



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 Па^{-1} в диапазоне напряжений $\pm 50 \text{ МПа}$. Расчеты проведены при напряженности поля подмагничивания 600 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 ферритмагнетиках 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

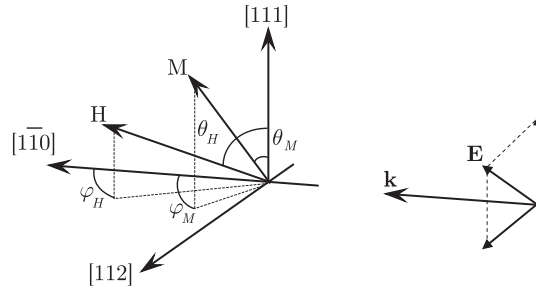


Рис. 1. Геометрия решаемой задачи: θ_H , θ_M , φ_H , φ_M — угловые координаты вектора напряженности поля подмагничивания (\mathbf{H}) и вектора намагниченности (\mathbf{M}); \mathbf{k} , \mathbf{E} — волновой вектор и вектор напряженности электрического поля

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 магнестрикционных 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 θ_M и ϕ_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:

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

где K_1 — константа анизотропии; λ_{100} , λ_{111} — константы магнестрикции.

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; λ — 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 $\alpha = \alpha_F \sin(\theta_M) \cos(\phi_M)$, α_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° , 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).

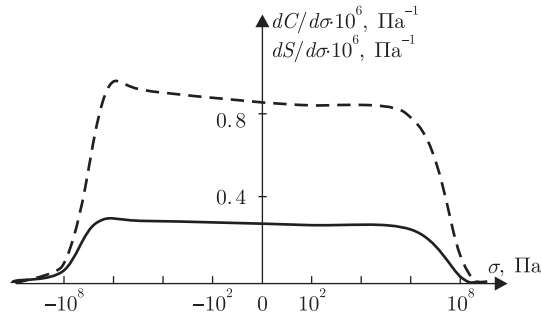


Рис. 2. Расчетные зависимости чувствительности компонент вектора (V_2) $dC/d\sigma$ (сплошная кривая), $dS/d\sigma$ (штриховая кривая), напряжений, приложенных по оси $[1\bar{1}0]$

Из рис. 2 следует, что при уровне механических напряжений, превышающих ± 50 МПа, наблюдается резкое уменьшение чувствительности соответствующих компонент вектора (V_2) к напряжениям. Объяснить такой спад чувствительности можно увеличением значений углов разворота θ_M и ϕ_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. Siniĭ, 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. Zavisylyak 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): 1065–1067.
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 “Киевський 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 Па^{-1} у діапазоні напруж $\pm 50 \text{ МПа}$. Розрахунки проведено при напруженості поля підмагнічування 600 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 Pa^{-1} in the stress range of $\pm 50 \text{ MPa}$. The calculations are made at a bias field of 600 A/m .

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