

СПЕКТРОСКОПИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 535.5; 53.082.5; 681.7

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПРОПУСКАНИЯ
РЕЗОНАНСНОГО ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

© 2010 г. С. Я. Ветров*, И. В. Тимофеев**, А. Ю. Авдеева*

* Сибирский федеральный университет, 660074 Красноярск, Россия

** Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, Академгородок, 660036 Красноярск, Россия

E-mail: avdeeva-anastasiya@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.02.2010 г.

Рассматривается кристалл, представляющий собой слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов, одним из которых является резонансно поглощающий газ. Показано, что сочетание дисперсии атомарного газа с дисперсией структур с фотонными запрещенными зонами позволяет эффективно управлять спектром пропускания мод s - и p -поляризаций подобных комбинированных систем. Установлена высокая чувствительность спектра к положению резонансной частоты газа относительно края запрещенной зоны, к изменению давления газа. Изучены спектры пропускания, отражения и поглощения резонансного фотонного кристалла при угле падения, равном углу Брюстера затравочного фотонного кристалла. Обсуждаются возможные применения установленных особенностей дисперсии резонансных фотонных кристаллов.

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой, как правило, искусственные структуры с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью. Из-за пространственной периодичности электромагнитные волны в таких структурах имеют зонный характер спектра, подобно тому, как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов. Фотонные кристаллы благодаря наличию фотонных запрещенных зон и областей аномального возрастания плотности фотонных состояний представляют несомненный интерес с точки зрения эффективного управления характеристиками лазерного излучения [1–3].

На основе фотонно-кристаллических материалов созданы новые типы волноводов [4, 5], предложены способы увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов [6–8], обсуждаются идеи по развитию элементной базы оптоэлектронной техники и информационных технологий [9].

Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды (атомные или молекулярные газы). Однако эти изменения проявляются лишь в узкой области частот вблизи резонансной частоты, поэтому такой фотонный кристалл называется резонансным фотонным кристаллом (РФК). Простейшей реализацией РФК являются слоистые структуры, состоящие из чередующихся слоев двух материалов, в качестве одного из которых рассматривается резонансно поглощающий газ. Сочетание резо-

нансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к качественному изменению спектров ФК, появляются узкие полосы прозрачности в фотонной запрещенной зоне, а также дополнительные запрещенные зоны в сплошном спектре ФК-структуры. Спектральные свойства таких РФК изучались в работах [10, 11] для нормального падения излучения на образец. Угловая зависимость спектра дополнительного пропускания РФК изучена в [12].

В данной работе в отличие от [12] получено существенное увеличение коэффициента пропускания РФК за счет измененных параметров структуры. Показано, в частности, что спектр пропускания весьма чувствителен к вариации угла падения. Установлено, что существует угол падения, при котором в сплошном спектре пропускания ФК возникает дополнительная запрещенная зона. Кроме того, исследованы спектры пропускания, отражения и поглощения РФК при угле падения, равном углу Брюстера (углу полной поляризации) затравочного фотонного кристалла.

ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ
ПРОПУСКАНИЯ, ОТРАЖЕНИЯ
И ПОГЛОЩЕНИЯ

Рассмотрим ФК-структуру, представляющую собой конечную слоистую среду, в которой одним из чередующихся изотропных слоев является резонансный газ. Рассматриваемая структура (рис. 1) характеризуется диэлектрическими проницаемостями слоев, соответственно изотропной среды и резонансного газа ϵ_1 и $\epsilon_2(\omega)$. Толщины слоев d_1 и

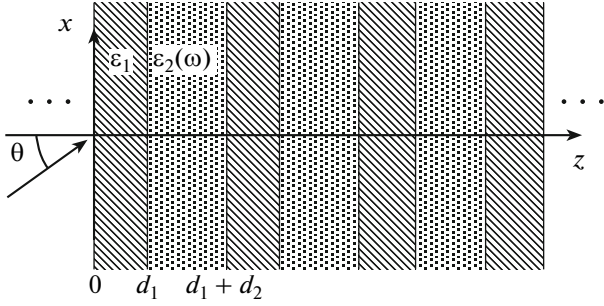


Рис. 1. Схематическое представление периодической слоистой среды.

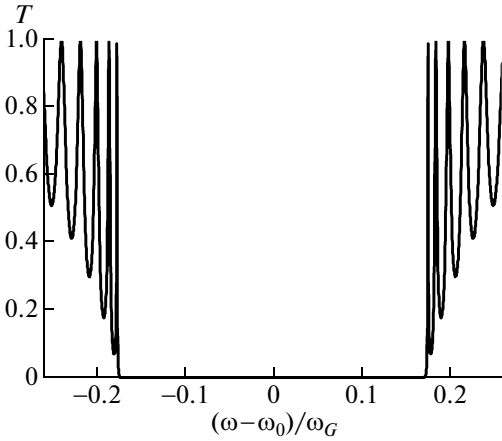


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента пропускания для волн p -поляризации. Толщина рассматриваемого РФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм, $\varepsilon_1 = 3.0$, $\varepsilon_2 = 1.0$.

d_2 , период структуры $L = d_1 + d_2$. Комплексная диэлектрическая проницаемость среды в модели Лоренца дается выражением

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi Nfe^2/m$, e — заряд электрона, m — масса электрона, N — плотность резонансных атомов, f — сила осциллятора, γ — ширина линии, ω_0 — центральная частота резонанса, ω — частота излучения.

Спектр пропускания волн p -поляризации, распространяющихся в плоскости xz РФК, исследуем методом трансфер-матрицы [13]. Для рассматриваемой нами структуры распределение электрического поля в слоях имеет вид

$$E_x(n, t) = \left[A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} + B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)} \right] e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

где A_n, B_n — амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в n -м слое, $\alpha_n = \omega/c\sqrt{\varepsilon_n - \sin^2\theta}$, θ — угол падения излучения. Распределение магнитного поля в слоях дается выражением

$$H_y(n, t) = \left[\sqrt{\varepsilon(n)} A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} - \sqrt{\varepsilon(n)} B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)} \right] e^{-i\omega t}. \quad (3)$$

Из непрерывности электрического E_x и магнитного H_y полей на границе раздела слоев $z = z_{n-1}$ получаем систему уравнений, которая может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{pmatrix} = T_{n-1, n} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где трансфер-матрица

$$T_{n-1, n} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1+h)e^{-i\alpha_n\gamma_n} & (1-h)e^{i\alpha_n\gamma_n} \\ (1-h)e^{-i\alpha_n\gamma_n} & (1+h)e^{i\alpha_n\gamma_n} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь $h = \sqrt{\varepsilon_n - \sin^2\theta} / \sqrt{\varepsilon_{n-1} - \sin^2\theta}$, толщины слоев $\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n = 1, 2, \dots, N$. Из (4) следует связь амплитуд волн соответственно падающей на РФК и отраженной от него (A_0, B_0), с амплитудой волны A_s , вышедшей из образца, при условии, что отражение волн, с правой стороны образца РФК отсутствует ($B_s = 0$),

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A_s \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\hat{M} = \hat{T}_{01} \hat{T}_{12} \dots \hat{T}_{N-1, N} \hat{T}_{N, S}, \quad (7)$$

$S = N + 1$, $\gamma_{N+1} = 0$. Окончательно, используя (7), получаем соответственно коэффициенты пропускания и отражения

$$T = 1/|\hat{M}_{11}|^2, \quad R = |\hat{M}_{11}|^2/|\hat{M}_{21}|^2, \quad (8)$$

где $\hat{M}_{11}, \hat{M}_{21}$ — элементы матрицы \hat{M} . Коэффициент поглощения $A = 1 - T - R$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Исследуем теперь особенности спектра пропускания РФК с помощью численного решения уравнения для коэффициента пропускания (8). Для численных расчетов были выбраны параметры ФК, близкие к используемым в работе [10]: $\varepsilon_1 = 3.0$, $d_1\sqrt{\varepsilon_1} = d_2\sqrt{\varepsilon_2}$, период решетки $L = d_1 + d_2 = 100$ нм, число периодов — 30, и Hg как резонансный газ, для которого $\gamma/\omega_G = 1.65 \times 10^{-7}$, $\omega_p^2/\omega_G^2 = 7 \times 10^{-8}$, где $\omega_G = \pi c/L_0$ — характерная частота запрещенной зоны, $L_0 = d_1\sqrt{\varepsilon_1} + d_2\sqrt{\varepsilon_2}$ — оптическая толщина. Резонансу на длине волны $\lambda_0 = 253.6$ нм соответствует ширина линии $\gamma = 1.2 \times 10^9$ Гц.

На рис. 2 представлена затравочная зонная структура спектра пропускания ФК с $\varepsilon_1 = 3.0$, $\varepsilon_2 = 1.0$ для волн p -поляризации в случае нормального падения излучения на образец. Первая запрещенная зона такого ФК заключена в диапазоне длин волн от 215.8 до 307.4 нм, в центре зоны лежит частота ω_0 . Учет частотной дисперсии ди-

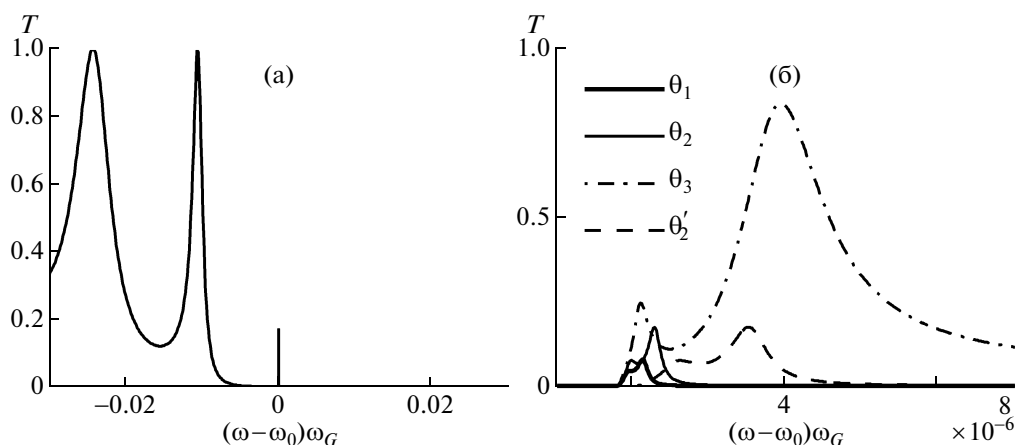


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента дополнительного пропускания T в первой запрещенной зоне резонансного фотонного кристалла. а, б — соответственно спектр для волн p -поляризации вблизи коротковолнового края запрещенной зоны с дополнительным пиком пропускания и структура пиков. Углы падения соответственно для пиков 1, 2, 3: $\theta_1 = 35^\circ 12'$, $\theta_2 = 35^\circ 30'$, $\theta_3 = 36^\circ 12'$, плотность резонансных атомов $N = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.65 \times 10^{-7} \omega_G$. Штриховая линия рассчитана для угла θ'_2 , когда $N = 12 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 4.95 \times 10^{-7} \omega_G$. Диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 3.0$, $\epsilon_2 = \epsilon_2(\omega)$, остальные параметры те же, что и для рис. 2.

электрической проницаемости (1) приводит к качественным изменениям в структуре затравочно-го спектра пропускания.

Сочетание дисперсии ФК-структуры с резонансной дисперсией газа приводит к появлению в запрещенной зоне дополнительной узкой полосы пропускания, которая незаметна в масштабе рис. 2. На рис. 3а для примера приведена частотная зависимость коэффициента дополнительного пропускания РФК для угла падения $\theta_2 = 35^\circ 30'$. Увеличение угла падения излучения приводит в соответствии с условием Брэгга к сдвигу низкочастотного края запрещенной зоны к резонансной частоте ω_0 и возрастанию коэффициента пропускания. Из рис. 3б видно, что коэффициент пропускания весьма чувствителен к изменению угла θ , когда край запрещенной зоны близок к ω_0 . Увеличение угла падения от $35^\circ 12'$ до $36^\circ 12'$, т.е. на 1° , приводит к возрастанию коэффициента пропускания в 27 раз, а максимум полосы дополнительного пропускания достигает 83%. Ширина линии (полная ширина на полувысоте) при увеличении θ возрастает. Для θ_2 она сравнима с шириной резонансной линии γ , а для θ_3 на порядок больше. Отметим, что без учета дисперсии атомного газа ($\epsilon_2 = 1.0$) пропускание при угле $36^\circ 12'$ равно 3%.

При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом спектр полосы пропускания, соответствующей θ'_2 (штриховая кривая на рис. 3б), сдвигается от резонанса, ширина полосы возрастает в 3 раза, а коэффициент пропускания в максимуме полосы не меняется.

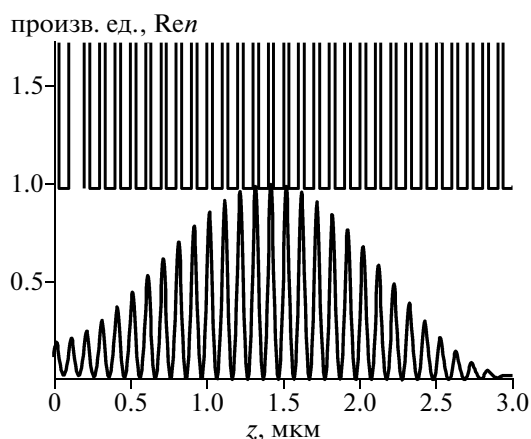


Рис. 4. Распределение показателя преломления $\text{Re } n$ по глубине РФК вдоль оси z , а также интенсивности поля I , нормированной на ее максимальное значение внутри РФК. Частота поля соответствует максимуму пропускания при угле падения $\theta_2 = 35^\circ 30'$. Остальные параметры те же, что и для рис. 3.

На рис. 4 для примера приведены распределения показателей преломления и интенсивности поля в образце для угла $\theta = 35^\circ 30'$. Частота поля соответствует максимуму коэффициента пропускания при угле падения $\theta = 35^\circ 30'$. Из рисунка видно, что амплитуда поля максимальна внутри образца и падает по мере приближения к правой границе раздела РФК с вакуумом. Электрическое поле почти полностью локализовано в слоях с высоким показателем преломления.

Для рассматриваемой структуры РФК существует угол падения, при котором низкочастотный край запрещенной зоны сдвигается настолько,

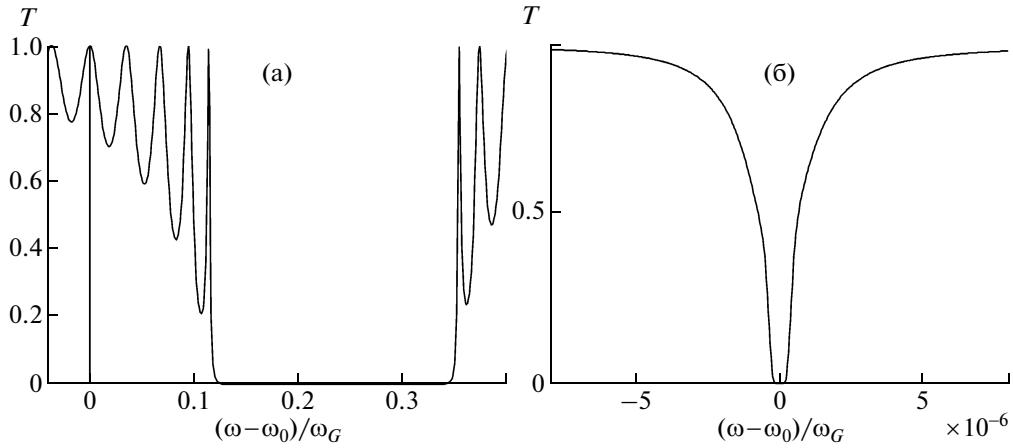


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента пропускания поглощающего РФК от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа ω_0 . а – дополнительная запрещенная зона в сплошном спектре на частоте $\omega = \omega_0$. б – кривая пропускания, соответствующая дополнительной запрещенной зоне. Плотность резонансных атомов $N = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.65 \times 10^{-7} \omega_G$, $\theta = 45^\circ$. Остальные параметры те же, что и для рис. 3.

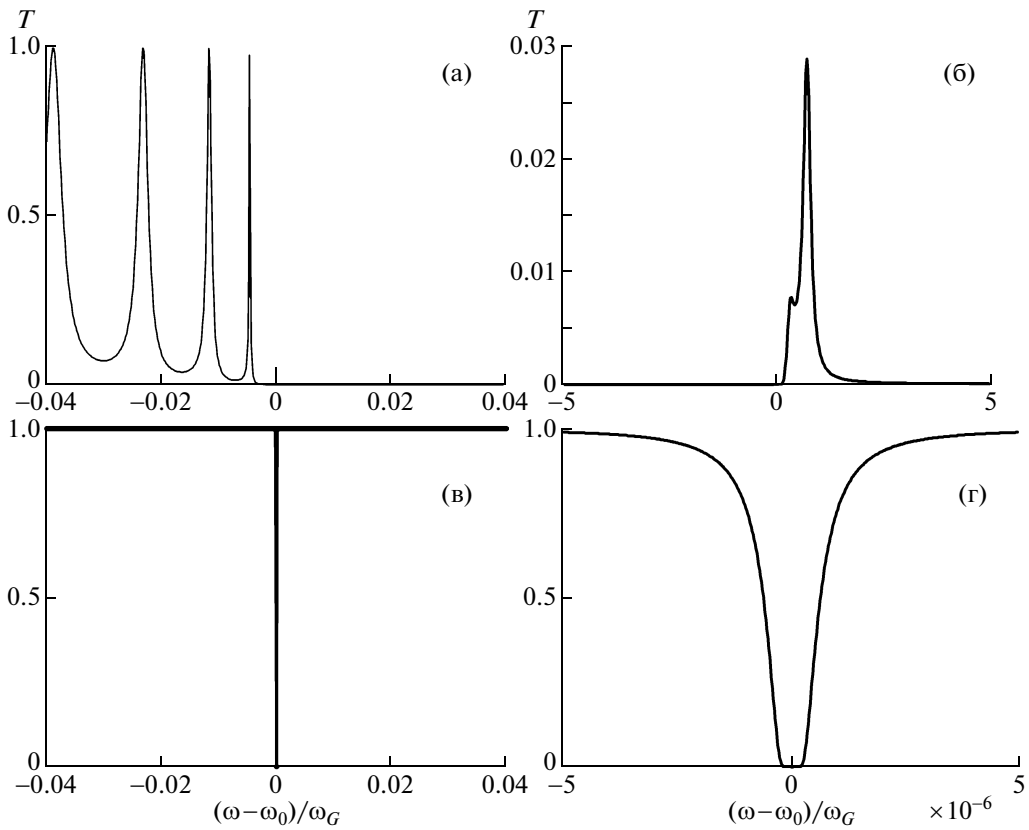


Рис. 6. Частотная зависимость коэффициента пропускания волн s - и p -поляризации поглощающего РФК от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа ω_0 . а, б – соответственно спектр для волн s -поляризации вблизи коротковолнового края запрещенной зоны с дополнительным пиком пропускания при $\omega = \omega_0$ и структура пика. в, г – соответственно спектр для волн p -поляризации с единственной запрещенной зоной и ее структура. Плотность резонансных атомов $N = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.65 \times 10^{-7} \omega_G$, угол падения $\theta = \theta_B = 60^\circ$. Остальные параметры те же, что и для рис. 5.

что резонансная частота оказывается в сплошном спектре. В этом случае сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к появлению дополнительной запрещенной зоны в спектре пропускания. Этот эффект иллюстрируется на рис. 5. Дополнительная запрещенная зона приведена для $\theta = 45^\circ$, когда резонансная частота ω_0 совпадает с частотой побочного пятого максимума (рис. 5а). Дополнительная запрещенная зона весьма узкая, в масштабе рис. 5б видно, что ее ширина на порядок больше ширины резонансной линии γ .

Отметим, что установленные выше особенности в спектрах пропускания РФК для волн p -поляризации сохраняются и для волн s -поляризации. Запрещенная зона для волн p -поляризации сокращается до нуля при угле падения излучения на ФК, равном углу Брюстера θ_B , поскольку при этом угле френелевское отражение на границе раздела исчезает и коэффициент пропускания $T = 1$. В нашей модели для $\epsilon_1 = 3.0$, $\epsilon_2 = 1.0$, $\text{tg } \theta_B = n_1 = \sqrt{3}$, следовательно, угол Брюстера $\theta_B = 60^\circ$. На рис. 6 представлены спектры пропускания волн s - и p -поляризации поглощающего резонансного фотонного кристалла для угла падения $\theta = \theta_B$. Из рисунка видно, что структура спектров пропускания для волн s - и p -поляризации не одинакова. При частоте излучения, равной резонансной частоте газа ($\omega = \omega_0$), коэффициенты пропускания равны нулю, т.е. излучение любой поляризации не проходит через кристалл. В спектре пропускания волн s -поляризации появляется дополнительный пик слабой интенсивности вблизи низкочастотного края запрещенной зоны на частоте $\omega \approx \omega_0$ (рис. 6а). Структура этого пика видна в масштабе рис. 6б. В спектре пропускания волн p -поляризации все запрещенные зоны исчезают, кроме одной запрещенной зоны (рис. 6в), ширина которой на порядок больше ширины резонансной линии γ (рис. 6г). Частота в центре запрещенной зоны практически совпадает с резонансной частотой газа ω_0 .

На рис. 7 приведены частотные зависимости коэффициента пропускания (см. рис. 6г), а также отражения и поглощения РФК для волн p -поляризации. Из рисунка видно, что запрещенная зона в спектре пропускания при угле падения $\theta = \theta_B$ обусловлена в основном поглощением излучения, которое имеет максимальное значение при $\omega = \omega_0$. Отраженная волна практически отсутствует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет спектральных свойств наполненной резонансным газом одномерной структуры с фотонными запрещенными зонами. Вычис-

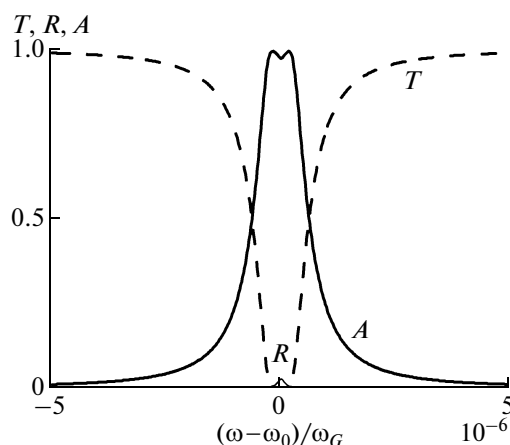


Рис. 7. Коэффициенты пропускания T , отражения R и поглощения A для волн p -поляризации как функции частоты. Угол падения $\theta = 60^\circ$, остальные параметры те же, что и для рис. 6.

ления показывают, что имеются реальные возможности эффективного управления параметрами дополнительного пропускания в запрещенной зоне РФК, а также параметрами дополнительных запрещенных зон путем варьирования плотности резонансного газа и/или угла падения светового луча. Из-за того, что полоса пропускания возникает в ФЗЗ, в которой излучение распространяться не может, можно достичь высоких значений контраста фильтрации оптического излучения. Показано также, что спектры пропускания волн s - и p -поляризации при угле падения, равном углу Брюстера затравочного ФК, качественно отличаются в узкой области частот вблизи резонансной частоты газа. При частоте падающего света, равной резонансной частоте газа, интенсивность проходящего света падает до нуля. В силу этого имеются возможности для дополнительного управления поляризацией и пропусканием света. Кроме того, РФК могут быть перспективны для создания спектральных призм с увеличенной дисперсией и узкополосных фильтров с управляемыми характеристиками, для построения новых типов оптических устройств.

Работа выполнена при поддержке грантов: НШ-7810.2010.3; РНП.2.1.1.3455; № 27.1 и № 3.9.1 РАН; № 5 и № 144 СО РАН; г/к 02.740.11.0220 по ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals. Princeton: Princeton University Press, 1995. 137 p.
2. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1986. 616 с. (Yariv A., Yeh P. Optical Waves

- in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation. New York: Wiley, 1984.)
3. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
 4. Желтиков А.М. // УФН. 2000. Т. 170. № 11. С. 1203.
 5. Painter O., Zec R., Yariv A. et al. // Science. 1999. Т. 264. P. 1819.
 6. Мартемьянов М.Г., Долгова Т.В., Федянин А.А. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. В. 3. С. 527–542.
 7. Wong F., Zhu S.N., Li K.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 071102.
 8. Vetrov S.Ya., Timofeev I.V., Shabanov A.V. // Phys. Stat. Sol. (RRL). 2007. V.1. № 3. P. 92.
 9. Busch K., Lölkes S., Wehrspohn R.B., Föll H. Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 354 p.
 10. Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б. // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 2. С. 309–313.
 11. Artoni M., Rossa G. La, Bassani F. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 046604.
 12. Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Кутукова А.Ю. // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 5. С. 840–844.
 13. Yeh P. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. № 5 P. 742.