

Результаты численного эксперимента по определению составляющих фойгтовского контура

Задано			Получено					
			$I(y)$ задано с нормальным шумом, дисперсия шума $\sigma^2 = (0.001 I(0))^2$			$I(y)$ задано с нормальным шумом, дисперсия шума $\sigma^2 = (0.015 I(0))^2$		
δ_g	δ_D	a	δ_g	δ_D	a	δ_g	δ_D	a
0.0000	1.0000	0.0000	0.0015	0.9990	0.0012	0.0135	0.9904	0.0113
			0.003*	0.996*	0.002*	0.025*	0.990*	0.021*
0.1127	0.9383	0.1000	0.1125	0.9389	0.0997	0.1252	0.9294	0.1122
			0.100*	0.950*	0.088*	0.160*	0.913*	0.146*
0.2987	0.8289	0.3000	0.2988	0.8288	0.3001	0.3048	0.8222	0.3086
			0.300*	0.835*	0.299*	0.225*	0.883*	0.212*
0.4418	0.7356	0.5000	0.4441	0.7336	0.5039	0.4474	0.7290	0.5109
			0.425*	0.718*	0.493*	0.400*	0.767*	0.434*
0.5519	0.6564	0.7000	0.5508	0.6576	0.6973	0.5559	0.6503	0.7117
			0.545*	0.670*	0.677*	0.500*	0.700*	0.595*
0.6718	0.5593	1.0000	0.6713	0.5600	0.9980	0.6755	0.5522	1.0182
			0.650*	0.582*	0.930*	0.600*	0.632*	0.790*
0.8626	0.3591	2.0000	0.8630	0.3580	2.0069	0.8514	0.3702	1.9149
			0.825*	0.416*	1.651*	0.750*	0.500*	1.249*
1.0000	0.0000	∞	1.0010	0.0050	166.6	1.0017	0.0000	∞
			1.00*	0.00*	∞ *	1.02*	0.00*	∞ *

Примечание. При расчетах полагались $\delta_\phi = 1$, $A = 2$, $h = 0.1$, $\omega_i = 0.31416i$ ($i = 0, 1, \dots, 7$).

Литература

- [1] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. ФМ, М.—Л., 1963.
- [2] Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. Изд. «Мир», М., 1971.
- [3] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. ФМ, М., 1963.
- [4] D. W. Rosemer. Austr. j. Phys., 12, № 2, 1959.
- [5] H. C. Van de Hulst, J. J. M. Reesink. Ap. j., 106, 121, 1947.
- [6] С. Г. Раутиан. Усп. физ. наук, 66, 475, 1958.
- [7] В. Ф. Турчин, В. З. Нозик. Изв. АН СССР, физ. атм. и океана, 5, № 1, 1969.
- [8] Р. В. Хемминг. Численные методы. Изд. «Наука», М., 1972.

Поступило в Редакцию 23 августа 1972 г.

УДК 535.32 + 535.34.62-416

ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ТОНКИХ ДВУХСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

А. И. Рыбалка и И. Н. Шкляревский

Эллипсометрические исследования тонких двухслойных (многослойных) покрытий на поглощающей подложке имеют большое практическое значение (микроэлектроника и др.). Это могут быть тонкая окисная и полупроводниковая или две полупроводниковые пленки на металлической (полупроводниковой) подложке. Ранее были выведены соответствующие формулы и предложена методика определения толщин и дисперсии оптических постоянных тонких диэлектрических [1, 2] и полупроводниковых [3, 4] пленок, осажденных на металлическую подложку. В настоящей работе эта методика переносится на двух или многослойную систему и приводятся соответствующие формулы.

Рассмотрим задачу в общем виде. Пусть на поглощающей подложке с оптическими постоянными n_3 и k_3 последовательно нанесены пленки соответственно с толщинами и оптическими постоянными l_2 , n_2 , k_2 и l_1 , n_1 , k_1 . На такую систему падает свет с длиной волны λ под углом φ . Тогда эллиптически поляризованный отраженный свет будет характеризоваться разностью фаз Δ и азимутом восстановленной поляризации ψ .

Обозначим амплитудные коэффициенты отражения на границе воздух—пленка, пленка—пленка и пленка—металл для s - и p -составляющих соответственно через r_{1s} , r_{1p} ; r_{2s} , r_{2p} ; r_{3s} , r_{3p} . Это, вообще говоря, комплексные величины, которые можно представить в виде $r = r - ir^x$. На границе двух диэлектрических сред $r^x = 0$.

Если обозначить амплитудные коэффициенты отражения от системы пленка—металл на границе с верхней пленкой для s - и p -составляющих соответственно через $\tilde{R}_s = R_s - iR_s^x$ и $\tilde{R}_p = R_p - iR_p^x$, то величины Δ и ψ могут быть найдены из соотношения

$$(\operatorname{tg} \psi) e^{i\Delta} = \frac{\tilde{r}_{1p} + \tilde{R}_p e^{-i\alpha_1}}{1 + \tilde{r}_{1p} \tilde{R}_p e^{-i\alpha_1}} \frac{1 + \tilde{r}_{1s} \tilde{R}_s e^{-i\alpha_1}}{\tilde{r}_{1s} + \tilde{R}_s e^{-i\alpha_1}}, \quad (1)$$

где фазовый угол α_1 верхней пленки определяется выражениями

$$\alpha_1 = \frac{4\pi l_1}{\lambda} (a_1 - ib_1) = \gamma (a_1 - ib_1) \quad (2)$$

и

$$(a_1 - ib_1)^2 = (n_1 - ik_1)^2 - \sin^2 \varphi. \quad (3)$$

Величина $\tilde{R}_p$ может быть записана

$$\tilde{R}_p = R_p - iR_p^x = \frac{\tilde{r}_{2p} + \tilde{r}_{3p} e^{-i\alpha_2}}{1 + \tilde{r}_{2p} \tilde{r}_{3p} e^{-i\alpha_2}}. \quad (4)$$

Аналогичный вид имеет выражение для $\tilde{R}_s$. Фазовый угол α_2 определяется через l_2 , n_2 , k_2 прилегающей к металлу пленки и λ и φ аналогично (2) и (3).

Выражения для амплитудных коэффициентов отражения $\tilde{r} = r - ir^x$ на границе воздух—диэлектрическая пленка и диэлектрическая пленка—металл приведены в работе [5]. Аналогичные выражения для границы воздух—поглощающая пленка и поглощающая пленка—металл приведены в [4].

Из соотношения (4) можно получить

$$R_p = \frac{M_{1p} M_{2p} + N_{1p} N_{2p}}{M_{2p}^2 + N_{2p}^2} \quad (5)$$

и

$$R_p^x = \frac{N_{1p} M_{2p} - M_{1p} N_{2p}}{M_{2p}^2 + N_{2p}^2}, \quad (6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} M_{1p} &= r_{2p} + r_{3p} (\cos \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2} - r_{3p}^x (\sin \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2}, \\ N_{1p} &= r_{2p}^x + r_{3p}^x (\cos \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2} + r_{3p} (\sin \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2}, \\ M_{2p} &= 1 + (r_{2p} r_{3p} - r_{2p}^x r_{3p}^x) (\cos \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2} - (r_{2p} r_{3p}^x + r_{2p}^x r_{3p}) (\sin \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2}, \\ N_{2p} &= (r_{2p} r_{3p}^x + r_{2p}^x r_{3p}) (\cos \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2} + (r_{2p} r_{3p} - r_{2p}^x r_{3p}^x) (\sin \gamma_2 a_2) e^{-\gamma_2 b_2}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Заменяя в формулах (5)–(7) индексы « p » на « s », получим выражения для R_s и R_s^x . Определив таким образом R_p , R_p^x , R_s , R_s^x и подставив их, а также соответствующие Френелевские коэффициенты и фазовый угол α_1 в (1), находим аналогично [1–4] формулы для Δ и ψ исследуемой системы

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \Delta &= \frac{X_1 Y_2 - X_2 Y_1}{X_1 X_2 + Y_1 Y_2} \\ \operatorname{tg}^2 \psi &= \frac{X_1^2 + Y_1^2}{X_2^2 + Y_2^2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Выражения для коэффициентов X и Y , если верхняя пленка прозрачна, следует взять из работы [5], а если верхняя пленка поглощающая — из работы [4]. При этом в формулах [4, 5] коэффициенты r_{2p} , r_{2p}^x , r_{2s} , r_{2s}^x нужно заменить соответственно на R_p , R_p^x , R_s , R_s^x .

Легко видеть, что выведенные здесь формулы для двухпленочного покрытия носят рекуррентный характер и в принципе могут быть применены для любого числа пленок на поглощающей подложке.

Определение l_1 , $n_1(\lambda)$ и $k_1(\lambda)$ верхней пленки может быть выполнено по методу [3, 4], если только известны l_2 , $n_2(\lambda)$, $k_2(\lambda)$ нижней пленки и оптические постоянные металлической подложки. В случае поглощающих пленок каждая из них должна быть прозрачна в некоторой доступной для измерений области спектра. По измеренным значениям Δ и ψ в области прозрачности можно определить l и $n(\lambda)$ [1, 2], а в области поглощения $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ [3, 4].

Если рассматриваемые пленки прозрачны во всей исследуемой области спектра, задача эллипсометрического определения их толщин и дисперсии показателей преломления значительно упрощается. Заметим, что при $n_1 = n_2$ величины $r_{2s} = 0$ и $r_{2p} = 0$;

как следует из (4), при этом $\tilde{R}_p = \tilde{r}_{3p} e^{-i\alpha_2}$ и $\tilde{R}_s = \tilde{r}_{3s} e^{-i\alpha_2}$ и выражение (1) в этом случае описывает одиночную пленку толщиной $l = l_1 + l_2$ на металлической подложке.

В заключение авторы выражают признательность В. К. Милославскому за интерес к работе.

Литература

- [1] I. N. Shklyarevskii, A. F. A. El-Shazly, E. Idczak. Solid State Commun., 9, 1737, 1971.
- [2] И. Н. Шкляревский, А. Ф. А. Эль-Шазли, Е. Идчак. Опт. и спектр., 33, 1157, 1972.
- [3] I. N. Shklyarevskii, A. F. A. El-Shazly, V. P. Kostyuk. Solid State Commun., 10, 1045, 1972.
- [4] И. Н. Шкляревский, А. Ф. А. Эль-Шазли, Р. Г. Яровая, В. П. Костюк. Опт. и спектр., 33, 1157, 1972.
- [5] И. Н. Шкляревский, Л. А. Агеев, В. П. Костюк, И. Л. Рачинский. ФТТ, 10, 3097, 1968.

Поступило в Редакцию 28 февраля 1973 г.

УДК 621.373 : 535

He—Ne ЛАЗЕР С ЛИНИЕЙ ЗАДЕРЖКИ В НЕЛИНЕЙНО ПОГЛОЩАЮЩЕМ ГАЗЕ

В. И. Бобрик, Ю. Д. Коломников и В. П. Чеботаев

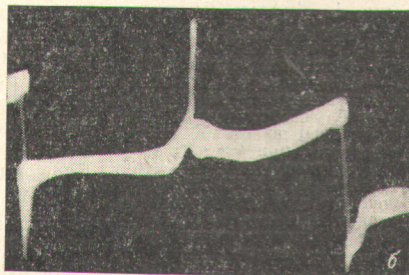
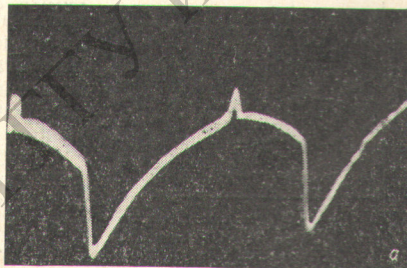
В работе [1] было обнаружено явление аномального уменьшения сдвига центра лэмбовского провала в молекулярных газах низкого давления. Оно позволило достичь очень высокой воспроизводимости частоты газового лазера порядка $3 \cdot 10^{-14}$ [1].

Однако уменьшение давления газа естественно сопровождается уменьшением поглощения, что снижает чувствительность систем автоматической подстройки частоты.

В связи с этим было предложено построить стабильный лазер с линией задержки в поглощающем газе. Ее использование увеличивает поглощение в газе очень низкого давления и, как показывают простые оценки, позволит получить узкие, достаточно контрастные резонансы при давлениях $10^{-5} \div 10^{-6}$ тор. В соответствии с результатами [1] можно надеяться, что ударный сдвиг центра лэмбовского провала в молекулярных газах низкого давления будет значительно меньше 1 гц. Таким образом, влияние столкновений на достижение воспроизводимости частоты газового лазера порядка $10^{-14} \div 10^{-15}$ будет практически исключено.

В этой работе мы впервые сообщаем о получении узких резонансов в лазере, внутри резонатора которого помещалась линия задержки с нелинейно поглощающим газом. Эксперименты были проведены с лазером на $\lambda = 3.39$ мкм с метановой ячейкой. Параметры линии задержки были рассчитаны по результатам работы [2]. Для оптической длины линии задержки 140 см ее геометрическая длина была равна 20 см. С обычной ячейкой (без линии задержки) длиной 20 см в центре линии поглощения метана наблюдался хорошо известный пик мощности генерации [3-5], контрастность которого составила величину 0.5% (см. рисунок а).

Введение линии задержки с метаном увеличило контрастность пика до 6% (см. рисунок, б). При этом давление метана в линии задержки было почти на порядок меньше, чем в обычной ячейке, и составляло величину $4 \div 5 \cdot 10^{-3}$ тор. Из результатов эксперимента следует, что использование оптической линии задержки в качестве ячейки нелинейного поглощения позволяет резко увеличить контрастность пика при очень низких давлениях поглощающего газа.



Зависимость выходной мощности He—Ne лазера на $\lambda = 3.39$ мкм с метановой ячейкой в резонаторе от частоты генерации.

а — с обычной поглощающей ячейкой, б — с поглощающей ячейкой, выполненной в виде линии задержки.