

05:07

Аккумуляция световой энергии оптической системой оптический диод—слой изотропного диэлектрика—зеркало

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет,
375025 Ереван, Армения
e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступило в Редакцию 24 марта 2004 г.)

Рассмотрены оптические свойства многослойной системы оптический диод (ОД)—слой изотропного диэлектрика (СИД)—зеркало. Исследованы особенности распределения энергии электромагнитной волны внутри системы. Показано, что в определенных спектральных областях происходит аккумуляция энергии электромагнитной волны, причем показано существование двух механизмов аккумуляции: один, обусловленный диодным эффектом, т.е. невзаимным пропусканием (отражением), другой, обусловленный существованием в системе слоев с периодической структурой. Рассмотрены реальные многослойные оптические системы, позволяющие использовать это явление, в частности, для создания водо- или газо-нагревателей или для использования в системах преобразования световой энергии в электрический ток.

Введение

Слоисто-периодические среды в последние годы вызывают повышенный интерес исследователей в связи со все возрастающими техническими возможностями в эпитаксиальной технологии по созданию периодических (и аperiodических) многослойных структур. Такие структуры представляют собой новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих недостижимыми в естественных диэлектриках (полупроводниках и металлах) физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и геометрических размеров слоев и периодов их структур. Такие структуры широко используются в современной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике, в технике миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, в антенной технике.

При изучении особенностей распространения волн в таких системах в большинстве случаев обычно определяются только поля отраженной и прошедшей волн, тогда как поле внутри самой системы остается неопределенным. Однако во многих физически интересных случаях необходимо знание распределения поля не только вне системы, но и также внутри самой системы. Такая необходимость возникает, например, при исследовании распространения излучения в различных волноводах, в неоднородных средах и многослойных системах, при исследовании оптического поглощения в различных периодических системах [1–8]. Так, в работах [6–8] исследованы механизмы аномалии поглощения излучения в режиме дифракции и обнаружен новый механизм аномалии поглощения излучения, обусловленный именно особенностями распределения энергии поля световой волны внутри самой системы. В частности, показано, что на определенных длинах волн плотность световой энергии в системе может стать в несколько раз больше,

чем вне системы, т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) энергии световой волны системой. В работе [9] исследованы возможности аккумуляции световой энергии системой слоев периодических сред.

Однако в работах [10–13] исследованы невзаимные оптические системы и показано, что при определенных условиях такие системы могут работать как оптические диоды, пропускающие свет при его падении на систему с одной стороны и не пропускающие при его падении с обратной стороны. Открывается реальная возможность создания аккумуляторов световой энергии. Данное сообщение посвящено именно этой проблеме.

Ниже исследованы возможности аккумуляции световой энергии системой, состоящей из оптического диода (ОД) и зеркала, разделенных слоем изотропного однородного диэлектрика (СИД) с двумя возможными конфигурациями: ОД (1)—СИД—зеркало (рис. 1) и ОД (2)—СИД—зеркало. Оптический диод представляет собой резонатор Фабри—Перо со слоем холестерического жидкого кристалла (ХЖК) (ОД (1)=стекло (1)—слой ХЖК—стекло (2), ОД (2)=стекло (2)—слой ХЖК—стекло (1)).

Оптическая теория системы ОД—СИД—зеркало

Рассмотрим распространение света через систему ОД—СИД—зеркало (рис. 1). Проблема распространения волн в неоднородных средах и многослойных системах является актуальной проблемой физики и ее решению посвящено множество работ (см., в частности, работы [14–22]). Для решения же данной задачи мы применяем простой и эффективный метод сложения слоев Амбарцумяна [20–22]. Преимущество этого метода заключается в том, что путем введения дополнительных матриц \hat{S} и \hat{P} добиваются того, что усложнение задачи (введение между многослойными системами или внутри

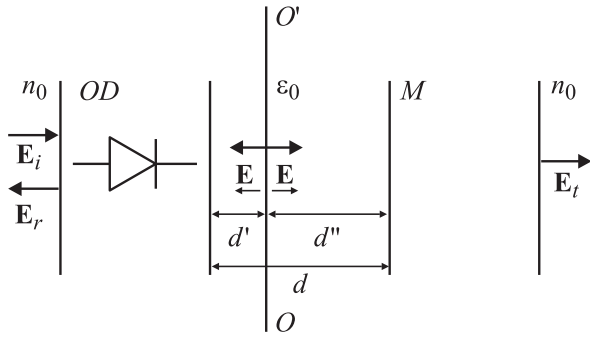


Рис. 1. Геометрия многослойной оптической системы. OD (1)–стекло (1)–слой ХЖК–стекло (2), OD (2)–стекло (2)–слой ХЖК–стекло (1), ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость слоя изотропного диэлектрика, d — толщина этого слоя; M — зеркало.

многослойной системы дополнительных слоев, или слоев излучающих плоскостей — источников, или переход от отыскания характеристик отражения–пропускания к поиску характеристик внутренних полей в оптической системе) не приводит к необходимости решения новых уравнений.

Пусть на систему ОД–СИД–зеркало падает волна \mathbf{E}_i , рождая отраженную от системы и прошедшую через нее волны \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t соответственно. Комплексные амплитуды падающего, отраженного и прошедшего волн разложим по круговым базисным поляризациям

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^+ \mathbf{n}_+ + E_{i,r,t}^- \mathbf{n}_- = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^+ \\ E_{i,r,t}^- \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где \mathbf{n}_+ , \mathbf{n}_- — орты круговых базисных поляризаций.

При этом отраженная и прошедшая волны связаны с падающей посредством соотношений

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \quad (2)$$

где \hat{R} и \hat{T} — матрицы Джонса для данной системы.

Согласно [22], если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу слева направо двух систем A и B , то матрицы отражения \hat{R}_{A+B} и пропускания \hat{T}_{A+B} при падении света на систему $A+B$ с левой стороны выражаются через соответствующие матрицы составляющих подсистем A и B в форме

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{S} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B \hat{P} \hat{T}_A. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь предполагалось, что система A — это система, находящаяся левее, а система B — это система, находящаяся правее сшивающей поверхности OO' (рис. 1),

следовательно,

$$\begin{aligned} \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A &= \hat{R}_1, \\ \hat{T}_A^- &= \hat{T}_1^- \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A^- &= \exp(ik_0 d') \hat{R}_1^- \exp(ik_0 d'), \\ \hat{T}_B &= \hat{T}_2 \exp(ik_0 d''), & \hat{R}_B &= \exp(ik_0 d'') \hat{R}_2 \exp(ik_0 d''), \end{aligned} \quad (4)$$

где \hat{T}_1 , \hat{R}_1 и \hat{T}_2 , \hat{R}_2 — матрицы пропускания и отражения ОД и зеркала соответственно;

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_0},$$

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость изотропного диэлектрика, λ — длина волны в вакууме; d' и d'' — расстояния сшивающей поверхности OO' соответственно с левого и правого изотропного диэлектрика; „тильдой“ обозначены отражающие–пропускающие характеристики системы при падении на нее волны с правой стороны.

Матрицы \hat{S} и \hat{P} описывают результирующие волны, возникающие в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности OO' . Таким образом,

$$\mathbf{E}_{\rightarrow} = \hat{P} \hat{T}_A \mathbf{E}_i \quad (5)$$

является волной, возникающей на этой поверхности и распространяющейся направо, а

$$\mathbf{E}_{\leftarrow} = \hat{S} \hat{T}_A \mathbf{E}_i \quad (6)$$

является волной, возникающей на той же поверхности, но распространяющейся налево. Следовательно, суммарное поле, возникающее в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности, имеет вид

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = (\hat{S} + \hat{P}) \hat{T}_A \mathbf{E}_i. \quad (7)$$

А матрицы \hat{S} и \hat{P} , согласно [22], определяются из системы

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \hat{R}_B [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1}, \\ \hat{P} &= [\hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B]^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Так как ОД (1) и ОД (2) сами являются многослойными системами их матрицы пропускания и отражения, \hat{T}_1 , \hat{R}_1 и \hat{T}_2 , \hat{R}_2 также можно вычислить описанным выше методом (см. также [23]).

При помощи (1)–(8) мы можем вычислить коэффициенты отражения $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, интенсивность суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности $I = |E_{\text{total}}|^2/|E_i|^2$, а также другие оптические характеристики системы.

Численные расчеты. Выводы

Сначала будем рассматривать следующую систему, а именно слой ХЖК–зеркало, для исследования особенностей аккумуляции света системой, содержащей слой

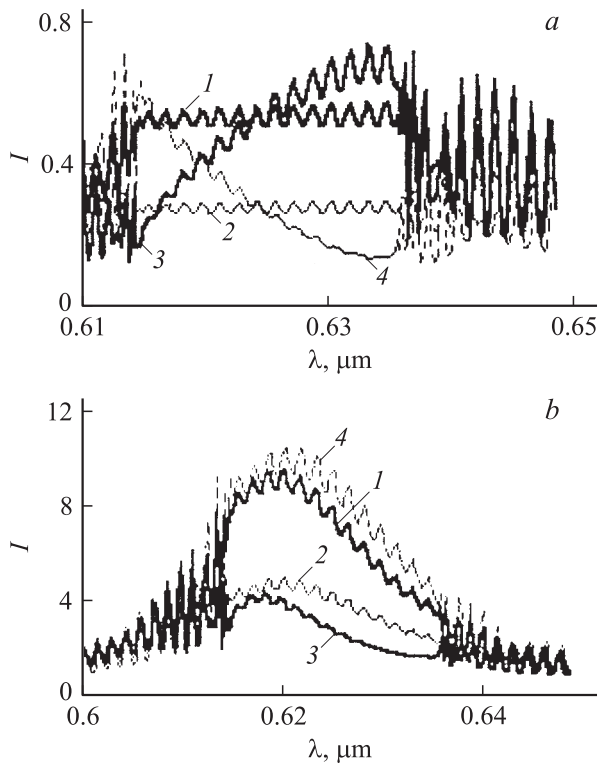


Рис. 2. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на границе слоя ХЖК и зеркала от длины волны при различных поляризациях падающей волны в случае прохождения света через систему слой ХЖК–зеркало (a) и в случае прохождения света через систему слой ХЖК–СИД–зеркало (b). 1 — случай, когда падающий на систему света имеет правую круговую поляризацию, 2 — левую круговую поляризацию, 3 — линейную по оси x поляризацию, 4 — линейную по оси y поляризацию. Спираль ХЖК правая.

(слои) с периодической структурой. При этом сшивающая поверхность совпадает с их границей раздела. На рис. 2, a представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности от длины волны при различных поляризациях падающей волны. Как видно из представленных результатов, на сшивающей поверхности аккумуляции ($I > 0$, интенсивность падающего света $I_0 = 1$) световой энергии не происходит. Отметим, что это не означает, что в данной системе вообще не происходит аккумуляция световой энергии. Как показывают расчеты, определенная аккумуляция происходит внутри самого слоя ХЖК. Теперь усложним систему, введя между слоем ХЖК и зеркала слой изотропного диэлектрика. На рис. 2, b представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности от длины волны. При этом сшивающая поверхность OO' находится в середине изотропного диэлектрика. Как видно из представленных результатов, на определенных длинах волн падающего света интенсивность суммарной волны в системе превосходит интенсивность падающего на систему света во много раз (например, на длине

волны $\lambda = 0.6218 \mu\text{m}$ — в 10.5 раза), т.е. происходит уплотнение (аккумуляция) световой энергии. Таким образом, наличие в оптической системе слоя среды с периодической структурой позволяет при определенных условиях аккумулировать энергию световой волны.

Теперь рассмотрим оптическую систему с невязанным элементом и показываем существование еще одного механизма аккумуляции световой энергии. Рассмотрим оптическую систему ОД–зеркало, причем будем рассматривать две конфигурации ОД, а именно ОД (1) = стекло (1)–слой ХЖК–стекло (2), ОД (2) = стекло (2)–слой ХЖК–стекло (1). Сшивающая поверхность совпадает с границей раздела ОД и зеркала. На рис. 3, a , b представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности от длины волны в случае падения света на систему ОД (1)–зеркало (a) и ОД (2)–зеркало (b) соответственно. Как видно из представленных результатов, в этом случае также на сшивающей поверхности аккумуляции световой энергии не происходит. Отметим, что это также, естественно, не означает, что в данной системе вообще не происходит аккумуляции световой энергии.

Теперь снова усложним систему, введя между ОД и зеркала слой изотропного диэлектрика. На рис. 4, a , b представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности от

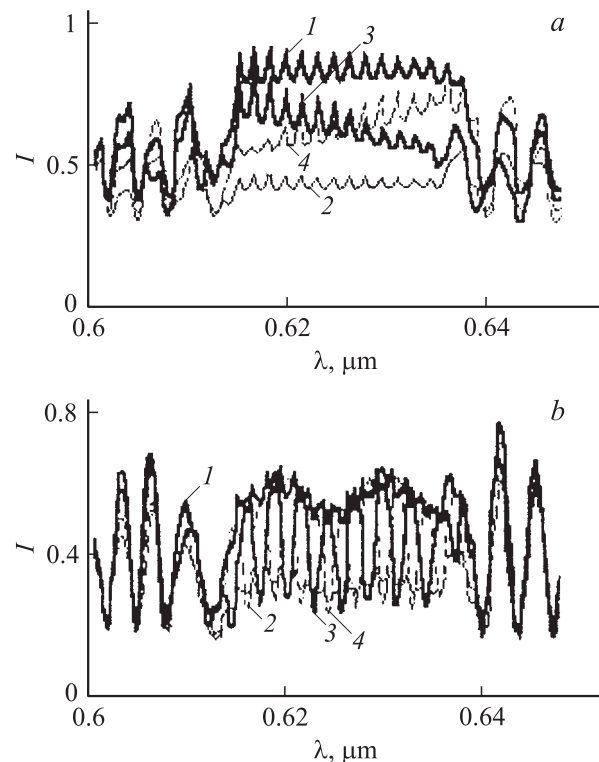


Рис. 3. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на границе ОД и зеркала от длины волны в случае прохождения света через систему ОД (1)–зеркало (a) и в случае прохождения света через систему ОД (2)–зеркало (b). 1–4 — то же, что и на рис. 2.

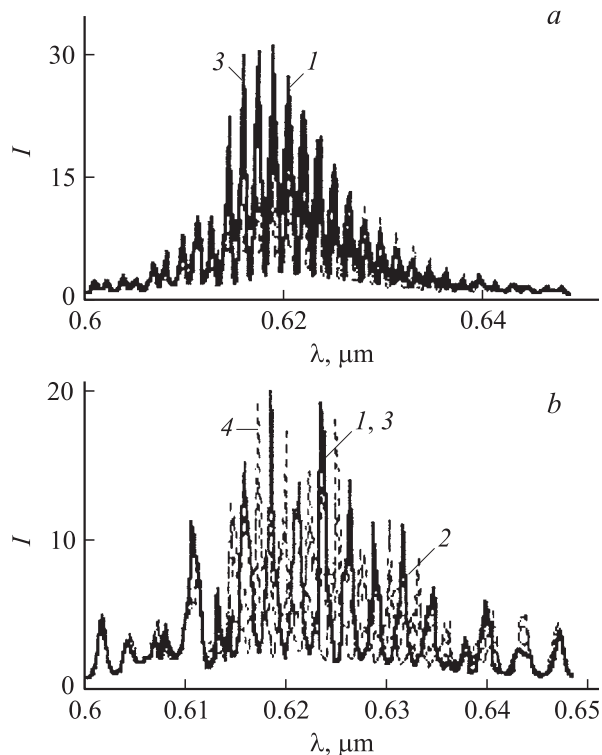


Рис. 4. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей в изотропном диэлектрике на сшивающей поверхности OO' от длины волны в случае прохождения света через систему ОД(1)–СИД–зеркало (а) и в случае прохождения света через систему ОД(2)–СИД–зеркало (б). 1–4 — то же, что и на рис. 2.

длины волны в случае падения света на систему ОД(1)–СИД–зеркало (а) и ОД(2)–СИД–зеркало (б) соответственно. Из рисунка видно, что

- 1) в первом случае, т.е. в случае системы ОД(1)–СИД–зеркало можно получить намного большее уплотнение световой энергии, чем во втором случае;
- 2) в первом случае на определенных длинах волн света величина I достигает значения 30, причем это не предел.

Наблюдающиеся закономерности имеют свое естественное объяснение. В первом случае действует два механизма аккумуляции световой энергии: первый, обусловленный диодным эффектом, т.е. обусловленный асимметричным (независимым) пропусканием элементов системы, второй, обусловленный тем, что рассматриваемые системы содержат слои с периодической структурой. А как уже показали выше, в периодических средах также на определенных длинах волн имеет место аккумуляция световой энергии. Во втором случае действует только второй механизм.

Теперь обсудим возможности практического использования выявленного эффекта аккумуляции световой энергии в оптической системе. Отметим, что большие значения интенсивности I суммарной волны, возникающей в периодической системе обычно наблюдаются в

очень узкой частотной области и при больших толщинах периодической системы. Поэтому существующий конечный разброс толщины оптической системы приводит к усреднению I как по толщине, так и по длине волны, что приводит к существенному уменьшению I . На рис. 5, а, б представлены зависимость усредненных по длине волны, соответствующие первому (а) и второму (б) случаям соответственно. Кроме того, для вывода или использования этой энергии нужно поместить внутри системы конечный слой изотропного диэлектрика (или полупроводника или еще другого материала), т.е. с практической точки зрения большой интерес представляет исследование возможностей уплотнения световой энергии именно с оптическими системами со слоем изотропного диэлектрика.

На рис. 6, а, б представлена зависимость интенсивности I от d' также в двух рассматриваемых случаях соответственно.

Таким образом, как видно из представленных результатов и как показывают численные результаты, системой ОД–СИД–зеркало можно получить устойчивое уплотнение света в диэлектрическом слое, причем в достаточно широкой спектральной области и устойчивой по отношению к разбросу толщин слоев.

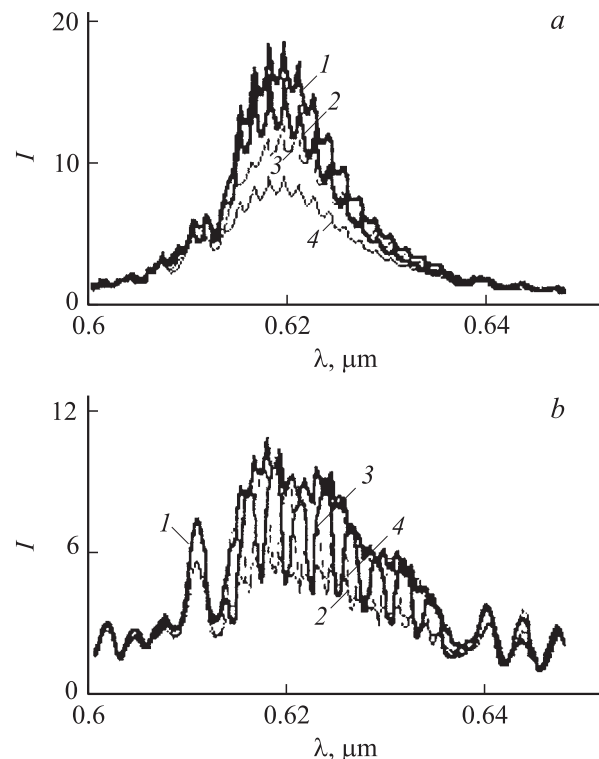


Рис. 5. Зависимость усредненной по длине волны интенсивности I суммарной волны, возникающей в изотропном диэлектрике от длины волны в случае прохождения света через систему ОД(1)–СИД–зеркало (а) и в случае прохождения света через систему ОД(2)–СИД–зеркало (б). 1–4 — то же, что и на рис. 2.

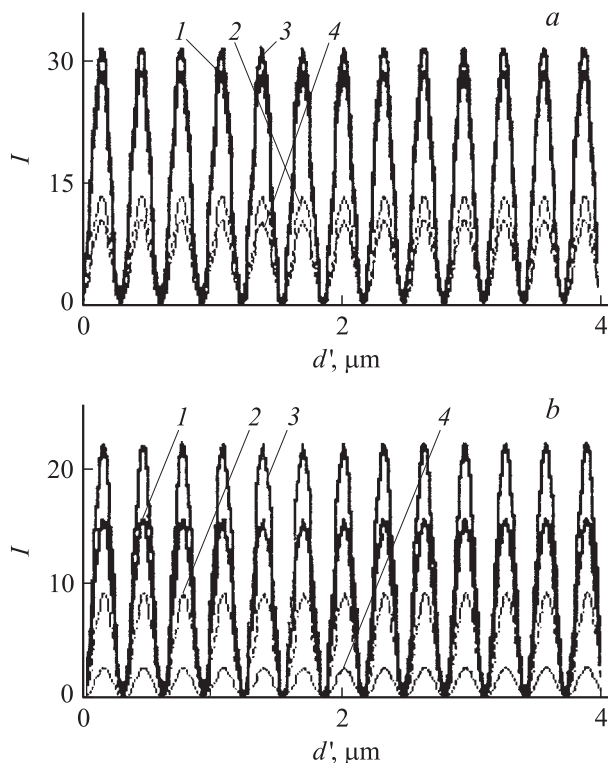


Рис. 6. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей в диэлектрическом слое от d' в случае прохождения света через систему ОД(1)–СИД–зеркало (а) и в случае прохождения света через систему ОД(2)–СИД–зеркало (б). 1–4 — то же, что и на рис. 2.

В заключение отметим те области, где могут быть применены обсуждаемые системы. Так, если спектральная область максимального уплотнения света совпадает с областью максимального поглощения, например воды, то, естественно, такая система может работать как водонагреватель. Аналогичным образом она может работать также газонагревателем. Такие системы могут быть применены также в системах преобразования световой энергии в электрический ток. Естественно, можно указать и ряд других областей применения указанных систем.

Отметим также, что полученные в данной работе результаты, могут быть проверены в реальном эксперименте и могут быть использованы в науке, технике и энергетике. Все численные расчеты выполнены для реальной системы, а именно для системы, содержащей слой ХЖК состава холестерил–нонаноат:холестерил хлорид:холестерил ацетат 20:15:6, обладающий при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($\sigma = 0.42\ \mu\text{m}$) и с толщиной $d = 100\sigma$, для слоя серебра с параметрами $d = 2\ \mu\text{m}$, $n = 1.44 + i3.631$ в качестве зеркала, для стеклянной пластинки с параметрами $d_1 = 50\ \mu\text{m}$, $n_1 = 1.5 + i10^{-8}$ в качестве стекло (1) и пластинки из алмаза с параметрами $d_2 = 50\ \mu\text{m}$, $n_1 = 2.417 + i10^{-8}$ в качестве стекло (2). Точность про-

веденных численных расчетов контролировалась законом сохранения энергии (при отсутствии поглощения $R + T = 1$), а также сравнением полученных результатов при определенных предельных случаях с ранее известными результатами.

Список литературы

- [1] Yariv A., Yeh P. Optical Waves in Crystals. New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [2] Yeh P. Optical Waves in Layered Media. New York: John Wiley & Sons, 1988.
- [3] Ramos-Mendieta F., Halevi P. // JOSA. B. 1997. Vol. 14. P. 370.
- [4] Villa F., Regalado L.E. et al. // Opt. Lett. 2002. Vol. 27. P. 646–648.
- [5] Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. С. 72–76.
- [6] Gevorgyan A.H. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2002. Vol. 378. P. 187–204.
- [7] Геворгян А.А. // Изв. НАН Армении. Физика. 2003. Т. 38. С. 366–375.
- [8] Геворгян А.А. // Изв. НАН Армении. Физика. 2004. Т. 39. № 1.
- [9] Геворгян А.А. // Изв. НАН Армении. Физика. 2004. Т. 39. № 4. С. 225–233.
- [10] Геворгян А.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 8. С. 77–84.
- [11] Gevorgyan A.H. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2002. Vol. 382. P. 1–19.
- [12] Геворгян А.А. // Изв. НАН Армении. Физика. 2002. Т. 37. С. 155–164.
- [13] Геворгян А.А. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 19. С. 60–68.
- [14] Abeles F. // Ann. de Physique. 1950. Vol. 5. P. 596. Ibid. 1950. Vol. 5. P. 706.
- [15] Berreman D.W. // JOSA. 1974. Vol. 203. P. 385.
- [16] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
- [17] Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980.
- [18] Кляцкин В.И. Метод погружения в теории распространения волн. М.: Наука, 1980.
- [19] Sedrakian D.M., A.H. Gevorgyan, Khachatryan A.Zh. // Opt. Commun. 2001. Vol. 192. P. 135–143.
- [20] Амбарцумян В.А. // Изв. АН Арм ССР. Естественные науки. 1944. Т. 1–2. С. 31.
- [21] Пикичян О.В. // ДАН СССР. Т. 263. № 3. С. 601–606.
- [22] Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В. // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 4. С. 647–655.
- [23] Геворгян А.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 9. С. 75–82.