

确定无吸收薄膜光学参数的新方法

钱龙生 李秀玉 袁幼心

摘要: 本文提出一种测量无吸收单层膜光学参数的新方法, 它利用 $T-\lambda$ 曲线上的特定光学位相点求出单层膜的几何厚度, 进而求出色散因子。

一、引 言

薄膜光学常数的测定是十分重要而又内容极其丰富的课题。人们已清楚地认识到^[1,2]材料科学特别是光学常数的测定, 对薄膜技术的发展是头等主要的事情。

经研究我们提出一种方法, 通过透射率曲线上某特定位相点准确求得无吸收薄膜的几何厚度进而求出色散。

D. Smith和Baumeister^[3]曾提出利用 $T \sim \lambda$ 或 $R \sim \lambda$ 曲线, 经过多维搜索使评价函数达到极小值来求出薄膜的几何厚度和折射率色散的诸因子。显然这是一个较复杂的计算问题。

本文提出的方法把多维求解问题转化成多次一维求解问题, 使运算量大大减少, 且求解的过程中物理意义明确。

即使在透射率测量中有千分之二的相对误差, 本方法仍有很高的精度。无论是理论计算还是实测 ZrO_2 单层膜的计算结果都显示出高的准确性和好的实用性。

二、理论证明

如图1所示: 由几何厚度为 t , 折射率色散为

$$n^2 = A + B(\lambda) \quad (1)$$

的单层膜与基底组成的系统被折射率为 n_0 的介质所包围。式中 A 为常数, $B(\lambda)$ 为色散因子, 对不同的模型有不同的形式不同的数值。如对Sellmeier^[3]模型为 B/λ^2 (B 为常数)。设波长为 λ 的单色平面光按图示方向入射到该系统, 若认为基底很厚, 并考虑到基底背面反射的贡献, 由光学薄膜理论知道, 系统的透射率 T 为

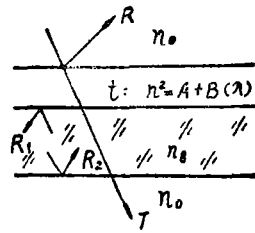


图 1

$$T = \frac{4n_0n_s}{(n_0^2 + n_s^2)(1 + \cos^2\delta) + (n_0^2n_s^2/n^2 + n^2)\sin^2\delta} \quad (2)$$

式中 $\delta = 2\pi n t / \lambda$ 是单层膜的光学位相因子, n_s 是基底折射率。

因为 T 只是波长的函数 $T[\lambda, n(\lambda)]$, 它对波长的导数可写成

$$\frac{dT}{d\lambda} = \left(\frac{dT}{d\lambda}\right)_n + \left(\frac{dT}{dn}\right)_\lambda \left(\frac{dn}{d\lambda}\right) \quad (3)$$

对于波长一个小的增量 $\Delta\lambda$, 透射率有相应的增量 ΔT 。

$$\Delta T = \left(\frac{dT}{d\lambda} \right) \Delta\lambda = \left[\frac{T^2 a}{2n_0 n_g \lambda} \delta \cos \delta \sin \delta \right] \Delta\lambda - \left\{ \frac{T^2 \sin \delta}{2n_0 n_g} \left(-\frac{a}{n} \delta \cos \delta + b \sin \delta \right) \frac{1}{2n} \frac{dB(\lambda)}{d\lambda} \right\} \Delta\lambda \quad (4)$$

式中两项有明确的物理意义。第一项为把系统看成无色散系统时, 波长变化引起的透射率变化, 即 $\left(\frac{dT}{d\lambda} \right) \Delta\lambda$, 第二项是由于系统中单层膜的色散因子 $B(\lambda)$ 不为零引起透射率变化,

我们称它 $\left(\frac{dT}{dn} \right), \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \Delta\lambda$ (4) 式中

$$a = \frac{n_0^2 n_g^2}{n^2} + n^2 - n_0^2 - n_g^2 \quad b = n - n_0^2 n_g^2 / n^3$$

一般说只要有色散, 即 $B(\lambda)$ 不为零, 这第二项也不为零。但进一步考察这项中的因子

$$\frac{a}{n} \delta \cos \delta + b \sin \delta \quad (5)$$

发现对于任何可能的 a 与 b , 上式均存在零点。

例如, 当 $n > n_g$, $n_0 = 1$ 有

$$a > 0 \quad b > 0$$

这时在 δ 从 $\frac{\pi}{2}$ 单调增大到 π 的过程中, $\frac{a}{n} \delta \cos \delta$ 由零单调减小到 $-\frac{a}{n} \pi$, 同时 $b \sin \delta$ 由 b 单调减少到零。在变化过程中当位相因子 δ 满足

$$\delta \operatorname{ctg} \delta = -\frac{bn}{a}$$

时, (5) 式为零, (4) 式中的第二项 $\left(\frac{dT}{dn} \right), \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)$ 也随之为零。于是就在这特定的位相 δ_0 处, 无论单层膜有什么样的色散形式, 透射率曲线 $T \sim \lambda$ 的行为都与无色散的同折射率相同几何厚度的单层膜一样。那么在 δ_0 处, 可以用无色散薄膜处理方法准确求出膜层的几何厚度, 进而求出对应各波长的折射率 n , 最后解出色散诸因子。

尽管实际不可能用 (5) 式直接解出 δ_0 , 本章所强调的是 δ_0 的存在和在 δ_0 可能范围内使用无色散处理方法的可行性。

三、计算方法

在某波长 λ_1 附近, 选取非常靠近的 λ_2 , 以至可以认为两波长处的 n_g 相等。测出各波长处的 T_1 和 T_2 , 分别代入 (2) 式得到:

$$\begin{cases} T_1 = \frac{4n_0n_g}{(n_0^2 + n_g^2)(1 + \cos^2\delta_1) + \left(\frac{n_0^2n_g^2}{n_1^2} + n_1^2\right)\sin^2\delta_1} \\ T_2 = \frac{4n_0n_g}{(n_0^2 + n_g^2)(1 + \cos^2\delta_2) + \left(\frac{n_0^2n_g^2}{n_2^2} + n_2^2\right)\sin^2\delta_2} \end{cases} \quad (6)$$

式中 $\delta_1 = 2\pi n_1 t / \lambda_1$ $\delta_2 = 2\pi n_2 t / \lambda_2$

所谓非色散处理方法, 即认为 $n_1 = n_2$, 则可去掉 (6) 式中 n 的脚标。消去显含 n 的 $\left(\frac{n_0^2n_g^2}{n^2} + n^2\right)$ 项, 取定 $n_0 = 1$, 并看到 δ_1 和 δ_2 中只有波长不同, 令

$$W = 2\pi n t \quad (7)$$

则可得一个只含有变量 W 的等式,

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{4n_g}{T_1} - \left[1 + \cos^2\left(\frac{W}{\lambda_1}\right) \right] (1 + n_g^2) \right\} \sin^2\frac{W}{\lambda_2} = \left\{ \frac{4n_g}{T_2} - \left[1 + \cos^2\left(\frac{W}{\lambda_2}\right) \right] \right. \\ \left. (1 + n_g^2) \right\} \sin^2\left(\frac{W}{\lambda_1}\right) \end{aligned} \quad (8)$$

利用数值解法, 很快就可求出 W , 再把它代回 (2) 式中, 再通过

$$T_1 = \frac{4n_g}{\left(1 + n_g^2\right) \left[1 + \cos^2\left(\frac{W}{\lambda_1}\right) \right] + \left(\frac{n_g^2}{n^2} + n^2\right) \sin^2\left(\frac{W}{\lambda_1}\right)} \quad (2')$$

求解得到 n , 最后由 (7) 式解出,

$$t = W / 2\pi n$$

显然 t 就是无色散的薄膜几何厚度。因为每一步骤都采用一维“牛顿法”^[5]进行数值计算, 故解的收敛速度很快。

这样对应一组 $(\lambda_1, \lambda_2, T_1, T_2)$ 就可解出一对 (n', t') 。“'”意味着这值并不是真实的相应值。我们发现, 在 δ_0 附近取若干组 $(\lambda_1, \lambda_2, T_1, T_2)$ 就可解出若干组的 (t', n') , 若以这些 t' 为基点, 作出 $t' \sim \lambda$ 曲线, 曲线上 $\left| \frac{dt'}{d\lambda} \right|$ min 处的 t' 值就是 δ_0 处的几何厚度。

图 1 和图 2 分别给出折射率为 2.0 左右和 1.7 左右的 $t' \sim \lambda$ 曲线。第一个模型 ($n \approx 2.0$ 附近的) 几何厚度就取在曲线的拱顶处, 这时 $\left| \frac{dt'}{d\lambda} \right| = 0$ 。在另一个模型 ($n \approx 1.7$ 左右的), 因为 $\left| \frac{dt'}{d\lambda} \right|$ min 处不容易准确确定, 大约有 ± 0.1 nm 的偏差。同时, 透射率测量的读数偏差也会给几何厚度带来偏差。为使误差减至最小, 同时解出相应的折射率色散, 我们取上述的 $\left| \frac{dt'}{d\lambda} \right|$ min 几何厚度 t 作为初始值, 建立形如

$$F_n = \sum_i \omega_i [T_i(n_1' t') - TW_i]^2 \quad (9)$$

的评价函数, 利用选定的折射率色散模型对实测 $T \sim \lambda$ 曲线进行拟合。(9) 式中的 $T_i(n_1' t')$

和 T_{i1} 分别对应着第 i 个波长 λ_i 处透射率计算值和实测值, ω_i 为 λ_i 处的权重因子。考虑到评价函数在极值点附近行为奇异, 故在拟合过程中采用“0.618 分割法”^[4] 进行迭代。经过这种处理, 计算值就更符合实测值了。

为与实际相吻合, 本实验选用折射率色散为

$$n_s^2 = 2.2718929 - 1.0108079 \times 10^{-2} \times \lambda^2 + 1.059251 \times 10^{-2} / \lambda^2 + 2.0816965 \times 10^{-4} / \lambda^4$$

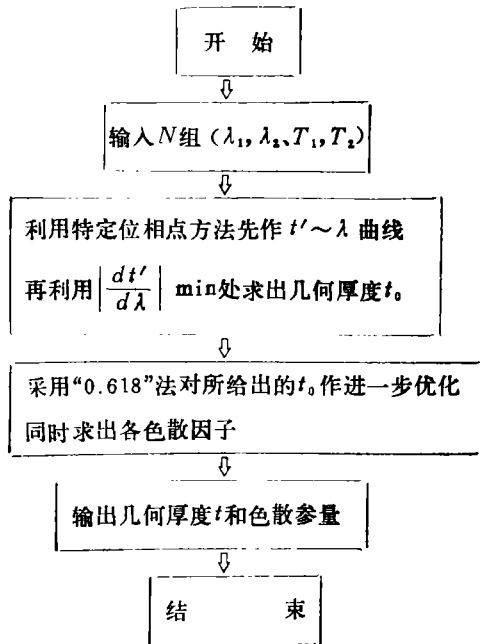
的 K_0 玻璃作基底, 还认定单层膜的色散满足 Sellmeir (塞尔默) 模型, 即

$$n^2 = A + B / \lambda^2 \tag{10}$$

式中 A, B 为常数。

由后面的章节可以看到, 无论是理论模拟还是对 ZrO_2 单层膜的实测, 本方法都给出了令人非常满意的结果。

我们进行运算和处理的计算机流程如下:



四、理论模拟计算

为考察本方法的效果, 本文选择了两种模型进行模拟计算。

模型 1, 几何厚度为 $0.11 \mu\text{m}$, 折射率为

$$n^2 = 4 + 0.18 / \lambda^2$$

图 2 中的曲线 1 就是通过 $T \sim \lambda$ 曲线在 δ_0 附近求出的 t' 值构成的 $t' \sim \lambda$ 曲线。显然真实的几何厚度就在这曲线的拱顶处。那里 $\left| \frac{dt'}{d\lambda} \right| = 0$ 。从曲线上可以读出偏差小于 0.1nm 的几何厚度为

$$t_0 = 0.11000 \mu\text{m} \pm 0.0001 \mu\text{m}$$

再经第二步的优化, 得出结果列于表 1。表 1 中

$$\Delta T_i = T_i - TW_i$$

表1 模型1的优化结果。 $t_0 = 0.109997\mu\text{m}$. $n^2 = 4.8001 + 0.180241/\lambda^2$

$\lambda_i (\mu\text{m})$	n_i	nW_i	T_i	TW_i	ΔT_i
0.481	2.18613	2.18586	0.917624	—	
0.482	2.18539	2.18513	0.917625	—	
0.58	2.12976	2.12957	0.846994	0.846992	1.49012×10^{-6}
0.6	2.1215	2.12132	0.83023	0.830237	-6.67572×10^{-6}
0.62	2.114	2.11383	0.815223	0.815236	-1.35899×10^{-6}
0.64	2.10717	2.107	0.802127	0.802145	-1.84774×10^{-6}
0.66	2.10092	2.10077	0.79092	0.790943	-2.3365×10^{-6}
0.68	2.09521	2.09506	0.781485	0.781512	-2.68221×10^{-6}
0.7	2.08996	2.08982	0.773663	0.773693	-2.99215×10^{-6}
0.8645	2.05944	2.05933	0.750212	0.750246	-3.37362×10^{-6}
0.9635	2.05957	2.05947	0.750213	—	
0.8655	2.0593	2.0592	0.750213	—	

可见, 在整个 $\frac{\lambda}{2} \sim \frac{\lambda}{4}$ 区间, 折射率最大的相对偏差小于 1.23×10^{-4} , 几何厚度的相对偏差小于 3×10^{-6} 。

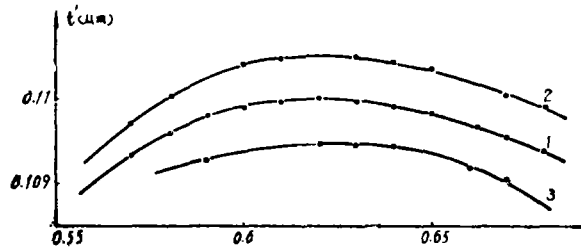


图2 利用 $T \sim \lambda$ 曲线计算出的 t_i' 构成的 $t' \sim \lambda$ 曲线

曲线1. 为无偏差 $T \sim \lambda$ 曲线值计算出来的 $t' \sim \lambda$ 曲线。顶点处对应着 $0.11\mu\text{m}$

曲线2. 为 $T + 0.002 \sim \lambda$ 值的计算结果

曲线3. 为 $T - 0.002 \sim \lambda$ 值的计算结果

为了做对照, 在 $\frac{\lambda}{4}$ 处 $0.8645\mu\text{m}$ 采用 $\frac{\lambda}{4}$ 方法^[2]解出

$$n_r = 2.05695 \quad t = 0.10507\mu\text{m}$$

而且:

$$|\Delta n/n| = 1.2 \times 10^{-3} \quad |\Delta t/t| = 4.5 \times 10^{-3}$$

这误差与我们的相比就太大了。

本文的第二个模型是: 几何厚度为 $0.11\mu\text{m}$, 折射率

$$n^2 = 2.8 + 0.06/\lambda^2$$

图3中的曲线1是通过 $T \sim \lambda$ 曲线在 δ_0 附近求出的 t' 值构成的 $t' \sim \lambda$ 曲线。

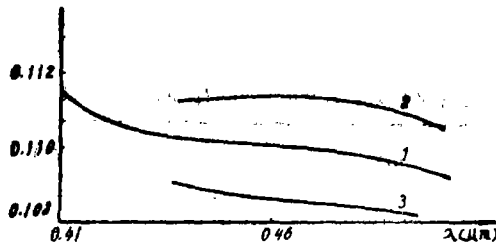


图3 由模型2的 $T \sim \lambda$ 曲线求出的 $t' \sim \lambda$ 曲线

曲线1为透射率无误差的 $t' \sim \lambda$ 曲线

曲线2为 $T \times 1.002 \sim \lambda$ 的 $t' \sim \lambda$ 曲线

曲线3为 $T/1.002 \sim \lambda$ 的 $t' \sim \lambda$ 曲线

由这条曲线可见, 在 $0.46 \mu\text{m}$ 附近, $\left| \frac{dt'}{d\lambda} \right|$ 虽然不为零, 但它达到了区域极小值。从曲线上直接读数, 可取

$$t = 0.11 \pm 0.0001 (\mu\text{m})$$

中的任何值, 再经过进一步的优化并求出折射率的色散因子, 可得到几何厚度为 $0.11000/\mu\text{m}$, 折射率

$$n^2 = 2.79991 + 0.060041/\lambda^2$$

用这一数据对实测曲线拟合, 结果如表2。可见在偏差最大的 $\frac{\lambda}{2}$ 处,

$$\left| \frac{\Delta n}{n} \right| < 2.8 \times 10^{-6}$$

而且 $\left| \frac{\Delta n}{n} \right| \frac{\lambda}{4} < 3 \times 10^{-6}$

但用 $\frac{\lambda}{4}$ 法作, 得到在 0.701 处 ($\frac{\lambda}{4}$ 处)

$$n_p = 1.7070237 \quad t = 0.1026512 \mu\text{m}$$

$$\left| \frac{\Delta n}{n} \right| \frac{\lambda}{4} > 1.2 \times 10^{-3} \quad \left| \frac{\Delta t}{t} \right| > 6 \times 10^{-3}$$

从上述两个模型的计算结果, 可以肯定“特定位相点求几何厚度”的方法是可行的。准

表2 模型2的优化结果, $t_0 = 0.110001 \mu\text{m}$, $n^2 = 2.79991 + 0.060041/\lambda^2$

$\lambda_i (\mu\text{m})$	n_i	nW_i	T_i	TW_i	ΔT_i
0.3955	1.78431	1.78426	0.915435	—	
0.3965	1.7837	1.78372	0.915431	—	
0.43	1.76766	1.76763	0.910081	0.910079	1.49×10^{-6}
0.44	1.76353	1.7635	0.907267	0.907265	1.67×10^{-6}
0.45	1.75966	1.75963	0.904215	0.904214	5.37×10^{-7}
0.46	1.75603	1.75601	0.901049	0.901049	0
0.47	1.75263	1.7526	0.897867	0.897867	1.19×10^{-7}
0.48	1.74943	1.7494	0.894741	0.894741	-2.980×10^{-7}
0.49	1.74642	1.7464	0.891724	0.891724	-4.7683×10^{-7}
0.5	1.74358	1.74356	0.888852	0.888853	-1.01×10^{-6}
0.51	1.7409	1.74089	0.886151	0.886152	-8.8×10^{-7}
0.701	1.70941	1.70942	0.865909	0.865908	1.07×10^{-6}
0.7	1.70951	1.70952	0.865909	—	
0.702	1.70931	1.70931	0.865909	—	

确求得几何厚度后,再出色散诸因子,这是其他方法所不能比拟的。特别是在实际测量值存在偏差情况下,本方法的优越性就更明显了。

五、对ZrO₂膜的计算

为与 Baumeistes^[3] 的方法作对照,本实验在200℃的基底上采用石英晶体控制膜厚,以1.4nm/s速率镀制ZrO₂膜。其他条为P:1×10⁻⁴Torr, E型枪高压6.3kV,束流80mA。测得ZrO₂膜的透射率曲线如图4:

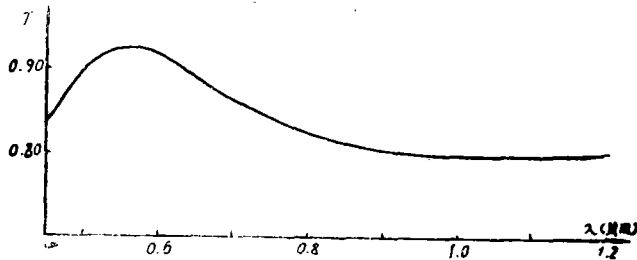


图4 $T_{sub} = 200^{\circ}\text{C}$ 沉积速率 1.4nm/s 压强 $1 \times 10^{-4}\text{Torr}$ 条件 T_1 制得的 ZrO_2 膜 $T \sim \lambda$ 曲线

选择波长范围0.63μm~0.75μm区域,每隔0.01μm测出一组 $(\lambda_1, \lambda_2, T_1, T_2)$ 。

图5是用本法求出的 t' 构成的 $t' - \lambda$ 曲线。由它可读出在 0.683μm 处 $t_0 = 0.14215\mu\text{m}$

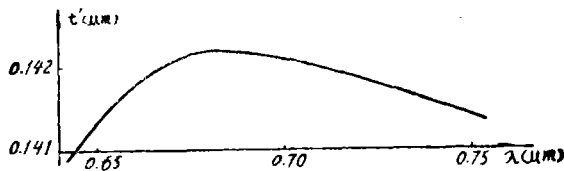


图5 $T_s = 200^{\circ}\text{C}$ 的 ZrO_2 膜的 $t' - \lambda$ 曲线

作为优化的初始值。与Baumeistes一样选取膜层折射率遵从 Sellmeir 规律:

$$n^2 = A + B/\lambda^2$$

经优化得到:

$$t_0 = 0.142\mu\text{m} \quad n^2 = 3.59373 + 0.09413/\lambda^2$$

P. Baumeistes 的结果是: 在室温的基底上ZrO₂膜的折射率: $n^2 = 3.8907 + 0.09178/\lambda^2$, 把上述ZrO₂膜在400℃温度下烘烤14小时后,测得: $n^2 = 3.7987 + 0.093/\lambda^2$ 。

考虑到镀制条件及其他因素,比较两种方法结果,可以看出符合得很好。

这个计算结果说明,本方法实际应用的效果较好。

六、误差分析

考察并分析本方法的全过程，发现由于基线漂移会造成实际透射率千分之二的系统误差。而测量的随机误差则由于我们采用多波长处理使其影响相对不明显，这里不予考虑。

设单层膜系统的理论透射率为 T ，实测值为 T' ，令 $\Delta T' = T' - T$ ，用 T' 实际求得的 δ_0' 处几何厚度为 t_0' ，而真实 δ_0 处的为 t_0 ，且： $\Delta t' = t_0' - t_0$ 。

经理论推导并整理，可得：

$$\Delta t' = \frac{\lambda}{2nn} \left\{ 1 + \frac{\delta}{n} \frac{\delta[4n_s - 2T(1+n_s^2)]\cos\delta}{Tb\sin^3\delta} \right\} \left\{ \frac{[4T(1+n_s^2) - 4n_s]\delta\cos\delta\sin\delta}{(\sin\delta\cos\delta - \delta)[4n_s - 2T(1+n_s^2)]} + \frac{a\delta}{2nbT\sin^3\delta} \right\} \frac{\Delta T'}{T} \quad (11)$$

如若 $n > n_s$ ，必有 δ_0 位于第II象限，则 $\Delta t'$ 与 $\Delta T'/T$ 同符号并跟 $\Delta T'/T$ 成正比。式中仍有 $b = n - n_s^2/n^3$ $a = n_s^2/n^2 + n^2 - n_s^2 - 1$

仍以上面两模型为例，

对模型1把已知的

$$\delta_0 = 2.3564 \quad \lambda_0 = 0.62\mu\text{m} \quad T_0 = 0.815236 \quad n_s = 1.51556 \quad n = 2.11383$$

代入(11)式解出理论计算的偏差值

$$\Delta t' = 0.207 \Delta T' / T$$

当 $\Delta T'/T = 0.002$ 时， $\Delta t'$ 为 $0.000414\mu\text{m}$ 。

图2中曲线2, 3分别是表1中采用： $T_+' = T + 0.002$ ， $T_-' = T - 0.002$ 计算的 $t' - \lambda$ 曲线。由 $T_+' \sim \lambda$ 曲线读出 t_0' 为 $0.1105\mu\text{m}$ 以及 $T_-' \sim \lambda$ 的 $t' - \lambda$ 曲线上读出 t_0' 为 $0.10948\mu\text{m}$ 。它们优化的结果列于表3和表4。

图3中曲线2, 3分别是表2中用 $T_+' = T \times 1.002$ ， $T_-' = T/1.002$ ，计算的 $t' \sim \lambda$ 曲线。由曲线2和3分别可以读出 t' 为 $0.1113\mu\text{m}$ 和 $0.1086\mu\text{m}$ ，再经优化得到，对 $T_+' \sim \lambda$ 曲线，

$$t_0 = 0.111274\mu\text{m} \quad n^2 = 2.7767 + 0.0657/\lambda^2$$

对 $T_-' \sim \lambda$ 曲线

$$t_0 = 0.108753\mu\text{m} \quad n^2 = 2.82545 + 0.0541866/\lambda^2$$

它们分别对 $T_+' \sim \lambda$ ， $T_-' \sim \lambda$ 曲线拟合情况如表5和表6。

再与同类情况下采用 $\frac{\lambda}{4}$ 法求得的结果进行比较，可以看出，对模型1，本法：

$$\left| \frac{\Delta t}{t} \right| < 4.5 \times 10^{-3} \quad \left| \frac{\Delta n}{n} \right|_{0.964} < 1 \times 10^{-3}$$

$$\frac{\lambda}{4} \text{法:} \quad \left| \frac{\Delta t}{t} \right| > 4 \times 10^{-2} \quad \left| \frac{\Delta n}{n} \right|_{0.964} > 4 \times 10^{-3}$$

对模型2，

$$\text{本法:} \quad \left| \frac{\Delta t}{t} \right| < 1.2 \times 10^{-2} \quad \left| \frac{\Delta n}{n} \right| < 6 \times 10^{-4}$$

$$\frac{\lambda}{4} \text{法: } \left| \frac{\Delta t}{t} \right| > 6.5 \times 10^{-2} \quad \left| \frac{\Delta n}{n} \right| > 5 \times 10^{-3}$$

对各模型的实际模拟测量值与用 (11) 式计算的理论值作对比,

模型 1 ;

(11) 式结果 $\left| \frac{\Delta t}{t} \right| = 0.41\%$

实测值: $\left| \frac{\Delta t}{t} \right| = 0.43\%$

模型 2 ;

(11) 式结果 $\left| \frac{\Delta t}{t} \right| = 1.1\%$

实测值: $\left| \frac{\Delta t}{t} \right| = 1.2\%$

由理论分析与模拟实测二种结果非常吻合, 也反映出本方法的思想理论是正确的。

同时还可看出, 优化前后的几何厚度相差不过 0.2nm, 这表现出利用特定位相点求几何厚度的方法有较好的可靠性。

表3 模型 1 的 $T+0.002 \sim \lambda$ 曲线计算并优化结果。 $n^2 = 4.0091 + 0.175306/\lambda^2$, $t_0 = 0.110474 \mu\text{m}$

λ_i (μm)	u_i	T_i	TW_i	ΔT_i
0.481	2.18331	0.917602	—	—
0.482	2.18259	0.917641	—	—
0.58	2.12843	0.848992	0.84899	1.60×10^{-6}
0.6	2.12039	0.832211	0.83224	-2.96×10^{-6}
0.62	2.11309	0.817113	0.81724	-1.27×10^{-5}
0.64	2.10644	0.80388	0.80415	-2.69×10^{-4}
0.66	2.10037	0.79251	0.79294	-4.301×10^{-4}
0.68	2.09481	0.782898	0.78351	-6.123×10^{-4}
0.7	2.08971	0.774893	0.77569	-7.966×10^{-4}
0.8645	2.06002	0.750187	0.75225	-2.063×10^{-3}
0.8635	2.06015	0.750193	—	—
0.8655	2.05989	0.750182	—	—

表4 模型 1 的 $T-0.002 \sim \lambda$ 曲线计算并优化后: $n^2 = 3.98607 + 0.186337/\lambda^2$, $t_0 = 0.10953 \mu\text{m}$

λ_i	n_i	T_i	$\frac{TW_i}{(TW_i \times 0.002)}$	ΔT_i
0.481	2.18894	0.917598	—	—
0.482	2.18818	0.917561	—	—
0.58	2.13072	0.844995	0.84499	4.94×10^{-6}
0.6	2.12219	0.828271	0.82824	3.057×10^{-6}
0.62	2.11443	0.813376	0.81324	1.36×10^{-4}
0.64	2.10737	0.800441	0.80015	2.90×10^{-4}
0.66	2.10092	0.789422	0.78894	4.82×10^{-4}
0.68	2.09501	0.780189	0.77951	6.79×10^{-4}
0.7	2.08958	0.772574	0.77169	8.83×10^{-4}
0.8645	2.05801	0.750526	0.74825	2.27×10^{-6}
0.8635	2.05815	0.75052	—	—
0.8655	2.05787	0.750533	—	—

图5 由模型2的 $T/1.002 \sim \lambda$ 曲线计算并优化结果, $t_0 = 0.111274 \mu\text{m}$, $n^2 = 2.7767 + 0.0657/\lambda^2$

$\lambda_i (\mu\text{m})$	n_i	T_i	TW_i	ΔT_i
0.3955	1.78798	0.915449	—	
0.3965	1.78738	0.915504	—	
0.46	1.76707	0.902792	0.902851	-5.88×10^{-6}
0.47	1.76334	0.899646	0.899663	-1.64×10^{-6}
0.48	1.74984	0.89653	0.896531	-8.37×10^{-7}
0.49	1.74655	0.893503	0.893507	-4.11×10^{-6}
0.50	1.74344	0.89061	0.890631	-2.08×10^{-6}
0.51	1.74051	0.887878	0.887924	-4.61×10^{-6}
0.52	1.73774	0.885327	0.885404	-7.69×10^{-6}
0.53	1.73513	0.882967	0.883078	-1.10×10^{-4}
0.54	1.73265	0.880802	0.880948	-1.45×10^{-4}
0.701	1.706	0.86715	0.86764	-4.9×10^{-4}
0.70	1.70611	0.867151		
0.702	1.70589	0.867149		

表6 由图3的曲线3读出 $t' = 0.1086 \mu\text{m}$, 进行优化后的结果

λ_i	n_i	T_i	$TW_i : (TW_i / 1.002)$	ΔT_i
0.3955	1.78097	0.915157	—	
0.3965	1.78048	0.9151	—	
0.43	1.76593	0.908637	0.908259	3.78×10^{-4}
0.44	1.7622	0.905671	0.905451	2.20×10^{-4}
0.45	1.7587	0.90252	0.902406	1.14×10^{-4}
0.46	1.75543	0.899296	0.989247	4.89×10^{-6}
0.47	1.75236	0.896086	0.896071	6.55×10^{-7}
0.48	1.74974	0.892952	0.892952	2.44×10^{-6}
0.49	1.74675	0.889943	0.889941	1.44×10^{-6}
0.50	1.74419	0.88709	0.887075	3.35×10^{-6}
0.51	1.74178	0.884413	0.88438	3.4×10^{-6}
0.701	1.71339	0.864519	0.864176	3.42×10^{-6}
0.7	1.71349	0.864518	—	
0.702	1.7133	0.86452	—	

求出: $t_0 = 0.108753 \mu\text{m}$, $n^2 = 2.82545 + 0.0541866/\lambda^2$

七、结论与讨论

对无吸收单层膜,采用无色散的处理方法,利用 $T \sim \lambda$ 曲线上某特定定位相点可准确求出单层膜的几何厚度,进而求出色散关系。这一方法精度高,即使在透射率测量值存在 0.2% 的系统相对误差,模拟计算结果表明,对折射率为 1.7 左右的单层膜,几何厚度的相对误差不过 1.5%, 折射率的小于 0.4%, 对折射率 2.0 以上,几何厚度相对误差小于 0.5%, 折射率的低

于0.2%。

不论是模拟还是实测，方法的结果是令人满意的。本方法所涉及的一些理论问题以及所表现的物理现象还有待于进一步的深入研究。把它应用在吸收薄膜的工作正在进行中。但对于非均匀性较大的膜层，本方法不适用。

把这一方法应用于实时控制方面有较大的希望。

参 考 文 献

- [1] E. Ritter; "Dielectric Film Materials for Optical Application" in «Physics of Thin Films». G. Hass. M. Francombe and R. Hoffman Eds. (Academic New York. 1979). Vol. 8.
- [2] 顾培夫; «光学薄膜技术», 下册, 浙江大学光仪系, 1984年, 125.
- [3] David. Smith and Phillip Baumeistes, "Refractive index of some oxide and fluoride coating materials", Applied optical. 1979, 18, 111.
- [4] 席少霖、赵凤治; «最优化计算方法», 上海科学技术出版社, 1983年, 34.
- [5] 席少霖、赵凤治; «最优化计算方法», 上海科学技术出版社, 1983年, 27.

A New Method for Determining Optical Parameters of Nonabsorbing Thin Film

Qian Longsheng Li Xiuyu Yuan Youxin

Abstract

A new method for measuring optical parameters of nonabsorbing single layer of thin film is given in this paper. The method determines the geometry thickness of the film in terms of special optical phase at $T \sim \lambda$ curve, and every parameters of dispersion.