

оптического поглощения окрашенных пленок до и после ФАО идентичны, то можно заключить, что после ФАО на единицу заряда образуется большее количество электрохромных центров окраски. Очевидно, ФАО в пленке WO_3 создает дополнительные дефектные места, образующие в процессе окрашивания электрохромные центры окраски. Если представить пленку WO_3 , состоящую из кластеров WO_n -полиэдров ($5 \leq n \leq 7$) [3], соединенных связями $-W-O-W-$, водой, укрепляющей кластерную сетку (встроенная вода H_2O^b), и водой, заполняющей пустоты между кластерами (адсорбированная вода H_2O^a), то состав пленки можно записать в виде $WO_{3-x} \cdot mH_2O^b \cdot nH_2O^a$. Учитывая, что дефектными местами для электрохромных центров окраски в пленке WO_3 могут быть сильно деформированные WO_n -полиэдры на поверхности кластеров [4], следует заключить, что в результате ФАО происходит разрушение кластерной сетки или самих кластеров. ИК спектры пропускания и результаты исследования профилей концентрации водорода по толщине пленки (рис. 2) показывают, что в пленке WO_3 после ФАО уменьшается содержание воды (водорода). Очевидно, происходит дегидратация пленки. Начальное просветление пленки WO_3 вследствие ФАО можно объяснить согласно Фельцу [6], утверждающему, что просветление халькогенидных стекол в оптическом диапазоне связано с дегидратацией слоя.

Увеличение интенсивности окраски в облученном слое вследствие ФАО можно объяснить образованием дополнительных мест для центров окраски, которое связано с дегидратацией пленки WO_3 . Уменьшение концентрации ОН групп в облученном слое, которые, очевидно, являются конкурентами инжектированных протонов за возможность локализации на активных местах в процессе электроокрашивания, видимо, и является причиной увеличения электрохромной эффективности пленок после УФ воздействия при анодной поляризации.

Список литературы

- [1] Хамитов М. М., Клеперис Я. Я., Лусис А. Р. // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1985. № 1. С. 84—87.
- [2] Чернов И. П., Шадрин В. Н. Анализ содержания водорода и гелия методом ядер отдачи. М.: Энергоиздат, 1988. 128 с.
- [3] Schlotter P., Pickelmann L. // J. Electronic Mat. 1982. Vol. 11. N 2. P. 207—236.
- [4] Клеперис Я. Я., Цикмач П. Д. // Электрохромизм. Рига, 1987. С. 83—99.
- [5] Фельц А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела. М., 1986. 556 с.

Институт физики твердого тела
Латвийского университета
Рига

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г.

ГИБРИДИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ВОЛНОВОДНЫМИ МОДАМИ МСВ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКЕ ЖИГ

В. В. Тихонов, А. В. Толкачев, Б. Т. Семен

Возбуждение гибридных волн в пленках железиттриевого граната (ЖИГ), как правило, имеет узкополосный резонансный характер. Это может быть полезным для создания частотно-селективных устройств СВЧ. Ранее эффекты гибридизации наблюдались в спектре магнитостатических волн (МСВ) в виде резонансных особенностей на частотах синхронизма МСВ с волноводными модами спиновых [1] и акустических волн [2]. Аналогичные особенности были обнаружены и в спектре электромагнитных волн (ЭМВ) [3] на частотах синхронизма с волноводными модами МСВ. Однако в [3] был рассмотрен наиболее простой случай нормального намагничивания волновода МСВ, в то время как для практической реализации важно знать особенности этого эффекта при других ориентациях поля. В данной работе экспериментально исследованы законы дисперсии гибридизованных ЭМВ при касательном намагничивании пленочного волновода.

Эксперименты проводились со структурой, представленной на вставках к рис. 1, 2. Пленка ЖИГ имела ориентацию (111), толщину $h=9$ мкм, ширину $w=2$ мм, длину $L=40$ мм, намагниченность насыщения $4\pi M_0=1750$ Гс. Полоска ЖИГ изготавливалась методом фотолитографии и приклеивалась к согласованной с СВЧ трактом микрополосковой линии (МПЛ) передачи электромагнитного сигнала. Ширина МПЛ составляла 0.5 мм. Оси симметрии полоски ЖИГ и МПЛ совпадали. Измерялась дисперсия ЭМВ по методике, описанной в [3].

Результаты измерений представлены на рис. 1, 2. При намагничивании пленки касательным полем H_0 на законах дисперсии ЭМВ возникали сильные искажения в виде серии резонансных пиков, интенсивность которых либо возрастала с ростом частоты (кривая 1 на рис. 1), либо убывала (кривая 1 на рис. 2). Затухание ЭМВ на частотах пиков также скач-

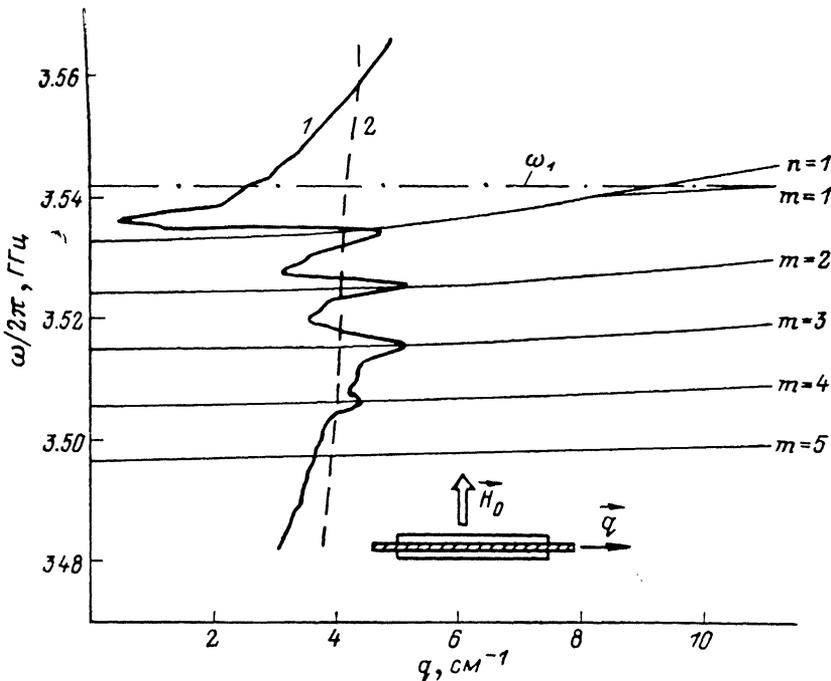


Рис. 1. Дисперсия ЭМВ в МПЛ, измеренная при касательном поперечном намагничивании пленочного волновода МСВ.

1 — при $H_0=663$ Э, 2 — при $H_0=0$. Сплошные линии — расчет дисперсии для мод ООМСВ с номерами $k=0$, $m=1-5$ и для моды ПМСВ с номером $n=1$.

ком возрастало. При увеличении поля пики смещались в область больших частот, а при снятии поля полностью исчезали.

Пики на дисперсии ЭМВ были вызваны гибридизацией с модами МСВ в точках пересечения собственных дисперсионных ветвей ЭМВ и мод МСВ. Для обоснования этого были рассчитаны дисперсионные ветви мод МСВ при условии «магнитной стенки» на отражающих краях пленки ЖИГ [4]. При поперечном намагничивании волновода дисперсионное уравнение имело вид

$$2\mu q_0 \beta \operatorname{ctg}(\beta w) + \beta^2 \mu^2 + q^2 \mu_a^2 - q_0^2 = 0, \quad (1)$$

где $\mu = 1 + \omega_H \omega_M / (\omega_H^2 - \omega_M^2)$; $\mu_a = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$; $\omega_H = \gamma H_0$; $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$; γ — гиромагнитное отношение; $\beta = (q^2 + q_{\perp}^2 / \mu)^{1/2}$; $q_0 = (q^2 + q_{\perp}^2)^{1/2}$; q — продольное волновое число; $q_{\perp} = n\pi/w$ — поперечное волновое число; $n=1, 2, 3, \dots$ — номер моды.

При $\beta^2 > 0$ уравнение (1) описывало серию мод, расположенных выше граничной частоты $\omega_1 = (\omega_H^2 + \omega_M \omega_H)^{1/2}$ в области существования поверхностных МСВ (ПМСВ). Эти моды не имели частот отсечки при $q=0$, а начинались из точек с координатами $(\omega_1, n\pi/w)$. Их взаимодействие с ЭМВ в экспериментах не наблюдалось. При $\beta^2 < 0$ уравнение (1) приводилось к виду

$$\beta w = k\pi + \operatorname{arccctg} \left(\frac{\beta^2 \mu^2 + q^2 \mu_a^2 - q_0^2}{2\mu \beta q_0} \right) \quad (2)$$

и описывало две серии мод: толщинных с номерами $k=0, 1, 2, \dots$ и ширинных с $q = m\pi/w$, $m=1, 2, 3, \dots$, которые располагались ниже граничной частоты ω_1 в области существования обратных объемных МСВ (ООМСВ). При продольном намагничивании точный расчет дисперсии существенно усложнялся из-за сложной структуры колебаний в поперечном сечении волновода, вызванных резонансами псевзаимных ПМСВ. В этом случае следовало бы искать решение в виде ряда Фурье, как предлагалось в [5], и рассчитывать дисперсию численными методами. Однако, учитывая, что при малых q зависимость $\omega(q)$ очень слабая, нам для сопоставления с экспериментом достаточно было посчитать лишь частоты отсечки мод МСВ, которые можно было получить с учетом только первого члена ряда. При этом дисперсионное

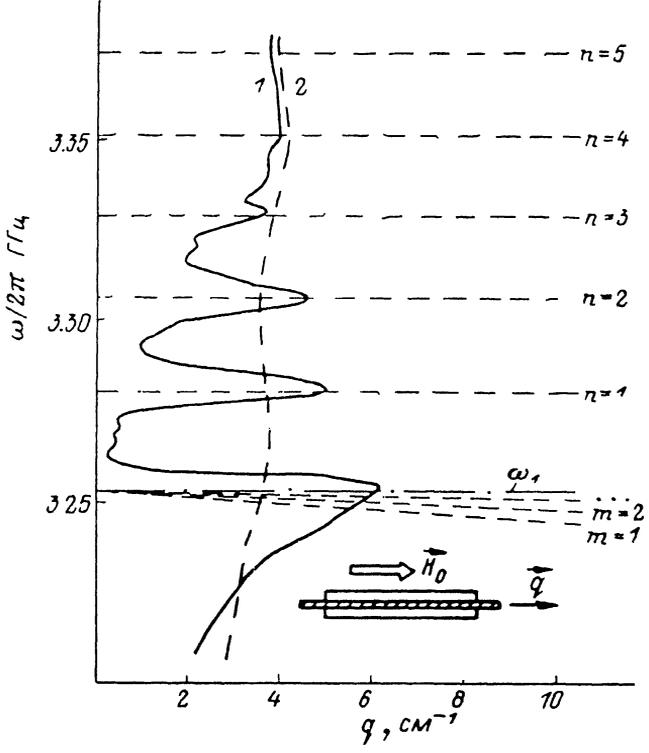


Рис. 2. Дисперсия ЭМВ в МПЛ, измеренная при касательном продольном намагничивании пленочного волновода МСВ.

1 — при $H_0=580$ Э, 2 — при $H_0=0$. Штриховые линии — частоты отсечки для мод ПМСВ с номерами $n=1-5$ и для мод ООМСВ с номерами $k=0, m=1, 2, 3, \dots$.

уравнение приводилось к виду (1), (2) с той лишь разницей, что $\beta = (q_1^2 + q^2/\mu)^{1/2}$. Здесь, как и в случае поперечного намагничивания, было получено две серии мод: моды ПМСВ и моды ООМСВ. Отличие состояло в том, что на этот раз моды ПМСВ имели частоты отсечки, которые располагались выше частоты ω_1 , а все моды ООМСВ имели одну общую частоту отсечки, совпадающую с ω_1 . Сравнение расчетов и экспериментальных данных показывает, что в случае поперечного намагничивания пленки ЭМВ гибридизуются только с модами ООМСВ, а в случае продольного намагничивания — как с модами ООМСВ, так и с модами ПМСВ, причем в случае продольного намагничивания ЭМВ гибридизуются со всеми модами ООМСВ практически на одной частоте.

Таким образом, показано, что при помощи касательной составляющей намагничивающего поля можно эффективно управлять искажениями дисперсии гибридных ЭМВ. Возможности управления обусловлены изменением структуры мод МСВ под влиянием наведенной в плоскости магнитной анизотропии пленки.

Авторы благодарны П. Е. Зильберману за полезную критику работы.

Список литературы

[1] Гуляев Ю. В., Бугаев А. С., Зильберман П. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 9. С. 600—603.
 [2] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 9. С. 500—504.

[3] Зильберман П. Е., Семен Б. Т., Тихонов В. В., Толкачев А. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 10. С. 59—63.

[4] O'Keefe T. W., Patterson R. W. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4886—4895.

[5] Сучков С. Г. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (VI Зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 2. Саратов, 1983. С. 171—178.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Саратовский филиал;

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.

01; 06

Журнал технической физики, т. 61, в. 2, 1991

© 1991 г.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Е. А. Божевольная, С. И. Божевольный

Генерация второй гармоники в виде черенковского излучения из волновода [1] вновь привлекла к себе внимание вследствие возможности непосредственного измерения характеристик волновода [2, 3], а также слабой чувствительности к температурным и структурным изменениям при достаточно большой эффективности преобразования [4]. В связи с последним возникает вопрос выбора волноводных параметров для достижения наибольшей эффективности преобразования. В настоящей работе проведен расчет эффективности генерации черенковской второй гармоники в зависимости от нормализованных параметров тонкопленочного волновода с гауссовым распределением показателя преломления и рассмотрен выбор параметров волноводов на основе ниобата лития для реализации эффективного преобразования.

Рассмотрим взаимодействие направляемой моды E^ω волновода, изготовленного в приповерхностном слое нелинейного кристалла, и радиационной моды $E^{2\omega}$ второй гармоники, излучаемой в подложку под углом θ (рис. 1). В случае отсутствия потерь излучения при распространении и низкой эффективности преобразования (приближение заданного поля) генерацию радиационной моды второй гармоники можно описать следующим выражением [5, 6]:

$$\frac{dB(\theta)}{dz} = -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{d}{n} A^2 \int_0^\infty a^2(x) b(\theta, x) dx e^{i\Delta k z}, \quad (1)$$

где

$$E^\omega(x) = A \cdot a(x), \quad \int_{-\infty}^\infty a^2(x) dx = 1,$$

$$E^{2\omega}(\theta, x) = B(\theta) \cdot b(\theta, x), \quad \int_{-\infty}^\infty b(\theta, x) b^*(\theta', x) dx = \delta(\theta - \theta'),$$

$$\Delta k = \beta_{2\omega} - 2\beta_\omega = \frac{2\omega}{c} (n_{2\omega} \cos \theta - n_\omega^*),$$

ω — частота волны накачки (направляемой моды), μ_0 и ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемость вакуума, d и n — соответствующая компонента нелинейного оптического тензора и показатель преломления кристалла, Δk — фазовая расстройка преобразования, $n_{2\omega}$ — показатель преломления подложки на частоте второй гармоники для соответствующей поляризации черенковского излучения, n_ω^* — эффективный показатель преломления направляемой моды, $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-0.5}$ — скорость света в вакууме.

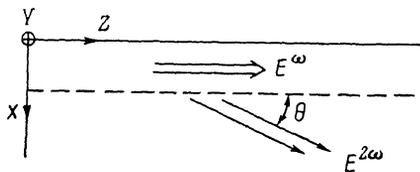


Рис. 1. Схема генерации черенковской второй гармоники.