



УДК 537.632.4+535.565

Т. И. Шевченко, И. В. Линчевский

## Модуляционные характеристики вектора Стокса оптического излучения при деформациях сжатия–растяжения пленок иттриевых феррит-гранатов на немагнитной подложке

(Представлено академиком НАН Украины В. М. Локтевым)

На примере пленок иттриевых феррит-гранатов на немагнитной подложке с ориентацией в плоскости (111) представлены результаты расчетов изменения компонент вектора Стокса поляризованного излучения, распространяющегося в планарном световоде при деформациях сжатия–растяжения образца. При этом направление волнового вектора оптического излучения, механические напряжения, а также поле подмагничивания направлены вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ . Получена чувствительность компонент вектора Стокса  $dC/d\sigma$  и  $dS/d\sigma$  на уровне  $10^8 \text{ Па}^{-1}$  в диапазоне напряжений  $\pm 50 \text{ МПа}$ . Расчеты проведены при напряженности поля подмагничивания  $600 \text{ А/т}$ .

**Ключевые слова:** магнитооптический кристалл, обратный магнитомеханический эффект, вектор Стокса.

Одной из важных характеристик магнитооптических пленочных материалов является удельное фарадеевское вращение [1]. Одновременно в кубических ферромагнетиках существует большой по величине квадратичный магнитооптический эффект [2]. В сочетании с высокочувствительными поляриметрическими методами измерения угла поворота плоскости поляризации становится возможным измерение незначительных изменений намагниченности магнитооптических кристаллов при обратном магнитомеханическом эффекте (эффект Виллари).

Практическую реализацию обратного магнитомеханического эффекта в магнитооптических пленках можно встретить при создании пространственных модуляторов света [3], где для модуляции положения вектора намагниченности используется постоянное магнитное поле подмагничивания в сочетании с механическими деформациями, создаваемыми пленочными пьезопреобразователями в пределах одного пикселя.

В работе [4] исследовано изменение нормальной компоненты вектора намагниченности и доменной структуры от механических напряжений, создаваемых пьезопреобразователем.

© Т. И. Шевченко, И. В. Линчевский, 2015

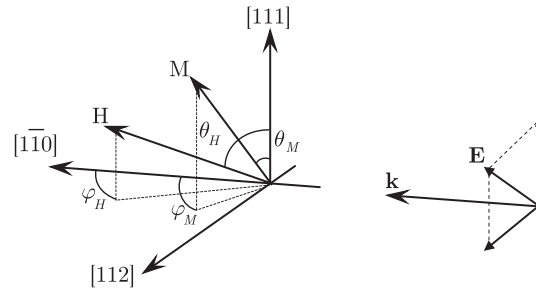


Рис. 1. Геометрия решаемой задачи:  $\theta_H$ ,  $\theta_M$ ,  $\varphi_H$ ,  $\varphi_M$  — угловые координаты вектора напряженности поля подмагничивания ( $\mathbf{H}$ ) и вектора намагниченности ( $\mathbf{M}$ );  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{E}$  — волновой вектор и вектор напряженности электрического поля

В [5] исследовано влияние механических деформаций на полосковую доменную структуру, образованную в пленке иттриевого феррит-граната (YIG) при направлении поля подмагничивания  $H_0$  в плоскости пленки. Известно также применение продольного эффекта Керра [6] для исследования влияния механических деформаций на намагниченность поликристаллических ферромагнитных пленок. Для пленок магнитооптических кристаллов на галлий-гадолиниевой подложке (GGG) в работе [7] для измерения магнитоотрицательных констант применен метод деформаций изгиба подложки. При этом компоненты намагниченности, перпендикулярной к плоскости пленки, измерялись с помощью эффекта Фарадея.

Благодаря значительному отличию относительных показателей преломления подложки из GGG ( $n = 1,94$ ) и феррит-гранатов ( $n \approx 2,2$ ) последние при использовании в виде пленок являются отличным материалом для создания волноводных структур для элементов интегральной оптики [8].

В данной работе рассмотрен вопрос влияния обратного магнитомеханического эффекта на элементы вектора Стокса излучения, проходящего через планарную волноводную структуру, образованную пленкой YIG и GGG подложкой при деформациях сжатия–растяжения.

При рассмотрении будем считать, что пленка из YIG (рис. 1) выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке с ориентацией в плоскости (111).

При создании подмагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$  величиной (300–400) А/м, направленного в плоскости пленки, образец приобретает полосковую доменную структуру [5]. Положение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в домене характеризуется углами  $\theta_M$  и  $\phi_M$  (см. рис. 1).

Исходные выражения для энергии в термодинамическом потенциале с учетом зеемановской и магнитоупругой энергий, кубической кристаллографической анизотропии, а также поверхностной магнитной анизотропии можно представить в сферической системе координат следующим образом:

$$\begin{aligned}
 E = & K_1 \left( \frac{1}{4} \cos^4 \theta_m + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_m - \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3(\theta_m) \cos(\theta_m) \sin(3\phi_m) \right) - \\
 & - HM (\sin(\theta_H) \sin(\theta_M) \cos(\phi_H - \phi_M) + \cos(\theta_H) \cos(\theta_M)) + \\
 & + \sigma \lambda_{100} - \sigma \lambda_{111} (\sin^2(\theta_M) \sin(\phi_M) \cos(\phi_M) + \\
 & + \sin(\theta_M) \cos(\theta_M) (\sin(\phi_M) + \cos(\phi_M))) + 2\pi M \cos^2 \theta_M,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $K_1$  — константа анизотропии;  $\lambda_{100}$ ,  $\lambda_{111}$  — константы магнитоотрицательности.

Равновесное положение вектора намагниченности определим из минимума функции (1). Изменение напряжений при деформациях сжатия-растяжения пленки YIG вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ , возникающих, например, при деформациях изгиба подложки, приводит к дополнительному повороту вектора  $\mathbf{M}$ .

Для измерения изменений намагниченности используется поляризованное излучение. Направление волнового вектора  $\mathbf{k}$  совпадает с осью  $[1\bar{1}0]$  (см. рис. 1). Величина эффекта Фарадея определяется параллельной к оси распространения света компонентой намагниченности:

$$M_{\parallel} = M \sin(\theta_M) \cos(\phi_M). \quad (2)$$

Задержка для ортогональных волн на единицу длины оптического пути:

$$\beta = 2\pi \frac{n_0^3 M^2 p_{44}}{\lambda} \cos^2 \theta_M, \quad (3)$$

где  $p_{44}$  — компонент магнитоупругого оптического тензора;  $n_0$  — показатель преломления;  $\lambda$  — длина волны света.

Прохождение света через пленку YIG длиной  $l$  исследуем с помощью матрицы Мюллера [9]:

$$[M(l)] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{4\alpha^2 \cos(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l) + \beta^2}{4\alpha^2 + \beta^2} & -\frac{2\alpha \sin(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l)}{\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}} & \frac{2\alpha\beta(1 - \cos(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l))}{4\alpha^2 + \beta^2} \\ 0 & \frac{2\alpha \sin(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l)}{\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}} & \cos(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l) & -\frac{\beta \sin(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l)}{\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}} \\ 0 & \frac{2\alpha\beta(1 - \cos(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l))}{4\alpha^2 + \beta^2} & \frac{\beta \sin(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l)}{\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}} & \frac{4\alpha^2 + \beta^2 \cos(\sqrt{4\alpha^2 + \beta^2}l)}{4\alpha^2 + \beta^2} \end{pmatrix},$$

где  $\alpha = \alpha_F \sin(\theta_M) \cos(\phi_M)$ ,  $\alpha_F$  — удельный угол поворота плоскости поляризации для эффекта Фарадея.

Вектор Стокса ( $V_2$ ) на выходе магнитооптического кристалла составит:

$$(V_2) = [M](V_1), \quad (4)$$

где ( $V_1$ ) — вектор Стокса входного излучения. В дальнейшем обозначения компонент вектора ( $V$ ) = ( $I, M, C, S$ ) соответствуют принятым в работе [9].

Изменения положения вектора намагниченности за счет обратного магнитомеханического эффекта приводят к изменению составляющих линейного и квадратичного по полю магнитооптических эффектов. Результатом воздействия механических напряжений является изменение  $M, C, S$  компонент вектора Стокса. На рис. 2 приведены расчетные зависимости чувствительности компонент вектора Стокса ( $dC/d\sigma, dS/d\sigma$ ) от величины механических напряжений сжатия-растяжения пленки YIG вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ .

При расчетах входное излучение с длиной волны  $\lambda = 1,15$  мкм принималось плоскополяризованным, с азимутом плоскости колебаний электрического вектора, равным  $45^\circ$ , для которого вектор Стокса ( $V_1$ ) = (1, 0, 1, 0). Длина оптического пути в пленке  $l = 1$  см.

Компоненты вектора Стокса излучения на выходе из пленки YIG при уровне механических напряжений  $|\sigma| \leq 10$  МПа составили ( $V_2$ ) = (1; 0,0024; 0,96; 0,26).

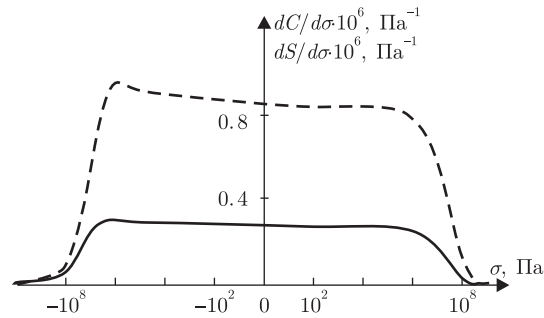


Рис. 2. Расчетные зависимости чувствительности компонент вектора ( $V_2$ )  $dC/d\sigma$  (сплошная кривая),  $dS/d\sigma$  (штриховая кривая), напряжений, приложенных по оси  $[1\bar{1}0]$

Из рис. 2 следует, что при уровне механических напряжений, превышающих  $\pm 50$  МПа, наблюдается резкое уменьшение чувствительности соответствующих компонент вектора ( $V_2$ ) к напряжениям. Объяснить такой спад чувствительности можно увеличением значений углов разворота  $\theta_M$  и  $\phi_M$  относительно направления волнового вектора. Учитывая, что поляриметрическими методами возможно измерять малые (порядка  $10^{-4}$ ) углы поворота плоскости поляризации, соответствующая чувствительность к измерению напряжений может составить  $10^2$  Па. Таким образом, обратный магнитомеханический эффект, возникающий в пленке кристалла YIG на немагнитной подложке, может быть использован при создании датчиков механических величин.

## Цитированная литература

1. Helseth L. E., Hansen R. W., Il'yashenko E. I. Faraday rotation spectra of bismuth-substituted ferrite garnet films with in-plane magnetization // Phys. Rev. B. — 2001. — **64**, No 17. — P. 174406.
2. Pisarev R. V., I. G. Sinii, N. N. Kolpakova, Yakovlev Yu. M. Magnetic Birefringence Of Light In Iron Garnets // Soviet Physics JETP. — 1971. — **33**, No 6. — P. 1175–1182.
3. Takagi H., Tsuzuki A., Iwasaki K., Suzuki Y., Imura T., Umezawa H., Uchida H., Shin K. H., Inoue M. Multiferroic Magneto Optic Spatial Light Modulator with Sputtered PZT Film // J. Magn. Soc. JPN. — 2006. — **30**. — P. 581–583.
4. Kubota M., Shibuya K., Tokunaga Y., Kagawa F., Tsukazaki A., Tokura Y., Kawasaki M. Systematic control of stress-induced anisotropy in pseudomorphic iron garnet thin films // J. of Magnetism and Magnetic Materials. — 2013. — **339**. — P. 63–70.
5. Zavislyak I. V., Sohatsky V. P., Popov M. A., Srinivasan G. Electric-field-induced reorientation and flip in domain magnetization and light diffraction in an yttrium-iron-garnet/lead-zirconate-titanate bilayer // Phys. Rev. — **B 87**. — P. 134417.
6. Callegaro L., Puppini E., Vannucchi A. Magneto-optical measurements on mechanically stressed thin ferromagnetic films // Rev. Sci. Instrum. — 1995. — **66** (2). — P. 1065–1067.
7. Nistor L., Krafft C., Rojas R., Mayergoyz I. D. Measurement of the Magnetostriction Constant of Bi-Doped Garnets by Optical Observation of Stress-Induced Stripe Domains // Appl. Phys. B. — 1985. — **40**, No 4. — P. 2832–2834.
8. Wolfe R., Fratello V. J., Glashan-Powell M. Mc. // Thin film garnet materials with zero linear birefringence for magneto-optic waveguide devices // J. Appl. Phys. — 1988. — **63**. — P. 3099–3103; doi: 10.1063/1.340881.
9. Тронько В. Д. Прохождение светового потока через среду, обладающую линейным и квадратичным магнитооптическими эффектами // Оптика и спектр. 1970. — **29**. Вып. 2. — С. 354–359.

## References

1. Helseth L. E., Hansen R. W., Il'yashenko E. I. Phys. Rev. B, 2001. – **64**, No 17. – 174406.
2. Pisarev R. V., I. G. Sinii, N. N. Kolpakova, Yakovlev Yu. M. Soviet Physics JETP, 1971. – **33**, No 6. – 1175–1182.
3. Takagi H., Tsuzuki A., Iwasaki K., Suzuki Y., Imura T., Umezawa H., Uchida H., Shin K. H., Inoue M. J. Magn. Soc. JPN., 2006. – **30**: 581–583.
4. Kubota M., Shibuya K., Tokunaga Y., Kagawa F., Tsukazaki A., Tokura Y., Kawasaki M. J. of Magnetism and Magnetic Materials., 2013. – **339**: 63–70.
5. Zavislyak I. V., Sohatsky V. P., Popov M. A., Srinivasan G. Phys. Rev., **B 87**: 134417.
6. Callegaro L., Puppini E., Vannucchi A. Rev. Sci. Instrum., 1995. – **66** (2): 1065–1967.
7. Nistor L., Krafft C., Rojas R., Mayergoyz I. D. Appl. Phys. B, 1985. – **40**, No 4. – 2832–2834.
8. Wolfe R., Fratello V. J., Glashan-Powell M. Mc. J. Appl. Phys., 1988. – **63**: 3099–3103; doi: 10.1063/1.340881.
9. Tronko V. D. Opt. and spectrum, 1970. – **29**, No 2. – 354–359.

НТУ України “Київський політехнічний інститут”

Поступило в редакцію 09.07.2015

**Т. І. Шевченко, І. В. Лінчевський**

### **Модуляційні характеристики вектора Стокса оптичного випромінювання при деформаціях стиску-розтягу плівок ітрієвих ферит гранатів на немагнітній підкладці**

НТУ України “Київський політехнічний інститут”

*На прикладі плівок ітрієвих ферит-гранатів на немагнітній підкладці з орієнтацією в площині (111) наведено результати розрахунків зміни компонент вектора Стокса поляризованого випромінювання, що поширюється у планарному світловоді при деформаціях стиску-розтягу зразка. При цьому напрямок хвильового вектора оптичного випромінювання, механічні напружки, а також поле підмагнічування спрямовані вздовж осі  $[1\bar{1}0]$ . Отримано чутливість компонент вектора Стокса  $dC/d\sigma$  і  $dS/d\sigma$  на рівні  $10^8 \text{ Па}^{-1}$  у діапазоні напруж  $\pm 50 \text{ МПа}$ . Розрахунки проведено при напруженості поля підмагнічування  $600 \text{ А/м}$ .*

**Ключові слова:** магнітооптичний кристал, обернений магнітомеханічний ефект, вектор Стокса.

**T. I. Shevchenko, I. V. Linchevskyi**

### **Stokes vector modulation characteristics of optical radiation at the compression-tension deformations of yttrium ferrite garnet films on a nonmagnetic substrate**

NTU of Ukraine “Kiev Polytechnic Institute”

*By the example of yttrium ferrite garnet films on a nonmagnetic substrate with the plane orientation (111), the results of calculations of the changes in Stokes vector components of a polarized radiation propagating in the planar light guide at the tension-compression deformations of a sample are given. The wave vector of optical radiation, mechanical stress, and bias field are directed along the  $[1\bar{1}0]$  axis. The obtained sensitivity of Stokes vector components  $dC/d\sigma$  and  $dS/d\sigma$  is  $10^8 \text{ Pa}^{-1}$  in the stress range of  $\pm 50 \text{ MPa}$ . The calculations are made at a bias field of  $600 \text{ A/m}$ .*

**Keywords:** magneto-optical crystal, reverse magnetomechanical effect, Stokes vector.