

где $t(\xi) = S^{-1/2}(\xi - Af_0)$, $P_{\chi^2}(x)$ — плотность χ_n^2 распределения с $n = \dim(\tilde{\mathcal{R}})$ степенями свободы. Данная формула соответствует методике, предложенной в [3] при некоторых дополнительных предположениях. Так как для формально линеаризованной модели ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1$) надежность составила около 0,6, то дальнейшая коррекция параметров модели по надежности не проводилась.

При восстановлении формы поверхности (рис. 3) было установлено, что для отношения сигнал/шум, равного $2,5 \cdot 10^6$ по энергии, абсолютная погрешность восстановления формы составила 2,75 м, а относительная погрешность восстановления яркости — 12%. В то же время при отношении сигнал/шум порядка 10^8 форма поверхности была восстановлена с точностью до 20 см, а относительная погрешность восстановления яркости не превысила 3%.

Для контроля за точностью работы второго алгоритма был генерирован тестовый набор по формулам (3) с нулевым шумом при тех же положениях объектива, что и в синтезируемом наборе. После парного сравнения соответствующих изображений тестового и синтезированного наборов было установлено, что относительная погрешность при отношении сигнал/шум, равном 10^6 , составляет приблизительно 8%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Русинов М. М. Техническая оптика. Л., 1979. [2] Кирейтов В. Р. Обратные задачи фотометрии. Новосибирск, 1983. [3] Пытьев Ю. П. // ДАН СССР. 1987. 295, № 3. С. 542. [4] Пытьев Ю. П. // Матем. сб. 1983. 120(162), № 2. С. 240. [5] Степанов В. В. Курс дифференциальных уравнений. М., 1959. [6] Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений. М., 1966. Т. 1.

Поступила в редакцию
08.02.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.417

КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

С. В. Гребенщиков, Н. В. Гришина, М. Ф. Малхозов

(кафедра математики)

Представлены результаты численного исследования коэффициента отражения металлических зеркал с диэлектрическими покрытиями, содержащими тонкие металлические слои.

В многослойном оптическом покрытии, выполненном из материалов с низкой температурой разложения, напыленные пленки могут содержать помимо молекул исходных материалов и некоторое количество составляющих их элементов. Практика показывает, что в материалах покрытий чаще всего присутствует избыточное количество металлических компонент исходных веществ. Металлические примеси могут попадать в диэлектрическое покрытие и в результате диффузии из подложки. В процессе старения материала покрытия примесные атомы могут мигрировать к границам зерен, поверхностям раздела сред и

скапливаться в приповерхностном слое или выделяться на поверхности раздела в виде островков сплошной пленки [1]. Это явление может служить одной из причин омических потерь на границе раздела слоев интерференционного покрытия. Представляется актуальным проведение количественных исследований влияния металлических прослоек между диэлектрическими слоями на оптические свойства многослойного покрытия.

В настоящей работе приведены результаты численных исследований отражательной способности металлodieлектрических многослойных покрытий (т. е. покрытий, содержащих диэлектрические и металлические слои) на металлической подложке в инфракрасной области спектра при нормальном падении света. Проанализирована зависимость коэффициента отражения от толщины металлических слоев для различных частот. Оптические толщины непроводящих слоев выбраны равными $\lambda/4$ (λ — длина волны излучения). В качестве подложки и металлической компоненты покрытия выбрано серебро. При этом особенности частотной зависимости металлodieлектрического покрытия проявляются более отчетливо, поскольку отражательная способность серебряной подложки слабо зависит от частоты в рассматриваемой области спектра. В качестве материалов для непроводящих слоев рассматривались ThF_4 и CdTe . Значения оптических постоянных Ag , ThF_4 и CdTe , которые были использованы в расчетах, приведены в таблице.

Значения оптических постоянных
 $n = \text{Re}(\tilde{n})$, $\kappa = -\text{Im}(\tilde{n})$

Длина волны, мкм	Ag		CdTe		ThF ₄	
	n	κ	n	κ	n	κ
1,06	0,12	7,11	—	—	1,50	10^{-3}
5,00	2,68	33,97	—	—	1,50	10^{-3}
10,60	11,90	72,80	2,67	10^{-6}	1,35	10^{-3}

При проведении численных расчетов отражательная способность R системы, состоящей из N слоев, определялась по известному значению импеданса $Z_N = E_N/H_N$ на границе раздела с внешней средой:

$$R = \left| \frac{n_{N+1}Z_N + 1}{n_{N+1}Z_N - 1} \right|^2.$$

Здесь E_N и H_N — компоненты электромагнитного поля на внешней поверхности покрытия, n_{N+1} — показатель преломления внешней среды. Значения импеданса Z_N вычислялись по рекуррентной формуле

$$Z_j = \frac{-\sin \varphi_j + i\tilde{n}_j Z_{j-1} \cos \varphi_j}{i\tilde{n}_j \cos \varphi_j - \tilde{n}_j^2 Z_{j-1} \sin \varphi_j}, \quad j = 1, 2, \dots, N;$$

$$Z_0 = -\frac{1}{\tilde{n}_n},$$

где Z_j — значение импеданса на границе раздела слоев с номерами j

и $j+1$ (нумерация начинается от подложки), $\varphi_j = (2\pi/\lambda) \tilde{n}_j d_j$ — фазовая толщина j -го слоя, λ — длина волны падающего излучения, \tilde{n}_j и d_j — соответственно комплексный показатель преломления и геометрическая толщина j -го слоя, \tilde{n}_n — комплексный показатель преломления подложки.

Плотность энергии поля внутри покрытия пропорциональна квадрату модуля амплитуды электрического поля:

$$I(x) \sim |E(x)|^2 = E(x)E^*(x).$$

Отношение амплитуды поля внутри j -го слоя к амплитуде падающей волны в зависимости от координаты x вдоль нормали к слоистой среде имеет вид

$$\frac{E(x)}{E_{\text{пад}}} = \hat{E}(x) = \left\{ \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_j (x - x_j) \right] + \frac{\tilde{n}_j Z_{j-1} + 1}{\tilde{n}_j Z_{j-1} - 1} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_j (x - x_j) \right] \right\} \prod_{m=j}^N \frac{Z_m - 1/\tilde{n}_m}{Z_m - 1/\tilde{n}_{m+1}} \exp [i\varphi_m].$$

Здесь $\varphi_m = (2\pi/\lambda) \tilde{n}_m d_m$, $x \in (x_{j-1}, x_j)$; x_{j-1} и x_j — координаты левой и правой границ j -го слоя.

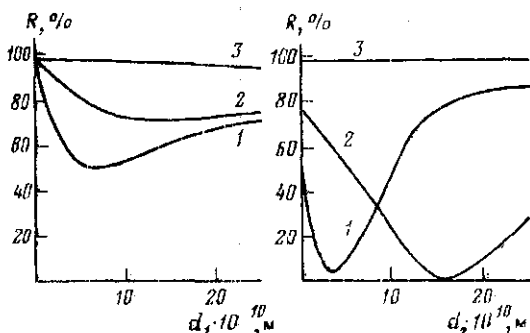


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R покрытия $[\text{ThF}_4/\text{Ag}/\text{ThF}_4]$ на серебряной подложке от толщины d_1 серебряного слоя: $\lambda = 10,6 \cdot 10^{-6}$ (1); $5,0 \cdot 10^{-6}$ (2) и $1,06 \cdot 10^{-6}$ м (3)

Рис. 2. Коэффициент отражения покрытия $2[\text{Ag}/\text{ThF}_4]$ на серебряной подложке в зависимости от толщины d_2 верхнего серебряного слоя: $\lambda = 10,6 \cdot 10^{-6}$ (1); $5,0 \cdot 10^{-6}$ (2) и $1,06 \cdot 10^{-6}$ м (3)

Результаты численных расчетов для трехслойного покрытия $[\text{ThF}_4/\text{Ag}/\text{ThF}_4]$ на серебряной подложке приведены на рис. 1. Видно, что коэффициент отражения R существенно зависит от длины волны λ . С уменьшением λ зависимость R от толщины металлического слоя d ослабевает. При этом с уменьшением длины волны возрастает значение d , при котором коэффициент отражения достигает минимума. При дальнейшем увеличении d кривые на рис. 1 сближаются и стремятся к значению коэффициента отражения серебра с однослойным четвертьволновым диэлектрическим покрытием.

Расчеты показали, что коэффициент отражения четырехслойного покрытия $2[\text{Ag}/\text{ThF}_4]$ на серебряной подложке при $d_1=0$ (d_1 — толщина нижнего металлического слоя) не зависит от толщины d_2 верхнего металлического слоя. Это связано с тем, что омические потери пропорциональны квадрату электрического поля, а в случае $d_1=0$ на верхний металлический слой приходится узел стоячей электромагнитной волны.

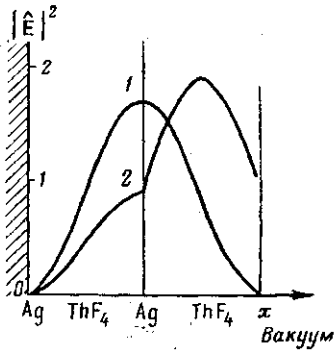


Рис. 3

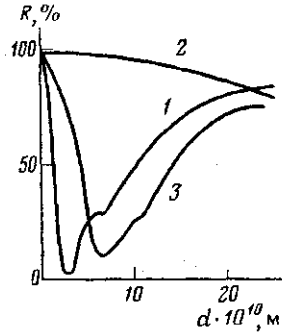


Рис. 4

Рис. 3. Влияние слоя серебра на $|\widehat{E}(x)|^2$ при $\lambda=10,6 \cdot 10^{-6}$ м: $d_{\text{Ag}}=0$ (1) и $7 \cdot 10^{-10}$ м (2)

Рис. 4. Коэффициент отражения восьмислойных покрытий: 1 — $4[\text{Ag}/\text{ThF}_4]$, $\lambda=10,6 \cdot 10^{-6}$ м; 2 — $4[\text{Ag}/\text{ThF}_4]$, $\lambda=1,06 \cdot 10^{-6}$ м; 3 — $2[\text{Ag}/\text{CdTe}/\text{Ag}/\text{ThF}_4]$, $\lambda=10,6 \cdot 10^{-6}$ м

Зависимость R от d_2 при $d_1=7 \cdot 10^{-10}$ м для трех длин волн приведена на рис. 2. Видно, что при $\lambda=10,6 \cdot 10^{-6}$ м и $\lambda=5 \cdot 10^{-6}$ м коэффициент отражения может уменьшаться практически до нуля. В то же время для $\lambda=1,06 \cdot 10^{-6}$ м R практически не зависит от d_2 и при $d_2 \leq 30 \cdot 10^{-10}$ м остается близким к коэффициенту отражения серебряной подложки. Значительное уменьшение коэффициента отражения четырехслойного покрытия связано с тем, что при $d_1 \neq 0$ нижний металлический слой существенно перераспределяет поле излучения в покрытии, как это показано на рис. 3. В результате узел поля оказывается за пределами слоя серебра, граничащего с внешней средой, и в обоих металлических слоях устанавливается отличное от нуля электрическое поле, что приводит к повышению омических потерь.

Зависимость коэффициента отражения периодического восьмислойного двухкомпонентного покрытия $4[\text{Ag}/\text{ThF}_4]$ на серебряной подложке от толщины слоев серебра d приведена на рис. 4 для $\lambda=10,6 \cdot 10^{-6}$ м (кривая 1) и $\lambda=1,06 \cdot 10^{-6}$ м (кривая 2). Влияние d на коэффициент отражения остается более сильным в длинноволновой области. Кривая 3 на рис. 4 является графиком зависимости $R(d)$ восьмислойной трехкомпонентной системы $2[\text{Ag}/\text{CdTe}/\text{Ag}/\text{ThF}_4]/\text{Ag}$. Интерференция в непроводящих слоях с различными показателями преломления лишь незначительно уменьшает глубину минимума $R(d)$.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что электропроводящие примеси, присутствующие на границах раздела слоев интерференционного покрытия, могут существенно влиять на его оптические свойства. Присутствие тонких проводящих слоев в многослойном зеркале может более чем на порядок увеличить энергетические потери при отражении. Отражательная способность металлодиэлектрического

зеркала сильно зависит от толщин металлических слоев и длины волны падающего излучения: при малых (до $20 \cdot 10^{-10}$ м) толщинах металлических слоев коэффициент поглощения в средней и дальней инфракрасной области спектра может на порядки превосходить коэффициент поглощения зеркала, работающего в ближней инфракрасной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Y a s a t a n M. J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. 56. P. 429.

Поступила в редакцию
07.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.338.3

ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. Б. Морозов, С. Ю. Никитин, Л. П. Платонов, В. Г. Тункин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В эксперименте по нестационарной активной спектроскопии паров таллия зарегистрирован эффект насыщения энергии антистоксова сигнала при увеличении энергии пробного импульса. Предложено объяснение эффекта на основе механизма «гашения колебаний».

Введение. В нестационарной активной спектроскопии осуществляется ударное возбуждение среды коротким лазерным импульсом и зондирование ее состояния с помощью пробного импульса, посылаемого с некоторой задержкой τ . При этом измеряется энергия антистоксова рассеяния W_a пробного импульса как функция задержки τ . Эта зависимость несет информацию о механизмах и скоростях процессов дефазировки колебаний в среде [1].

В экспериментах по нестационарной активной спектроскопии комбинационного рассеяния (нестационарной АСКР), выполненных с парами таллия, мы обнаружили новый эффект — насыщение энергии импульса антистоксова рассеяния W_a при увеличении энергии пробного импульса W_p . Ранее в аналогичных экспериментах с молекулярными газами [2, 3] подобного эффекта замечено не было. Целью настоящей работы является выяснение физического механизма и построение простейшей количественной модели эффекта насыщения в нестационарной АСКР.

Экспериментальные данные. На рис. 1, а показана измеренная в парах таллия зависимость энергии импульса антистоксова рассеяния от энергии пробного импульса. Отчетливо виден эффект насыщения W_a с ростом W_p . Антистоксово комбинационное рассеяние наблюдалось на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атомов таллия (частота перехода $\nu_0 = 7793 \text{ см}^{-1}$) при фиксированной задержке τ пробного импульса относительно бигармонического импульса, возбуждающего данный переход. Длительность импульсов возбуждения и зондирования составляла 30 пс, величина задержки $\tau = 220$ пс. Длина волны пробного излучения $\lambda_p = 0,53$ мкм. Эксперименты, выполненные с переменной задержкой τ , показали, что формы импульсного отклика $W_a(\tau)$ в условиях насыще-