

ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. К. Горчаков, Ю. В. Гуляев, В. В. Куцаенко, В. Т. Потапов

1. В информационно-измерительных системах широко применяются световодные датчики с электрооптическим (ЭО) чувствительным элементом [1-6]. Такие датчики зачастую не имеют альтернативы при дистанционном контроле электрических параметров быстропротекающих процессов в мощных энергетических системах [5, 6]. Важным параметром ЭО датчика является температурная зависимость его коэффициента преобразования, т. е. чувствительности. Как правило, уменьшить зависимость чувствительности от температуры удается либо благодаря применению ЭО кристаллов со слабой температурной зависимостью ЭО константы [2, 3], либо с помощью дополнительного термокомпенсирующего кристалла [6]. В первом случае погрешность измерений определяется температурной нестабильностью ЭО константы, во втором — качеством юстировки конструкции. Представляет интерес оценить стабильность модуляции в случае применения ЭО кристалла, в котором коэффициент ЭО модуляции термостабилизирован благодаря взаимокомпенсации температурных уходов его параметров. Такую возможность предоставляют гиротропные кристаллы [7].

В настоящей работе определены условия термостабилизации коэффициента ЭО модуляции в гиротропном кристалле и на примере силиката висмута (BSO) определено множество значений параметров чувствительного элемента, обеспечивающих термостабилизацию.

2. Рассмотрим работу ЭО чувствительного элемента датчика на основе гиротропного кристалла для случая циркулярно поляризованной световой волны на входе кристалла. Пусть диапазон измеряемых электрических полей соответствует приближению $\Delta\beta \ll 2\theta$, где $\Delta\beta$ — параметр линейного двулучепреломления, т. е. разность констант распространения двух собственных линейно-поляризованных волн, которые имели бы место в отсутствие гиротропии; θ — удельная естественная гиротропия. Тогда относительная интенсивность света на выходе анализатора, установленного под углом φ к наведенной оптической оси, определяется соотношением [8]

$$\frac{I}{I_0} \simeq \frac{1}{2} (1 + mE) = \frac{1}{2} \left[1 + \Delta\beta \frac{\sin \theta z}{\theta} \sin (2\varphi - \theta z) \right]. \quad (1)$$

Для кристаллов типа BSO в практически важных случаях (продольный эффект Поккельса, поле вдоль $\langle 001 \rangle$, поперечный эффект — поле вдоль $\langle 110 \rangle$) $\Delta\beta = 2\pi n_0^3 r E / \lambda$, а наведенные оптические оси ориентированы под углом $\pi/4$ к кристаллографическим осям [9]. Для стабилизации коэффициента ЭО модуляции по температуре необходимо выбрать такой угол φ , чтобы проекция эллипса поляризации на ось анализатора не изменялась под действием температуры. Определим это значение φ , приравняв нулю полную производную коэффициента ЭО модуляции по температуре. Предположим линейную зависимость $\Delta\beta$ и θz от температуры. Тогда параметр $\Delta\beta$, угол поворота поляризации в кристалле θz и соответствующие им температурные коэффициенты α_1 и α_2 будут связаны соотношением

$$1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = (\sin \theta z)^{-1} \frac{\sin 2(\varphi - \theta z)}{\sin (2\varphi - \theta z)}, \quad (2)$$

где

$$\alpha_1 = (\Delta\beta z)^{-1} \frac{\partial (\Delta\beta z)}{\partial T}, \quad \alpha_2 = (\theta z)^{-1} \frac{\partial (\theta z)}{\partial T}.$$

Таким образом, если температурный уход коэффициента ЭО модуляции m за счет изменения $\Delta\beta(T)$ компенсирован температурным уходом m за счет $\theta(T)$, то чувствительность термостабилизирована. В этом случае можно сказать, что изменения m , обусловленные температурными изменениями эллиптичности световой волны и азимута эллипса поляризации, взаимно компенсированы.

3. Экспериментальная проверка выполнена на нелегированных кристаллах BSO. Рассмотрен поперечный эффект Поккельса, при этом электрическое поле направлено вдоль $\langle 110 \rangle$, а свет — вдоль $\langle 110 \rangle$. Образцы в установке, аналогичной описанной в [10], укреплялись на теплопроводе. Термостат обеспечивал плавное изменение температуры теплопровода

в диапазоне 15—95 °С. Температура контролировалась непосредственно в теплопроводе вблизи образца с помощью термодары.

Предварительно экспериментально определялись значения α_2 . Для образцов, в которых угол поворота поляризации за счет естественной гиротропии примерно равен нечетному числу $\pi/2$ (1.49 и 4.75 рад), на длине волны света $\lambda=0.63$ мкм $\alpha_2=-2.2 \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$. Значения α_2 , измеренные на образцах длиной 14.0 и 14.4 мм на длинах волн $\lambda_1=0.575$, $\lambda_2=0.660$, $\lambda_3=0.755$ мкм, отличались от указанного выше значения не более чем на 20 %. Изложенные

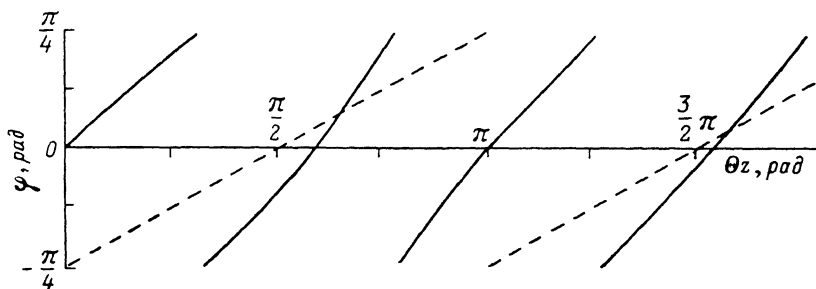


Рис. 1. Зависимость термостабилизирующего угла анализатора для BSO от поворота поляризации в кристалле.

ниже результаты получены при $\lambda=0.63$ мкм. Из выражения (1) по значениям коэффициента m , измеренным при двух температурах (15 и 95 °С), определено значение $\alpha_1=-4.4 \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$.

Экспериментально полученные значения α_1 и α_2 позволили определить множество $\varphi_{ст}$, отвечающих условию (2). На рис. 1 зависимость $\varphi_{ст}(\theta_z)$ представлена сплошными кривыми, а зависимость угла анализатора φ_M , который отвечает условию $|\sin(2\varphi_M - \theta_z)|=1$, — штриховыми линиями. Видно, что при $\theta_z \approx \pi/2$ нормированная чувствительность $|\sin \theta_z \sin(2\varphi_{ст} - \theta_z)|$ составляет 0.85, а при $\theta_z \approx 3\pi/2$ соответственно 0.96.

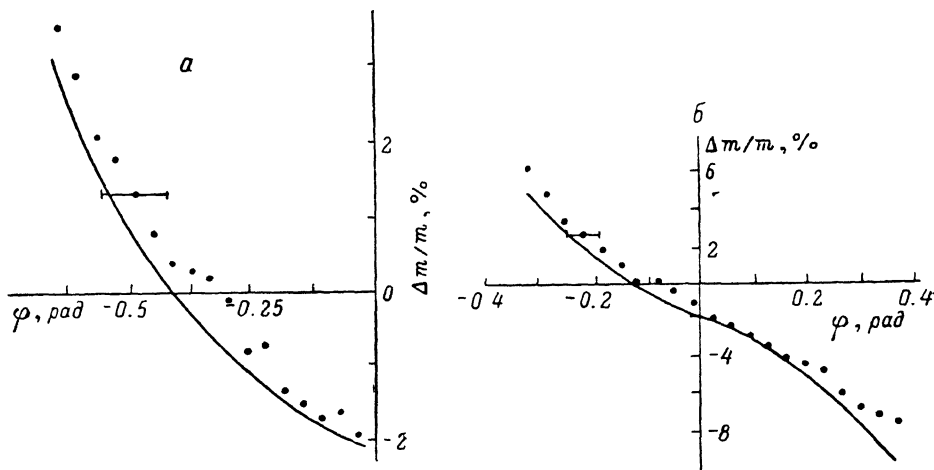


Рис. 2.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости относительной температурной нестабильности коэффициента ЭО модуляции от угла анализатора при двух значениях θ_z , близких соответственно к $\pi/2$ (а) и $3\pi/2$ (б) (а именно 1.49 и 4.75 рад). Изменение Δm соответствует изменению температуры $\Delta T=80$ °С при фиксированном значении электрического поля. Когда $\varphi = \varphi_{ст}$, изменение крутизны экспериментальных характеристик $m(E)$ при изменении температуры не превышает 0.5 %. Расчет по измеренным значениям α_1 и α_2 представлен сплошными кривыми. Видно, что при значении θ_z , близком к $3\pi/2$, эксперимент лучше согласуется с расчетом, чем при θ_z , близком к $\pi/2$. В связи с этим оценим точность термостабилизации по полученным результатам. Для этого сначала оценим влияние погрешности определения α_1 и α_2 на значение $\varphi_{ст}$. Продифференцируем (2) по φ . Для абсолютного отклонения $|\Delta \varphi|$ в зависимости от относительных отклонений $\Delta(\alpha_1)$ и $\Delta(\alpha_2)$ в силу их взаимной независимости имеем

$$|\Delta\varphi| = \frac{\sin^2(2\varphi - \Theta z)}{2\Theta z} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sqrt{\Delta^2(\alpha_1) + \Delta^2(\alpha_2)}$$

Пусть α_1 и α_2 известны с погрешностью около 10 %, т. е. $\Delta(\alpha_1) \approx \Delta(\alpha_2) = 0.1$. Тогда при термостабилизирующем значении угла анализатора для $\Theta z \approx \pi/2$ получаем $|\Delta\varphi| \leq 0.07$ рад, а для $\Theta z \approx 3\pi/2$ получаем $|\Delta\varphi| \leq 0.03$ рад. Видно, что с увеличением длины кристалла уменьшается погрешность определения термостабилизирующего угла анализатора, кроме того, для $\Theta z \approx 3\pi/2$ термостабильность сочетается с более высокой чувствительностью. Вместе с тем относительная нестабильность m , как видно из рис. 2, возрастает с увеличением длины кристалла. В соответствии с рис. 2, a возможная нестабильность коэффициента m в диапазоне температур 15—95 °С не превышает ± 1 %.

Итак, при исследовании поперечного ЭО эффекта показано, что естественная гиротропия силиката висмута обусловила возможность термостабилизации коэффициента ЭО модуляции. Термостабилизация достигается путем выбора такого значения угла анализатора, при котором изменения коэффициента ЭО модуляции, вызванные температурными изменениями эллиптичности световой волны и азимута эллипса поляризации, взаимно компенсированы. Существенно, что термостабилизацию можно обеспечить при любых длинах кристалла, представляющих практический интерес при ЭО модуляции.

Литература

- [1] *Yoshino T.* J. Soc. Instr. Contr. Eng., 1985, v. 24, N 9, p. 803—808.
- [2] *Dakin J. P., Holliday M. C.* Proc. SPIE, 1984, v. 468, p. 237—240.
- [3] *Hidaka K., Murooka Y.* IEE Proc., Pt A, 1985, v. 132, N 3, p. 139—146.
- [4] *Гуляев Ю. В., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б.* и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 9, с. 1820—1822.
- [5] *Kanoï M., Takahashi G., Sato T.* et al. J. Lightwave Technol., 1985, v. Lt-3, N 2, p. 1277—1280.
- [6] *Wyss J. C., Sheerau S. T.* J. Lightwave Technol., 1985, v. LT-3, N 2, p. 316—320.
- [7] *Kuhara Y., Hamasaki Y., Kawakami A.* et al. Electr. Lett., 1982, v. 18, N 24, p. 1055—1056.
- [8] *Куцаенко В. В., Потапов В. Т., Шпилевский Р. В.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1370—1376.
- [9] *Мустель Е. Р., Парыгин В. Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1979. 295 с.
- [10] *Куцаенко В. В., Потапов В. Т., Горчаков В. К.* ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1778—1782.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
27 июня 1987 г.

ДАВЛЕНИЕ СПИНОВЫХ И УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА БЛОХОВСКУЮ ДОМЕННУЮ ГРАНИЦУ В ОДНОСНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

П. Е. Зильберман, А. В. Уманский

В последнее время возрос интерес к таким традиционным задачам динамики доменных границ (ДГ) в магнитоупорядоченных кристаллах, как движение ДГ в статических [1, 2] и переменных [3] магнитных полях. Сравнительно менее исследованными остаются задачи о взаимодействии ДГ с падающими на них волнами различной физической природы. Между тем такое взаимодействие может приводить к новым интересным эффектам. Например, в работе [4] описано движение ДГ в поле спиновой волны, вызванное требованиями закона сохранения магнитного момента. Мы покажем далее, что при определенных условиях волны способны отражаться от ДГ и оказывать на нее давление. Таким образом, открывается возможность, во-первых, использовать волны для обнаружения и измерения параметров ДГ и, во-вторых, управлять движением ДГ.

В данной работе описаны условия, при которых спиновые и ультразвуковые волны, падающие на блоховскую ДГ, полностью отражаются от нее; рассчитано давление, оказываемое