

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гостев В. Б., Гостев И. В., Френкин А. Р. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 5. С. 77. [2] Гостев В. Б., Гостев И. В., Френкин А. Р. // Там же. 1988. 29, № 5. С. 9. [3] Loudon R. // Am. J. Phys. 1959. 27. P. 649. [4] Moss R. E. // Ibid. 1987. 55. P. 397. [5] Луценко И. В., Мардоян Л. Г., Погосян Г. С. и др. Препринт ОИЯИ Р-2-88-923. Дубна, 1988. [6] Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960. С. 391. [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. [8] Физика космоса. М., 1986. С. 521—527.

Поступила в редакцию
13.06.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.417

СИНТЕЗ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ С ЗАДАННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ В НЕКОТОРОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН И УГЛОВ ПАДЕНИЯ СВЕТА

А. В. Тихонравов, С. В. Гребенщиков

(кафедра математики)

Описан метод численного решения задачи синтеза оптического покрытия, обладающего заданным коэффициентом пропускания в некотором диапазоне длин волн и углов падения света. Приведены примеры синтеза широкополосных просветляющих покрытий, предназначенных для работы в диапазоне углов падения $0-45^\circ$.

Постоянный интерес к задачам синтеза многослойных оптических покрытий вызван их широким практическим применением и разнообразием предъявляемых к ним требований. Однако большинство работ в этой области посвящено синтезу покрытий, предназначенных для использования при нормальном падении света. Что же касается задач, в которых требуется получать заданные характеристики в некотором диапазоне длин волн и углов падения, то до настоящего времени этому вопросу практически не уделялось внимания.

В данной работе описывается метод численного решения задачи синтеза многослойной системы, имеющей коэффициент пропускания $T(\lambda, \theta)$, близкий к заданному $\hat{T}(\lambda, \theta)$ в спектральной области $[\lambda^{(0)}, \lambda^{(M)}]$ и диапазоне углов падения $[\theta^{(0)}, \theta^{(L)}]$.

Пусть двухкомпонентная многослойная система расположена между двумя полубесконечными средами, имеющими вещественные показатели преломления n_0 и n_{N+1} . Чередующиеся материалы слоев считаются однородными и изотропными и полностью характеризуются своими вещественными показателями преломления n_j ($j=1, 2, \dots, N$). В зависимости от четности номера слоя j показатель преломления принимает одно из двух значений: $n_j = n_1$, если j — нечетное, и $n_j = n_2$, если j — четное. Плоская монохроматическая линейно поляризованная волна падает на многослойную систему из среды с показателем преломления n_{N+1} . Волновой вектор в этой среде образует с нормалью к плоскопараллельным границам раздела угол θ . Энергетические коэффициенты отражения и пропускания для каждого состояния поляризации могут быть вычислены через амплитудный коэффициент отражения:

$$R^{s,p}(\lambda, \theta) = |r^{s,p}(\lambda, \theta)|^2; \quad T^{s,p}(\lambda, \theta) = 1 - R^{s,p}(\lambda, \theta).$$

Далее верхние индексы s и p сохраняются только там, где требуется выделить, какое именно состояние поляризации имеется в виду. Выражения без верхних индексов справедливы для обеих поляризаций.

Амплитудный коэффициент отражения r для каждого значения длины волны λ и угла падения θ определяется с помощью рекуррентных формул Власова:

$$r = r_N;$$

$$r_0 = r_0; \quad r_j = \frac{\rho_j + r_{j-1} \exp(2i\varphi_j)}{1 + \rho_j r_{j-1} \exp(2i\varphi_j)}, \quad i = 1, 2, \dots, N.$$

Здесь $\rho_0 = (\rho_1 - \rho_0)/(\rho_1 + \rho_0)$; $\rho_j = (\rho_{j+1} - \rho_j)/(\rho_{j+1} + \rho_j)$,

$$p_j = \begin{cases} n_j \cos \theta_j & \text{для } s\text{-поляризации,} \\ n_j / \cos \theta_j & \text{для } p\text{-поляризации;} \end{cases}$$

$$\varphi_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos \theta_j;$$

d_j — геометрическая толщина j -го слоя.

Углы θ_j распространения света в j -й среде связаны с углом падения $\theta = \theta_{N+1}$ законом Снеллиуса:

$$n_j \sin \theta_j = n_{N+1} \sin \theta_{N+1}.$$

Таким образом, определено решение прямой задачи вычисления $R(\lambda, \theta)$ и $T(\lambda, \theta)$ для каждого состояния поляризации. Для неполяризованного света коэффициенты отражения и пропускания запишутся как

$$R = \frac{1}{2} (R^s + R^p), \quad T = \frac{1}{2} (T^s + T^p).$$

Пусть задана требуемая зависимость коэффициента пропускания \widehat{T} многослойной системы от длины волны λ и угла падения θ :

$$\widehat{T} = \widehat{T}(\lambda, \theta).$$

Тогда отличие функций $T(\lambda, \theta)$ и $\widehat{T}(\lambda, \theta)$ на множестве $[\lambda^{(0)}, \lambda^{(M)}] \times [\theta^{(0)}, \theta^{(L)}]$ можно оценить с помощью функционала

$$\Phi = \int_{\lambda^{(0)}}^{\lambda^{(M)}} \int_{\theta^{(0)}}^{\theta^{(L)}} v(\lambda, \theta) [T(\lambda, \theta) - \widehat{T}(\lambda, \theta)]^2 d\lambda d\theta, \quad (1)$$

где $v(\lambda, \theta)$ — весовая функция. При фиксированных значениях показателей преломления n_j ($j=0, 1, \dots, N+1$) величина функционала Φ зависит только от вектора геометрических толщин слоев $\mathbf{d} = \{d_1, d_2, \dots, d_N\}$. Результатом решения задачи синтеза многослойной системы для диапазона длин волн и углов падения является комплект геометрических толщин слоев d_j , доставляющих минимум оценочному функционалу (1).

В программе для ЭВМ функционал (1) заменен суммой:

$$F(\mathbf{d}) = \sum_{m=0}^M \sum_{l=0}^L V_{ml} \left[\frac{1}{2} (T_{ml}^s + T_{ml}^p) - \widehat{T}_{ml} \right]^2, \quad (2)$$

где сеточные функции $T_{ml}^{s,p}$ и \widehat{T}_{ml} определены как $T_{ml}^{s,p} = T^{s,p}(\lambda^{(m)}, \theta^{(l)})$ и $\widehat{T}_{ml} = \widehat{T}(\lambda^{(m)}, \theta^{(l)})$ на сетке

$$\{\lambda^{(m)} \in [\lambda^{(0)}, \lambda^{(M)}], m=0, 1, \dots, M\} \times \{\theta^{(l)} \in [\theta^{(0)}, \theta^{(L)}], l=0, 1, \dots, L\};$$

$$V_{ml} = v(\lambda^{(m)}, \theta^{(l)}) \Delta\lambda^{(m)} \Delta\theta^{(l)}, \quad \Delta\lambda^{(m)} = \lambda^{(m)} - \lambda^{(m-1)}, \quad \Delta\theta^{(l)} = \theta^{(l)} - \theta^{(l-1)}.$$

Минимизация функционала (2) проводилась численно методом градиентного спуска в сочетании с методом сопряженных направлений. Компоненты градиента функционала (2) имеют вид

$$\frac{\partial F}{\partial d_j} = \sum_{m=0}^M \sum_{l=0}^L V_{ml} \left[\left(\frac{\partial T^s}{\partial d_j} \right)_{ml} + \left(\frac{\partial T^p}{\partial d_j} \right)_{ml} \right] \left\{ \frac{1}{2} [T_{ml}^s + T_{ml}^p] - \widehat{T}_{ml} \right\}.$$

Входящие в это выражение производные от коэффициента пропускания по толщинам слоев $\left(\frac{\partial T}{\partial d_j}\right)_{ml} = \frac{\partial T}{\partial d_j} \Big|_{\substack{\lambda=\lambda^{(m)} \\ \theta=\theta^{(l)}}}$ могут быть найдены следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial d_j} = -2 \operatorname{Re} \left(r_N^* \frac{\partial r_N}{\partial d_j} \right) = -\frac{8\pi}{\lambda} \operatorname{Im} (n_j \cos \theta_j \psi_{j-1} r_{j-1}),$$

а комплексные величины ψ_j вычисляются при известных r_j по рекуррентной формуле:

$$\psi_N = r_N^*, \quad \psi_{j-1} = \frac{(1 - \rho_j^2) \exp(2i\varphi_j)}{[1 + \rho_j r_{j-1} \exp(2i\varphi_j)]^2} \cdot \psi_j.$$

В качестве первого направления одномерной минимизации от начального приближения выбирается направление антиградиента:

$$P^0 = -G(d^0) = -G^0.$$

Вектор каждого следующего направления задается равенством

$$P^{i+1} = -G^{i+1} + \frac{\|G^{i+1}\|}{\|P^i\|} P^i. \quad (3)$$

Через каждые k изменений направления (k — заданное целое число) происходит так называемое обновление метода. Очередная одномерная минимизация в этом случае осуществляется в направлении антиградиента: $P^{k+1} = -G^{k+1}$. После этого следующие k процессов одномерной минимизации идут по сопряженным направлениям, задаваемым выражением (3), и так далее.

Процесс одномерной минимизации осуществляется с одновременным проектированием толщин слоев d_j на область допустимых значений $\{d_j; d_j > 0\}$ и с автоматическим выбором шага: вблизи локального минимума шаг измельчается. Переход к новому направлению выполняется, когда шаг становится меньше заданной малой величины. Процесс минимизации функционала F прерывается, как только выполнится условие: $\|G^i\| < \varepsilon_g$, где $\varepsilon_g > 0$ — заданная малая величина.

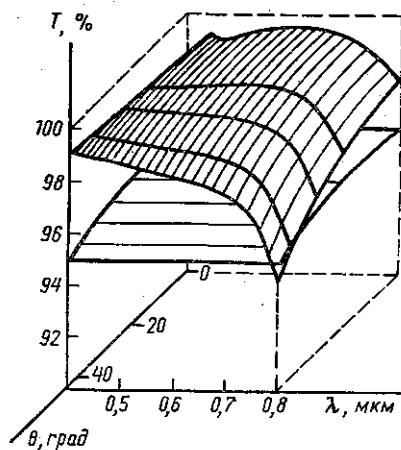


Рис. 1

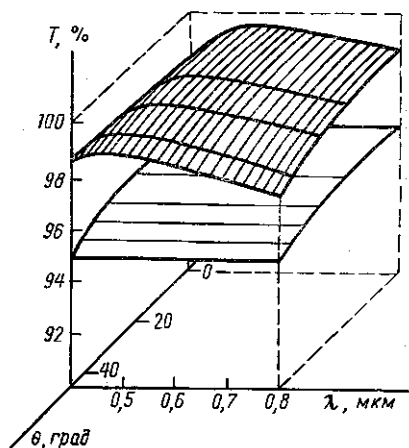


Рис. 2

В качестве примера приводятся два частных решения задачи синтеза четырехслойного просветляющего покрытия, предназначенного для работы в спектральной области 400—800 нм и диапазоне изменения углов падения 0—45°. Покрытия нанесены на стеклянную подложку с показателем преломления $n_0 = 1,52$. Показатели преломления материалов слоев $n_1 = 2,30$ и $n_2 = 1,34$. В таблице представлены комплекты толщин слоев покрытия, доставляющие локальные минимумы оценочному функциона-

Номер покрытия	Толщины слоев, нм				F_{\min}
	d_1	d_2	d_3	d_4	
1	18,5	28,5	124,6	103,5	$3 \cdot 10^{-3}$
2	2,9	47,8	9,2	136,3	$7 \cdot 10^{-4}$

лу (2) и значения функционала F_{\min} в соответствующих локальных минимумах. Спектрально-угловые характеристики 1-го и 2-го покрытий приведены соответственно на рис. 1, 2. Для сравнения на рисунках показан коэффициент пропускания поверхности подложки без покрытия.

Поступила в редакцию
17.04.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 536.631

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ В ПЛЕНКАХ VO_2

Н. Л. Левшин, С. Ю. Поройков

(кафедра общей физики для химического факультета)

Освещение в УФ-диапазоне влияет на фазовый переход полупроводник—металл в пленках VO_2 : изменяются скачок сопротивления и температура фазового перехода и уширяется петля температурного гистерезиса.

В ряде работ было проведено детальное исследование влияния ионного [1—2] и электронного [3] облучения на фазовый переход полупроводник—металл (ФППМ) в пленках VO_2 . Как электронное, так и ионное облучение (с энергией в единицы и десятки килоэлектрон-вольт) воздействовало на весь объем пленки и приводило к некоторому подавлению ФППМ и понижению критической температуры. В работе [4] было исследовано влияние адсорбции донорных молекул на температуру T_c ФППМ в пленках VO_2 . Другим примером поверхностных воздействий на температуру T_c является эффект фотосенсибилизации ФППМ [5]. В настоящей работе нами исследовано влияние УФ-освещения, поглощаемого в узкой приповерхностной области (~ 20 нм), на ФППМ в пленках двуокиси ванадия.

Изучались поликристаллические пленки VO_2 (толщиной $\sim 0,3$ мкм) на сапфировых подложках. Скачок сопротивления при ФППМ составлял 10^4 . Все измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-4}$ Па. Температура пленки контролировалась платиновым термометром сопротивления с точностью $\pm 0,15$ К. Образцы освещались лампой ДКСШ-1000. Для предотвращения нагрева образца при освещении на пути пучка света была поставлена водяная линза толщиной 5 см с кварцевыми окнами. Мощность падающего света измерялась прибором ИМО-2М. Для выделения УФ-света с определенной энергией квантов использовались стеклянные светофильтры.

Освещение образцов проводилось при температурах 350, 400 и 410 К, соответствующих металлической фазе. Прогрев пленки VO_2 при температуре 410 К не приводил к необратимым изменениям ее свойств [4]. После выключения света образец остывал до комнатной температуры, после чего исследовалась зависимость сопротивления R пленки от температуры T . На рис. 1 представлены зависимости $R(T)$, полученные на образце, подвергнутом различным дозам облучения. При дозах $D \leq 5 \cdot 10^{20}$ фотон·см $^{-2}$ зависимость $R(T)$ не менялась. С увеличением дозы до $D = 5 \cdot 10^{21}$ фотон·см $^{-2}$ происходило постепенное уменьшение сопротивления образца в полупроводниковой фазе (кривые 1, 1', 2, 2'). Существенных изменений ширины гистерезиса и температуры фазового перехода не наблюдалось. Увеличение дозы облучения до $D = 8 \cdot 10^{22}$ фотон·см $^{-2}$ приводило к дальнейшему понижению сопротивления