

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Переход	Теоретическое значение	В настоящей работе
3903	$a^7S_3 - z^7P_2^0$	$f_1 : f_2 : f_3$ 5 : 7 : 9	5.1 : 6.5 : 9
3864	$a^7S_3 - z^7P_3^0$		
3798	$a^7S_3 - z^7P_4^0$		
3466	$a^7S_3 - z^5P_2^0$	$f_1 : f_2$ 5 : 7	5.5 : 7
3456	$a^7S_3 - z^5P_3^0$		
3193	$a^7S_3 - y^7P_2^0$	$f_1 : f_2 : f_3$ 5 : 7 : 9	5.4 : 6.8 : 9
3170	$a^7S_3 - y^7P_3^0$		
3132	$a^7S_3 - y^7P_4^0$		

лись для всех линий молибдена, начинающихся на основных и метастабильных уровнях (см. рисунок). Результаты измерений приведены в табл. 1. Сила осциллятора для линий Mo I 3798.25 взята за единицу. Полученные данные хорошо совпадают с результатами работы [4] для первых трех линий, а также с вычисленными по отношению статистических весов соответствующих уровней (табл. 2). Классификация линий молибдена взята из работы [5].

Заметим, что измерение значений сил осцилляторов атомов Sr и Ba проводилось ранее Пенкиным [6, 7] при термической диссоциации солей Sr_3C_2 , BaCl_2 и $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$. Однако применение импульсного разряда расширяет возможности использования различных веществ и позволяет работать при более низких температурах.

Литература

- [1] J. F. Asmus, N. K. Monk. *Appl. Phys. Lett.*, 13, 384, 1968.
- [2] В. Г. Мишаков, А. М. Шухтин. *Опт. и спектр.*, 32, 1006, 1972.
- [3] А. М. Шухтин, В. Г. Мишаков, Г. А. Федотов. *Опт. и спектр.*, 39, 785, 1975.
- [4] Е. М. Никонова, В. К. Прокофьев. *Опт. и спектр.*, 1, 290, 1956.
- [5] E. Meove. *Atomic energy levels*, VIII. USA Department of Commerce, 1958.
- [6] Н. П. Пенкин. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 11, 217, 1947.
- [7] Н. П. Пенкин. *ЖЭТФ*, 17, 1114, 1947.

Поступило в Редакцию 12 марта 1976 г.

УДК 535.81

О ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ПОКРЫТИЯХ С НЕПРЕРЫВНО ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Е. В. Именитова и А. В. Тихонравов

Задаче просветления границы раздела двух сред с помощью создания многослойных интерференционных покрытий посвящено значительное число работ. Достаточно подробные ссылки можно найти, например, в [1, 2].

Другое направление — применение покрытий с непрерывно изменяющимся показателем преломления. В последние годы появилась практическая возможность осуществления таких покрытий [3, 4]. В связи с этим представляет интерес разработка теории их применения.

Предполагается распространение волны по нормали к границе раздела. Уравнение для плоской волны

$$y''(z) + k^2 n^2(z) y(z) = 0, \quad (1)$$

где y — амплитуда электрического или магнитного поля, k — волновое число, z — пространственная координата, совпадающая с направлением распространения волны, n — показатель преломления.

Коэффициенты отражения и пропускания многослойной системы могут быть выражены через систему линейно независимых решений φ и ψ уравнения (1) [5], удовлетворяющих граничным условиям

$$\left. \begin{aligned} \varphi(0) = 1, \quad \psi(0) = 0, \\ \varphi'(0) = 0, \quad \psi'(0) = 1. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Коэффициент отражения от слоя $0 \leq z \leq z_0$ имеет вид [5]

$$r = \frac{n_1 \psi(z_0) - n_2 \varphi(z_0) - i \left[\frac{1}{k} \varphi'(z_0) + n_1 n_2 k \psi(z_0) \right]}{n_1 \psi(z_0) + n_2 \varphi(z_0) + i \left[\frac{1}{k} \varphi'(z_0) - n_1 n_2 k \psi(z_0) \right]}, \quad (3)$$

где n_1 — показатель преломления среды, из которой падает волна, n_2 — показатель преломления подложки.

Аналитические решения волнового уравнения (1) известны лишь для ограниченного числа зависимостей показателя преломления от пространственной координаты, в том числе для параболической зависимости [6], при которой показатель преломления в уравнении (1)

$$n^2(z) = \alpha z^2 + \beta z + \gamma.$$

Нами определяется наиболее выгодный для просветления вид параболической зависимости, обеспечивающий в широкой полосе частот малые величины коэффициента отражения.

Будем искать решения уравнения (1) в виде

$$y(z) = u(\xi) e^{\frac{-\alpha k z^2 + \beta k z}{2\sqrt{\alpha}}}, \quad (4)$$

где

$$\xi = \alpha^{1/4} (2k)^{1/2} \left(x - \frac{\beta}{2\alpha} \right). \quad (5)$$

Из (1), (4), (5) получим уравнение Вебера [6] относительно функции $u(\xi)$

$$u''_{\xi\xi} - \xi u'_{\xi} - au = 0,$$

где

$$a = \frac{1}{2} - \frac{\beta^2 + 4\alpha\gamma}{8\alpha^{3/2}} k.$$

Два линейно независимых решения этого уравнения записываются в виде ряда

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a(a+2) \dots (a+2n-2)}{(2n)!} \xi^{2n}, \\ u_2 &= \xi + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(a+1)(a+3) \dots (a+2n-1)}{(2n+1)!} \xi^{2n+1} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

и удовлетворяют граничным условиям

$$\left. \begin{aligned} u_1(0) = 1, \quad u_2(0) = 0, \\ u'_1(0) = 0, \quad u'_2(0) = 1. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Тогда с учетом (4)–(6) получим следующие решения уравнения (1):

$$\left. \begin{aligned} y_1(z) &= e^{\frac{-\alpha z^2 + \beta z}{2\sqrt{\alpha}}} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a(a+2) \dots (a+2n-2)}{(2n)!} (\alpha^{1/2} 2k)^n \left(z - \frac{\beta}{2\alpha} \right)^{2n} \right], \\ y_2(z) &= e^{\frac{-\alpha z^2 + \beta z}{2\sqrt{\alpha}}} \alpha^{1/4} (2k)^{1/2} \left(z - \frac{\beta}{2\alpha} \right) \times \\ &\times \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(a+1) \dots (a+2n-1)}{(2n+1)!} (\alpha^{1/2} 2k)^n \left(z - \frac{\beta}{2\alpha} \right)^{2n} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Решения φ и ψ уравнения (1) ищем в виде

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= C_1^{(1)} y_1 + C_2^{(1)} y_2, \\ \psi &= C_1^{(2)} y_1 + C_2^{(2)} y_2. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Коэффициенты $C_i^{(j)}$ ($i=1, 2; j=1, 2$) определяются из граничных условий (2). Тогда

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{W} (y_1(z) y_2'(0) - y_2'(0) y_1(z)), \\ \psi &= \frac{1}{W} (y_1(0) y_2(z) - y_1(0) y_1(z)), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где W — вронскиан.

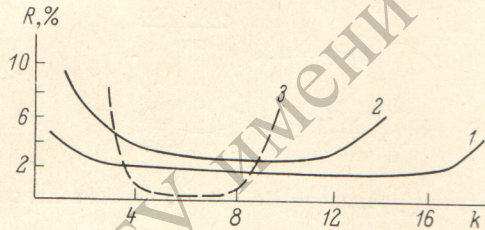
Энергетический коэффициент отражения от слоя, согласно (3), равен

$$R(k) = \frac{\Phi(k) - 2n_1 n_2}{\Phi(k) + 2n_1 n_2}, \quad (11)$$

где

$$\Phi(k) = n_1^2 \psi'^2(z_0) + n_2^2 \varphi^2(z_0) + \frac{1}{k^2} \varphi'^2(z_0) + k^2 n_1^2 n_2^2 \psi^2(z_0).$$

При расчете этого коэффициента в рядах (8) мы ограничились 27 членами, остаток рядов не превышал 10^{-13} . Толщина слоя принималась фиксированной, так как в рас-



Зависимость энергетического коэффициента отражения R от волнового числа k при просветлении покрытием с непрерывно меняющимся показателем преломления (1 — $n_1=1, n_2=1.56$; 2 — $n_1=1, n_2=2.5$) и слоистым покрытием Карда (3 — $n_1=1, n_2=1.56$).

смаатриваемом случае изменение толщины слоя соответствует сдвигу спектральной характеристики по частоте. Это можно показать следующим образом. Изменение толщины соответствует переходу к новой системе координат z_1 . Тогда

$$z = \lambda z_1, \quad n(z) = n(\lambda z_1) = n_1(z_1), \quad u(z) = u(\lambda z_1) = u_1(z_1),$$

где $\lambda > 0$.

Подстановка этих выражений в (1) дает

$$u_1''(z_1) + k_1^2 n_1^2 u_1(z_1) = 0,$$

где $k_1^2 = (\lambda k)^2$.

В связи с этим удобно характеризовать спектральный интервал отношением граничных длин волн и пользоваться безразмерными спектральными величинами.

Среднеквадратичное отклонение коэффициента отражения от нуля в заданном частотном диапазоне есть функция переменных α, β и γ . Определение их оптимальных значений сводится к поиску минимума этой функции. Для рассматриваемых случаев $n_1=1, n_2=1.56$ и $n_1=1, n_2=2.5$ были заданы спектральные интервалы с отношением граничных значений 1 : 8 и 1 : 2 соответственно. При этом учитывалось, что n_2 может принимать значение только в интервале 1.34, 4 (условия практической реализуемости покрытия).

При оптимальных значениях параметров α, β, γ (0.0035, 0.446, 1.742 и 0.171, 3.123, 1.742 для рассматриваемых случаев соответственно) $n(z)$ представляет собой монотонную функцию, возрастающую от значения 1.34 при $z=0$ до значения n_2 при $z=z_0$.

Для просчитанных случаев энергетические коэффициенты отражения без просветления соответственно равны: 4.8, 18% (см. рисунок). Применение рассматриваемого просветляющего покрытия снижает их соответственно до 1.8, 2.4%.

Расчет приведенных результатов был сделан на ЭВМ «Мир-1» за короткое время. Несомненным достоинством этих покрытий является широкополосность и равномерность хода спектральной характеристики. Для сравнения приведен пример широкополосного просветляющего покрытия из книги Карда (см. рисунок, кривая 3).

Как видно из сравнения кривых 1 и 3, покрытие Карда в области спектра с отношением граничных значений k 2 : 1 обеспечивает просветление лучшее, чем покрытие с непрерывно распределенным показателем преломления. В то же время наше покрытие обладает гораздо большей широкополосностью: $R < 2\%$ в области с отношением граничных волновых чисел 8.5 : 1, в то время как для покрытия Карда $R < 2\%$ в области с отношением волновых чисел 2.5 : 1.

Таким образом, среды с непрерывно изменяющимся показателем преломления могут обеспечивать хорошее просветление в широком диапазоне частот.

Литература

- [1] П. Г. Кард. Анализ и синтез многослойных интерференционных фильтров. Валгус, Таллин, 1971.
- [2] E. Delano, J. P. Regis. Progress in Optics. North-Holland, Amsterdam, 1969.
- [3] R. Jacobsson. Progress in Optics. North-Holland, Amsterdam, 1966.
- [4] P. B. Clapham, M. C. Hutley. J. Opt. Soc. Am., 63, 1281, 1973.
- [5] А. В. Тихоновров. Автореф. канд. дисс., 1973.
- [6] Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. «Наука», М., 1971.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1976 г.

УДК 539.186

ТУШЕНИЕ УРОВНЯ 5^3D HeI ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С НОРМАЛЬНЫМИ АТОМАМИ

О. В. Огинец, В. Б. Смирнов и Ю. А. Толмачев

Вероятность разрушения заселенности уровня 5^3D гелия изучалась различными методами в работах [1-4]. Полученные результаты (см. таблицу) сильно отличаются как от теоретического значения $\gamma = 16.6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ [5], так и между собой. Проводимое нами систематическое исследование кинетики распада заселенности возбужденных

	Литературный источник				
	[1]	[2]	[3]	[4]	[5]
Вероятность распада заселенности 5^3D -уровня, 10^6 с^{-1}	18.87	28.57	20	7.57	16.6

состояний гелия с $n=5$ позволило объяснить причину расхождения данных предыдущих работ.

Атомы гелия возбуждались в электронной пушке, работающей в импульсном режиме ($\tau_{\text{имп}} = 100 \text{ нс}$, $U = 38 \text{ В}$). Давление газа изменялось от 2 до 250 мтор. Методом многоканального временного анализа изучалось послесвечение линии 402.6 нм (переход $5^3D \rightarrow 2^3P$).

Результаты выполненных измерений показали, что во всем диапазоне исследованных давлений кривая изменения заселенности уровня 5^3D представляет собой сумму нескольких экспоненциальных составляющих. При $p = 2$ мтор в распаде наблюдаются две компоненты, первая из которых имеет вероятность $\gamma \approx [14.7 \pm 1.4] \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что близко к теоретическому значению. Вторая является, по-видимому, суммой нескольких составляющих с $\gamma \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$. Разделить эти компоненты трудно из-за малой статистики. При $p > 50$ мтор в распаде заселенности 5^3D -уровня наблюдаются 4 компоненты. Две долгоживущие аналогичны наблюдаемым нами для уровней 5^1P_1 и 5^1D_2 [6]. Вероятности их слабо зависят от давления и равны соответственно $\gamma_3 = (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $\gamma_4 = (0.33 \pm 0.02) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Суммарный вклад этих компонент в заселенность уровня 5^3D в момент обрыва импульса возбуждения не превышает 5%. На рисунке показано изменение с ростом давления вероятностей двух других составляющих. Видно, что