

基于透射光谱确定溅射 Al_2O_3 薄膜的光学常数*廖国进^{1)†} 骆红²⁾ 闫绍峰¹⁾ 戴晓春¹⁾ 陈明¹⁾

1) (辽宁工业大学机械工程与自动化学院, 锦州 121001)

2) (中石油东北炼化工程有限公司锦州设计院, 锦州 121001)

(2010年1月15日收到; 2010年6月9日收到修改稿)

基于反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜的紫外—可见—近红外透射实验光谱, 采用 Swanepoel 方法结合 Wemple-DiDomenico 色散模型, 方便地导出了 Al_2O_3 薄膜在 200—1100 nm 波长范围内的光学常数, 包括折射率、色散常数、膜层厚度、吸收系数及能量带隙. 研究发现反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜具有高折射率 (1.556—1.76, 测试波长为 550 nm)、低吸收和直接能量带隙 (3.91—4.20 eV) 等光学特性, 而且其光学常数对薄膜制备过程中的重要工艺参数——膜层后处理温度表现出强烈的依赖性. 此外, 在膜层的弱吸收和中等吸收光谱区域内, 计算得到的折射率色散曲线与分光光度法的测试结果基本符合, 说明本实验中所建立的计算方法在确定反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜光学常数方面的可靠性.

关键词: 光学常数, Swanepoel 方法, Al_2O_3 薄膜, 热处理

PACS: 42.25.Bs

1. 引言

近年来, Al_2O_3 薄膜备受科学界的广泛重视, 因为它有宽的带隙和优良的化学稳定性, 并能提供从紫外到接近红外的透明窗口^[1], 而成为电致发光元件的重要组成部分^[2,3] 和平板显示器件中的光学激发层材料^[4]. 掺杂还可以使 Al_2O_3 薄膜材料的导电和发光性能等特性发生相应的改变, 因而可用于不同技术领域, 提高器件技术水平. 如 Al_2O_3 薄膜掺杂 Eu^{3+} ^[5,6], Tb^{3+} ^[7-9], Ce^{3+} ^[8-12], Nd^{3+} ^[7] 和 Mn^{2+} ^[9,13] 可用于平板显示器^[14]、光学放大器、固体激光器、高密度光存储等领域; 掺 Er 可用于制造光纤通信中的光波导^[15,16]; 掺杂 Tb-Zn(Ca) 可用于制作长余辉发光材料^[17]. 这些材料都是通过掺杂离子在它们自己的能级间激发—退激而发光的. 其中大多数性能都与 Al_2O_3 薄膜的光学性质有密切的关系, 薄膜的光学常数 (如折射率、色散常数、厚度、吸收系数及能量带隙等) 不仅是其光学性能的直接体现, 而且与薄膜的微观结构密切相关^[18]. 因此, 如何方便而准确地获得薄膜的光学常数对于其制备及应用具有十分重要的意义.

椭圆偏振光谱法和分光光度法是目前测定薄膜光学常数的常用方法, 其不足之处在于都需要建立复杂的测试设备和计算模型. 1983 年, Swanepoel^[19] 报道了基于薄膜透射光谱直接计算弱吸收薄膜光学常数的极值包络线法, 称之为 Swanepoel 方法. 由于透射光谱的测量比反射光谱要容易得多, 而测量精度又比较高, 因而该方法在确定弱吸收薄膜光学常数方面得到了广泛的应用^[20-23].

反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜属于典型弱吸收体系, 基于透射光谱采用 Swanepoel 方法计算 Al_2O_3 膜层厚度和光学常数的研究已有报道^[8]. 遗憾的是, 现有文献大多局限于研究薄膜透射光谱的弱吸收和中等吸收区域, 致使由此得到的折射率色散曲线缺乏完整性且能量带隙数据也不够准确. 此外, 已有的研究在 Al_2O_3 薄膜的色散特性方面也有待进一步完善. 鉴于此, 本文试图根据反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜的紫外—可见—近红外透射光谱, 采用 Swanepoel 极值包络线法结合 Wemple-DiDomenico (WDD) 色散公式 (简化的 Sellmeier 公式)^[22-24], 建立一套适合于确定 Al_2O_3 薄膜光学常数的方法.

* 国家自然科学基金 (批准号: 50376067), 辽宁省教育厅科学基金 (批准号: 2008316) 资助的课题.

† E-mail: liaoguojin@163.com

2. 试 验

2.1. 薄膜样品的制备

溅射沉积实验是在自制的中频真空磁控溅射装置上进行的. 溅射用的两个孪生金属铝靶纯度为 99.99%. 靶形为长 270 mm, 宽 70 mm 的矩形. 靶和基片之间的距离约 70 mm. 溅射过程中基片处于自然温升状态, 不另加热. 实验选用石英玻璃基底. 使用一台自制的双极性中频电源, 电源频率为 50 kHz. 溅射时参数为: 真空气压为 0.2 Pa, 氩气流量为 70 ml/s, 氧气流量为 25 ml/s, 电流为 2.5 A. 膜层热处理在空气气氛中进行, 温度为 300—1200 °C. 为方便讨论, 我们将未经热处理的薄膜试样命名为 A020, 将 300, 500, 800, 1000 和 1200 °C 热处理后的薄膜样品分别命名为 A300, A500, A800, A1000 和 A1200.

2.2. 薄膜样品的表征

采用日本东芝公司的 U-2800 型紫外/可见/近红外光谱仪测试薄膜样品在 190—1100 nm 波长范围内的透射光谱, 测量时参比样品为空气. 采用美国科学计算国际 (SCI) 公司生产的 Tek3000 型薄膜分析仪测试样品在 400—1100 波段的折射率、物理厚度和能量带隙. 采用德国 Bruker AXS 公司生产的 D8 Advance 型 X 射线衍射 (XRD) 仪研究薄膜样品物相.

3. 结果及讨论

3.1. 薄膜样品的透射光谱及光学常数计算方法

图 1 是 Al_2O_3 薄膜样品 A020 的透射光谱. 透射率 T 随波长 λ 的振荡变化源于光在两个界面即空气-薄膜及薄膜-基底界面的干涉现象^[19,21]. 在吸收边附近, 干涉带逐渐消失, 且膜层的本征吸收引起透射率急剧下降. 由图 1 可以看出, 当 $\lambda \geq 600$ nm 时透射谱震荡幅度保持均匀. 这说明薄膜样品 A020 的厚度是基本均匀一致的. 因而采用 Swanepoel 极值包络线法测定光学常数是可信的^[25].

根据 Swanepoel^[19] 和 Marquez 等^[20] 的观点, 对于沉积于透明基底上厚度均匀的薄膜, 如果用 d_s 和

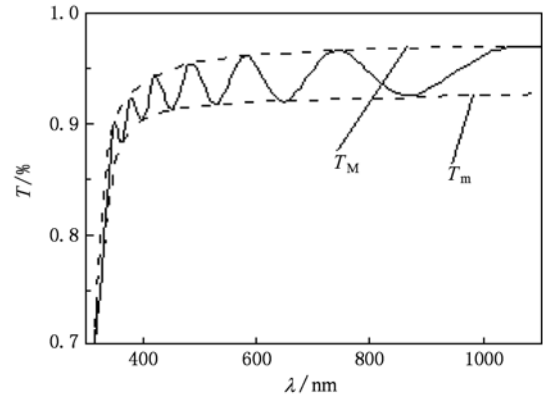


图 1 薄膜样品 A020 的透射光谱及其包络线 T_M 和 T_m

n_s 表示基底的厚度和折射率, 用 d 和 n 表示膜层的厚度和折射率, 用 α 和 k 表示膜层的吸收系数和消光系数, 在 d 远小于 d_s 且 k^2 远小于 n^2 (弱吸收) 的情况下, 薄膜的透射率 T 可以表示为

$$T(\lambda, s, n, d, k) \Big|_{k=0} = \frac{Ax}{B - Cx \cos \varphi + Dx^2}, \quad (1)$$

式中

$$A = 16n^2n_s, \quad (2a)$$

$$B = (n + 1)^3(n + n_s)^2, \quad (2b)$$

$$C = 2(n^2 - 1)(n^2 - n_s^2), \quad (2c)$$

$$D = (n - 1)^3(n - n_s)^2, \quad (2d)$$

$$\varphi = 4\pi nd/\lambda, \quad (2e)$$

$$x = \exp(-\alpha d). \quad (2f)$$

干涉带的极值可以表示为

$$T_M = \frac{Ax}{B - Cx + Dx^2}, \quad (3a)$$

$$T_m = \frac{Ax}{B + Cx + Dx^2}. \quad (3b)$$

在 (3a) 和 (3b) 式中, 上、下包络线 T_M 和 T_m 可视为波长 λ 的连续函数, 并且可以通过对实验透射光谱的极值进行拟合得到. 在 T_M 和 T_m 确定之后, 联立上述方程, 就可以很方便地求得薄膜的光学常数. 需要说明的是, 方程 (1) 是在 k^2 远小于 n^2 的条件下得到的. 因此, 只有在远离吸收边的光谱区域内, 上述方程才能成立. 所以, 在采用包络线方法计算薄膜光学常数时, 通常将透射光谱分为弱吸收、中等吸收和强吸收三个区域. 在本研究中, 我们划定波长 $\lambda \geq 600$ nm 为膜层的弱吸收区域, $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 600 \text{ nm}$ 为中等吸收区域, 而 $\lambda \leq 400 \text{ nm}$ 为强吸收区域.

采用 Swanepoel 方法结合 WDD 色散模型确定薄膜光学常数的方法主要包括以下六步:1) 根据实验透射光谱确定上、下包络线 T_M 和 T_m . 2) 基于弱吸收和中等吸收区域的包络线计算该光谱区域内膜层折射率、吸收系数及厚度. 3) 采用 WDD 色散模型对计算得到的折射率数据进行分析, 获得色散常数. 4) 将计算得到的折射率数据外推至强吸收区域, 获得强吸收波段的折射率. 5) 应用强吸收区域的透射光谱和折射率数据计算该区域内膜层的吸收系数. 6) 由强吸收和中等吸收区域内吸收系数对波长的依赖关系确定薄膜的能量带隙.

3.2. 薄膜样品的折射率、厚度和色散常数

在弱吸收和中等吸收区域 ($\lambda \geq 400$ nm), 折射率 n 可以通过下式确定^[19-22]:

$$n = [N + (N^2 - n_s^2)^{1/2}]^{1/2}, \quad (4)$$

$$N = 2n_s \frac{T_M - T_m}{T_M T_m} + \frac{n_s^2 + 1}{2}. \quad (5)$$

基底的折射率 n 可以通过测量基底的透射率 T_s 由下列方程获得^[19,20]:

$$n_s = \frac{1}{T_s} + \left(\frac{1}{T_s^2} - 1 \right)^{1/2}. \quad (6)$$

对石英玻璃衬底而言, 其折射率可通过测得的透射率数据并利用(6)式计算得到, 所得折射率曲线如图2所示. 在波长 200—300 nm 范围内对应的折射率不正常, 这是因为石英玻璃对该波长范围的光存在强烈吸收, 而上述公式均未考虑吸收对折射率的影响; 在 400—1100 nm 间的近紫外、可见光和近红外光范围内, 折射率可视为常数, 但为了精确起见, 在下面的计算中仍然将折射率视为波长的函数.

由方程(3)计算得到未经热处理的 Al_2O_3 薄膜

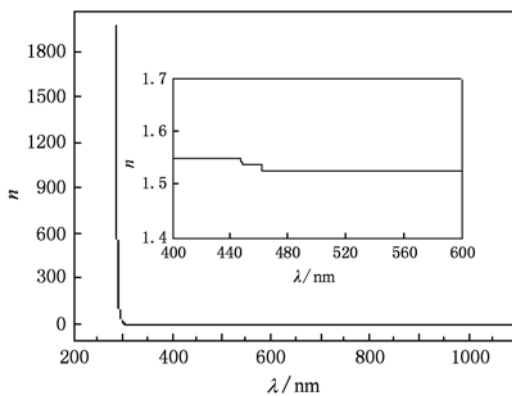


图2 石英玻璃衬底的折射率曲线

样品 A020 的折射率数据如图3中散点所示. 作为比较, 图3还给出 Tek3000 型薄膜分析仪的测试结果, 如图3中的实线所示. 图3清晰地显示, 在 $\lambda \geq 400$ nm 的波长范围内, 采用 Swanepoel 方法计算得到的 A020 薄膜折射率和薄膜分析仪的测定结果符合很好. 在 550 nm 处, 薄膜样品 A020 的折射率为 1.566, 与文献[26—28]中报道的非晶 Al_2O_3 薄膜数值完全一致, 但明显低于 $\alpha-Al_2O_3$ 和 $\gamma-Al_2O_3$ 薄膜 (1.72)^[28] 及块体折射率^[29] (1.774). 这不仅与薄膜的晶体状态有关^[28], 而且还与反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜低的堆积密度有关^[29-32].

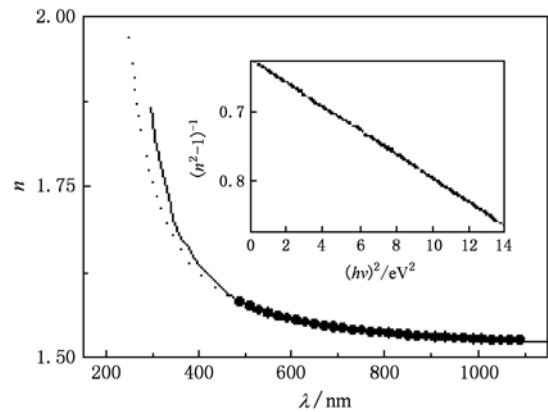


图3 薄膜样品 A020 的折射率色散曲线 (插图为 $(n^2 - 1)^{-1} - (h\nu)^2$ 曲线)

薄膜的折射率色散分析采用 WDD 单振子色散模型^[22,24,33], 其色散方程如下:

$$n^2 = 1 + \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - (h\nu)^2}, \quad (7)$$

式中 E_0 为单振子能量, 它与膜层的能量带隙 E_g 直接关联; E_d 为色散能, 它与材料的结构有序性密切相关; h 为 Planck 常数, 将 $(n^2 - 1)^{-1} - (h\nu)^2$ 作图并进行线性拟合, 可以获得直线的斜率 $-(E_0 E_d)^{-1}$ 和截距 (E_0/E_d) , 进而获得色散常数 E_0 和 E_d .

图3的内插图是薄膜样品 A020 的 WDD 色散曲线. 在可见光谱区域内, $(n^2 - 1)^{-1} - (h\nu)^2$ 良好的线性关系表明, 采用 WDD 色散模型研究我们所讨论的薄膜体系是合理的. 通过线性拟合获得的样品 A020 的 E_0 和 E_d 数值分别为 6.7 eV 和 8.63 eV.

将方程(7)外推至短波区域, 即可估算出强吸收区域膜层的折射率, 如图3中虚线所示. 与薄膜分析仪的测试结果相比, 两者差别显著, 说明 WDD 色散模型在近紫外区域已不再适用.

基于计算所得的折射率数据, 还可以很方便地

计算出膜层厚度 d . 薄膜厚度 d 是一系列 d' 的平均值, 而 d' 可由下式得到:

$$d' = \frac{m\lambda_m}{2n_m}, \quad (8)$$

式中

$$m = \frac{xn_m\lambda_{m+x}}{n_{m+x}\lambda_m - n_m\lambda_{m+x}}, \quad (9)$$

这里 m 为干涉级数, n_m 和 n_{m+x} 分别为透射光谱中第 m 级和 $m+x$ 级极大(或极小)值 λ_m 和 λ_{m+x} 处膜层的折射率. 计算得到 Al_2O_3 薄膜样品 A020 的厚度为 633 nm. 这与用 Tek3000 型薄膜分析仪的测试结果相符得很好.

3.3. 薄膜样品的吸收系数和光学带隙

在弱吸收和中等吸收区域, 薄膜的吸收系数 α 可以通过下式计算^[19-22]:

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln x \\ = -\frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{E_M - [E_M^2 - (n^2 - 1)^3(n^2 - n_s^2)]^{1/2}}{(n-1)^3(n-n_s^2)} \right\}, \quad (10)$$

式中

$$E_M = \frac{8n^2n_s}{T_M} + (n^2 - 1)(n^2 - n_s^2). \quad (11)$$

在强吸收区域, 吸收系数 α 可以由下列关系式确定^[19,21,22]:

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln x \\ = -\frac{1}{d} \ln \left[\frac{(n+1)^3(n+n_s^2)}{16n^2n_s} T \right]. \quad (12)$$

图 4 给出了 Al_2O_3 薄膜样品 A020 的吸收系数计算结果. 在 $400 \text{ nm} \leq \lambda$ 的光谱区域, 薄膜吸收系数在 4.5×10^4 附近微小波动, 这可能是因为溅射沉积制备的非晶 Al_2O_3 薄膜的导带和价带之间有大量缺陷能级存在, 是它们减少了薄膜的光学带隙, 从而造成了较高的吸收系数的结果. 这与我们先前的研究结果是很符合的^[18]. 在 $300-400 \text{ nm}$ 的光谱区域, 膜层的吸收系数急剧增加, 与图 1 中透射率曲线的迅速下降一致. 透射率和吸收系数的这一突变是材料直接光学带隙特性的具体表现^[21,22].

为了确定光学跃迁的本质并获得相应的带隙宽度, 可以根据下式对图 4 的强吸收区域进行了详细分析^[21-23,34]:

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^p, \quad (13)$$

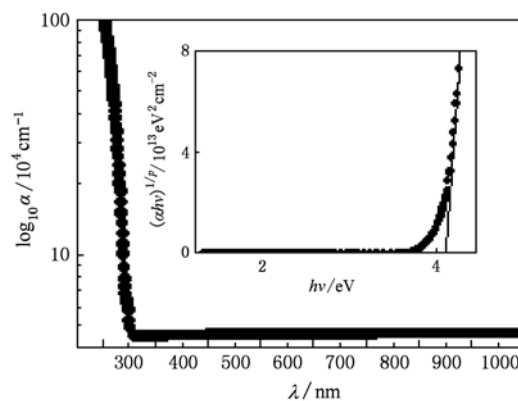


图 4 薄膜样品 A020 的吸收系数随波长的变化, 内插图表示由 $(\alpha h\nu)^{1/p} - h\nu$ 曲线推导膜层能量带隙

式中 $h\nu$ 为光子能量, A 是与跃迁概率有关的常数, 指数 p 取决于价带与导带之间光学跃迁的类型, 即直接跃迁或间接跃迁. 用于确定光学跃迁本质和能量带隙的常用方法是作 $(\alpha h\nu)^{1/p} - h\nu$ 曲线, 该曲线在高光子能量区域应趋于一条直线. 指数 p 通常取 $1/2$ 或 2 , 分别对应直接或间接跃迁^[21]. 本研究中, 我们以 $(\alpha h\nu)^{1/p}$ 对 $h\nu$ 作图, 发现当 p 取 $1/2$ 时 $(\alpha h\nu)^{1/p} - h\nu$ 曲线的高光子能量区域呈现明显的线性趋势(如图 4 插图所示) 这一现象表明, 直接跃迁是反应磁控溅射 Al_2O_3 薄膜最可能的光学吸收机理. 在吸收边附近, 透射率曲线的急剧下降和吸收系数的陡然上升也是直接跃迁的有力佐证. 此外, 将 $(\alpha h\nu)^{1/p} - h\nu$ 曲线的直线部分外推至 $(\alpha h\nu)^{1/p} = 0$, 即可获得薄膜的能量带隙 E_g (如图 4 的内插图所示). 计算得到的薄膜样品 A020 的能量带隙为 4.2 eV , Costina 等人^[35] 对非晶态和晶态 Al_2O_3 薄膜的光学带隙进行深入研究, 他们发现非晶和晶态 Al_2O_3 薄膜的带隙在 $3.5-4.5 \text{ eV}$ 范围内, 都远小于块体 $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ 的带隙 8.7 eV . 薄膜的光学带隙远小于相应块体材料带隙的原因是: 薄膜内部存在大量缺陷, 这些缺陷能级在导带和价带之间形成间带, 从而大量地减少了光学带隙. Aguilar-Frutis 等人^[36] 报道了用喷射热解法制备的 Al_2O_3 薄膜的 E_g 值 5.63 eV , 并且指出光学带隙值随制备过程是否加水等过程参数变化而变化, 这充分说明制备方法和制备过程参数不同, 可能导致膜层材料内形成, 不同分布规律的缺陷能级间带^[21,23], 因而导致薄膜能量带隙不同.

3.4. 薄膜光学常数对膜层热处理温度的依赖性

文献[30,32]指出,在采用溅射方法制备的 Al_2O_3 薄膜材料时,薄膜的后处理温度会对其结构和光学性能产生显著影响.然而,已有文献大多侧重于研究折射率对热处理温度的依赖关系,就薄膜的光学性能而言,尚缺乏完整性.基于上述计算方法,本文详细考察了各种温度热处理对薄膜光学常数的影响.

经不同温度热处理得到的薄膜样品的主要光学常数和部分结构参数列于表1,其XRD分析结果示于图5.表1中光学常数的值及其误差限是采用最小二乘法对6个薄膜样品(同一制备条件)的计算结果进行拟合所得.表1清楚地显示,在实验研究的温度范围内,膜层折射率呈现单调增大的趋势,这与Zhao等^[30,32]报道的折射率随热处理温度变化趋势一致.结合薄膜制备过程,我们认为由于薄膜制备时,基片处于自然升温状态,并且没有采用偏压等粒子加速手段,因而达到基片的粒子能量比过滤阴极真空电弧法^[37]的低,得到的薄膜堆积密度较

低.因此,薄膜的折射率较文献中的($n = 1.7$)小是合理的.如图5所示,薄膜经300℃热处理仍处于非晶态,加热到500℃得到 $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$,继续加热到800—1000℃得到 γ 和 α 混合晶体薄膜,随着热处理温度升高,薄膜中 α 相增加.热处理温度升高1200℃薄膜完全晶化成 $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$.热处理过程有助于晶粒重新组合及 Al_2O_3 相变引起的宏观体积缩小使得膜层的堆积密度逐步升高,从而导致折射率的持续上升,膜层折射率随热处理温度的变化还可以从其结构有序性的角度得到解释.在计算色散常数时我们已经提到,色散能 E_d 与材料的结构有序性密切相关,色散能 E_d 的值越大表明其结构越规整.由表1可知,折射率 n 和色散能 E_d 随热处理温度的变化呈现相同的变化趋势,表明热处理会引起膜层结构的有序性发生变化,从而导致膜层折射率的变化.此外,随热处理温度的提高,单振子能量和能量带隙总体呈下降趋势.根据文献[21,23]的研究结果,我们将 E_g 数值的降低归因于膜层结晶度的逐步升高、晶粒尺寸的逐步增大以及热处理薄膜中微量非化学计量化合物缺陷的存在.

表1 Al_2O_3 薄膜样品的结构和光学性能常数

试样	$n(\lambda = 550 \text{ nm})$	E_0/eV	E_d/eV	E_g/eV	物相组成
A020	1.566	6.7 ± 0.07	8.63 ± 0.32	4.20 ± 0.04	α
A300	1.61	6.58 ± 0.08	9.24 ± 0.51	4.18 ± 0.04	α
A500	1.63	6.43 ± 0.07	9.34 ± 0.53	4.14 ± 0.04	γ
A800	1.65	6.36 ± 0.07	9.57 ± 0.34	4.02 ± 0.04	$\gamma + \alpha$
A1000	1.72	6.24 ± 0.06	10.62 ± 0.41	3.96 ± 0.04	$\alpha + \gamma$
A1200	1.76	6.15 ± 0.09	11.16 ± 0.52	3.91 ± 0.04	α

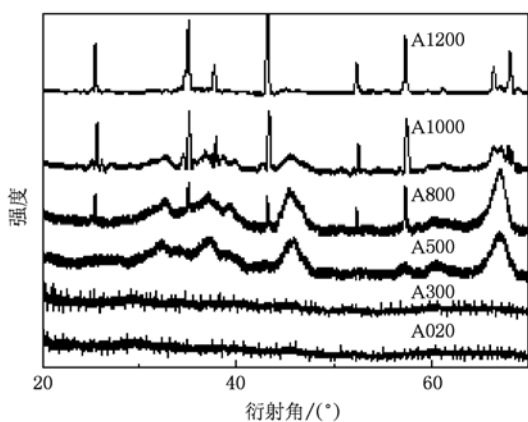


图5 不同温度热处理得到的 Al_2O_3 薄膜样品的XRD谱

4. 结 论

采用中频反应磁控溅射方法在石英玻璃基底上制备了 Al_2O_3 光学薄膜.基于薄膜的透射实验光谱,采用极值包络法结合VDD色散模型,在200—1100 nm的波长范围内较准确地计算出了 Al_2O_3 薄膜样品的折射率、色散常数、厚度、吸收系数及能量带隙.在此基础上,结合膜层的XRD分析结果和已有的研究积累,从膜层材料组成、致密度、结晶状态、结构有序性等角度,简单解释了薄膜光学常数与重要工艺参数——膜层后热处理温度之间的强烈关系.该工作对于完善 Al_2O_3 薄膜的光学表征以及指导磁控溅射 Al_2O_3 薄膜制备和应用都将是非常有益的.

- [1] Rakov N, Maciel G S 2004 *Chemical Physics Letters* **400** 553
- [2] Martinez-Martinez R, Garcia-Hipolito M, Huerta L 2006 *Thin Solid Films* **515** 607
- [3] Saraie J, Ngan S F 1990 *Japan J. Appl. Phys.* **129** 1877
- [4] Tannas E L 1985 *Flat panel displays and CRT* (New York: Van Nostrand – Reinhold) p272
- [5] Martynez E, Garcya M, Ramos-Brito F 2000 *Phys. Status Solidi B* **220** 677
- [6] Kondo Y, Tomoki K 2005 *Optical Materials* **27** 1438
- [7] Ishizaka T, Kurokawa Y, Makino T 2001 *Optical Materials* **15** 293
- [8] Esparza-Garcya A E, Garcya-Hipolito M, Aguilar – Frutis M A 2003 *J. Electrochem. Soc.* **150** H53
- [9] Caldino G U 2003 *J Phys: Condens Matter* **15** 3821
- [10] Martinez-Martinez R, Garcia-Hipolito M, Ramos-Brito F 2005 *J. Phys. : Condens Matter* **17** 3647
- [11] Ba D C, Liao G J, Wen L S 2006 *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology* **26** 421 (in Chinese) [巴德纯、廖国进、闻立时 2006 真空科学与技术学报 **26** 421]
- [12] Liao G J, Yan S F, Ba D C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 625 (in Chinese) [廖国进、闫绍峰、巴德纯 2008 物理学报 **57** 625]
- [13] Nag A, Kutty T R 2005 *Materials Chemistry and Physics* **91** 524
- [14] Tannas E L 1985 *Flat panel displays and CRT* (New York: Van Nostrand-Reinhold) p380
- [15] Lazarouk S K, Mudryi A V, Borisenko V E 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 2772
- [16] Serna R M, de Castro J, Chaos J A 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5120
- [17] Xu W L, Zheng M J, Wu S 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4364
- [18] Liao G J, Ba D C, Wen L S 2007 *Journal of Northeastern University (Natural Science)* **28** 689 (in Chinese) [廖国进、巴德纯、闻立时 2007 东北大学学报 (自然科学版) **28** 689]
- [19] Swanepoel R 1983 *J Phys E: Sci Instrum* **16** 1214
- [20] Márquez E, Ramírez-malo J B, Villares P, Jiménez-Garay R 1995 *Thin Solid Films* **254** 83
- [21] Tigau N, Ciupina V, Prodan G 2005 *Journal of Crystal Growth* **27** 529
- [22] González-Leal J M, Prieto-Alcón R, Angel J A, Márquez E 2003 *Journal of Non-Crystalline Solids* **315** 134
- [23] Bhaskar S, Majumder S B, Jain M, Dobal P S, Katiyar R S 2001 *Materials Science and Engineering B* **87** 178
- [24] Sahoo N K, Thaku S, Tokas R B 2006 *Applied Surface Science* **253** 618
- [25] Swanepoel R 1984 *J. Phys. E: Sci. Instrum* **17** 896
- [26] Pastore G F 1985 *Thin Solid Films* **123** 9
- [27] Seino T, Sato T 2002 *J. Vac. Sci. Technol. A* **20** 634
- [28] Zywitzki, Hoetzsch G 1997 *Surface and Coatings Technology* **94-95** 303
- [29] Zhao Z W, Tay B K, Yu G Q, Chua D H C, Lau S P, Cheah L K 2004 *Thin Solid Films* **447-448** 14
- [30] Zhao Z W, Tay B K, Huang L, Lau S P, Gao J X 2004 *Optical Materials* **27** 465
- [31] Walter Heitmann 1970 *Thin Solid Films* **5** 61
- [32] Zhao Z W, Tay B K, Lau S P, Xiao C Y 2003 *J. Vac. Sci. Technol. A* **21** 906
- [33] Wemple S H, DiDomenico M 2004 *Materials Phys. Rev. B* **3** 1338
- [34] Wang Z C, Ulf Helmersson 2002 *Thin Solid Films* **405** 50
- [35] Costina I, Franchy R 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 4139
- [36] Aguilar-Frutis M, Garcia M, Falcony C 1998 *Applied Physics Letter* **72** 1700
- [37] Falcony C, Ortyz A, Domynguez J M, Faryas MH, Cota-Araiza L, Soto G 1992 *J. Electrochem. Soc.* **139** 267

已撤稿

Determination of the optical constants of the magnetron sputtered aluminum oxide films from the transmission spectra *

Liao Guo-Jin^{1)†} Luo Hong²⁾ Yan Shao-Feng¹⁾ Dai Xiao-Chun¹⁾ Chen Ming¹⁾

1) (Faculty of Mechanical Engineering and Automation, Liaoning University of technology, Jinzhou 121001, China)

2) (Petro China Northeast Refining & Chemicals Engineering Company Limited Jinzhou Design Institute, Jinzhou 121001, China)

(Received 15 January 2010; revised manuscript received 9 June 2010)

Abstract

By combining Swanepoel's theory and the Wemple-DiDomenico dispersion model, a simple method was established to determine the optical constants of the magnetron sputtered aluminum oxide films directly from the corresponding transmission spectra. The results showed that the magnetron sputtered aluminum oxide films exhibit the optical characteristics of high refractive index of 1.566—1.76 (at 550 nm), negligible absorption in spectral region of 400—1100 nm, as well as the direct band gap of about 3.91—4.2 eV. And the specific values of the optical constants strongly depend on the annealing temperature, which is one of the important technological parameters for the magnetron sputtered aluminum oxide films. Moreover, in the weak and medium absorption spectral regions, the calculated values of refractive indices are in satisfactory agreement with the results derived from the high-resolution Tek3000 film-characterization system, indicating the reliability and feasibility of the method in determining the optical constants of Al_2O_3 films.

Keywords: optical constants, Swanepoel's method, Al_2O_3 films, annealing

PACS: 42.25.Bs

已撤稿

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50376067), the Research Foundation of Education Bureau of Liaoning Province, China (Grant No. 2008316).

† E-mail: liaoguojin@163.com