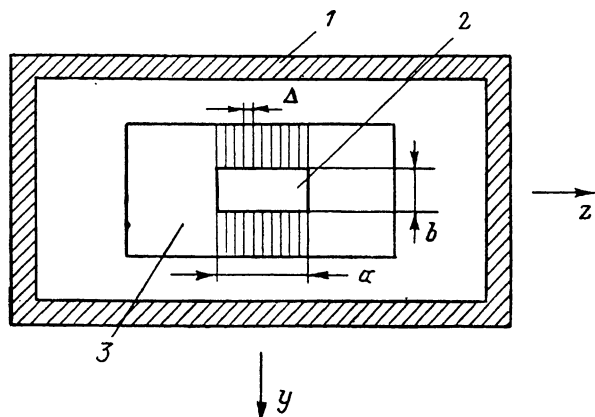


СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛЕНКЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

А. И. Панкрац, А. Ф. Смык

Магнитостатические волны (МСВ), распространяющиеся в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) с малым затуханием, являются основой для создания различных устройств спин-волновой электроники СВЧ. Для исследования дисперсионных характеристик таких волноведущих структур можно использовать спектры магнитостатических колебаний (МСК),



которые в пленочных образцах представляют собой стоячие МСВ.

Существуют различные способы возбуждения МСК, позволяющие определять волновые числа стоячих МСВ, которые соответствуют этим колебаниям. В работах [1-4] образец в виде пла-

Рис. 1. Схема расположения образца в волноводе.

1 — волновод, 2 — образец, 3 — поликровая пластина с напыленной периодической структурой проводников (Δ — период).

стины или пленки прямоугольной формы, помещенный в волновод или резонатор в неоднородное СВЧ магнитное поле, представлял собой резонатор для МСВ, так что в образце устанавливались стоячие МСВ с волновыми числами в плоскости образца

$$k_x = n_x 2\pi/a, \quad k_y = n_y 2\pi/b, \quad (1)$$

где a , b — размеры образца в плоскости в направлениях z и y соответственно; n_x , $n_y = 1, 2, 3, \dots$

Таким образом, индексы n_x и n_y могут быть присвоены соответствующим МСК. В дальнейшем мы, как и авторы [1-5], будем пользоваться термином «волновое число МСК», подразумевая под ним волновое число соответствующей стоячей МСВ.

Авторы работы [5] размещали образец прямоугольной формы в короткозамкнутом волноводе в точках с различной симметрией СВЧ магнитного поля, обеспечивая таким образом селективное возбуждение МСК с четными либо нечетными n_x или n_y .

Для усиления неоднородного СВЧ магнитного поля в работе [6] использован индукционный метод возбуждения колебаний намагнитченности с помощью размещенного на образце одиночного пассивного проводника, в котором при помещении в пучности СВЧ электрического поля возбуждается ток, создающий вокруг проводника неоднородное магнитное поле (впервые индукционный метод был использован Родбеллом [7] для наблюдения ФМР в порошковых образцах $MnFe_2O_4$).

Все рассмотренные выше способы возбуждения МСК объединяет общий признак: резонатором для МСВ, выделяющим колебания с определенными волновыми числами, является сам образец. Поэтому такие способы возбуждения МСК, позволяющие идентифицировать индексы колебаний n_x и n_y , предъявляют особые требования к изготовлению образцов правильной прямоугольной формы. Для получения хорошего разрешения спектра необходимо уменьшать размеры образца a и b , при этом уменьшается интенсивность резонансного поглощения и увеличиваются трудности изготовления образцов.

Для возбуждения бегущих МСВ также используются активные периодические преобразователи меандрового или штыревого типа (см., например, [8]), в которых волновые числа МСВ задаются резонансными размерами преобразователей, а не образца. Предлагаемый нами способ возбуждения МСК объединяет достоинства индукционной системы, не требующей источника стороннего СВЧ тока, и резонансной периодической решетки преоб-

разователей. Он позволяет с помощью внешней возбуждающей системы задавать в широких пределах волновые числа МСК в пластинах и пленках произвольных размеров и формы и состоит в следующем.

Образец накладывается на периодическую структуру из пассивных проводников с периодом Δ , в нашем случае приготовленную напылением на полноровую пластину (рис. 1). Пластина и закрепленный на ней образец размещаются в короткозамкнутом волноводе в пучности электрического СВЧ поля таким образом, что в проводящих полосках наводится переменный электрический ток, создающий неоднородное магнитное поле в образце. При синфазном возбуждении тока в полосках неоднородное магнитное поле будет также периодическим с периодом Δ . Возбуждаемые МСВ распространяются в плоскости, перпендикулярной проводящим полоскам, с волновым вектором k , проекция которого в плоскости пленки k_{\perp} кратна обратному периоду структуры Δ

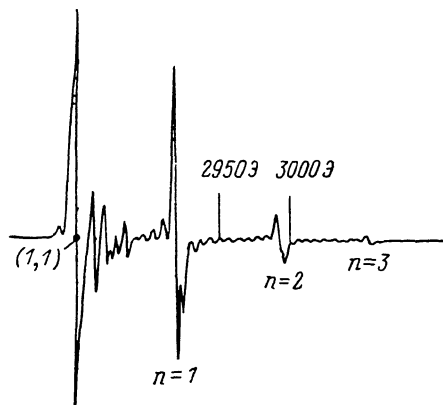


Рис. 2. Спектр обратных объемных МСК.
 $\nu = 9.751$ ГГц.

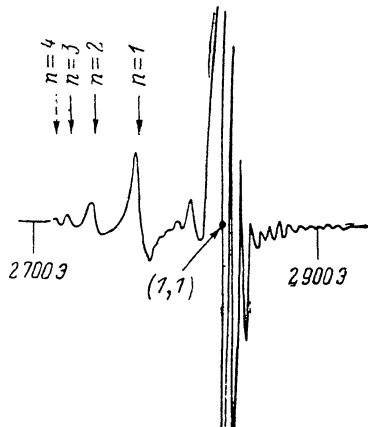


Рис. 3. Спектр поверхностных МСК.

$$k_{\perp} = n2\pi/\Delta, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

В результате суперпозиции бегущих МСВ с длиной волны $\lambda \ll a, b$ (a, b — размеры образца (рис. 1)) в образце устанавливаются неоднородные колебания, волновые числа которых задаются внешней периодической возбуждающей системой.

Предложенный способ использован для возбуждения МСК в пленках ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке из галлий-гадолиниевого граната. Измерения выполнялись на спектрометре ФМР с двойной модуляцией поля в 3-х сантиметровом диапазоне при комнатной температуре. При ориентации внешнего магнитного поля в плоскости пленки параллельно и перпендикулярно проводящим полоскам были получены спектры соответственно поверхностных и обратных объемных МСК (ПМСК и ООМСК), т. е. спектры колебаний, соответствующих стоячим поверхностным и обратным объемным МСВ. Спектры колебаний в виде производной от линий поглощения записаны при постоянной частоте с разверткой по магнитному полю.

На рис. 2 представлен типичный спектр ООМСК, возбуждаемых в пленке ЖИГ толщиной $s=8$ мкм, размером $\sim 4.5 \times 2.0$ мм, период возбуждающей структуры $\Delta=150$ мкм. В этом случае $k_{\perp} = k_x = n 2\pi/\Delta$. Границы этого спектра хорошо согласуются с теоретическими оценками, полученными в [9]. Наиболее интенсивная крайняя линия является главной модой спектра $(n_y, n_x) = (1, 1)$ в обозначениях (1). Резонансное поле для нее близко к расчетному значению для однородного ФМР, так как размеры образца в плоскости a и b достаточно велики.

Спектр ПМСК, возбуждаемых на частоте $\nu = 9.751$ ГГц в образце $s=8$ мкм, $\Delta=150$ мкм, показан на рис. 3. В полученных спектрах ООМСК и ПМСК, кроме линий основного спектра, возбуждаемого периодической структурой, и обозначенных индексами $n=1, 2, 3, \dots$, наблюдаются дополнительные колебания, соответствующие резонансам МСВ на поперечных размерах образца. Интенсивность дополнительных линий резко уменьшается с увеличением волнового числа, наиболее интенсивные дополнительные линии видны вблизи главной моды $(1, 1)$.

Селективное возбуждение МСК, представляющих собой суперпозицию бегущих МСВ с заданными значениями волнового числа k_y и k_x , позволяет строить экспериментальную

дисперсионную зависимость для поверхностных и обратных объемных МСВ. Поскольку запись спектров производилась с разверткой по полю при постоянной частоте, то дисперсионную зависимость удобно строить в форме $\delta H_{no}(k_{\perp}) = H_n - H_0$, где H_n и H_0 — резонансные поля соответственно n -го типа в спектре и главной моды.

На рис. 4 экспериментальные дисперсионные зависимости построены для образцов толщиной $s=8$ (кривые 1, 4) и 35 мкм (кривые 2, 3) для разных периодов возбуждающей структуры $\Delta=150$ (I) и 200 мкм (II). Теоретические дисперсионные зависимости, построенные с использованием теории Деймона—Эшбаха [9], показаны сплошными линиями. Теоретические и экспериментальные дисперсионные зависимости находятся в хорошем согласии.

Для конструирования устройств спин-волновой электроники иногда необходимо знать закон дисперсии МСВ при произвольном направлении внешнего магнитного поля H в плоскости

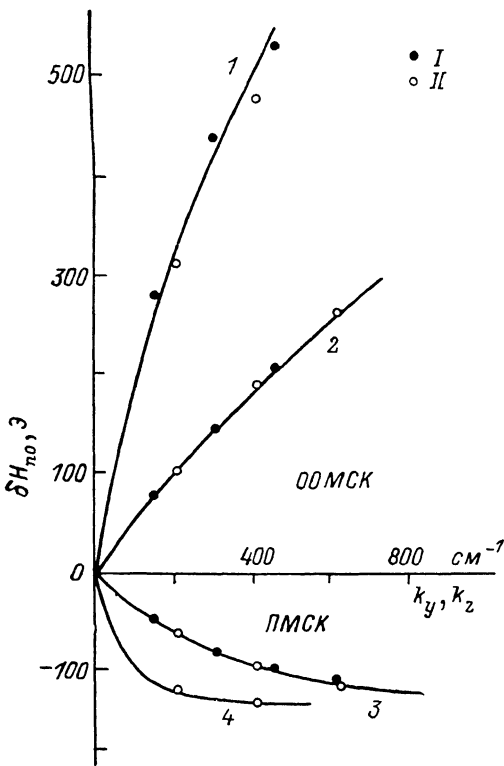


Рис. 4. Дисперсионные зависимости обратных объемных и поверхностных МСВ.

$$\nu = 8.557 \text{ ГГц.}$$

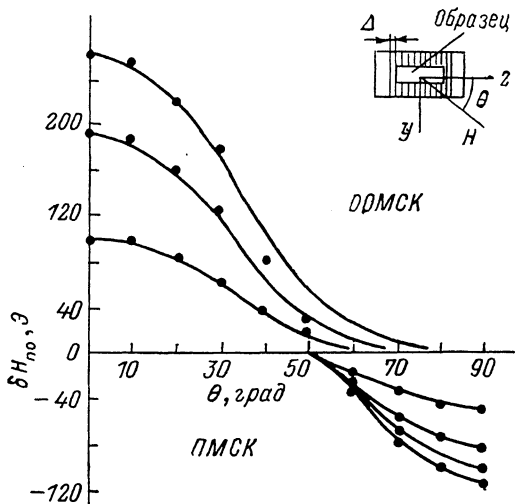


Рис. 5. Угловые зависимости $\delta H_{no}(\theta)$ для поверхностных и обратных объемных МСВ.

$$\nu = 10.271 \text{ ГГц, } \Delta = 150 \text{ мкм, } s = 8 \text{ мкм.}$$

скорости образца относительно волнового вектора. В работе [10] для задания величины и направления волнового вектора относительно внешнего магнитного поля в плоскости образца использованы поверхностные акустические волны. В предлагаемом нами способе возбуждения МСВ направление распространения волн и волновые числа задаются периодической структурой. Это позволяет намного проще, чем в [10], наблюдать изменение закона дисперсии не только поверхностных, но и обратных МСВ при разной ориентации H в плоскости пленки. Изменяя направление H в плоскости пленки относительно проводников возбуждающей структуры, мы наблюдали непрерывный переход от спектра обратных объемных колебаний к поверхностным. На рис. 5 представлена зависимость δH_{no} от ориентации поля в плоскости образца (см. вставку на рис. 5). Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные по теории Деймона—Эшбаха [9].

Мы предполагаем, что принцип работы описанного здесь способа возбуждения МСВ основан на создании неоднородного периодического магнитного поля в образце. В то же время разумно предположить, что роль возбуждающей структуры может сводиться к созданию периодических граничных условий, вызванных частичной металлизацией поверхности пленки. Хотя в эксперименте поверхность пленки, видимо, всегда была отделена от полосок структуры слоем клея, для исключения этой возможности был поставлен дополнительный эксперимент. Периодическая возбуждающая структура была изготовлена наклеиванием на поверхность образца изолированного микропровода с определенным шагом Δ . При этом были получены спектры ООМСК и ПМСК, аналогичные представленным на рис. 2, 3.

Таким образом, хорошее согласие представленных в работе экспериментальных дисперсионных и угловых зависимостей с теоретическими говорит о том, что с помощью периодиче-

ской структуры пассивных проводников можно возбуждать МСР с волновым вектором, лежащим в плоскости, перпендикулярной проводникам, проекция его на плоскость образца кратна величине $2\pi/\Delta$, где Δ — период возбуждающей структуры.

Список литературы

- [1] *Tittmann B. R.* // Sol. St. Commun. 1973. Vol. 13. N 4. P. 463—466.
- [2] *Storey B. E., Tooke A. O., Cracknell A. P., Przystawa J. A.* // J. Phys. C. 1977. Vol. 10. N 6. P. 875—888.
- [3] *Reiman H., Waldner F.* // IEEE Trans. Magn. 1973. Vol. MAG-15. N 6. P. 1720—1725.
- [4] *Kondal S. C., Seeha M. S.* // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 22. N 11. P. 5483—5489.
- [5] *Barak J., Ruppin R., Suss J.* // Phys. Lett. 1985. Vol. 108A. N 8. P. 423—425.
- [6] *Данилов В. В., Костенко В. И., Нечипорук Ю. А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 19. Вып. 18. С. 1146—1149.
- [7] *Rodbell D. S.* // J. Appl. Phys. 1959. Vol. 30. N 11. P. 1845—1846.
- [8] *Адам Дж. Д., Дэниэл М. П., Шродер Д. К.* // Электроника. 1980. Т. 53, № 11. С. 36—44.
- [9] *Damon R. W., Eshbach J. R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. N 3/4. P. 308—320.
- [10] *Крышталъ П. Г., Медведь А. В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2399—2402.

Институт физики им. Л. В. Киренского СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
23 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
13 мая 1988 г.

06; 08

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ФИЛЬТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Ю. К. Калининков, Л. Я. Стаценко

Перестраиваемые акустооптические (АО) фильтры в последнее время находят все более широкое применение в различных оптических и радиотехнических системах [1]. Относительно большая угловая апертура, особенно у фильтров со средним спектральным разрешением, позволяет осуществлять спектральную фильтрацию оптических изображений [2].

В данной работе приведены теоретические оценки и результаты экспериментального исследования фильтрации оптических изображений с помощью неколлинеарного АО фильтра на кристалле парателлурита. В отличие от работы [2] учтена дисперсия угла отклонения и показано, что этот эффект существенным образом влияет на угловое разрешение элементов отфильтрованного изображения.

В схемах фильтрации Фурье-образа изображений пространственное разрешение определяется степенью расходимости световых пучков, фокусируемых выходной линзой. Кроме дифракционной расходимости световых пучков, обусловленной ограниченностью входной апертуры, в этих схемах имеет место расходимость дифрагированных пучков, связанная с частотной зависимостью угла дифракции излучения в АО ячейке. Различным компонентам углового спектра падающего пучка белого света при этом будут отвечать разные частоты синхронизма и разные направления распространения после дифракции. Это приводит, во-первых, к растяжению пучка в плоскости взаимодействия света и звука, во-вторых, к спектральной неоднородности пучка по сечению. Как видно из рис. 1, расходимость дифрагировавшего пучка пропорциональна расходимости звука $\Delta\varphi = \beta\Delta\gamma$, где $\beta = 1 - n_e^* \cos \gamma / n_o \cos(\gamma + \varphi)$. После подстановки в качестве $\Delta\gamma$ дифракционной расходимости ультразвука и с учетом малости скосов граней кристалла в большинстве конструкций получим формулу для расходимости дифрагировавшего пучка вне АО ячейки

$$\Delta\varphi_\lambda = \left(1 - \frac{n_e^* \cos \gamma}{n_o \cos(\gamma + \varphi)}\right) \frac{n_o \Delta}{D}, \quad (1)$$

где Δ — длина акустической волны, D — апертура пьезопреобразователя, n_o — показатель преломления для обыкновенного луча света, n_e — показатель преломления необыкновенного луча для данного направления распространения.