

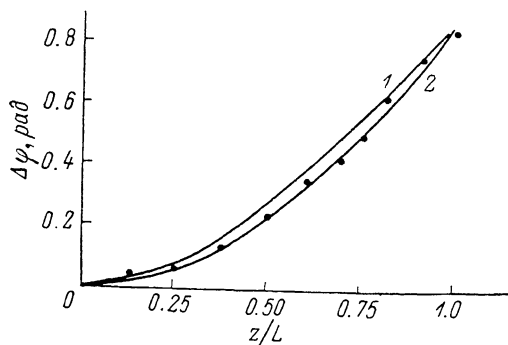
от электрода вдоль оси разряда. В этом случае амплитуды компонент поля в осевом направлении уменьшаются по экспоненциальному закону, что находится в противоречии с полученными нами экспериментальными результатами. С целью разрешения данного противоречия нами было выдвинуто предположение о наличии в канале ВЧФР наряду с «прямой» еще и «отраженной» электромагнитной волны.

Представим канал ВЧФР в виде линии конечной длины с потерями. В этом случае для любой компоненты поля [4], синфазно отраженной на конце линии, мы можем записать

$$\dot{U} = \dot{U}_0 \operatorname{ch} [\lambda (L - z)], \quad (1)$$

Рис. 3. Фазовый сдвиг радиальной компоненты электрического поля вдоль оси ВЧФР.

1 — расчет, 2 — эксперимент.



где  $\dot{U}$ ,  $\dot{U}_0$  — нормированные комплексные амплитуды компонент поля соответственно в точках  $z$  и  $z=L$ ;  $z$  — осевая координата;  $L$  — длина канала ВЧФР;  $\lambda$  — комплексная постоянная распространения электромагнитной волны.

Расчеты, проведенные нами в соответствии с выражением (1), показывают, что амплитуды компонент поля меняются незначительно вдоль канала разряда в том случае, когда выполняется условие

$$(\operatorname{Re} \lambda) z \leq 1. \quad (2)$$

Расчетные зависимости изменения амплитуды и фазового сдвига синфазно отраженной на конце канала разряда компоненты поля показаны соответственно на рис. 1 и 3. На рис. 3 для сравнения с расчетной зависимостью также приведена экспериментально полученная кривая изменения фазового сдвига радиальной компоненты электрического поля вдоль оси разряда. Как видно из рис. 1, 3 (для области каналирования разряда), экспериментально полученные амплитудно-фазовые характеристики электромагнитного поля ВЧФР достаточно хорошо описываются выражением (1). Используемое при этом условие (2) позволяет оценить длину канала ВЧФР, которая определится как  $L \leq (\operatorname{Re} \lambda)^{-1}$ . В заключение отметим, что данная оценка не противоречит оценке длины канала ВЧФР, приведенной в работе [1].

### Список литературы

- [1] Качанов А. В., Трехов Е. С., Фетисов Е. П. // Физика газоразрядной плазмы. М.: Атомиздат, 1968. С. 39—47.
- [2] Качанов А. В. // Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980. С. 107—111.
- [3] Тихомиров И. А. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1980. Т. 2. № 8. С. 3—13.
- [4] Манаев Е. И. Основы радиоэлектроники. М.: Энергия, 1985. 428 с.

Томский политехнический институт им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию  
10 августа 1988 г.

### О ПОРОГЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКИ ФЕРРИТ-ГРАНАТА

В. А. Григорьев, М. В. Быстров

В работе [1] было показано, что вспомогательное переменное магнитное поле с частотой  $\sim 10^4$  Гц существенно снижает порог чувствительности (минимально регистрируемое поле) магнитооптического преобразователя на основе эпитаксиальной пленки феррит-граната-

В настоящей работе получены выражения для порога чувствительности подобных устройств, теоретические значения сопоставляются с экспериментальными данными.

Рассмотрим магнитооптический преобразователь, в котором магнитоодноосная пленка феррит-граната помещена между поляризатором и анализатором. Весь световой поток, падающий перпендикулярно пленке и распределенный равномерно по всей площади  $S$  зондируемого участка последней, можно разбить на две части, пропорциональные суммарным площадям  $S^+$  и  $S^-$  разнополярных доменов. В отсутствие магнитного поля  $S^+ = S^- = 1/2S$ . Пусть внешнее поле  $H$  вызывает увеличение площади доменов, вращающих плоскость поляризации на угол  $-\varphi$ . Тогда суммарная мощность света, прошедшего через домены, обеспечивающие угол вращения  $\pm\varphi$ ,

$$P_{\pm}^{\pm} = I_{\pm}^{\pm} \left( \frac{1}{2} S \mp \Delta S \right), \quad (1)$$

где  $I_{\pm}^{\pm}$  — интенсивность прошедшего света, а  $\Delta S$  — изменение площади доменов.

Для нахождения интенсивности света, прошедшего через цепочку оптических элементов, воспользуемся формализмом матриц Мюллера [2, 3]. Вектор Стокса светового потока, прошедшего оптическую систему, содержащую среду с разнополярными доменами, имеет вид

$$V_{\pm}^{\pm} = A \cdot M \cdot \Pi \cdot V_i, \quad \text{где } V_i = \begin{pmatrix} I_i \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

— вектор Стокса падающего неполяризованного света с интенсивностью  $I_i$ ;  $\Pi$  — матрица линейного частичного поляризатора с максимальным и минимальным пропусканием  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , поляризующего в горизонтальном направлении [2],

$$\Pi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \tau_1 + \tau_2 & \tau_1 - \tau_2 & 0 & 0 \\ \tau_1 - \tau_2 & \tau_1 + \tau_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{\tau_1\tau_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{\tau_1\tau_2} \end{pmatrix}; \quad (3)$$

$M$  — матрица среды, обладающей фарадеевским вращением и магнитным круговым дихроизмом (МКД), определяемая в соответствии с [4] как

$$M = e^{-\alpha L} \begin{pmatrix} \text{ch } 2\gamma & 0 & 0 & \mp \text{sh } 2\gamma \\ 0 & \cos 2\varphi & \pm \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & \mp \sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ \mp \text{sh } 2\gamma & 0 & 0 & \text{ch } 2\gamma \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $L$  — толщина пленки, а  $\gamma = -(\Delta\alpha/4)L$  — коэффициент, пропорциональный разнице в поглощении  $\Delta\alpha$  между право и лево циркулярно поляризованным излучением;  $A$  — матрица анализатора, повернутого относительно поляризатора на угол  $\psi$ , т. е.  $A = R(-\psi) \cdot \Pi \cdot R(\psi)$ , где  $R(\psi)$  — матрица поворота [2]

$$R(\psi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Определяя из (2) интенсивность  $I_{\pm}^{\pm}$  и подставляя последнюю в (1), получим без учета потерь на отражение

$$P_{\pm}^{\pm} = e^{-\alpha L} \frac{I_i}{4} [(\tau_1 + \tau_2)^2 \text{ch } 2\gamma + (\tau_1 - \tau_2)^2 \cos(2\psi \pm 2\varphi)] \left( \frac{1}{2} S \mp \Delta S \right). \quad (6)$$

Принимая во внимание, что  $I_i = P_i/S$ , суммарную мощность света ( $P_{\pm}^+ + P_{\pm}^-$ ), падающую на фотоприемник, можно записать в виде

$$P_{\pm} = \frac{c}{2} P_i \frac{[(1+k) \text{ch } 2\gamma + (1-k) \cos 2\psi \cos 2\varphi]}{2} + \frac{c}{2} P_i (1-k) \frac{\Delta S}{S} \sin 2\psi \sin 2\varphi, \quad (7)$$

где  $k$  — коэффициент, учитывающий общие потери; а  $k=2\tau_1\tau_2/(\tau_1^2+\tau_2^2)$  — коэффициент несовершенства поляризатора и анализатора, определяемый согласно [5] как

$$k = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}, \quad (8)$$

где  $I_{\perp}$  и  $I_{\parallel}$  — интенсивности света, прошедшего через скрещенные и параллельные поляризатор и анализатор соответственно. Первое слагаемое в (7) описывает постоянный уровень засветки фотоприемника, второе определяет сигнал под действием поля  $H$ .

Известно, что  $\Delta S/S=1/2(\Delta M/M_S)$ , где  $M_S$  — намагниченность насыщения, а  $\Delta M$  — изменение намагниченности образца под действием поля  $H$ . При амплитудах поля, меньших насыщения  $H_S$ , зависимость  $M/M_S$  линейна от  $H$  (см. рисунок), т. е.

$$\frac{M}{M_S} = \frac{H}{\chi H_S}, \quad (9)$$

где безразмерный коэффициент  $\chi$  определяется магнитостатикой образца ( $0 < \chi \leq 1$ ).

Оценим порог чувствительности схемы в двух случаях. 1. Ограничение порога амплитудным шумом источника, мощность которого

$$P_i = P_0(1 + \sqrt{\delta^2}), \quad (10)$$

где  $P_0$  — среднее значение мощности источника, а  $\sqrt{\delta^2}$  характеризует среднеквадратичное значение пульсаций мощности в рассматриваемой полосе частот.

Полагая единице отношение сигнал/шум, получаемое из (7), (9) и (10), для порога чувствительности находим

$$H_{\min} = \sqrt{2} \chi H_S \sqrt{\delta^2} \frac{[(1+k) \operatorname{ch} 2\gamma + (1-k) \cos 2\psi \cos 2\varphi]}{\sin 2\psi \sin 2\varphi (1-k)}. \quad (11)$$

Приравнивание к нулю первой производной выражения (11) дает оптимальный угол  $\psi$

$$\cos 2\psi_{\text{opt}} = -\frac{1}{\operatorname{ch} 2\gamma} \left( \frac{1-k}{1+k} \right) \cos 2\varphi. \quad (12)$$

С учетом (12) формула (11) переписывается в виде

$$H_{\min}/\psi_{\text{opt}} = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\delta^2} \chi H_S}{\sin 2\varphi} \left[ \left( \frac{1+k}{1-k} \right)^2 \operatorname{ch}^2 2\gamma - \cos^2 2\varphi \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Результаты экспериментальной проверки полученных соотношений на частоте 1000 Гц [1] представлены в таблице. Рабочим материалом преобразователя служили эпитаксиальные

Характеристики	Образец 1		Образец 2		Образец 3	
	$H_S = 5.5 \text{ Э}$	$\chi = 0.45$	$H_S = 11 \text{ Э}$	$\chi = 0.59$	$H_S = 15 \text{ Э}$	$\chi = 0.7$
$\lambda$ , мкм	0.63	0.94	0.63	0.94	0.63	0.94
$\varphi$ , град	7.5	1.5	6.0	1.5	3.0	0.7
$2\gamma$	0.089	0.023	0.081	0.019	0.063	0.017
$H_{\min}/\psi_{\text{opt}}$ , Э	$3.2 \cdot 10^{-4}$	—	$1.0 \cdot 10^{-3}$	—	$1.9 \cdot 10^{-3}$	—
	$(3.0 \cdot 10^{-4})$		$(7.9 \cdot 10^{-4})$		$(1.4 \cdot 10^{-3})$	
$H_{\min}/\psi = 45^\circ$ , Э	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$9.1 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-4}$
	$(1.1 \cdot 10^{-3})$	$(3.0 \cdot 10^{-5})$	$(3.5 \cdot 10^{-3})$	$(7.7 \cdot 10^{-5})$	$(1.1 \cdot 10^{-2})$	$(2.7 \cdot 10^{-4})$

Примечание. В скобках приведены расчетные значения.

пленки Vi-содержащих гранатов, а источником света с амплитудным шумом — HeNe лазер,  $\sqrt{\delta^2} = 8 \cdot 10^{-5}$  в полосе  $\Delta f = 30$  Гц на частоте 1000 Гц. Уровень дробового шума фотоприемника  $\sqrt{i_{\text{ш. др}}^2}/I_{\phi}$ , обусловленного током  $I_{\phi}$ , был почти на два порядка ниже. В качестве поляризатора и анализатора использовались кальцитовые призмы ( $k=3 \cdot 10^{-5}$ ), а частота вспомогательного переменного поля 200 кГц.

Анализ полученных результатов показывает хорошее совпадение экспериментальных и теоретических значений порога чувствительности. Влияние МКД, экспериментальные

значения которого представлены в таблице, пренебрежимо мало при данных толщинах образцов (10—12 мкм), т. е.  $\text{ch } 2\gamma \approx 1$ . Тогда для идеальных поляризаторов ( $k=0$ ) формула (13) приобретает следующий вид:

$$H_{\min}/\psi_{\text{opt}} \approx \sqrt{2} \sqrt{\bar{\delta}^2} \chi H_S. \quad (14)$$

Таким образом, порог чувствительности преобразователя определяется уровнем шума источника и полем насыщения образца и не зависит от угла вращения.  $H_{\min}$  для  $\psi=45^\circ$  примерно в  $1/\sin 2\varphi$  раз больше, чем в случае  $\psi_{\text{opt}}$ , и, следовательно, различие тем существеннее, чем меньше угол вращения  $\varphi$ . При замене поляризационных призм на поляроиды с  $k=5.8 \cdot 10^{-3}$  расчетное и экспериментальное значения порога чувствительности, например, для образца 3 увеличились почти в 2 раза.

2. Ограничение порога дробовым шумом фотоприемника, который составляет

$$\bar{i}_{\text{ш. др}}^2 = 2eR_\lambda P_\phi \Delta f, \quad (15)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $R_\lambda$  — токовая чувствительность,  $P_\phi$  — уровень засветки фотоприемника (первое слагаемое в (7)).

В этом случае нетрудно показать, что для  $\psi=45^\circ$

$$H_{\min} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{2e\Delta f}{R_\lambda P_\phi} \left( \frac{1+k}{1-k} \right) \frac{\text{ch } 2\gamma}{\sin 2\varphi}} \chi H_S. \quad (16)$$

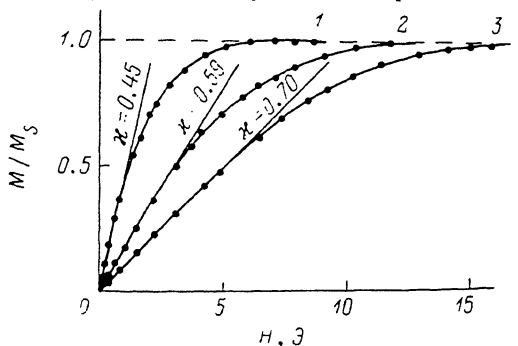
Можно доказать, что данный порог чувствительности не более чем в  $\sqrt{2}$  раз превышает порог при оптимальном угле  $\psi$ . Для экспериментальной проверки на частоте сигнала 1000 Гц в качестве источника света использовался светодиод ближнего инфракрасного диапазона ( $\lambda=0.94$  мкм). Экспериментальное значение шума, вызванное засветкой фотоприемника, хорошо соотносилось с расчетным, вычисленным по формуле (15). Вспомогательное переменное магнитное поле с частотой 200 кГц и амплитудой порядка коэрцитивности материала не приводило к увеличению шумового фона в исследуемом спектральном диапазоне. Представленные в таблице экспериментальные результаты хорошо согласуются с рассчитанными по формуле (16). Мощность, падающая на фотоприемник, для всех образцов поддерживалась одинаковой ( $\sim 100$  мкВт), полоса частот  $\Delta f=30$  Гц. Несмотря на снижение фарадеевского вращения на длине волны 0.94 мкм, здесь достигнут значительно более низкий порог чувствительности, чем на длине волны 0.63 мкм. Последнее обстоятельство объясняется значительно меньшим уровнем относительного дробового шума  $\sqrt{2e\Delta f/R_\lambda P_\phi}$  по сравнению с амплитудным  $\sqrt{\delta^2}$ . Из (16) видно, что главным резервом в снижении порога чувствительности наряду с увеличением падающей на фотоприемник мощности является уменьшение отношения  $\chi H_S/\sin 2\varphi$ .

Представленные в работе соотношения для порога чувствительности можно использовать для оптимизации магнитооптических преобразователей.

### Список литературы

- [1] Григорьев В. А., Оробинский С. П., Быстров М. В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 18. С. 1117—1120.
- [2] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 560 с.
- [3] Jerrard H. G. // Optics and Laser Technology. 1982. Vol. 14. N 6. P. 309—319.
- [4] Тронько В. Д., Павлов С. А. // Кристаллография. 1974. Т. 19. Вып. 4. С. 692—700.
- [5] Червинский М. М., Глазговец С. Ф., Горбунов И. П. Магнитооптические методы и средства определения магнитных характеристик материалов. Л.: Энергия, 1980. 128 с.

Поступило в Редакцию  
12 октября 1988 г.



Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля при наличии вспомогательного переменного поля с частотой 200 кГц.

1 — образец 1, 2 — образец 2, 3 — образец 3.