УДК 548.0

НЕВЗАИМНОСТЬ ВОЛН В 1D ФОТОННЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 января 2007 г.)

Исследованы оптические свойства одномерных квазипериодических кристаллов с линейным профилем изменения параметров модуляции. Показано, что такие системы обладают более широкой фотонной запрещенной зоной, чем идеальнопериодические системы. Асимметричный профиль изменения параметров системы приводит к появлению невзаимности в этих системах, что позволяет использовать их в качестве оптических диодов.

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК), которые позволяют полностью контролировать распространение световых волн [1-4]. В частности, интенсивно исследуются как идеально периодические, так и квазипериодические фотонные кристаллы (КФК). В работах [5,6] экспериментально и теоретически исследованы хиральные ФК с линейным профилем изменения шага спирали и показано существенное расширение фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ). Аналогичные результаты были получены для ФК с линейным профилем изменения периода модуляции

[7-9]. Это является важным результатом, в частности, в связи с возможностью создания всенаправленных отражателей (omnidirectional reflectors): *в определенном интервале длины волны всенаправленные отражатели полностью отражают свет с любой поляризацией и при любом угле падения*.

Особый интерес представляют также невзаимные ФК. В последнее время выявлен ряд новых механизмов невзаимности [10-15]. Актуальность исследования невзаимных ФК связана, в частности, с возможностью создания оптических диодов, односторонних отражателей и т.д. [10-23]. Интерес к оптическим устройствам, аналогичным электротехническим (оптические диоды, транзисторы и т.д.), обусловлена тем, что в последнее время наблюдается интенсивный переход от использования электрических сигналов к использованию световых, в связи с огромными возможностями последних. Предложены и продемонстрированы различные оптические диоды. Отметим только, что возможность усиления эффектов невзаимности и получения диодного эффекта ($|\Delta T| = |T^+ - T^-| \approx T$, где T^+ и T^- - коэффициенты пропускания при взаимно противоположных направлениях падения света), по-видимому, впервые рассмотрена в работе [24].

В данной работе мы будем рассматривать 1D КФК, в которых изменение диэлектрической проницаемости описывается законом

$$\varepsilon(x) = \varepsilon \left(1 + a(x) \sin^2 \left(2\pi x / \sigma(x) \right) \right). \tag{1}$$

Как показывают наши исследования, рассматриваемая система может работать как широкополосный всенаправленный отражатель. Будет показано также, что системы с асимметричным профилем изменения параметров модуляции a(x) и ((x) обладают свойством невзаимности (новый механизм невзаимности) и что такие системы можно использовать в качестве широкополосных идеальных оптических диодов. Отметим, что 1D КФК с законом изменения диэлектрической проницаемости (1) исследован также в работе [25]. Однако там не рассмотрены спектры отражения при различных углах падения, а также невзаимные свойства рассматриваемой системы.

2. Теория

Рассмотрим распространение света через слой среды с законом (1) изменения диэлектрической проницаемости. Будем предполагать, что направление слоистости перпендикулярно граничным поверхностям. Будем рассматривать немагнитные кристаллы, т.е. предположим, что µ =1. Задачу распространения света в 1D КК с законом (1) изменения диэлектрической проницаемости будем решать, используя теорию, разработанную в [25-27]. Согласно этой теории, задача рассеяния электромагнитной волны в 1D неоднородной среде сводится к решению системы двух линейных дифференциальных уравнений первого порядка с заданными начальными условиями. Отметим, что такое упрощение достигается за счет того, что граничные условия задачи рассеяния в этом методе содержатся в предложенной системе уравнений, написанных непосредственно для величин, через которые выражаются амплитуды отражения и пропускания, и проблема сводится к задаче Коши для этих уравнений с заданными начальными условиями. Согласно этому подходу, амплитуды пропускания и отражения для s- и p-поляризаций, t^{s, p} и r^{s, p}, слоя с непрерывным показателем преломления и граничащего с обеих сторон со средой с диэлектрической проницаемостью \mathcal{E}_s , могут быть выражены через значения реальных функций $H_{1,2}^{s,p}(x)$ и $N_{1,2}^{s,p}(x)$ в точке x = dc помощью следующих формул:

$$\frac{1}{t^{s,p}} = \frac{1}{2} \exp\{ik_{0x}d\} \left[\left(H_1^{s,p}(d) + N_2^{s,p}(d)\right) - i\left(N_1^{s,p}(d) - H_2^{s,p}(d)\right) \right],$$
(2)

$$\frac{r^{s,p}}{t^{s,p}} = -\frac{1}{2} \exp\{ik_{0x}d\} \left[\left(H_1^{s,p}(d) - N_2^{s,p}(d)\right) - i\left(N_1^{s,p}(d) + H_2^{s,p}(d)\right) \right] .$$
(3)

Функции $H_{1,2}^{s,p}(x)$ и $N_{1,2}^{s,p}(x)$ являются решениями следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_{1,2}^s}{dx} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[\frac{\varepsilon_0 \sin^2 \alpha - \varepsilon(x)}{k_{0x}} \right] H_{1,2}^s \quad \text{if} \quad \frac{dH_{1,2}^s}{dx} = -k_{0x} N_{1,2}^s, \tag{4}$$

$$\frac{dN_{1,2}^{p}}{dx} = \frac{\omega^{2}}{c^{2}} \frac{1}{k_{0x}} \left[1 - \frac{\varepsilon_{0} \sin^{2} \alpha}{\varepsilon(x)} \right] H_{1,2}^{p} \quad \mathbf{H} \quad \frac{dH_{1,2}^{p}}{dx} = -\varepsilon(x) k_{0x} N_{1,2}^{p} , \qquad (5)$$

с начальными условиями $H_1^{s,p} = 1, H_2^{s,p} = 0$ и $N_1^{s,p} = 0, N_2^{s,p} = 1$. В (4), (5) $k_{0x} = (\omega/c) \cos \alpha, \alpha$ - угол падения, *d* - толщина слоя. Энергетические коэффициенты отражения $R^{s,p}$ и пропускания $T^{s,p}$ определяются как $R^{s,p} = |r^{s,p}|^2$ и $T^{s,p} = |t^{s,p}|^2$.

3. Результаты и обсуждение

Вначале рассмотрим случай $a(x) = \text{const}, \ \sigma(x) = ((\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/d)x + \sigma_{\min}, \text{ т.е.}$ случай линейного профиля изменения шага модуляции, причем вдоль направления распространения света шаг модуляции линейно увеличивается



Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ при различных углах падения в случае падения на систему света с p- (кр.1) и s- (кр.2) поляризациями: а) $\alpha = 0^{0}$; b) $\alpha = 40^{0}$; c) $\alpha = 80^{0}$. Параметры имеют следующие значения: d = 44 мкм; $\varepsilon = 2.25$; $\sigma_{\min} = 0.38$ мкм; $\sigma_{\max} = 0.46$ мкм; a(x) = const = 0.5.

от значения σ_{\min} до σ_{\max} . На рис.1 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ при различных углах падения в случае падения на систему света с p- (кр.1) и s- (кр.2) поляризациями. На рис.1а кривая 3 соответствует случаю a(x) = const, $\sigma(x) = \text{const}$, т.е. идеально-периодической структуре. Из рисунка видно, что в этом случае существует конечная область длины волны падающего света, где коэффициент отражения равняется единице, $R \sim 1$ (так называемая ФЗЗ по аналогии с рассеянием электронов в полупроводниках).

При a(x) = const, $\sigma(x) = \text{const}$ среда является периодической, и тогда диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(x)$ можно разложить в ряд Фурье: $\varepsilon(x) = \sum_{l=1}^{\infty} \varepsilon_l e^{-iglx}$ $(g = 2\pi/\sigma, \epsilon_0 = \epsilon(1 + a/2), \epsilon_1 = \epsilon_{-1} = 0$ и $\epsilon_2 = \epsilon_{-2} = -a\epsilon/4)$. Тогда, согласно [28], ширина ФЗЗ дается выражением $\Delta \lambda = \lambda_0 | \epsilon_2 | / \epsilon_0$ (λ_0 (центральная длина волны ФЗЗ: $\lambda_0 = \sigma \sqrt{\epsilon_0}$). Как видно из рис.1, в случае идеально-периодической среды ФЗЗ простирается от длины волны 0.668 мкм до 0.739 мкм (здесь мы выбрали $\sigma = (\sigma_{max} + \sigma_{min})/2)$. Как известно [28], хотя в 1D слоистом кристалле с чередующимися слоями двух различных веществ каждый отдельный слой изотропен, структура в целом ведет себя как анизотропная среда. Оказывается, что s- и p-волны эффективными распространяются с различными фазовыми скоростями, И периодическая среда является двупреломляющей (иногда называемой двупреломляющей за счет формы). Естественно, аналогичное можно сказать и для рассматриваемых в данной работе структур (здесь также каждый слой с толщиной dx изотропен). Как и в [28], учитывая, что ширина запрещенной зоны определяется через анизотропию двупреломления, а ее центральная длина волны (через среднее значение коэффициента преломления, можно определить эффективные коэффициенты преломления как $n_{1,2}^{eff} = \sqrt{\epsilon_0 (1 \pm |\epsilon_2|/(2\epsilon_0))}$. Тогда для центральной длины волны и ширины ФЗЗ получаем: $\lambda_0 = \overline{n}\sigma$ и $\Delta\lambda = \Delta n\sigma$, где \overline{n} и (*n* (средний коэффициент преломления и двупреломление среды $(\overline{n} = (n_1^{eff} + n_2^{eff})/2,$ $\Delta n = n_1^{eff} - n_2^{eff},$ соответственно. Заметим, что аналогичные соотношения имеют место и для 1D структурно хиральных сред (для холестериков).

Как видно из рисунка, при наличии градиента шага модуляции также имеется Ф33. Более того, наличие градиента приводит как к смещению Ф33, так и к ее существенному расширению. В этом случае при нормальном падении Ф33 простирается от длины волны 0.647 мкм до 0.842 мкм. Отметим, что Ф33 не простирается от $n_2^{eff} \sigma_{\min}$ до $n_1^{eff} \sigma_{\max}$, как можно было ожидать. В самом деле, как и в случае хиральных ФК с градиентным шагом спирали, ширина Ф33 зависит от значений σ_{\min} и σ_{\max} , поскольку свет с различными длинами волны претерпевает дифракционное отражение от различных глубин образца, обусловливая расширение Ф33 [5,6]. Однако, как показывают численные расчеты, при наличии присутствия градиентного изменения шага модуляции градиент шага $\overline{n}(d\sigma/dx)\Delta x$ также вносит вклад в изменение ширины Ф33. В этом случае для ширины Ф33 имеем следующую оценку: $\Delta \lambda = n_1^{eff} \sigma_{\max} + \overline{n}(d\sigma/dx)\Delta x - n_2^{eff} \sigma_{\min}$.

Сравнение спектров отражения при различных углах падения и при двух ортогональных поляризациях (на рис.1) показывает, что существует конечная область длины волны, где имеет место всенаправленное (в плоскости падения) отражение, которая при данных параметрах задачи простирается от 0.62 мкм до 0.73 мкм. Таким образом, такие системы можно использовать как широкополосные всенаправленные отражатели. Варьированием параметров модуляции можно управлять как шириной, так и спектральным местоположением этой области. Из рис.1 видно также, что при больших углах падения для волны с *p*-поляризацией в запрещенной зоне генерируются дефектные моды (рис.1с), однако коэффициент отражения на этих дефектных модах не достигает нулевого значения. Естественно, эти дефектные моды ухудшают свойства



Рис.2. Зависимость коэффициента отражения *R* от длины волны λ при различных углах падения: a) $\alpha = 0^{\circ}$; b) $\alpha = 40^{\circ}$; c) $\alpha = 80^{\circ}$. $a_{\min} = 0.25$; $a_{\max} = 0.75$; $\sigma(x) = \text{const} = 0.42$ мкм. Нумерация кривых и остальные параметры те же, что и на рис.1.

системы как всенаправленного отражателя, и возникает задача (как бороться с этими модами (такая задача нами будет рассмотрена в дальнейшем). Сравнение кр.3 для случая с $\sigma(x) = \text{const}$ с кривыми 1,2 (рис.1а) для случая с $\sigma(x) \neq \text{const}$ показывает, что

на краях ФЗЗ кривые с $\sigma(x) \neq$ const отличаются характерными для тонких периодических кристаллов искривлениями (обусловленными уменьшением дифракционной эффективности). Это также имеет свое естественное объяснение. Как было отмечено выше, при $\sigma(x) \neq$ const дифракционное отражение на каждой длине волны происходит от различных глубин образца, причем от слоя с малой эффективной толщиной для каждой глубины.

Теперь рассмотрим случай $\sigma(x) = \text{const}, \ a(x) = ((a_{\max} - a_{\min})/d)x + a_{\min}$. На рис.2 представлена зависимость коэффициента отражения *R* от длины волны (при различных углах падения в случае падения на систему света с *p*- (кр.1) и *s*- (кр.2) поляризациями. Как видно из рисунка, наличие градиента амплитуды модуляции также приводит как к смещению ФЗЗ, так и к ее существенному расширению. В этом случае для ширины ФЗЗ получаем следующую оценку: $\Delta \lambda = \sigma(n_{1\max}^{eff} - n_{2\min}^{eff})$, где $n_{1\max}^{eff} = \sqrt{\epsilon(1 + a_{\max}/2)}(1 + a_{\max}/(8 + 4a_{\max}))$ и $n_{2\min}^{eff} = \sqrt{\epsilon(1 + a_{\min}/2)}(1 - a_{\min}/(8 + 4a_{\min}))$. Из рис.2 видно, что при данных параметрах задачи в этом случае не существует области, где имеет место всенаправленное отражение. Однако, в этом случае отсутствуют также дефектные моды. Отметим, что при определенных параметрах задачи в этом случае.

рассмотрим КФК двух различных Теперь типов а именно: тип 1 с $\sigma(x) = ((\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/d)x + \sigma_{\min}$ и тип 2 с $\sigma(x) = ((\sigma_{\min} - \sigma_{\max})/d)x + \sigma_{\max}$ (a(x) = const), и сравним их спектры отражения. В первом случае вдоль направления распространения света шаг модуляции линейно увеличивается от значения σ_{min} до σ_{max} , а во втором случае – линейно уменьшается от значения σ_{max} до σ_{min} . Второй тип совпадает с первым при падении света на КФК первого типа с обратной стороны. На рис.З представлена зависимость коэффициента отражения *R* от длины волны (при нормальном падении света в двух рассматриваемых случаях (тип 1 - кр.1; тип 2 кр.2). Как видно из рисунка, ФЗЗ в этих двух случаях смещены друг относительно причем во втором случае друга, для ширины Φ33 имеем $\Delta\lambda = n_1^{e\!f\!f} \sigma_{\max} - \overline{n} (d\sigma/dx) \Delta x - n_2^{e\!f\!f} \sigma_{\min}$. Таким образом, имеются области длин волн (1-2 и 3-4), где имеет место одностороннее отражение, и система работает как широкополосный оптический диод, а в определенных областях также, практически, является идеальным оптическим диодом, полностью пропускающим свет при его падении на систему с одной стороны и полностью блокирующим его при обратном направлении падения света.

На рис.4 представлены спектры отражения для КФК двух типов: тип 1: $a(x) = ((a_{\max} - a_{\min})/d)x + a_{\min}$ (рис.4а); тип 2: $a(x) = ((a_{\min} - a_{\max})/d)x + a_{\max}$ (рис.4b); ($\sigma(x) = \text{const}$). Как видно из рисунка, в этом случае также Ф33 смещены друг относительно друга, и на нем видны области, где имеет место одностороннее отражение, так что система может работать как оптический диод.



Рис.3. Зависимость коэффициента отражения *R* от длины волны (при различных законах изменения ((*x*): кр.1 - $\sigma(x) = ((\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/d)x + \sigma_{\min};$ кр.2 - $\sigma(x) = ((\sigma_{\min} - \sigma_{\max})/d)x + \sigma_{\max}, a(x) = \text{const.}$ Остальные параметры те же, что и на рис.1.



Рис.4. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны (при различных законах изменения a(x): кр.1 - $a(x) = ((a_{\max} - a_{\min})/d)x + a_{\min};$ кр.2 - $a(x) = ((a_{\min} - a_{\max})/d)x + a_{\max}.$ $\sigma(x) = \text{const.}$ Остальные параметры те же, что и на рис.2.

В заключение отметим, что, как показывает настоящее исследование, невзаимность в рассматриваемых системах обусловлена асимметричностью характера изменения параметров модуляции. Невзаимность в рассматриваемых неоднородных средах следует из разложения индукции **D** в ряд по **E**. Наличие неоднородности вносит в этот ряд дополнительный вектор – градиент материальных параметров $\nabla \varepsilon$. В нашем случае этот вектор состоит из слагаемых, одни из которых меняют знак при изменении направления распространения на обратное, а другие - нет, что и обуславливает невзаимность в рассматриваемых средах.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E.Yablonovich. Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987).
- 2. S.John. Phys. Rev. Lett., 58, 2486 (1987).
- J.D.Joannopoulos, R.D.Meade, J.N.Winn. Photonic Crystals. Princeton, U. Princeton Press, N.J., 1995.
- 4. J.Pendry. J. Mod. Opt., 41, 209 (1994).
- 5. D.J.Broer, J.Lub, G.N. Mol. Nature, 378, 467 (1995).
- 6. S.Kutter, M.Warner. Eur. Phys. J. E, 12, 515 (2003).
- 7. Q.Wang, G.Farrell, Y.Semenova. J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 8, 652 (2006).

- 8. A. Bruyant, G.Lerondel, P.J.Reece, M. Gal. Appl. Phys. Lett., 82, 3227 (2003).
- 9. G.Bi,H.Wang. Progr. in EM Res. Symp. 2005, Hangzhou, China, August 22-26, p.571.
- 10. M.Scalora, J.P.Dowling, et al. J. Appl. Phys., 76, 2023 (1994).
- 11. M.Scalora, D.Tocci, et al. Appl. Phys. Lett., 66, 2324 (1995).
- 12. L.Poladian. Phys. Rev. E, 54, 2963 (1996).
- 13. M.Kulishov et al. Opt. Express., 13, 3068 (2005).
- 14. **А.А.Геворгян.** Письма в ЖТФ, **29**, 60 (2003).
- 15. A.H.Gevorgyan, A.Kocharian, G.A.Vardanyan. Opt. Commun., 259, 455 (2006).
- 16. G.A.Vardanyan, A.H.Gevorgyan. Opt. Spectrosc., 99, 992 (2005).
- 17. J.Hwang, M.H.Song, et al. Nature Materials, 4, 383 (2005).
- 18. M.H.Song, B.Park, et al. Thin Solid Films, 509, 49 (2006).
- 19. M.H.Song, B.Park, et al. Adv. Func. Mater., 16, 1793 (2006).
- 20. K. Gallo, G. Assanto, et al. Appl. Phys. Lett., 79, 314 (2001).
- 21. M.Fujii, A.Maitra, et al. Opt. Express., 16, 12782 (2006).
- 22. M.W.Feise, I.V.Shadrivov, Yu.S.Kivshar. Phys. Rev. E, 71, 037602 (2005).
- 23. J.-Y.Chen, L.-W.Chen. Opt. Express., 14, 10733 (2006).
- 24. А.А.Геворгян. Ученые записки ЕГУ, № 2, 66 (1987).
- 25. D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, et al. Opt. Commun., 271, 451 (2007).
- 26. D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, A.Zh.Khachatrian. Opt. Commun., 192, 135 (2001).
- 27. А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян, Н.М.Испирян. ЖТФ, 73, 82 (2003).
- 28. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах. М., Мир, 1987.

ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՆՇՐՋԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԻԱՉԱՓ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՔՎԱԶԻՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ուսումնասիրված են մոդուլյացիայի պարամետրերի փոփոխման գծային պրոֆիլով միաչափ քվազիպարբերական բյուրեղների օպտիկական հատկությունները։ Ցույց է տրված, որ այդպիսի համակարգերը օժտված են շատ ավելի լայն ֆոտոնային արգելված գոտիով, քան իդեալական պարբերական համակարգերը։ Այդպիսի համակարգերը օժտված են նաև ալիքների անշրջելիությամբ, որը հնարավորություն է տալիս դրանք օգտագործել որպես իդեալական օպտիկական դիողներ։

NONRECIPROCITY OF WAVES IN 1D PHOTONIC QUASIPERIODIC CRYSTALS

A.H. GEVORGYAN

The optical properties of one-dimensional photonic crystals with a graded profile of the modulation parameters are studied theoretically. We show that there exist photonic band gaps in their transmission spectra, and, moreover, they have much wider bandwidth. The asymmetric profile of change of system parameters causes the nonreciprocity, which allows one to use these systems as optical diodes.