

06.3; 07

БРЕГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ОБРАТНЫХ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.Л. Галкин, А.А. Климов,
В.В. Преображенский,
Ю.К. Фетисов, П.С. Костюк

Интерес к оптическим методам обработки сигналов СВЧ диапазона стимулировал исследования взаимодействия света с магнито-статическими волнами (МСВ) в магнитных пленках [1]. В частности, была осуществлена неколлинеарная дифракция света на МСВ различных типов [2-4]. В указанных работах вследствие малых величин волнового числа МСВ удалось получить лишь режим дифракции, близкий к режиму Рамана-Ната.

В настоящей работе сообщается о наблюдении неколлинеарного взаимодействия света с обратными объемными МСВ (ОМСВ). Путем трансформации величины волнового числа ОМСВ в неоднородном магнитном поле впервые реализован режим Брегга дифракции света на МСВ.

В экспериментах использовалась пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 3.8 мкм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава $PbO-Ba_2O_3$ на подложке из галлий-гадолиниевого граната с ориентацией (111). Пленка имела ширину линии однородного ферромагнитного резонанса на частоте 5 ГГц не более $\Delta H \leq 0.5$ Э, для оптического излучения с длиной волны $\lambda = 1.15$ мкм показатель преломления имел величину $n = 2.22$, коэффициент поглощения составлял $\kappa \approx 3$ см⁻¹, а постоянная фарадеевского вращения равнялась $F = 280$ град/см. Для возбуждения ОМСВ в диапазоне частот 5-6 ГГц применялся микрополосок шириной 50 мкм и длиной $l = 10$ мм, нанесенный на поверхность пленки. Ввод в пленку и вывод оптического излучения с длиной волны $\lambda = 1.15$ мкм проводился двумя призмами из GaP с цилиндрическими контактными поверхностями, приклеенными на пленку на расстоянии 12 мм друг от друга. Широкий оптический контакт призмы и пленки позволял осуществлять сканирование узким пучком света (с апертурой 1 мм) в плоскости пленки. Пленка ЖИГ помещалась во внешнее касательное магнитное поле \vec{H} , неоднородное вдоль направления распространения ОМСВ (см. вставку на рис. 1), градиент поля имел величину $\partial H_x / \partial x = 200$ э/см. Угол падения света на магнитоэлектрическую волну выбирался близким к прямому.

Магнитооптическое взаимодействие света с ОМСВ, распространяющейся в пленке феррита, проявлялось в анизотропной дифракции света в первый порядок с преобразованием входной оптической ТМ моды в выходную оптическую ТЕ моды.

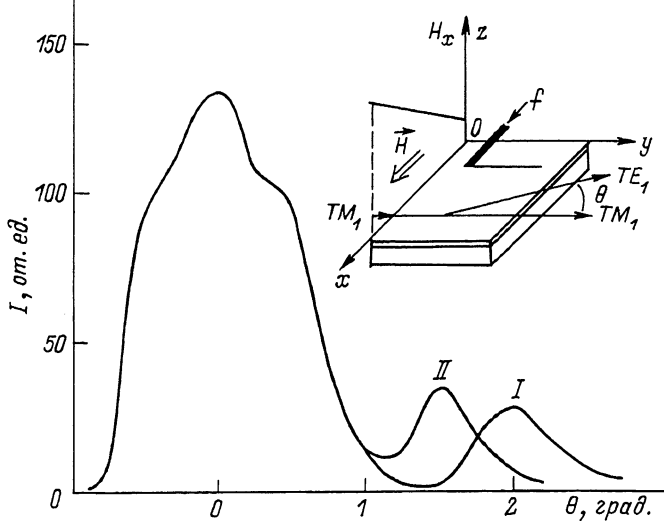


Рис. 1. Угловое распределение интенсивности I оптического излучения на выходе из пленки феррита для двух частот ООМСВ: I - f_1 , II - f_2 . На вставке показана геометрия эксперимента.

При малых расстояниях ($X < 2$ мм) от пучка света до микрополоска и частотах ООМСВ вблизи верхней границы диапазона частот возбуждения волн в прошедшем излучении регистрировали два симметричных относительно нулевого порядка дифракционных максимума различной интенсивности, что характерно для переходного режима от дифракции Рамана-Ната к дифракции Брэгга.

При расстояниях $X > 2$ мм и меньших частотах ООМСВ в прошедшем излучении кроме нулевого порядка наблюдали только один дифракционный максимум, отклоненный на угол θ .

На рис. 1 показаны измеренные угловые распределения интенсивности нулевого порядка (ослаблен с помощью поляризатора в 30 раз) и дифрагированного излучения для двух частот ООМСВ ($f_1 = 5600$ МГц и $f_2 = 5680$ МГц) при расстоянии от возбуждающего микрополоска $X = 3.5$ мм. Значительная (~ 0.5 град) угловая ширина дифракционных максимумов обусловлена, главным образом, расходимостью входного пучка света, она может быть уменьшена в несколько раз с помощью входной оптической формирующей системы. Эффективность дифракции линейно возрастала с увеличением мощности возбуждающего СВЧ сигнала и при $P = 5$ мВт по отношению к интенсивности входного оптического излучения составляла $\eta = 0.5\%$.

На рис. 2 для тех же частот ООМСВ представлены измеренные зависимости величины угла отклонения θ , определенного по максимуму интенсивности дифрагированного света, от расстояния

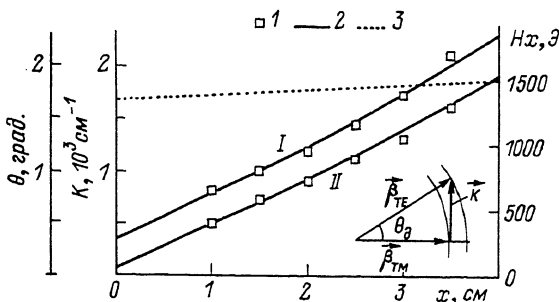


Рис. 2. Зависимость угла отклонения дифрагированного излучения θ волнового числа ООМСВ K (1 — эксперимент, 2 — расчет) и напряженности магнитного поля H (3) от положения луча света: I — f_1 , II — f_2 . На вставке показана векторная диаграмма дифракции света.

между пучком света и микрополоском. Соответствующие каждому θ значения волнового числа k ООМСВ находились из условия синхронизма для анизотропной дифракции $\vec{\beta}_{TM} + \vec{k} = \vec{\beta}_{TE}$ (см. вставку на рис. 2), где $\beta_{TM} = 120910 \text{ см}^{-1}$, $\beta_{TE} = 120972 \text{ см}^{-1}$ — постоянные распространения TM_1 и TE_1 мод соответственно [5]. При расчетах учтено отличие угла дифракции $\theta_d = \theta/n$ от наблюдаемого угла отклонения света θ , обусловленное преломлением пучка света при выходе из пленки феррита. Пунктирной линией на рисунке изображена измеренная зависимость напряженности магнитного поля H от координаты X вдоль направления распространения ООМСВ.

Трансформация величины волнового числа k ООМСВ, обусловленная неоднородностью магнитного поля $H(X)$, рассчитывалась методом геометрической оптики, который в рассматриваемом здесь одномерном случае сводится к простой подстановке в дисперсионное уравнение для ООМСВ $\Omega(K, H, f) = 0$ [6] измеренной зависимости $H(X)$ и решению полученного уравнения $\Omega(K(X), H(X), f) = 0$ относительно $K(X)$. Рассчитанные для частот f_1 и f_2 зависимости $K(X)$ (сплошные линии на рис. 2) демонстрируют увеличение волнового числа ООМСВ при удалении от микрополоска и находятся в хорошем соответствии с зависимостями, измеренными оптическим методом.

Как видно из рис. 2, на больших расстояниях от микрополоска угол отклонения оптического излучения составляет $\theta \approx 2$ град, а волновое число ООМСВ достигает значений $K_m = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. При этом параметр $Q = k^2 l / 2\pi\beta$, определяющий тип режима дифракции, имеет величину $Q \approx 4$, что свидетельствует о реализации режима дифракции Брегга.

Полученные результаты показывают возможность локального измерения оптическим методом больших значений волнового числа

МСВ, а предложенный метод получения больших углов дифракции может быть использован при разработке магнитооптических СВЧ deflectоров и спектроанализаторов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Fisher A.D., Lee J.N., Gaynor E.S., Tveten A.B. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 9. P. 779-781.
- [2] Young D., Chen W., Tsai C.S. // IEEE Ultrasonics Symp. Proceed. Boston. 1984. P. 168-170.
- [3] Сигаев А.Н., Сташкевич А.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 5. С. 469-472.
- [4] Tamada H., Kaneko M., Okamoto T. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 2. P. 554-559.
- [5] Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н. // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33-72.
- [6] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. N 3/4. P. 308-320.

Московский институт
радиотехники, электроники
и автоматики

Поступило в Редакцию
28 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22

26 ноября 1989 г.

05.4

ВЛИЯНИЕ „ЗАХВАЧЕННОГО“ МАГНИТНОГО ПОТОКА НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК В ПЛЕНОЧНОМ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Л. С. Топчян, Г.А. Харадзе,
Т.Ш. Квирикашвили, Б.В. Бродский,
И.А. Баглаенко, Ю.Н. Берозашвили,
Д.Ш. Лордкипанидзе, Т.С. Шенгелия,
В.Ш. Эдилашвили

В пленочных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) получены высокие значения критического тока [1-4], что открывает широкую возможность их использования в практике. Изучение токонесущей способности пленочных ВТСП в различных условиях внешнего воздействия, в том числе магнитного поля, представляется актуальной задачей. Нами исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) пленочного $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ толщиной 6000 Å,