

Отражение света от нелинейно-оптической диэлектрической пленки на бигиротропной магнитоэлектрической подложке под углами, близкими к углам Брюстера

Ю.С. Дадоевкова, И.Л. Любчанский

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: igorl@fti.dn.ua*

*Физический факультет, Донецкий национальный университет
ул. Университетская, 24, г. Донецк, 83005, Украина*

Y.P. Lee

*Quantum Photonic Science Research Center (q-Psi) and Department of Physics
Hanyang University, Seoul 133-791, Korea*

Th. Rasing

Institute for Molecules and Materials, Radboud University Nijmegen, 6525 ED, Nijmegen, the Netherlands

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2009 г., после переработки 10 декабря 2009 г.

Теоретически исследовано отражение света от границы раздела диэлектрической пленки, которая характеризуется кубической оптической нелинейностью, на бигиротропной магнитоэлектрической подложке. Получены зависимости коэффициентов отражения от угла падения света для основных магнито-оптических конфигураций: полярной, продольной и поперечной. Изучено влияние магнитоэлектрического и магнитооптического вкладов в электрическую поляризацию такой двуслойной структуры на состояние поляризации света, отраженного под углами, близкими к углам Брюстера.

Теоретично досліджено відбиття світла від границі розподілу діелектричної плівки, яка характеризується кубичною оптичною нелінійністю, на бігиротропній магнітоелектричній підкладці. Отримано залежності коефіцієнтів відбиття від кута падіння світла для основних магнітооптичних конфігурацій: полярної, поздовжньої та поперечної. Вивчено вплив магнітоелектричного та магнітооптичного внесків в електричну поляризацію такої двошарової структури на стан поляризації світла, яке відбито під кутами, близькими до кутів Брюстера.

PACS: 42.25.Gy Краевые и граничные эффекты; отражение и преломление;
42.65.An Оптическая восприимчивость, гиперполяризуемость;
75.70.Cn Магнитные свойства поверхностей;
75.85.+t Магнитоэлектрические эффекты, мультиферроики.

Ключевые слова: матрица отражения, нелинейная восприимчивость, магнитоэлектрическое взаимодействие, угол Брюстера.

Введение

Линейные и нелинейные оптические свойства магнитоэлектрических (МЭ) материалов интенсивно исследуются теоретически и экспериментально [1,2] благодаря уникальным свойствам магнитоэлектриков, обусловленным непосредственным взаимодействием электрической и магнитной подсистем, что определяет

широкое применение МЭ структур в современной опто- и магнитоэлектронике. Отражение света как от однородных, так и от структурированных МЭ сред, а также от границ раздела, которые характеризуются МЭ свойствами, исследовано в работах [1,3–9]. Нелинейные оптические явления, обусловленные квадратичной оптической нелинейностью, такие как генерация второй оптической гармоники в классическом МЭ мате-

риале Cr_2O_3 , были исследованы теоретически [10] и экспериментально [11], см. также обзор [12], в котором приведены данные по нелинейной оптике магнитоэлектриков. Однако влияние кубической нелинейной оптической восприимчивости (НОВ) на отражательную способность МЭ материала к настоящему времени не изучено. Следует ожидать, что кубическое нелинейное оптическое взаимодействие в комбинации с линейным МЭ взаимодействием приведет к изменениям как показателя преломления нелинейной среды [13], так и в отражении света. Эти изменения можно наблюдать, например, исследуя отражение света под углами Брюстера от структуры, которая характеризуется как МЭ тензором, так и тензором кубической НОВ. Одной из реализаций такой структуры может являться диэлектрическая пленка с большими значениями кубической НОВ на МЭ подложке (МЭП). Случай поперечной магнитооптической конфигурации (МОК) при отражении света от такой структуры был предварительно рассмотрен нами в работе [14], однако без учета влияния компонент МЭ тензора на волновые векторы нормальных электромагнитных волн (ЭМВ) в МЭ среде. В настоящей работе теоретически исследовано отражение ЭМВ от диэлектрической пленки с кубической НОВ на подложке с МЭ взаимодействием в случае основных магнитооптических конфигураций (МОК): полярной, продольной и поперечной [15,16]. В качестве нелинейной диэлектрической пленки (НДП) рассмотрено стекло, допированное полупроводником CdSe, которое характеризуется большими значениями компонент кубической НОВ [13], а в качестве МЭП рассмотрен кубический железо-иттриевый гранат (ЖИГ) $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Это вещество в ближнем инфракрасном диапазоне характеризуется бигиротропными свойствами [16], т.е. в тензорах диэлектрической и магнитной проницаемости имеются недиагональные компоненты, которые существенным образом зависят от ориентации вектора намагниченности \mathbf{M} в МЭП.

Феноменологическое описание отражения света от двухслойной структуры

Рассмотрим отражение плоской ЭМВ от двухслойной структуры, состоящей из НДП, которая характеризуется кубической оптической нелинейностью, и МЭП толщинами d_{NL} и d_{ME} в плоскости XOY , ось z перпендикулярна поверхностям НДП и МЭП, как показано на рис. 1. Ниже изучены основные МОК: полярная ($\mathbf{M} \parallel OZ$), продольная ($\mathbf{M} \parallel OX$) и поперечная ($\mathbf{M} \parallel OY$), как изображено на рис. 1, а, б, в соответственно.

Тензоры диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} и магнитной восприимчивости μ_{ij} рассматриваемой системы (см. рис. 1) можно представить в следующем виде:

$$\epsilon_{ij} = \begin{cases} \delta_{ij}, & z < 0, \\ \epsilon_{ij}^{(1)}, & 0 < z < d_{NL}, \\ \epsilon_{ij}^{(2)}, & d_{NL} < z < d_{ME}, \\ \delta_{ij}, & z > d_{ME}. \end{cases} \quad \mu_{ij} = \begin{cases} \delta_{ij}, & z < 0, \\ \delta_{ij}, & 0 < z < d_{NL}, \\ \mu_{ij}^{(2)}, & d_{NL} < z < d_{ME}, \\ \delta_{ij}, & z > d_{ME}. \end{cases} \quad (1)$$

Верхние индексы (1), (2) обозначают НДП и МЭП соответственно, δ_{ij} — дельта-символ Кронекера. Тензор $\epsilon_{ij}^{(1)}$ имеет следующую структуру: $\epsilon_{ij}^{(1)} = \epsilon_{ij}^{(1;0)} + \epsilon_{ij}^{(1;NL)}$, где $\epsilon_{ij}^{(1;0)}$ и $\epsilon_{ij}^{(1;NL)} = \chi_{ijkl}^{(3)} E_k E_l$ определяют линейную и нелинейную части тензора диэлектрической проницаемости, а $\chi_{ijkl}^{(3)}$ — тензор НОВ третьего порядка. Здесь $\epsilon_{ij}^{(1;0)} = \epsilon^{(1;0)} \delta_{ij}$, а тензоры $\epsilon_{ij}^{(2)}$ и $\mu_{ij}^{(2)}$ наряду с диагональными характеризуются и линейными по компонентам \mathbf{M} недиагональными элементами для каждой из МОК (см. формулы (10), (14), (17)).

Распространение ЭМВ в НДП описывается волновым уравнением [13]:

$$\nabla \text{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} - k_0^2 \hat{\epsilon} \mathbf{E} = 4\pi \mathbf{P}^{NL(3)}, \quad (2)$$

где кубическая нелинейная поляризация $\mathbf{P}^{NL(3)}$ на частоте падающего света ω определяется известным

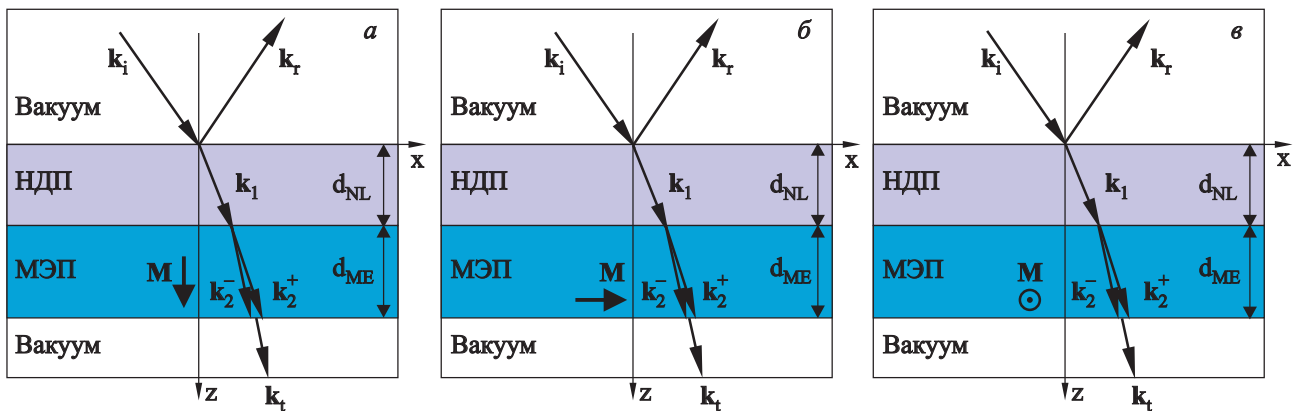


Рис. 1. Схематическое изображение отражения света от НДП на бигиротропной МЭП в случаях: полярной МОК (а); продольной МОК (б); поперечной МОК (в). k_i , k_r и k_t — волновые векторы падающей, отраженной и прошедшей волн в вакууме соответственно, k_1 — волновой вектор преломленной волны в НДП, k_2^+ и k_2^- определяют волновые векторы в МЭП.

образом [13]:

$$P_i^{NL(3)} = \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k^* E_l. \quad (3)$$

В среде с кубической симметрией в простейшем случае $\mathbf{P}^{NL(3)}$ имеет вид [13]

$$\mathbf{P}^{NL(3)} = 3k_0^2 (2\chi_{1122} + \chi_{1221}) \mathbf{E} |\mathbf{E}|^2. \quad (4)$$

Здесь χ_{1122} и χ_{1221} — ненулевые компоненты тензора кубической НОВ [13].

В первом по компонентам $\mathbf{P}^{NL(3)}$ приближении решение уравнения (2) может быть представлено в виде

$$E_i(z) = E_i^{(0)} + 4\pi k_0^2 \int_0^{z} dz' G_{im}^{(1)}(z-z') P_m^{NL(3)}(z'), \quad (5)$$

где $E_i^{(0)}$ — решение однородного волнового уравнения. В выражении (5) функции Грина $G_{im}^{(1)}(z-z')$ определяются из следующих уравнений:

$$\hat{L}_{im}(\partial_z) G_{mi}^{(1)}(z-z') = \delta_{il} \delta(z-z'), \quad (6)$$

где

$$\hat{L}_{ik} = \begin{pmatrix} -k_0^2 \varepsilon_0^{(1)} - \partial_z^2 & 0 & ik_x \partial_x \\ 0 & k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_0^{(1)} - \partial_z^2 & 0 \\ ik_x \partial_x & 0 & k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_0^{(1)} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

и $\partial_x \equiv \partial / \partial x$, $\partial_z^2 \equiv \partial^2 / \partial z^2$.

В МЭП связь векторов электрического поля \mathbf{E} и электрической индукции \mathbf{D} , а также связь векторов магнитного поля \mathbf{H} и магнитной индукции \mathbf{B} дают материальные соотношения среды [1]

$$D_i = \varepsilon_{ij}^{(2)} E_j + \alpha_{ij} H_j, \quad B_i = \mu_{ij}^{(2)} H_j + \alpha_{ji} E_j, \quad (8)$$

где $\hat{\varepsilon}^{(2)}$ и $\hat{\mu}^{(2)}$ — тензоры диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости соответственно, а $\hat{\alpha}$ — МЭ тензор, который в кубическом кристалле диагонален [17]

$$\alpha_{ij} = \alpha \delta_{ij}. \quad (9)$$

В случае полярной МОК тензоры $\varepsilon_{ij}^{(2)}$ и $\mu_{ij}^{(2)}$ МЭП имеют следующий вид:

$$\varepsilon_{ij}^{(2)} = \begin{pmatrix} \varepsilon^{(2)} & i\varepsilon' & 0 \\ -i\varepsilon' & \varepsilon^{(2)} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \mu_{ij}^{(2)} = \begin{pmatrix} \mu^{(2)} & i\mu' & 0 \\ -i\mu' & \mu^{(2)} & 0 \\ 0 & 0 & \mu^{(2)} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где ε' и μ' — линейные по намагниченности недиагональные компоненты тензоров диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости соответственно. В явном виде тензоров $\varepsilon_{ij}^{(2)}$ и $\mu_{ij}^{(2)}$ для каждой из МОК мы не учитываем различие в диагональных компонентах этих тензоров, обусловленное квадратичным

магнитооптическим взаимодействием, которое существенно при изучении магнитного двулучепреломления [16]. Ограничимся учетом влияния линейных МО и МЭ взаимодействий на отражение света, т.е. предполагаем равенство соответствующих диагональных компонент материальных тензоров в (10), (14) и (17).

Решение уравнений Максвелла ищем в виде плоских ЭМВ: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$, где \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 — амплитуды электрического и магнитного полей ЭМВ соответственно, \mathbf{k} — волновой вектор и ω — частота ЭМВ. В МЭП система уравнений Максвелла может быть записана в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} -\alpha & -s_z & 0 & -\mu^{(2)} & -i\mu' & 0 \\ s_z & -\alpha & -s_x & i\mu' & -\mu^{(2)} & 0 \\ 0 & s_x & -\alpha & 0 & 0 & -\mu^{(2)} \\ \varepsilon^{(2)} & i\varepsilon' & 0 & \alpha & -s_z & 0 \\ -i\varepsilon' & \varepsilon^{(2)} & 0 & s_z & \alpha & -s_x \\ 0 & 0 & \varepsilon^{(2)} & 0 & s_x & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = 0, \quad (11)$$

где s_x и s_z — компоненты безразмерного волнового вектора $\mathbf{s} = \mathbf{k}/k_0$, $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме.

Однородная система алгебраических уравнений (11) имеет нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю. Удовлетворяя это условие, получаем алгебраическое уравнение четвертого порядка относительно компонент безразмерного волнового вектора s_x и s_z . Полагая s_x независимой переменной и решая это уравнение относительно s_z , получаем:

$$(s_z^{\pm(p)})^2 = \frac{-B^{(p)} \pm \sqrt{D^{(p)}}}{2A}, \quad D^{(p)} = (B^{(p)})^2 - 4AC^{(p)}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \varepsilon^{(2)} \mu^{(2)} - \alpha^2, \\ B^{(p)} &= 2As_x^2 + 2\alpha^2(b + \varepsilon\mu) - \Delta\varepsilon\Delta\mu 2\alpha^4, \\ C^{(p)} &= As_z^4 + s_x^2(-2\alpha^4 + 2\alpha^2(b + \varepsilon\mu) - 2\varepsilon\mu b) + \varepsilon\mu\Delta\varepsilon\Delta\mu - \\ &\quad - \alpha^2(\Delta\varepsilon\Delta\mu + 2\varepsilon\mu b) + \alpha^4(2b + \varepsilon\mu) - \alpha^6, \end{aligned} \quad (13)$$

$$b = \varepsilon^{(2)} \mu^{(2)} + \varepsilon' \mu', \quad f = (\varepsilon^{(2)})^2 \Delta\mu + (\mu^{(2)})^2 \Delta\varepsilon,$$

$$\Delta\varepsilon = (\varepsilon^{(2)})^2 - (\varepsilon')^2, \quad \Delta\mu = (\mu^{(2)})^2 - (\mu')^2.$$

В случае продольной МОК тензоры $\varepsilon_{ij}^{(2)}$ и $\mu_{ij}^{(2)}$ для МЭП имеют вид

$$\varepsilon_{ij}^{(2)} = \begin{pmatrix} \varepsilon^{(2)} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^{(2)} & i\varepsilon' \\ 0 & -i\varepsilon' & \varepsilon^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \mu_{ij}^{(2)} = \begin{pmatrix} \mu^{(2)} & 0 & 0 \\ 0 & \mu^{(2)} & i\mu' \\ 0 & -i\mu' & \mu^{(2)} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Вычисления, аналогичные представленным выше для полярной МОК, позволяют найти безразмерный волновой вектор $s_z^{(l)}$, который имеет вид

$$(s_z^{(l)})^2 = \frac{-B^{(l)} \pm \sqrt{D^{(l)}}}{2A}, \quad D^{(l)} = (B^{(l)})^2 - 4AC^{(l)}, \quad (15)$$

где

$$B^{(l)} = 2As_x^2 - 2\epsilon\mu b + 2\alpha^2(b + \epsilon\mu) - 2\alpha^4, \quad (16)$$

$$C^{(l)} = As_z^4 + s_x^2(-2\alpha^4 + 2\alpha^2(b + \epsilon\mu) - f) + \epsilon\mu\Delta\epsilon\Delta\mu - \alpha^2(\Delta\epsilon\Delta\mu - 2\epsilon\mu b) + \alpha^4(2b + \epsilon\mu) + \epsilon\mu\Delta\epsilon\Delta\mu - \alpha^6.$$

Для поперечной МОК тензоры $\epsilon_{ij}^{(2)}$ и $\mu_{ij}^{(2)}$ для МЭП имеют вид

$$\epsilon_{ij}^{(2)} = \begin{pmatrix} \epsilon^{(2)} & 0 & i\epsilon' \\ 0 & \epsilon^{(2)} & 0 \\ -i\epsilon' & 0 & \epsilon^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \mu_{ij}^{(2)} = \begin{pmatrix} \mu^{(2)} & 0 & i\mu' \\ 0 & \mu^{(2)} & 0 \\ -i\mu' & 0 & \mu^{(2)} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Проводя вычисления, аналогичные изложенным выше, получаем волновые векторы $s_z^{(t)}$ в МЭП:

$$(s_z^{(t)})^2 = \frac{-B^{(t)} \pm \sqrt{D^{(t)}}}{2A}, \quad D^{(t)} = (B^{(t)})^2 - 4AC^{(t)}, \quad (18)$$

где

$$B^{(t)} = 2A^{(t)}s_x^2 - f + 2b\alpha^2 - 2\alpha^4, \quad (19)$$

$$C^{(t)} = A^{(t)}s_x^4 + s_x^2[-f + 2b\alpha^2 - 2\alpha^4] + \epsilon^{(2)}\mu^{(2)}\Delta\epsilon\Delta\mu - \alpha^2[2\epsilon^{(2)}\mu^{(2)}b + \Delta\epsilon\Delta\mu] + \alpha^4(2b + \epsilon^{(2)}\mu^{(2)}) - \alpha^6.$$

Амплитуды полей отраженного света $\mathbf{E}^{(r)}$ могут быть выражены через амплитуды полей падающего света $\mathbf{E}^{(i)}$ с помощью матрицы коэффициентов отражения \hat{R} :

$$\begin{pmatrix} E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{pmatrix} = \hat{R} \begin{pmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где нижние индексы p и s обозначают p - и s -поляризованные ЭМВ соответственно.

Матрица коэффициентов отражения \hat{R} рассматриваемой системы может быть представлена в следующем виде:

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} R_{ss} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{pp} \end{pmatrix}, \quad R_{ij} = R_{ij}^{(0)} + R_{ij}^{(1)}. \quad (21)$$

Здесь $R_{ij}^{(0)}$ ($i, j = s, p$) — компоненты матрицы отражения в нулевом приближении, т.е. без учета нелинейной поляризации (2), $R_{ij}^{(1)}$ соответствуют поправкам первого приближения к \hat{R} . Отметим, что недиагональные компоненты R_{sp} и R_{ps} матрицы отражения (21) появляются благодаря бигиротропии и МЭ взаимодействию в подложке.

Результаты и анализ

Как было отмечено во введении, будем рассматривать двухслойную структуру, состоящую из пленки оксида кремния, допированной селенидом кадмия, и подложки из ЖИГ, в которой линейный МЭ эффект наблюдается в окрестности кристаллических дефектов [18] и при низких температурах после охлаждения образца в приложенных одновременно электрическом и магнитном полях [19]. В работе [3] отмечено, что в эпитаксиальных пленках ЖИГ значения МЭ констант могут достигать максимальной величины $\alpha \sim 10^{-2}$ при комнатной температуре.

При вычислениях использованы значения материальных параметров: $\epsilon^{(1;0)} = 4$, $\chi^{(3)} \sim 10^{-9}$ эл.ст. ед., $\epsilon^{(2)} = 4,5796$, $\mu^{(2)} = 1$, $\mu' = 8,76 \cdot 10^{-5}$, $\epsilon' = -2,47 \cdot 10^{-4}$, $\alpha = 10^{-3}$ для длины волны $\lambda = 1,15$ мкм. Амплитуда электрического поля падающей ЭМВ $E \sim 10^8$ В/м, толщина МЭП $d_{ME} = 10\lambda$, а толщины НДП составляют $d_{NL} = \lambda, 3\lambda, 5\lambda$. Отметим, что сделанное выше предположение равенства диагональных компонент тензоров проницаемости и восприимчивости применимо для пленки ЖИГ.

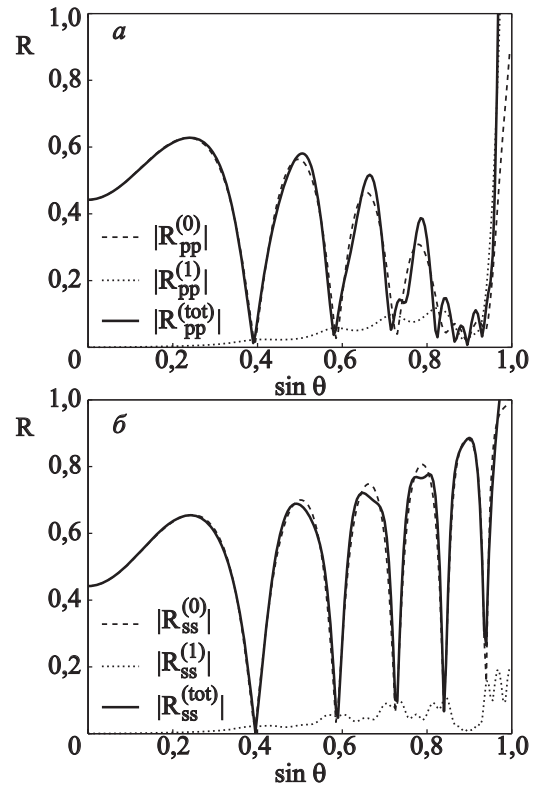


Рис. 2. Зависимости модулей диагональных коэффициентов отражения от $\sin \theta$ от двухслойной структуры с $d_{NL} = \lambda$, $d_{ME} = 10\lambda$. Пунктирные линии соответствуют коэффициентам отражения без учета нелинейности пленки $|R_{ii}^{(0)}|$, точечные линии показывают поправки первого приближения $|R_{ii}^{(1)}|$ к коэффициентам отражения и сплошные линии показывают результирующие коэффициенты отражения $|R_{ii}^{(0)} + R_{ii}^{(1)}| = |R_{ii}^{(tot)}|$, $i = s, p$ для полярной МОК в случаях: s -поляризованной ЭМВ ($|R_{ss}|$) (а); p -поляризованной ЭМВ ($|R_{pp}|$) (б).

На рис. 2 показаны графики зависимостей модулей амплитудных коэффициентов отражения без учета оптической нелинейности пленки $|R_{ii}^{(0)}|$, поправок в первом борновском приближении $|R_{ii}^{(1)}|$ и результирующих коэффициентов отражения $|R_{ii}^{(0)} + R_{ii}^{(1)}| = |R_{ii}^{\text{tot}}|$ ($i = s, p$) от синуса угла падения, $\sin \theta$ (пунктирные, точечные и сплошные линии соответственно) в случае полярной МОК. На рис. 2 видно, что вклад кубической нелинейности в коэффициенты отражения достигает 5%.

На рис. 3–5 представлены зависимости модулей амплитудных коэффициентов отражения основных R_{ss} и R_{pp} и кроссполяризованных R_{sp} - и R_{ps} -компонент ЭМВ от $\sin \theta$ для разных толщин НДП $d_{NL} = \lambda$ (сплошные линии), $d_{NL} = 3\lambda$ (пунктирные линии) и $d_{NL} = 5\lambda$ (точечные линии).

На рис. 3,а,б представлены зависимости диагональных компонент матрицы отражения от $\sin \theta$. Для основных МОК диагональные коэффициенты отражения R_{pp} and R_{ss} зависят от константы МЭ взаимодействия α очень слабо. Различие между $R_{ii}|_{\alpha \rightarrow 0}$ и $R_{ii}|_{\alpha = 10^{-2}}$ ($i = s, p$) не превышает сотой доли процента. Более того, R_{pp} и R_{ss} для рассмотренных МОК совпадают друг с другом с точностью тысячных долей процента.

На рис. 4,а и 5,а показаны графики зависимостей недиагональных компонент $|R_{ps}|$ и $|R_{sp}|$ матрицы отражения от $\sin \theta$ при бесконечно малом МЭ взаимодействии в МЭП ($\alpha \rightarrow 0$) для различных толщин НДП d_{NL} в случае, когда вектор намагниченности лежит в плоскости падения, т.е. для полярной и продольной МОК. В

случае поперечной МОК при $\alpha \rightarrow 0$ нормальные ЭМВ в среде трансформируются в независимые ТЕ- и ТМ-моды, а матрица отражения становится диагональной. Учет МЭ взаимодействия приводит к тому, что вместо линейно поляризованных ТЕ- и ТМ-мод нормальными ЭМВ в среде будут волны эллиптической (правой и левой) поляризации. Следовательно, когда вектор намагниченности перпендикулярен плоскости падения, МЭ взаимодействие приведет к появлению кроссполяризованных компонент R_{ps} и R_{sp} в матрице отражения. Рисунки 4,б и 5,б иллюстрируют аналогичные зависимости $|R_{ps}|$ и $|R_{sp}|$ при $\alpha = 10^{-2}$ для основных МОК. На рис. 3 и 4 видно, что величины недиагональных компонент матрицы отражения на три-четыре порядка меньше величин диагональных компонент. Из сравнения рис. 4,а,б, а также рис. 5,а,б, следует, что недиагональные коэффициенты сильно зависят от МЭ взаимодействия, которое приводит к возрастанию значений недиагональных коэффициентов отражения при углах падения, далеких от скользящего падения.

На рис. 3–5 видно, что графики диагональных и недиагональных коэффициентов отражения имеют несколько минимумов, не достигающих нуля. Следовательно, при отражении света от рассматриваемой двухслойной системы невозможно получить полностью поляризованный отраженный свет. В этом случае

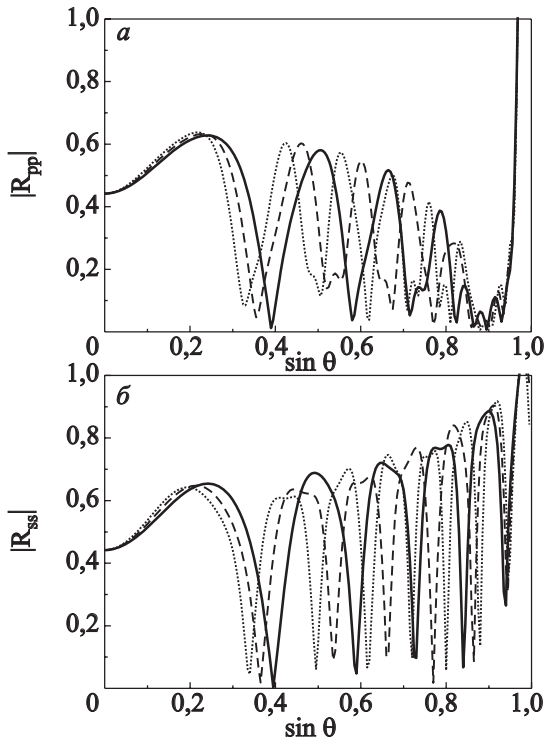


Рис. 3. Зависимости модулей диагональных коэффициентов отражения R_{pp} (а) и R_{ss} (б) от $\sin \theta$ для различных толщин нелинейной пленки: $d_{NL} = \lambda$ (сплошные линии), $d_{NL} = 3\lambda$ (пунктирные линии) и $d_{NL} = 5\lambda$ (точечные линии).

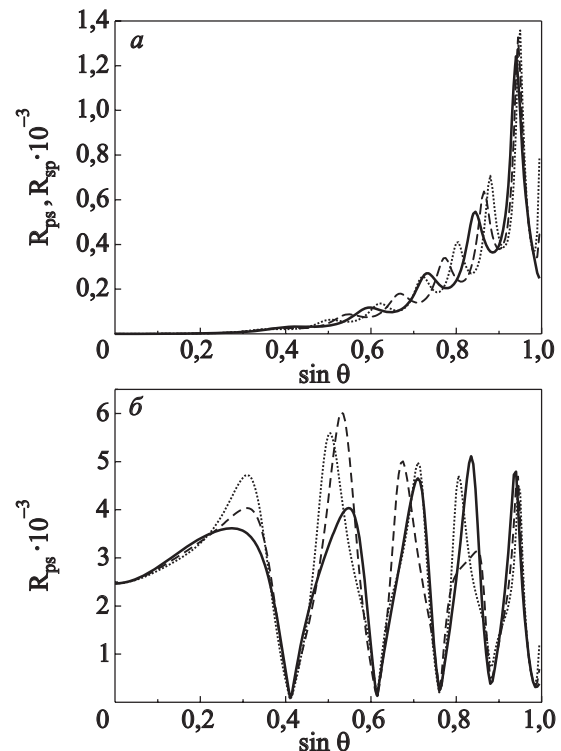


Рис. 4. Зависимости недиагональных коэффициентов отражения $|R_{ps}|$ от $\sin \theta$ для различных значений толщины нелинейной пленки: $d_{NL} = \lambda$ (сплошные линии), $d_{NL} = 3\lambda$ (пунктирные линии) и $d_{NL} = 5\lambda$ (точечные линии) для полярной и продольной МОК в случаях: пренебрежимо малого МЭ взаимодействия в МЭП $\alpha \rightarrow 0$ (а); $\alpha = 10^{-2}$ (б).

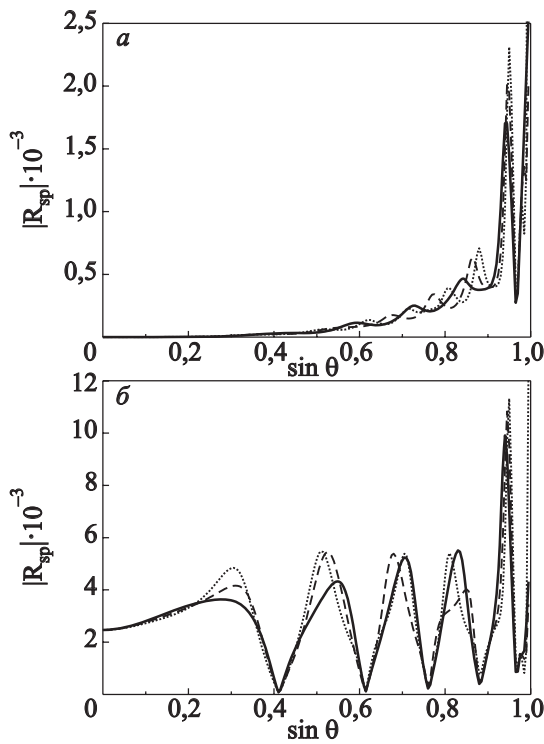


Рис. 5. Зависимости недиагональных коэффициентов отражения $|R_{sp}|$ от $\sin \theta$ для различных значений толщины нелинейной пленки: $d_{NL} = \lambda$ (сплошные линии), $d_{NL} = 3\lambda$ (пунктирные линии) и $d_{NL} = 5\lambda$ (точечные линии) для полярной и продольной МОК в МЭП $\alpha \rightarrow 0$ (а); $\alpha = 10^{-2}$ (б).

минимумы коэффициентов отражения соответствуют отражению под так называемыми псевдобрюстеровскими углами (ПБУ).

На рис. 6, а, б представлены двумерные графики эволюции диагональных коэффициентов отражения $|R_{pp}|$ и $|R_{ss}|$ с толщиной НДП, откуда видна тенденция к сдвигу минимумов коэффициентов отражения в сторону меньших углов падения θ с ростом толщины нелинейной пленки d_{NL} для обеих s- и p-поляризованных отраженных волн. Это приводит к аналогичному смещению и ПБУ.

На рис. 7 показан двумерный график эволюции недиагонального коэффициента отражения $|R_{ps}|$ с ростом толщины нелинейной пленки в случае $\alpha = 10^{-2}$ для полярной МОК. Недиагональные компоненты матрицы отражения для основных МОК имеют один и тот же вид, показанный на рис. 7.

Заключение

В работе получены коэффициенты отражения от двухслойной среды, состоящей из нелинейной оптической пленки с кубической оптической нелинейностью на магнитоэлектрической бигиротропной подложке. Теоретически исследован вклад кубической оптической нелинейности в состояние поляризации отраженного света. На примере сред кубической симметрии

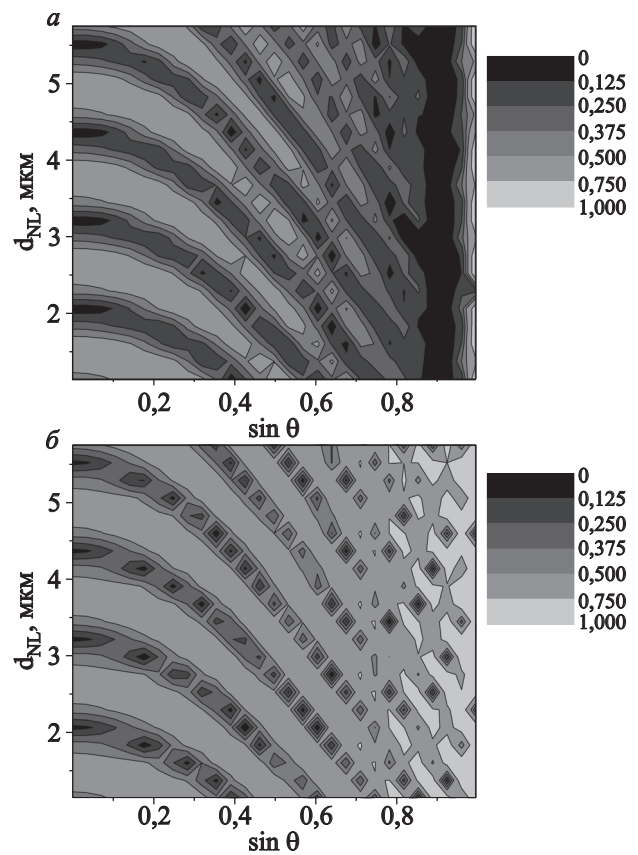


Рис. 6. Двумерные графики эволюции диагональных коэффициентов отражения как функций $\sin \theta$ и толщины нелинейной пленки d_{NL} в случаях всех главных МОК: $|R_{pp}|$ (а); $|R_{ss}|$ (б).

(ЖИГ и стекло, допированное полупроводником CdSe), образуя двухслойную структуру, исследовано влияние МЭ свойств подложки, а также кубической оптической нелинейности пленки на диагональные и недиагональные компоненты матрицы отражения. Из проведенных вычислений следует, что даже в случае, когда МЭ тензор характеризуется одной ненулевой компонентой, влияние МЭ взаимодействия на

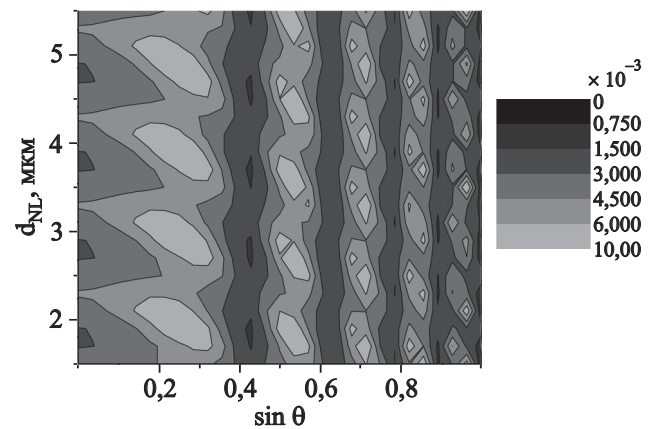


Рис. 7. Двумерный график эволюции недиагонального коэффициента отражения $|R_{ps}|$ как функция $\sin \theta$ и толщины нелинейной пленки d_{NL} в случае полярной МОК.

отражение поляризованного света будет существенным. Показано, что влияние бигиротропных и МЭ свойств подложки приводит к тому, что нельзя получить полностью поляризованный отраженный свет, таким образом, отражение под углом Брюстера невозможно. Однако имеет место отражение под так называемыми псевдобрюстеровскими углами, когда диагональные компоненты матрицы отражения достигают минимальных (но ненулевых) значений. Также отметим, что в случае поперечной МОК вследствие МЭ взаимодействия появляются недиагональные компоненты в матрице отражения. Увеличение толщины нелинейной пленки приводит к сдвигам ПБУ, а также к увеличению минимальных значений коэффициентов отражения.

Работа поддержана грантом FP7-People-2009-IRSES, No.247556 (Ю.С.Д. и И.Л.Л., Украина), грантами NRF (Y.P.L., Корея) и грантами NWO и NanoNed (T.R., Нидерланды).

1. T.H. O'Dell, *The Electrodynamics of Magnetolectric Media*, North-Holland, Amsterdam (1970).
2. M. Fiebig, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, R123 (2005).
3. R.V. Pisarev, *Ferroelectrics* **162**, 191 (1994).
4. B.B. Krichevtsov, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, and V.N. Gridnev, *J. Phys. Cond. Mater.* **5**, 8233 (1993).
5. I.E. Chupis, *Ferroelectrics* **204**, 173 (1997).
6. E.B. Graham and R. Raab, *J. Phys. Cond. Mat.* **9**, 1863 (1997).
7. V.N. Gridnev, *Phys. Rev.* **B51**, 13079 (1995).
8. N. Kida, Y. Kaneko, I.P. He, N. Matsubara, H. Sato, T. Arima, H. Akoh, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 167202 (2006).
9. H. Yamada, H. Sato, H. Akoh, N. Kida, T. Arima, M. Kawasaki, and Y. Tokura, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 062508 (2008).
10. С.Б. Борисов, Н.Н. Дадоевкова, И.Л. Любчанский, В.Л. Соколов, *ФТТ* **32**, 3668 (1990).
11. M. Fiebig, D. Frohlich, B.B. Krichevtsov, and R.V. Pisarev, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2127 (1994).
12. M. Fiebig, V.V. Pavlov, and R.V. Pisarev, *J. Opt. Soc. Am.* **B22**, 96 (2005).
13. R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego (1992).
14. Yu.S. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, *Eur. Phys. J.* **B71**, 401 (2009).
15. Г.А. Смоленский, В.В. Леманов, *Ферриты и их техническое применение*, Наука, Ленинград (1975).
16. Г.С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во Московского университета, Москва (1976).
17. R.R. Birss, *Symmetry and Magnetism*, North-Holland, Amsterdam (1966).
18. R.V. Pisarev, B.B. Krichevtsov, V.V. Pavlov, and A.G. Selitsky, *J. Magn. Soc. Jpn.* **11**, 33 (1987).
19. H. Ogawa, E. Kita, Y. Mochida, K. Kohn, S. Kimura, A. Tasaki, and K. Siraatori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **56**, 452 (1987).

Reflection of light from a nonlinear optical dielectric film on a bigyrotropic magnetolectric substrate under angles near the Brewster angles

Yu.S. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii,
Y.P. Lee, and Th. Rasing

The reflection of light from the interface of a dielectric film characterized by a cubic optical nonlinearity on a bigyrotropic magnetolectric substrate is investigated theoretically. The incidence angle dependence of reflection coefficients are obtained for all principal magneto-optical configurations: polar, longitudinal, and transverse. The influence of magnetolectric and magneto-optical contributions to electric polarization of the bilayered structure on polarization state of light, reflected at angles close to the Brewster angles is measured.

PACS. 42.25.Gy Edge and boundary effects; reflection and refraction;
42.65.An Optical susceptibility, hyperpolarizability;
75.70.Cn Magnetic properties of interfaces;
75.85.+t Magnetolectric effects, multiferroics.

Keywords: reflection matrix, nonlinear susceptibility, magnetolectric coupling, Brewster angle.