УДК 53.082.54: 563.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОДНОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ПО МЕТОДУ АНАЛИЗА ОГИБАЮЩИХ СПЕКТРОВ ФАБРИ–ПЕРО

© **2006 г.** **П. С. Кособуцкий**, доктор физ.-мат. наук

Институт прикладной математики и фундаментальных наук при Национальном университете "Львовская политехника", Львов, Украина

E-mail: petkosob@polynet.lviv.ua

С позиции анализа закономерностей формирования огибающих как значений энергетических коэффициентов в экстремумах полос $(R, T)_{\max, \min}$ интерференции света на однослойной структуре при нормальном прохождении волной границ разделов обоснованы практические возможности применения спектроскопии Фабри–Перо в геометрии отражения и пропускания для определения параметров свободных или закрепленных на поверхности полуограниченной подложки прозрачных и поглощающих пленок.

Коды OCIS: 310.6860.

Поступила в редакцию 02.06.2005.

Введение

Несмотря на большой спектр разработанных оптических методов определения параметров пленок, в общем эта проблема не решена до конца и соответствующие исследования по-прежнему остаются актуальной задачей. Каждый разработанный метод решает круг конкретных задач и выбор его определяется прежде всего характером поставленной задачи. Тем не менее, практически всегда целесообразно в цикле одних измерений определить три параметра слоя – показатели преломления, поглощения и его толщину, а также и параметры подложки, если слой закреплен на ее поверхности.

В настоящей работе обоснован подход, позволяющий с позиции анализа закономерностей формирования огибающих как значений энергетических коэффициентов в экстремумах полос $(R, T)_{\max, \min}$ интерференции света на однослойной структуре при нормальном прохождении волной границ разделов сформулировать алгоритм определения параметров свободных или закрепленных на поверхности полуограниченной подложки прозрачных и поглощающих пленок. Как известно, вследствие многолучевой интерференции амплитудно-фазовые спектры осциллируют, закономерности, наблюдаемые в этих осцилляциях, отражают соотношения между параметрами структуры.

Исследование закономерностей формирования огибающих спектров Фабри–Перо – задача, в принципе, не новая. Однако, несмотря на то что ей посвящен целый ряд работ [1–19], в последнее время [11–13, 18, 19] были обоснованы новые возможности спектроскопии Фабри-Перо, которые существенно расширяют ее практическое применение.

Полученные результаты и их обсуждение

Решить поставленную задачу удобнее, если выражение для коэффициента отражения представить так, чтобы в него входили его значения в экстремумах полос $R_{\max, \min}$ [15, 16] интерференции света на однослойной структуре:

$$R = \frac{R_{\min} + b^2 \cos^2 \dfrac{F_-}{2}}{1 + b^2 \cos^2 \dfrac{F_+}{2}} = \frac{R_{\max} - a^2 \sin^2 \dfrac{F_-}{2}}{1 - a^2 \sin^2 \dfrac{F_+}{2}}, \qquad (1)$$

где $a^2 = \dfrac{4\sigma_{12}\sigma_{23}\Omega}{\left(1 + \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega\right)^2}$, $b^2 = \dfrac{4\sigma_{12}\sigma_{23}\Omega}{\left(1 - \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega\right)^2}$,

$$R_{\max, \min} = \left(\frac{\sigma_{12} \pm \sigma_{23}\Omega}{1 \pm \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega} \right)^2, \qquad (2)$$

$\Omega = \exp(\mathrm{Im}\tilde{\delta})$, $F_{\pm} = \phi_{12} \pm (\phi_{23} - \mathrm{Re}\tilde{\delta})$, $\tilde{r}_{sl} = \sigma_{sl}\exp(i\phi_{sl})$, индексы $sl = 12$ и 23 относятся к границам разделов вакуум–слой и слой–вакуум или подложка. Здесь индексы 123 соответствуют направлению среда–пленка–полуограниченная подложка. Формулы (1) позволяют моделировать спектры отражения в зависимости как от частоты света при $d = \mathrm{const}$, так и от толщины для заданной ω. В данной статье рассмотрен случай нормального прохождения лучом границ раздела.

1. Свободная пленка. Для свободной прозрачной пленки модули $\sigma_{12} = \sigma_{23} = \sigma$, поэтому в минимуме коэффициент отражения $R_{\min} = 0$. В данном случае, вследствие 2π-периодичности спектров, частоты соседних минимумов удовлетворяют известному уравнению с двумя неизвестными $n_1 = n$ и d:

$$\omega_{\min,2} - \omega_{\min,1} = \frac{c_0}{nd}. \qquad (3)$$

Второе независимое уравнение можно обосновать следующим образом. Согласно [11–13], информативным с точки зрения обработки экспериментальных спектров Фабри–Перо является определение аппаратных характеристик на уровне высоты контура линии максимума со значением коэффициента отражения

$$\frac{1}{2}\left(R_{\max} + R_{\min}\right). \qquad (4)$$

При этом его ширина равна

$$\omega_{\Sigma,2} - \omega_{\Sigma,1} = \frac{c_0\left(1 - \delta_\Sigma/\pi\right)}{nd}, \qquad (5)$$

где частоты $\omega_{\Sigma 1,2}$ – экспериментально определяемые, а δ_Σ определяется как решение уравнения

$$\frac{1}{2}R_{\max} = \frac{R_{\max}\sin^2\left(\delta_\Sigma/2\right)}{1 - R_{\max}\cos^2\left(\delta_\Sigma/2\right)}, \qquad (6)$$

где $R_{\max} = a^2 = \left(\dfrac{2\sigma}{1+\sigma^2}\right)^2$.

Для поглощающей пленки $\chi \neq 0$, сдвиг фазы волны в ней $\tilde{\delta} = \dfrac{2\pi d\omega}{c_0}(n - i\chi) = \mathrm{Re}\,\tilde{\delta} + i\,\mathrm{Im}\,\tilde{\delta}$,

$$R_{\max,\min} = \left(\frac{\sigma(1 \pm \Omega)}{1 \pm \sigma^2\Omega}\right)^2, \qquad (7)$$

где $\sigma^2 = \mathrm{Re}^2 r + \mathrm{Im}^2 r$, $r = \dfrac{1-n}{1+n}$, поэтому $R_{\min} \neq 0$.

В данном случае неизвестным также является коэффициент поглощения χ. Чтобы его определить, введем экспериментально определяемый параметр

$$W = \frac{\sqrt{R_{\max}} - \sqrt{R_{\min}}}{\sqrt{R_{\max}} + \sqrt{R_{\min}}}, \qquad (8)$$

который с учетом (7) равен $\dfrac{\left(1-\sigma^2\right)\Omega}{1-\sigma^2\Omega^2}$.

Если выполняется условие

$$\sigma^2\Omega^2 \ll 1, \qquad (9)$$

то $W = (1-\sigma^2)\Omega$, откуда $\ln W = \ln(1-\sigma^2) - 2\pi d\omega/c_0$. Таким образом, зависимости $\ln W$ и $2\pi d\omega\chi/c_0$ от энергии кванта света имеют одинаковые наклоны (рис. 1), что представляет возможным определить коэффициент поглощения света пленкой как

$$\chi = \frac{c_0}{2\pi d}\ln\frac{1-\sigma^2}{W}.$$

На рис. 1 также приведен логарифм видности по Майкельсону $V = \dfrac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\max} + R_{\min}}$. Видим, что наклон $\ln V(h\omega)$ не соответствует наклону $2\pi d\omega\chi/c_0$. Поэтому с точки зрения решаемой в настоящей работе задачи видность интерферограмм Фабри–Перо предпочтительнее описывать параметром W.

Для свободных пленок спектроскопия Фабри–Перо в геометрии пропускания также актуальна. С точки зрения огибающих $T_{\max,\min}$ она описывается уравнениями

$$T = \frac{T_{\min}}{1 - a^2\sin^2\dfrac{F_+}{2}} = \frac{T_{\max}}{1 + b^2\cos^2\dfrac{F_-}{2}}, \qquad (10)$$

где $T_{\max,\min} = \dfrac{n_3}{n_1}\dfrac{T_{12}T_{23}\Omega}{\left(1 \mp \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega\right)^2}$ – значения энергетических коэффициентов в экстремумах полос, $T_{12,23} = \tilde{t}_{12,23}\tilde{t}^*_{12,23}$, $\tilde{t}_{12,23} = 1 + \tilde{r}_{12,23}$.

В области прозрачности пленки, когда по обе стороны вакуум, при нормальном прохождении лучом пленки $T_{\max} = 1$, поэтому $\sigma^2 = \dfrac{1-\sqrt{T_{\min}}}{1+\sqrt{T_{\min}}}$. Значение δ_Σ в уравнении (5) определяется при условии $T = \dfrac{1}{2}T_{\min}$. В области поглощения параметры Ω и σ связаны со значениями $T_{\max,\min}$ уравнением

$$\sigma^2\Omega = \frac{\sqrt{T_{\max}} - \sqrt{T_{\min}}}{\sqrt{T_{\max}} + \sqrt{T_{\min}}}.$$

2. Пленка на поверхности полуограниченной подложки с показателем преломления $n_3 = n_0$. Если слой

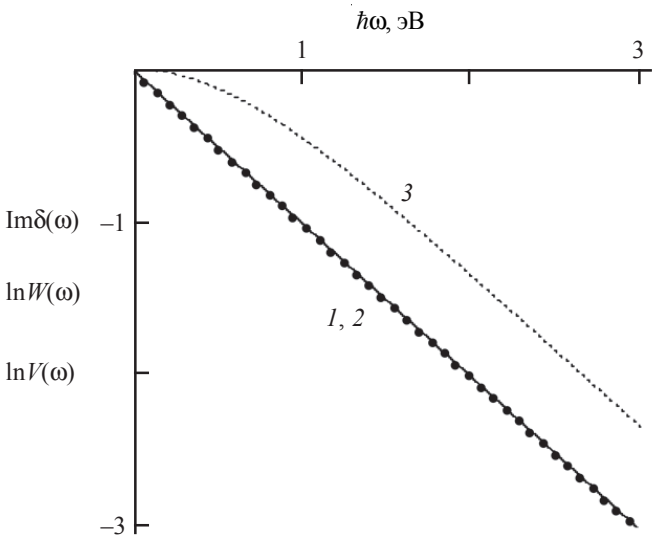


Рис. 1. Расчетные зависимости от частоты $\ln W$ (*1*), $\ln V$ (*2*) и $\mathrm{Im}\tilde{\delta}$ (*3*) при $n = 1{,}25$, $\chi = 0{,}005$, $d = 20$ мкм.

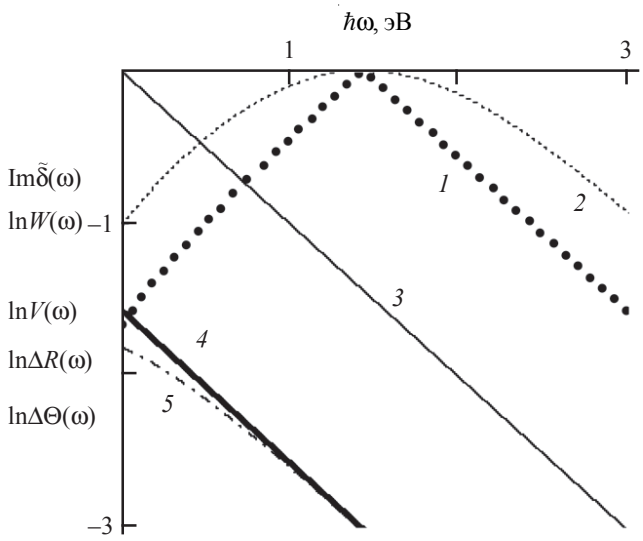


Рис. 2. Расчетные зависимости от частоты $\ln W$ (*1*), $\ln V$ (*2*), $\mathrm{Im}\tilde{\delta}$ (*3*), $\Delta\Theta$ (*4*), ΔR (*5*) при $n_1 = 1$, $n_2 = 1{,}25$, $n_3 = 3{,}5$, $\chi = 0{,}005$, $d = 20$ мкм.

прозрачный, то $R_{\max,\,\min} = \left(\dfrac{\sigma_{12} \pm \sigma_{23}}{1 \pm \sigma_{12}\sigma_{23}}\right)^2$, т. е. $R_{\min} \neq 0$.

В данном случае значение фазового параметра δ_Σ в (5) определяется решением уравнений (1) при условии (4) как $\delta_\Sigma = \begin{pmatrix} \mathrm{arcctg}\, a/b \\ \mathrm{arctg}\, a/b \end{pmatrix}$ в зависимости от соотношения между показателями преломлений пленки и подложки $\begin{pmatrix} n < n_0 \\ n > n_0 \end{pmatrix}$.

При наличии поглощения вышеописанный подход, в принципе, также применим. Однако, как видно из рис. 2, для структуры типа поглощающий слой на поверхности прозрачной подложки наклоны зависимостей $\ln W$ и $2\pi d\omega\chi/c_0$ могут различаться в длинноволновой части спектра. Более того, при определенном соотношении параметров, когда $\sigma_{12} = \sigma_{23}\Omega$, коэффициент отражения $R_{\min} = \left(\dfrac{\sigma_{12} - \sigma_{23}\Omega}{1 - \sigma_{12}\sigma_{23}\Omega}\right)^2 \to 0$ и возникает излом зависимости $\ln W$.

В данном случае удобнее в экспериментальном спектре определять разницу

$$\Delta R = 2\sigma_{23}\Omega \frac{1-\sigma_{12}^2}{1-\sigma_{12}^2\sigma_{23}^2\Omega^2} 2\sigma_{12} \frac{1-\sigma_{23}^2\Omega^2}{1-\sigma_{12}^2\sigma_{23}^2\Omega^2}. \quad (11)$$

В принципе, условие наблюдения осцилляций в спектре накладывает определенные ограничения на уровень поглощения волны в слое. Если выполняется условие $\sigma_{23}^2\Omega^2 \ll 1$, то выражение (11) упрощается: $\Delta R = 4\sigma_{12}\sigma_{23}(1-\sigma_{12}^2)\Omega = \Delta\Theta$ и, как видно из рис. 2, наклон $\ln\Delta\Theta$ лучше согласуется с наклоном $2\pi d\omega\chi/c_0$.

3. Область спектра с резонансным характером поглощения. Из-за существенного поглощения в области резонансных переходов с практической точки зрения наиболее перспективными являются исследования спектров отражения света прозрачными пленками, закрепленными на резонансно поглощающих подложках с комплексным показателем преломления $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = (n_0 - i\chi_0)^2$. Как известно [20, 21], в данном случае в области продольно-поперечного расщепления резонансного состояния ω_{L0} на частоте ω_m сдвиг фазы ϕ_{23} волны компенсируется фазовым сдвигом δ как

$$\delta + \phi_{23} = 2m\pi,\ m = 0, \pm1, \pm2, \pm3, \ldots, \quad (12)$$

т. е. на этой частоте выполняется условие $\mathrm{tg}\phi_{23} = \mathrm{tg}\delta$ и формируется добавочный минимум.

Сущность данного подхода состоит в том, что частоту ω_m требуется связать с параметрами структуры и делается это следующим образом. Тангенс фазы ϕ_{23} $\mathrm{tg}\phi_{23} = \dfrac{2\chi_0 n}{n^2 - n_0^2 - \chi_0^2}$, откуда получаем уравнение

$$n^4 + \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \frac{2n^2\varepsilon_2}{\mathrm{tg}^2\delta} = \frac{2n^2}{\sin^2\delta}\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}, \quad (13)$$

решение которого дает ответ на поставленный вопрос. Так, например, в области спектра одноосцилляторных переходов $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_0 + \dfrac{4\pi\alpha\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}$, где ω_0 – резонансная частота, $4\pi\alpha$ – сила осциллятора, γ – фактор затухания и ε_0 – фоновая диэлектрическая проницаемость, в приближении $n^2 \cong \varepsilon_0$ при изменении δ спектральное положение частоты ω_m осциллирует по закону $\omega_m^2 \approx \omega_0^2\left[1 + (4\pi\alpha/\varepsilon_0)\cos^2(\delta/2)\right]$ [18, 19].

На частоте ω_m коэффициент отражения равен $R_{\min}$. Поэтому, изменяя толщину d, можно реконструировать характер частотной дисперсии $R_{\min}(\omega)$ в области продольно-поперечного расщепления и, следовательно, характер дисперсии оптических параметров структуры.

Завершая изложение основных результатов работы заметим, что в последнее время с целью определения параметров сверхтонких слоев обсуждается возможность применения спектроскопии наклонного отражения [22, 23]. С позиции анализа огибающих угловых спектров Фабри-Перо решению этой задачи будет посвящена отдельная работа.

Вывод

Анализ закономерностей формирования огибающих спектров Фабри–Перо при нормальном прохождении волной границ разделов сред представляет возможным сформулировать алгоритм для оп-

ределения параметров свободных и закрепленных на поверхности подложки прозрачных и поглощающих однослойных плоскопаралельных пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Swanepoel R.* Determination of thickness and optical constants of amorphous silicon // J. Phys. E. 1983. V. 16. P. 1214–1222.
2. *Swanepoel R.* Determination of surface roughess and optical constants of inhomogeneous amorphous silicon films // J. Phys. E. 1984. V. 17. P. 896–903.
3. *Kushev D.B., Zheleva N.N., Demakopoluou Y., Siapkas D.* A new method for the determination of the thickness, the optical constants and the relaxation time of weakly absorbing semiconductor thin films // Infrared Phys. 1986. V. 26. № 6. P. 385–393.
4. *Siapkas D., Kushev D.B., Zheleva N.N., Siapkas J., Lelidis I.* Optical constants of tin-telluride determined from infrared interference spectra // Infrared Phys. 1991. V. 31. № 5. P. 425–433.7.
5. *Kushev D.B., Zheleva N.N.,Gyulmezov M.I., Koparanova M.H.* An envelope metod for determination of thin optical constants of absorptive films on absorptive substrate // Infrared Phys. 1991. V. 34. № 2. P. 1631–167.8.
6. *Kushev D.B., Zheleva N.N.* Transmitivity, reflectivities and absorptivities of a semiconductor film with a linear variation in thickness // J. Phys. D. 1995. V. 8. P. 1239–1243.
7. *Филлипов В.В., Кутавичюс В.П.* Определение оптических постоянных тонких пленок методом фотоакустической спектроскопии // Весці Акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1995. № 4. С. 50–54.
8. *Kushev D.B.* Influence of finite spectral width on the interference spectra of a thin absorbing film on a transparent substrat // Infrared Phys and Technol. 1996. V. 37. P. 259–264.
9. *Филлипов В.В.* Метод отношения огибающих спектра отражения для определения оптических постоянных и толщины тонких пленок // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 4. С. 641–646.
10. *Филлипов В.В., Кутавичюс В.П.* Учет клиновидности и неоднородности тонких слоев в обратной задаче спектрофотометрии на отражение // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. № 3. С. 510–517.
11. *Кособуцкий П.С., Кособуцкий Я.П., Каркулевская М.С.* Ширина, четкость и видность резонансов отражения и пропускания света свободными однослойными интерферометрами Фабри–Перо // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 1. С. 74–80.
12. *Кособуцький П.С., Каркульовська М.С., Сегеда М.С.* Фізичні основи моделювання хвильових електромагнітних процесів в оптиці. Львів: Національний університет “Львівська політехніка”, 2003. 207 с.
13. *Кособуцкий П.С., Каркулевская М.С., Кособуцкий Я.П.* О фазово-амплитудной корреляции в спектрах отражения света интерферометрами Фабри–Перо // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 3. С. 494–496.
14. *Филлипов В.В., Кутавичюс В.П.* Точность определения оптических параметров тонких пленок методом огибающих экстремумов спектра отражения // ЖПС. 2003. Т. 70. № 1. С. 109–115.
15. *Кособуцький П.С., Моргулис А.* Моделирование спектроскопии отражения и пропускания света однослойными интерферометрами Фабри–Перо методом огибающих // Оптический журнал. 2004. Т. 71. № 12. С. 63–68.
16. *Кособуцкий П.С., Моргуліс А.* Моделювання методом обвідних амплітудно-фазових спектрів Фабрі–Перо тришарових прозорих структур при нормальному падінні променя // УФЖ. 2004. Т. 49. № 12. С. 1163–1169.
17. *Кособуцький П.С., Моргуліс А.* Моделювання методом обвідних амплітудно-фазових спектрів інтерференції Фабрі–Перо в області резонансної дисперсії функції діелектричної проникності // УФЖ. 2005. Т. 50. № 3. С. 230–233.
18. *Ефимов В.В., Семенцов Д.И.* Фазовые соотношения при отражении и пропускании звуковой волны плоским слоем // Акустический журнал. 2001. Т. 47. № 6. С. 789–792.
19. *Лобур М.В., Кособуцкий Я.П.* Об определении фазы плоской звуковой волны при ее прохождении через слой // Акустический журнал. 2004. Т. 50. № 4. С. 1–2.
20. *Кособуцкий П.С.* Анализ условий возникновения добавочного минимума в области продольно-поперечного расщепления в экситонных спектрах отражения // УФЖ. 1983. Т. 28. С. 1090–1091.
21. *Kosoboutski P.S.* Amplitude-phase spectroscopy of resonant reflection of light by crystals with a Fabry-Perot interferometer at the suface // Low Temperature Phys. 1999. V. 25. № 10. P. 818–822.
22. *Гордиенко В.М., Савельев А.Б., Шашков А.А.* Экспресс-метод оценки толщины нанометровых пленок-мишеней и его применение в экспериментах по генерации пикосекундного рентгеновского излучения // Вест. Московского университета. Физика, Астрон. 2000. Т. 3. № 4. С. 40–44.
23. *Коваленко С.А., Лисица М.П.* Оптические размерные явления в тонких слоях золота и атомарных полупроводников // ЖПС. 2002. Т. 69. № 3. С. 388–394.