

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ КОНТРОЛЕ ТОЛЩИН СЛОЕВ В ПРОЦЕССЕ ОСАЖДЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ

© 2004 г. Н. Н. Карасев, канд. техн. наук; Э. С. Путилин, доктор техн. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
механики и оптики, Санкт-Петербург
E-mail: putilin@otd.ifmo.ru

В статье рассматривается возможность фотометрического контроля толщины слоев интерференционных систем в процессе изготовления, используя особенности их спектральных характеристик.

Коды OCIS: 240.0310, 310.1620, 310.6860.

Поступила в редакцию 04.03.2004.

Оптимизация конструкций интерференционных систем нередко приводит к тому, что оптические толщины слоев, образующих ее, отличаются друг от друга на некоторую (некратную) величину. При контроле толщин слоев таких конструкций фотометрическим способом в процессе осаждения необходимо либо подбирать контрольную длину волны λ_k для каждого слоя, либо использовать сменные свидетели, что вызывает определенные трудности. Эта проблема сравнительно легко решается, если осаждение слоев контролируется резонансным методом (т. е. по массе осажденного вещества определяется толщина слоя при условии, что показатель преломления пленкообразующего вещества и плотность постоянны). Парк отечественных вакуумных установок на 70%, а то и больше, оснащен только аппаратурой фотометрического контроля толщины. Поэтому данная проблема является актуальной и по сей день.

Используя непрерывный (сквозной) контроль толщины слоев по формируемой системе [1, 2], при выборе контрольных длин волн можно воспользоваться условием экстремума пропускания (отражения) при достижении слоев рассчитанной оптической толщины

$$\left. \frac{\partial F}{\partial(nd)} \right|_{nd=(nd)_{расч}} = 0, \quad (1)$$

где под F подразумеваются T или R – соответственно энергетические коэффициенты пропускания и отражения; $nd = (nd)_{расч}$ – оптическая толщина формируемого слоя диэлектрической системы. Выполнение операции дифференцирования особой сложности не представляет, но было бы интересно установить связь между длинами волн, на которых наблюдается экстремум, и особенностями спектральных характеристик уже сформированной диэлектрической системы.

Это можно сделать, рассмотрев уже сформированную конструкцию из $(j-1)$ -го слоя. Воспользовавшись рекуррентными формулами Эри [3–5], для такой системы запишем:

$$r_0 = \frac{r_f + r_1 e^{2i\varphi_1}}{1 + r_f r_1 e^{2i\varphi_1}} = |r_0| e^{i\rho_0}, \quad (2)$$

где r_0 – амплитудный коэффициент отражения системы из j слоев, $r_1 = |r_1| e^{i\rho_1}$ – амплитудный коэффициент отражения уже сформированной многослойной

системы из $(j-1)$ -го слоя, $r_f = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} = |r_f| e^{ik\pi}$,

$\varphi_1 = \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}$. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания с учетом (2) можно представить в виде:

$$R = \frac{|r_f|^2 + |r_1|^2 - 2|r_f||r_1|\cos(2\varphi_1 - \rho_1)}{1 + |r_f|^2 |r_1|^2 - 2|r_f||r_1|\cos(2\varphi_1 - \rho_1)}, \quad (3)$$

$$T = \frac{|t_f|^2 |t_1|^2}{1 + |r_f|^2 |r_1|^2 - 2|r_f||r_1|\cos(2\varphi_1 - \rho_1)},$$

где $\rho_1 = f(\lambda)$ – разность фаз между отраженной и падающей на $(j-1)$ -ю границу раздела волнами. При $2\varphi_1 - \rho_1 = m\pi$ (где $m = 1, 2, 3, \dots$) функции $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$

имеют экстремум, так как $\frac{\partial R}{\partial \varphi}$ и $\frac{\partial T}{\partial \varphi} = 0$, поскольку

$$\sin(2\varphi_1 - \rho_1) = 0, \quad \cos(2\varphi_1 - \rho_1) = \pm 1, \quad (4)$$

что соответствует условию (1).

Для увеличения точности контроля необходимо,

чтобы отношение $F_1 = \frac{R_{\max}}{R_{\min}}$ (или $F_1 = \frac{R_{\min}}{R_{\max}}$) или

$R_2 = \frac{T_{\max}}{T_{\min}}$ (или $R_2 = \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$) приняло максимальное значение. Здесь $R_{\max}$, $R_{\min}$ и $T_{\max}$, $T_{\min}$ – значения коэффициентов отражения и пропускания в начале и в конце осаждения слоя соответственно. Поэтому

необходимо, чтобы $\frac{\partial R_1}{\partial(nd)} = 0$ или $\frac{\partial R_2}{\partial(nd)} = 0$. Окончание

процесса осаждения определяется условием

$\frac{\partial T}{\partial(nd)} = 0$ или $\frac{\partial R}{\partial(nd)} = 0$ при $nd = (nd)_{\text{расч}}$. Тогда

$\frac{\partial T}{\partial \lambda} = 0$, $\frac{\partial R}{\partial \lambda} = 0$. Кроме того, необходимо выполнить еще одно дополнительное условие, связывающее особенности спектральной характеристики готового покрытия с моментом окончания формирования контролируемого слоя. В общем случае в соответствии с (3) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \lambda} = & \frac{\partial T}{\partial \varphi_1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \lambda} + \frac{\partial T}{\partial t_1} \frac{\partial t_1}{\partial \lambda} + \frac{\partial T}{\partial \rho_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial \lambda} + \frac{\partial T}{\partial r_1} \frac{\partial r_1}{\partial \lambda} + \\ & + \frac{\partial T}{\partial r_f} \frac{\partial r_f}{\partial \lambda} + \frac{\partial T}{\partial t_f} \frac{\partial t_f}{\partial \lambda} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Пренебрегая дисперсией показателя преломления (r_f и t_f – постоянные, область прозрачности материала

$\frac{\partial r_f}{\partial \lambda} = 0$, $\frac{\partial t_f}{\partial \lambda} = 0$), можно, используя (3), получить

для интересующих нас частных производных в (5) следующие выражения

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \varphi_1} = & -4 \frac{|t_1|^2 |t_f|^2 |r_1| |r_f| \sin(2\varphi_1 - \rho_1)}{\left(1 + |r_1|^2 |r_f|^2 - 2|r_1| |r_f| \cos(2\varphi_1 - \rho_1)\right)^2}, \\ \frac{\partial T}{\partial t_1} = & 2 \frac{|t_1| |t_f|^2}{\left(1 + |r_1|^2 |r_f|^2 - 2|r_1| |r_f| \cos(2\varphi_1 - \rho_1)\right)^2}, \\ \frac{\partial T}{\partial \rho_1} = & 2 \frac{|t_1|^2 |t_f|^2 |r_1| |r_f| \sin(2\varphi_1 - \rho_1)}{\left(1 + |r_1|^2 |r_f|^2 - 2|r_1| |r_f| \cos(2\varphi_1 - \rho_1)\right)^2}, \\ \frac{\partial T}{\partial r_1} = & 2 \frac{|t_1|^2 |t_f|^2 \left(|r_1| |r_f|^2 - |r_f| \cos(2\varphi_1 - \rho_1)\right)}{\left(1 + |r_1|^2 |r_f|^2 - 2|r_1| |r_f| \cos(2\varphi_1 - \rho_1)\right)^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку $\frac{\partial T}{\partial \varphi_1} = 0$, $\frac{\partial T}{\partial \rho_1} = 0$, с учетом (4) выражение

(5) можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial T}{\partial t_1} \frac{\partial t_1}{\partial \lambda} + \frac{\partial T}{\partial r_1} \frac{\partial r_1}{\partial \lambda} = 0. \quad (7)$$

Условие (7) позволяет связать особенности спектральной характеристики сформированной диэлектрической системы с условием существования экстремума пропускания (отражения) при достижении осаждаемым слоем требуемой (расчетной) толщины.

Пусть среда, из которой падает свет, имеет показатель преломления, равный показателю преломления растущего слоя, а подложка – прежний показатель преломления. Тогда на основании закона сохранения энергии для системы, содержащей на один слой меньше, можно записать:

$$|r_1|^2 + \frac{n_1}{n_s} |t_1|^2 = 1. \quad (8)$$

Продифференцировав (8) по λ , получим

$$|r_1| \frac{\partial |r_1|}{\partial \lambda} + \frac{n_1}{n_s} |t_1| \frac{\partial |t_1|}{\partial \lambda} = 0. \quad (9)$$

Подставив (9) в (7), с учетом (8) получим условие:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t_1} - \frac{n_1}{n_s} \frac{t_1}{r_1} \frac{\partial T}{\partial r_1} \right) \frac{\partial t_1}{\partial \lambda} = 0. \quad (10)$$

Из условия (10) следует, что производная $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ обращается в нуль либо при тривиальном $\frac{\partial t_1}{\partial \lambda} = \frac{\partial r_1}{\partial \lambda} = 0$,

либо при $\frac{\partial T}{\partial t_1} - \frac{n_1}{n_s} \frac{t_1}{r_1} \frac{\partial T}{\partial r_1} = 0$. Это позволяет, не используя

условие экстремума для функции $T(\lambda)$ при достижении слоем заданной оптической толщины, определить амплитудный коэффициент отражения системы, состоящей из $(j-1)$ -го слоя. В общем

случае $\frac{\partial T}{\partial \lambda} = 0$ только при $\frac{\partial T}{\partial(nd)} = 0$ и $nd = nd_{\text{расч}} =$

$= \frac{\lambda_{\text{расч}}}{4}, \frac{\lambda_{\text{расч}}}{2}, \frac{3\lambda_{\text{расч}}}{4}, \dots$ Следовательно,

$$2\varphi - \rho_1 = \frac{\pi}{2} \pm k\pi, \quad (11)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$. В этом случае

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial(nd)} = & \frac{\partial T}{\partial t_1} \frac{\partial t_1}{\partial(nd)} + \frac{\partial T}{\partial r_1} \frac{\partial r_1}{\partial(nd)} + \\ & + \frac{\partial T}{\partial \varphi_1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial(nd)} + \frac{\partial T}{\partial \rho_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial(nd)}. \end{aligned}$$

Тогда

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda} = \frac{\partial T}{\partial(nd)} = 0. \quad (12)$$

Выполнение условия (11) можно проверить следующим образом.

Если $\cos(2\varphi_1 - \rho_1) = \pm 1$, то (3) можно записать как

$$T = \frac{|t_f|^2 |t_1|^2}{(1 \pm |r_f| |r_1|)^2}.$$

Тогда

$$\frac{\partial T}{\partial t_1} = \frac{2|t_f|^2 |t_1|}{(1 \pm |r_f| |r_1|)^2} \text{ и } \frac{\partial T}{\partial r_1} = \frac{\mp 2|t_f|^2 |t_1|^2 |r_f|}{(1 \pm |r_f| |r_1|)^3}.$$

Так как $|t_1|^2 = \frac{n_s}{n_1} (1 - |r_1|^2)$,

$$\frac{\partial T}{\partial t_1} = 0. \quad (13)$$

Уравнение (13) справедливо, если $|r_1| = |r_f|$ или

$$|r_1|_{1,2} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 8|r_f|^2}}{4|r_f|}.$$

Как говорилось ранее, для увеличения точности контроля толщины осаждаемого слоя необходимо,

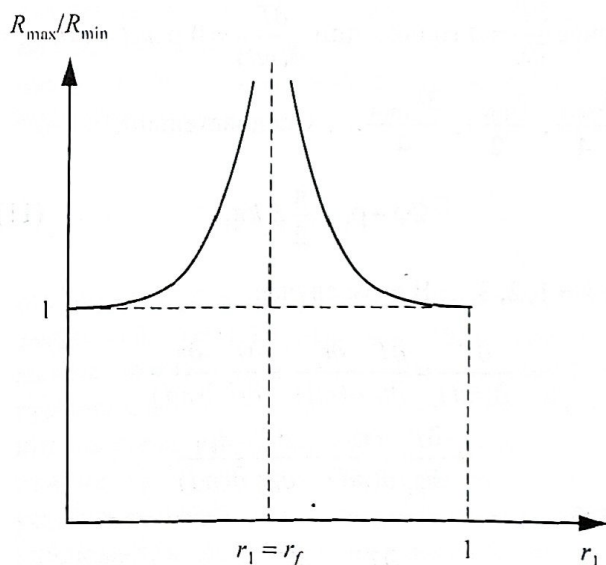
чтобы отношение $\frac{R_{\max}}{R_{\min}} = F_1$ или $\frac{T_{\max}}{T_{\min}} = F_2$ принимало

максимальное значение. Для растущего слоя диэлектрической системы, рассчитав ρ_1 и r_1 , мож-

но найти $\frac{R_{\max}}{R_{\min}} = \left(\frac{r_1 - r_f}{1 - r_1 r_f} \left(\frac{1 + r_1 r_f}{r_1 + r_f} \right) \right)^{-2}$ или $\frac{T_{\max}}{T_{\min}} =$

$\left(\frac{1 + r_1 r_f}{r_1 + r_f} \right)^{-2}$. Графически эти функции представле-

ны на рис. 1.



Следовательно, выбор контрольных длин волн следует проводить в такой последовательности:

– расчет $T = T(\lambda)$ или $R = R(\lambda)$;

– определение контрольной длины волны λ_k , соответствующей экстремуму функции $T = T(\lambda)$ или $R = R(\lambda)$;

– проверка выполнения условий (2), (3), (4).

Все вышеизложенное можно проиллюстрировать следующим образом. Рассмотрим простую четверть-волновую систему (диэлектрическое интерференционное зеркало), полученную чередованием слоев с высоким показателем преломления ($n_b > n_s$, $n_b = 1,9$) и низким ($n_h < n_s$, $n_h = 1,45$, $n_s = 1,51$). Если необходимо получить зеркало с большим коэффициентом отражения ($R > 99\%$), то необходимо либо использовать, как минимум, два сменных свидетеля, либо переходить с контроля по пропусканию на контроль по отражению [6]. Но при смене свидетелей возможность компенсации ошибок, допущенных в предыдущих слоях, отсутствует. При использовании длин волн, не кратных λ_0 , можно контролировать систему сквозным методом и автоматически компенсировать допущенные ошибки.

На рис. 2 изображены спектральные характеристики растущей системы, состоящей из 20 слоев. Разрывы, наблюдаемые на графике разности фаз между падающей и отраженной волнами, связаны с тем, что при расчете фаза определяется в области главных значений тригонометрической функции arctg . Можно видеть, что для набора длин волн 423; 454,5; 487,5; 633; 698; 788 нм выполняется условие (11). На рис. 3 представлена зависимость коэффициента отражения от оптической толщины растущего слоя.

Окончание процесса осаждения соответствует экстремуму отражения (пропускания). По оси ординат рис. 3 отложена общая оптическая толщина формируемой системы в единицах, пропорциональ-

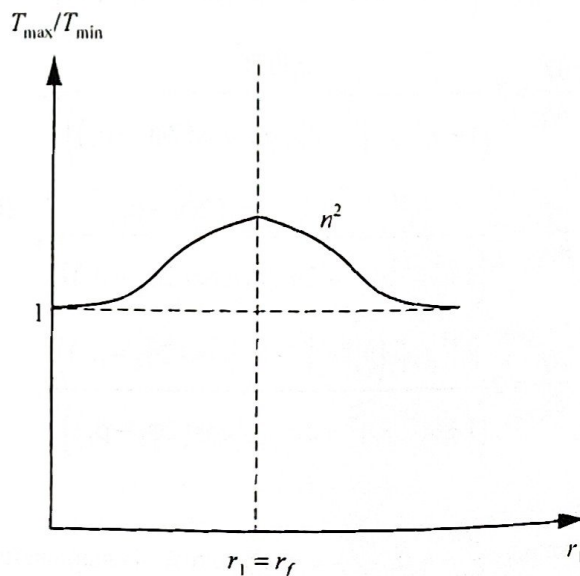


Рис. 1. Графическое представление функций $R_{\max}/R_{\min}$, $T_{\max}/T_{\min}$.

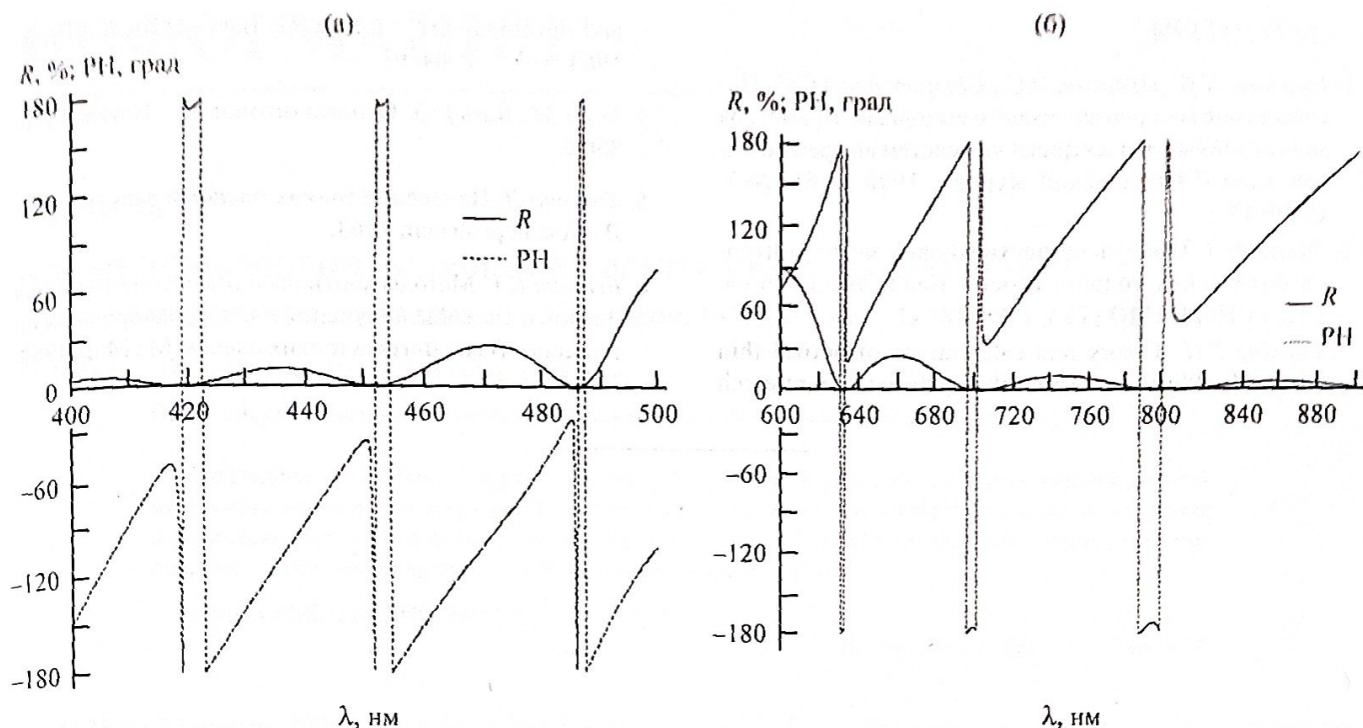


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента отражения R и изменения разности фаз PH между отраженной и падающей волнами для интерференционного покрытия: а – в диапазоне $\lambda = 400-500 \text{ нм}$, б – в диапазоне $\lambda = 600-900 \text{ нм}$.

ных величине λ_0 . Заштрихованная часть рисунка соответствует растущему слою. Из рисунков видно,

что величины $\frac{R_{\max}}{R_{\min}}$ (рис. 3а) и $\frac{R_{\max}}{R_{\text{расч}}}$ (рис. 3б) существенно различаются. Кроме того, необходимо заметить, что величина $R_{\min}$ на рис. 3б не определена. Это связано с наличием разности фаз между падающей и отраженной волнами на границе раздела предшествующей (19-слойной) системы и растущего слоя. Можно утверждать, что контроль на длинах волн, лежащих в коротковолновой относительно λ_0 области спектра, всегда выгоднее, поскольку фазовая толщина растущего слоя в этом случае всегда больше $\pi/2$, т. е. существует возможность наблюде-

ния последовательно двух экстремумов функции $R = R(nd)$ или $T = T(nd)$.

Предложена методика выбора контрольных длин волн, использующая особенности спектральных характеристик растущей диэлектрической системы. Длина волны излучения, используемая при фотометрическом контроле толщины растущего слоя, выбирается из условий, определяемых выражением (10) и соотношением $R_{\max}/R_{\min}$ или $T_{\max}/T_{\min}$. Это позволяет: 1) применять стандартное спектрофотометрическое оборудование для контроля толщины осаждаемых слоев неравнотолщинных систем; 2) компенсировать допущенные отклонения оптических постоянных слоев в технологическом процессе осаждения интерференционного покрытия.

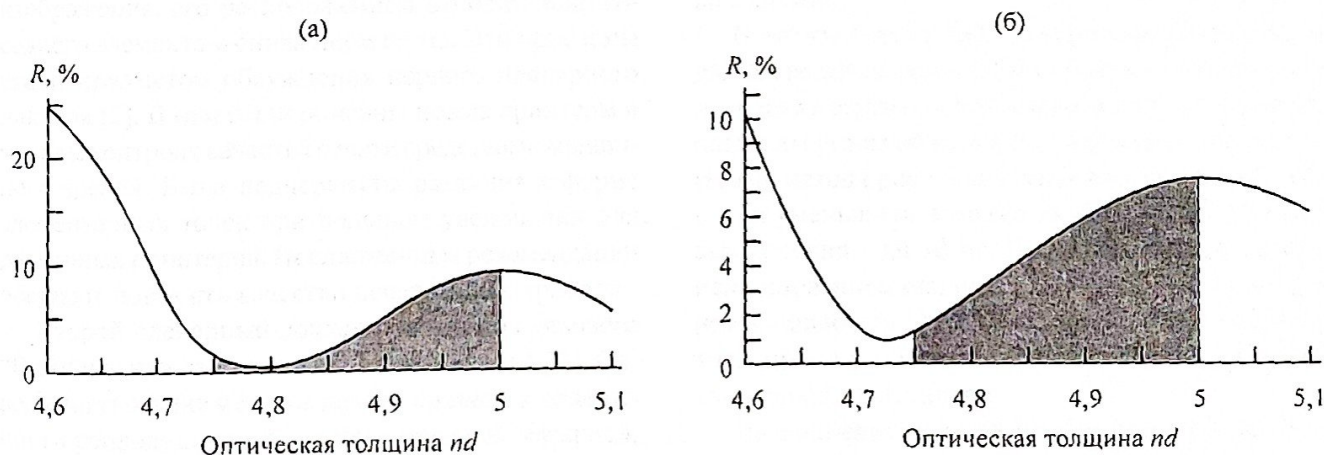


Рис. 3. Изменение коэффициента отражения в процессе роста слоя при контрольных длинах волн 454,5 нм (а) и 689 нм (б).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бальшиев К.В., Путилин Э.С., Старовойтов С.Ф. Исследование воспроизводимости выходных параметров многослойных диэлектрических систем во время изготовления // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 3. С. 39–43.
2. Эльгарт З.Э. Балансно-двухволновой метод контроля оптических толщин слоев / Канд. диссертация. СПб.: СПбГИТМО (ТУ), 1998. 186 с.
3. Berning P.H. Theory and calculations of optical thin films // In: Physics of Thin Films (advanced in research and development). / Ed. by G. Hass. Academic Press, 1963. Vol. 1. P. 84–91.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
5. Холленд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1963.
6. Берндт К.Г. Методы контроля и измерения толщины пленок и способы получения пленок, однородных по толщине / В кн.: Физика тонких пленок. М.: Мир, 1968. Т. 3. С. 7–57.