

01;07

Аналитические функции огибающих спектров Фабри-Перо многослойных структур

© П.С. Кособуцкий

Национальный университет „Львовская политехника“, Львов, Украина
E-mail: petkosob@yahoo.com

В окончательной редакции 4 декабря 2007 г.

Впервые получены аналитические выражения для огибающих спектров многолучевой интерференции Фабри-Перо многослойными прозрачными и поглощающими структурами для произвольного угла падения и состояния поляризации падающего излучения.

PACS: 42.25.Hz, 42.79.Wc, 42.87.-d, 78.20.-e

Несмотря на то что принцип многолучевой интерференции в спектрах Фабри-Перо изучается давно, он и сейчас актуален при исследовании слоистых систем с принципиально новыми квантовыми и фотонными свойствами [1,2]. Важным в данном подходе является метод огибающих [3]. Однако лишь недавно их аналитические выражения получены для однопленочной структуры [4]. Установилось даже мнение о том, что в аналитическом виде найти их не представляется возможным даже для системы из двух прозрачных пленок [5].

Учитывая важность многолучевой интерференции во многих технических решениях с применением многослойных систем [6–10], целью настоящей работы было найти общие аналитические выражения огибающих спектров в произвольной геометрии падения и поляризации излучения. Такая задача решена впервые.

Пусть электромагнитная волна распространяется в среде с показателем преломления n_0 и под произвольным углом падает на систему из m изотропных слоев, каждый из которых имеет толщину d_k , комплексный показатель преломления $\tilde{n}_k = n_k - i\chi_k$ и комплексную фазовую толщину $\tilde{\delta}_k = \frac{4\pi d_k}{\lambda} \tilde{n}_k \cos \tilde{\beta}_k = \text{Re} \tilde{\delta}_k + i \text{Im} \tilde{\delta}_k$, где $\tilde{\beta}_k$ — угол преломления волны в k -м слое, где $k = 1, 2, 3, \dots, m$. Многослойная структура расположена на полуограниченной по толщине подложке,

с показателем преломления n_{m+1} . Амплитудные коэффициенты отражения $\tilde{r} = \sigma e^{-i\phi}$ и пропускания $\tilde{t} = \tau e^{-i\phi}$ волны границами разделов $(n_0 - \tilde{n}_1)$, $(\tilde{n}_1 - \tilde{n}_2)$, $(\tilde{n}_2 - \tilde{n}_3)$, ..., $(\tilde{n}_m - \tilde{n}_{m+1})$ соответственно равны $\tilde{r}_{01,12,23,\dots,m,m+1}$ и $\tilde{t}_{01,12,23,\dots,m,m+1}$ и определяются соответствующими формулами Френеля для обеих s - и p -поляризаций волны.

Амплитудные коэффициенты отражения \tilde{r}_k и пропускания \tilde{t}_k волны одиночным слоем $\tilde{\delta}_k$ с учетом многолучевой интерференции равны [10]:

$$\tilde{r}_k = \left[\frac{\tilde{r}_{k-1,k} + \tilde{r}_{k,m+1} \Omega_k e^{-i\tilde{\delta}_k}}{1 + \tilde{r}_{k-1,k} \tilde{r}_{k,m+1} \Omega_k e^{-i\tilde{\delta}_k}} \right] \text{ и } \tilde{t}_k = \frac{\tilde{t}_{k-1,k} \tilde{t}_{k,m+1} \sqrt{\Omega_k} e^{-i\frac{\tilde{\delta}_k}{2}}}{1 + \tilde{r}_{k-1,k} \tilde{r}_{k,m+1} \Omega_k e^{-i\tilde{\delta}_k}}, \quad (1)$$

где $\Omega_k = \exp(\text{Im} \tilde{\delta}_k)$. Сущность огибающих [4] заключается в том, что энергетические спектры выражаются как

$$R_k \frac{R_{\max k} - a_k \sin^2 \Delta_{k,m+1}^+}{1 - a_k \sin^2 \Delta_{k,m+1}^-} = \frac{R_{\min k} + b_k \cos^2 \Delta_{k,m+1}^+}{1 + b_k \cos^2 \Delta_{k,m+1}^-} \quad (2)$$

и

$$T_k = \frac{T_{\max k}}{1 - a_k \sin^2 \Delta_{k,k+1}^+} = \frac{T_{\min k}}{1 + b_k \cos^2 \Delta_{k,k+1}^+}, \quad (3)$$

где

$$a_k = \frac{4\sigma_{k-1,k} \sigma_{k,m+1} \Omega_k}{(1 + \sigma_{k-1,k} \sigma_{k,m+1} \Omega_k)^2}, \quad b_k = \frac{4\sigma_{k-1,k} \sigma_{k,m+1} \Omega_k}{(1 - \sigma_{k-1,k} \sigma_{k,m+1} \Omega_k)^2},$$

$$\Delta_{k,m+1}^\pm = \frac{\delta_k \pm \phi_{k-1,k} - \phi_{k,m+1}}{2}.$$

Тогда в данном подходе функции

$$R_{\min k}^{\max k} = \left(\frac{\sigma_{k-1,k} \pm \sigma_{k,m+1} \Omega_k}{1 \pm \sigma_{k-1,k} \sigma_{k,m+1} \Omega_k} \right)^2$$

$$\text{и } T_{\min k}^{\max k} = \frac{n_{k+1} \cos \beta_{k+1}}{n_{k-1} \cos \beta_{k-1}} \frac{T_{k-1,k} \Omega_k \tau_{1,m+1}^2}{(1 \pm \sigma_{k-1,k} \sigma_{k,m+1} \Omega_k)^2} \quad (4)$$

являются аналитическими выражениями огибающих, и их осциллирующие свойства связаны влиянием многолучевой интерференции других слоев, за исключением k -го.

Значения энергетических коэффициентов (4) не зависят от фазовой толщины рассматриваемого слоя $\text{Re} \delta_k$, что позволяет последовательно применить однослойный подход на многослойные структуры. Тогда функции

$$R_{\min 1}^{\max 1} = \left(\frac{\sigma_{01} \pm \sigma_{1,m+1} \Omega_1}{1 \pm \sigma_{01} \sigma_{1,m+1} \Omega_1} \right)^2 \quad \text{и} \quad T_{\min 1}^{\max 1} = \frac{n_2 \cos \beta_2}{n_0 \cos \beta_0} \frac{T_{01} \Omega_1 \tau_{1,m+1}^2}{(1 \pm \sigma_{01} \sigma_{1,m+1} \Omega_1)^2}$$

являются аналитическими выражениями огибающих спектров Фабри-Перо слоем $k = 1$, в которых интерференционные свойства иных слоев учтены в значениях модулей $\sigma_{1,m+1}$ и $\tau_{1,m+1}$.

Квадраты

$$\sigma_{1,m+1}^2 = \frac{R_{\max 2} - a_2 \sin^2 \Delta_{2,m+1}^+}{1 - a_2 \sin^2 \Delta_{2,m+1}^-} = \frac{R_{\min 2} + b_2 \cos^2 \Delta_{2,m+1}^+}{1 + b_2 \cos^2 \Delta_{2,m+1}^-}$$

$$\text{и} \quad \tau_{1,m+1}^2 = \frac{T_{\max 2}}{1 - a_2 \sin^2 \Delta_{2,m+1}^+} = \frac{T_{\min 2}}{1 + b_2 \cos^2 \Delta_{2,m+1}^-}$$

описывают спектры Фабри-Перо от второго ($k = 2$) слоя, без учета первого, и их огибающими являются функции

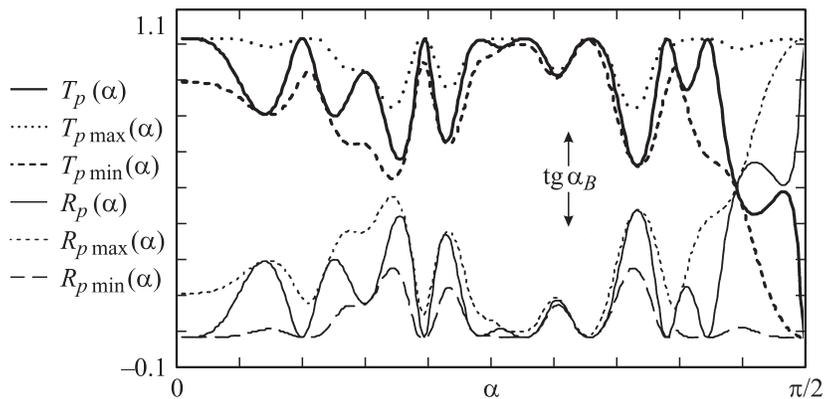
$$R_{\min 2}^{\max 2} = \left(\frac{\sigma_{12} \pm \sigma_{2,m+1} \Omega_2}{1 \pm \sigma_{12} \sigma_{2,m+1} \Omega_2} \right)^2$$

$$\text{и} \quad T_{\min 2}^{\max 2} = \frac{n_3 \cos \beta_3}{n_1 \cos \beta_1} \frac{T_{12} \Omega_2 \tau_{1,m+1}^2}{(1 \pm \sigma_{12} \sigma_{2,m+1} \Omega_2)^2}$$

и т.д. Поэтому при $m > 1$ огибающие осциллируют (см. рисунок) и предложенный подход представляет возможным установить аналитические выражения их огибающих.

Важным свойством огибающих многослойной структуры является то, что в отличие от однослойной их минимум в p -поляризации формируется около угла Брюстера для верхней границы раздела $\text{tg} \alpha_B = \frac{n_1}{n_0}$ (см. рисунок). Важно также подчеркнуть, что условие $\frac{4\pi d}{\lambda} n = l\pi$ не всегда соответствует вершинам экстремумов.

Завершая изложение, отметим, что разработанный подход носит общий характер и применим для прозрачных и поглощающих структур, произвольного угла падения и состояния поляризации падающего



Расчетные для p -поляризации контуры отражения $R_p(\alpha)$ пропускания $T_p(\alpha)$ на длине волны $\lambda = 500$ nm пятислойной структуры с показателями преломлений $n_{1,3,5} = 1.5$, $n_{2,4} = 2.25$ и толщиной каждого слоя $d = 2 \cdot 10^3$ nm.

излучения. Тем не менее его адаптация, особенно для незначительного количества слоев, заслуживает отдельного исследования, однако не меняет сути главного результата настоящей работы.

Список литературы

- [1] Селькин А.В., Билибин А.Ю., Меньшиков А.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 8. С. 1111.
- [2] Голдина Н.Д. // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. В. 3. С. 490.
- [3] Kutavichus V., Fillipov V., Huzouski V. // Appl. Opt. 2006. V. 45. N 19. P. 4547.
- [4] Кособуцкий П.С., Моргулис А.М. // Оптический журнал. 2004. Т. 71. № 12. С. 63.
- [5] Филиппов В.В. // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. В. 3. С. 485.
- [6] Dietz N. // Materials Science and Engineering. 2001. V. B87. P. 1.
- [7] Adamson P. // JOSA B. 2004. V. 21. N 3. P. 645; J. of Modern Optics. 2005. V. 52. N 10. P. 1457.
- [8] Kordas K., Pap A.E., Beke S., Leppavoori S. // Opticals Materials. 2004. V. 25. P. 251.
- [9] Li J., Abolghasemi L.E., Herman P.R. et al. // OSA Conf. On Lasers and Electroptics (CLEO). San Francisco, CA, 16–24 May 2004, CTuDD2.
- [10] Born M., Wolf E. // Principles of Optics. 5th ed. Pergamon, Oxford, UK, 1975. Chap. 13. P. 614–664.