

06.3

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ОБРАТНОЙ ОБЪЕМНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЕ В ПЛЕНКЕ ИЖГ

А.В. Аншаков, В.В. Матюшев,
А.Н. Сигаев, А.А. Сташкевич

В работах [1, 2] были экспериментально исследованы коллинеарная и неколлинеарная дифракции света на прямых объемных спиновых волнах (ПОСВ), а также показана перспективность использования этого явления в устройствах оптикоэлектронной обработки информации. Однако особенно интересными для аналогичных применений представляются обратные объемные спиновые волны (ООСВ): с одной стороны, как объемные волны, они обладают достаточной широкополосностью, с другой стороны, от ПОСВ их выгодно отличает отсутствие размагничивающего фактора в касательно намагниченной пленке. Реально это означает, что при одних и тех же значениях магнитных полей устройства на ООСВ будут работать на частотах, как минимум на несколько гигагерц превышающих рабочие частоты устройств на ПОСВ.

В данной работе экспериментально реализована дифракция света ближнего ИК-диапазона на ООСВ в тонкой ферромагнитной пленке.

Для эксперимента была использована пленка иттрий-железного граната (ИЖГ) ориентации (111) толщиной 5.51 мкм, выращенная на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Параметр диссипации пленки составлял $2\Delta N=1.24$ Э. Возбуждение и прием ООСВ осуществлялись двумя антеннами из золотой проволоки диаметром 30 мкм и длиной по 5 мм. Расстояние между антеннами составляло 3 мм. Источником оптического излучения служил гелий-неоновый лазер с длиной волны 1.15 мкм. Для ввода и вывода света использовались призмы из $SrTiO_3$.

В ходе эксперимента в пленке ИЖГ возбуждалась оптическая волноводная мода (ОВМ) TE_i ($i=0, 1, 2$). Одновременно под углом $\alpha=45^\circ$ к направлению волнового вектора ОВМ распространялась ООСВ с частотой $f_1=2.9$ ГГц или $f_2=5.4$ ГГц. Такая геометрия взаимодействия света и ООСВ была выбрана по следующим соображениям. При „строго“ неколлинеарной дифракции ($\alpha=90^\circ$) значения волновых чисел ООСВ, удовлетворяющие условию Брэгга, получаются неприемлемо большими, а коллинеарная геометрия взаимодействия ($\alpha=0^\circ$) запрещена [3]. За счет взаимодействия с ООСВ часть энергии ОВМ TE „перекачивалась“ в ОВМ TM_i , что регистрировалось с помощью поляроида и германиевого фотоэлемента, расположенных за выходной призмой. При этом использовалась стандартная техника синхронного детектирования. Для исследования взаимодействия осуществлялось изменение поля подмагничивания в широком диапазоне, перекрывающем область существования ООСВ.

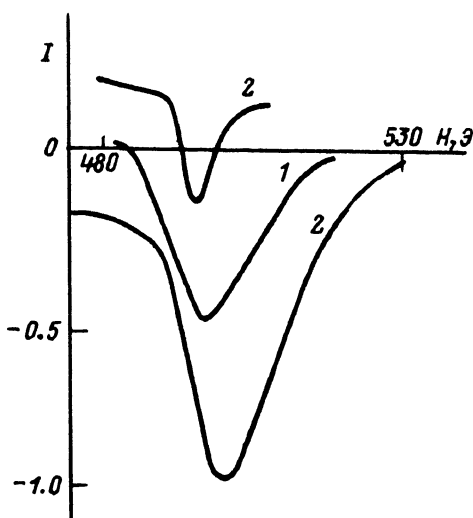


Рис. 1. Зависимости величины нормированного фототока I от значения внешнего поля подмагничивания H для дифракции TE_1-TM_1 , измеренные при различных углах поворота оси поляроида φ : $\varphi = 90^\circ$ (1), $\varphi = 93^\circ$ (2), $\varphi = 87^\circ$ (3). Частота СВЧ-колебания $f_1 = 2.9$ ГГц.

Помимо дифракции света на ООСВ было обнаружено сильное „маскирующее“ рассеяние, обладающее специфической четырехлепестковой поляризационной характеристикой с максимумами под углами $45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ и существенно превышающее по амплитуде упомянутую дифракцию. Такой вид поляризационной характеристики свойственен рассеянию без доплеровского сдвига частот оптических сигналов, когда на нелинейном фотоприемном устройстве (фотодиоде) когерентно взаимодействуют рассеянный световой пучок и опорный недифрагированный. Источниками такого рассеяния могут быть изменения постоянной намагниченности пленки за счет нелинейности ООСВ [4] или модуляция диэлектрической проницаемости пленки за счет эффектов ее неоднородного разогрева в районе возбуждения и распространения ООСВ. Таким образом, вследствие различия поляризационных характеристик в случаях „полезной“ дифракции и „маскирующего“ рассеяния возникла необходимость отстройки от помех с помощью поляроида. На рис. 1 представлены зависимости величины фототока от значения внешнего поля подмагничивания для режима дифракции TE_1-TM_1 , измеренные при различных положениях поляроида. Если угол поворота оси поляроида $\varphi = 90^\circ$ (кривая 1), то „маскирующее“ рассеяние не пропускать и наблюдался только сигнал от дифракции света на ООСВ. Пик сигнала соответствует выполнению условия Брэгга. При отклонении оси поляроида на величину $\Delta\varphi = \pm 3^\circ$ (кривые 2 и 3 соответственно) от положения $\varphi = 90^\circ$ на „полезный“ сигнал накладывался „маскирующий“ фон.

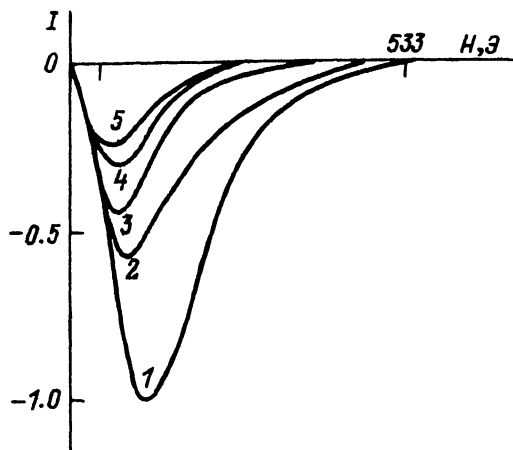


Рис. 2. Характерные изменения зависимости величины нормированного фототока I от значения внешнего поля подмагничивания H при варьировании мощностью СВЧ-сигнала P : $P = 600$ мВт (1), $P = 190$ мВт (2), $P = 95$ мВт (3), $P = 30$ мВт (4), $P = 19$ мВт (5). Частота СВЧ-колебания $f_1 = 2.9$ ГГц, режим дифракции $TE_7 - TM_7$, угол поворота оси поляриоида $\varphi = 90^\circ$.

Знак этого фона принципиально зависит от того, в какую сторону от положения $\varphi = 90^\circ$ смещена ось поляриоида.

Нами наблюдались характерные изменения зависимости фототока от величины поля подмагничивания при варьировании мощностью СВЧ-сигнала, подаваемого на возбуждающую ООСВ антенну. Результаты наблюдений представлены на рис. 2. Как и следовало ожидать, по мере увеличения мощности пик дифракции смещался в сторону больших магнитных полей. Этот эффект можно объяснить появлением дополнительного размагничивания вследствие нелинейности спин-системы. Интересно отметить, что в случае дифракции света на ПОСВ при увеличении СВЧ-мощности пик рассеяния смещался в противоположную сторону - в сторону меньших магнитных полей [1].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Сташкевич А.А., Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 1. С. 49-53.
- [2] Сигаев А.Н., Сташкевич А.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 5. С. 469-472.
- [3] Сташкевич А.А. // Изв. вузов. Физика. 1989. Т. 32. № 4. С. 5-31.

Поступило в Редакцию
28 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

04; 11

О МЕХАНИЗМЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПРЕДПРОБОЙНЫХ ТОКОВ В ВАКУУМНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ С ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

С.В. Пузанов, В.А. Хмара,
Ю.М. Яшнов

1. Известно, что предпробойные токи вакуумных промежутков, имеющие в основном автоэмиссионную природу [1], не постоянны во времени, а флуктуируют с частотами до 1 МГц. Вопрос о механизме этих флуктуаций имеет научный и практический интерес для исследований электрической прочности вакуумных промежутков электровакуумных приборов. Прямое оптическое или электронно-микроскопическое наблюдение в зазорах с плоскими металлическими электродами эмиттирующих микроавтоэмиттеров с характерными размерами эмиттирующих поверхностей менее 0.1 мкм не представляется возможным, поэтому для экспериментальных исследований процессов на поверхности электродов необходимо применять косвенные методы.

В данной работе впервые для плоскопараллельных вакуумных промежутков с металлическими электродами сделана попытка с помощью спектральных характеристик флуктуаций предпробойных токов выделить основные механизмы этих флуктуаций.

2. При постановке эксперимента руководствовались следующими соображениями.

Найдем зависимость спектральной плотности мощности флуктуаций предпробойных токов G_f на данной частоте f от среднего значения предпробойного тока I_0 . Раскладывая в ряд Тейлора формулу Фаулера-Нордгейма [1] для малых относительных флуктуаций предпробойного тока $\Delta I/I_0$, получаем:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\Delta S}{S_0} + \left(2 + \frac{B_0 \varphi_0^{3/2}}{E_0 \mu_0}\right) \frac{\Delta \mu}{\mu_0} - \left(1 + \frac{9.5}{2\sqrt{\varphi_0}} + \frac{3}{2} \frac{B_0 \varphi_0^{3/2}}{E_0 \mu_0}\right) \frac{\Delta \varphi}{\varphi_0}, \quad (1)$$