменной структуры пластин ГФ подтвердило это предположение.

Авторы выражают признательность участникам семинара, руководимого П. Е. Зильберманом, за полезные дискуссии, В. В. Тарасенко и Ф. В. Лисовскому за обсуждение результатов работы и помощь в экспериментах по наблюдению доменной структуры в исследуемых образцах.

Список литературы

- [1] Гилинский И. А., Рязанцев К. А. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 10. С. 3008—3010.
- [2] Сигал М. А., Костенко В. И. // УФЖ. 1981. Т. 26. № 8. С. 1312—1317.
- [3] Сигал М. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 3. С. 882—891.
- [4] Зависляк И. В., Данилов В. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 2. С. 72—76.
- [5] Головкин Я. Д., Зависляк И. В. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 8. С. 1158—1160.
- [6] Головкин Я. Д., Зависляк И. В., Костенко В. И., Сигал М. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 11. С. 3492—3494.
- [7] Стальмахов В. С., Игнатъев А. А., Куликов М. И. // РИЭ. 1981. Т. 26. № 11. С. 2381—2389.
- [8] Игнатъев А. А., Лепесткин А. Н. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1829—1831.
- [9] Афиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 15. С. 938—943.
- [10] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [11] Введенский Б. С., Лисовский Ф. В., Червопенкис А. Я. // Техника кино и телевидения. 1978. № 6. С. 11—16.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
28 апреля 1989 г.