

# Mo<sub>2</sub>C 膜表面快速粗糙化现象研究

郑瑞伦 冉扬强 陈 洪

(西南师范大学物理系,重庆 400715)

平荣刚

(中国科学院高能物理研究所,北京 100039)

(1999 年 10 月 11 日收到,1999 年 12 月 21 日收到修改稿)

介绍了 Mo<sub>2</sub>C 膜表面粗糙度的测量结果,引入晶粒边界修正,对 Mo<sub>2</sub>C 膜的表面快速粗糙化现象给予理论解释.

关键词: Mo<sub>2</sub>C 膜,快速粗糙化,粗糙化指数

PACC: 6855, 8115H, 7570

## 1 引 言

研究薄膜表面粗糙度具有重要的理论和应用上的意义. 1956 年, Herring 就对金属膜的粗糙化现象进行了研究<sup>[1]</sup>. 60 年代 Lifshitz, Slyozov 和 Wagner 建立的稳定态粗糙化分析理论<sup>[2,3]</sup>是粗糙化理论的重大进展. 1986 年, Kardar 等人提出了描述界面变化的随机方程(KPZ 方程)<sup>[4]</sup>, 该方程考虑了涨落和非线性项的存在, 但不涉及具体物质的具体结构, 也未考虑到温度对粗糙化的影响. 1995 年 Krin 和 Palasantzas 又将方程进一步完善, 建立了常规粗糙化理论, 对粗糙化比率  $\beta < 0.5$  的常规粗糙化中的许多现象给予正确解释<sup>[5]</sup>. 不久 Eaglesham 等人发现, 一些金属膜的粗糙化比率  $\beta > 0.5$ . 这类快速粗糙化现象表现了与常规粗糙化不同的特征<sup>[6-8]</sup>, 但至今对快速粗糙化现象遵循的规律还处于探索之中. 本文将介绍对 Mo<sub>2</sub>C 膜表面粗糙度的测量结果, 并从理论上探讨 Mo<sub>2</sub>C 膜的快速粗糙化现象.

## 2 实验结果

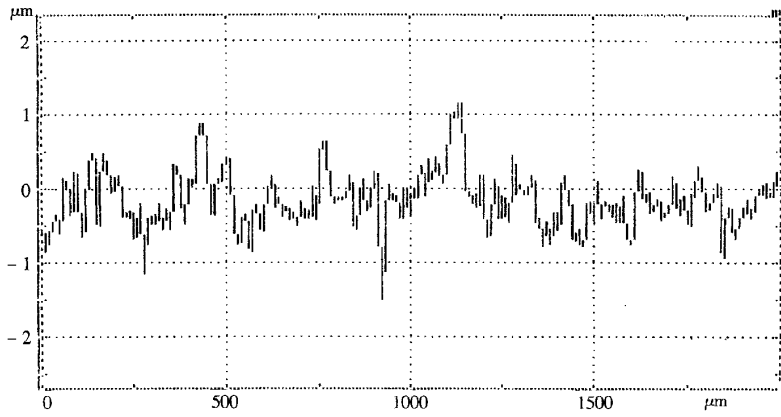
以 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷基片为基底, 用酒精清洗或用化学方法去油后放入俄制金属有机物化学汽相沉积(MOCVD)技术设备的 MOD 反应室, 通入 M(CO)<sub>6</sub> 气体, 流量为 0.5 mL·s<sup>-1</sup>, 温度为 60℃, 样品温度

$T_s$  和沉积时间  $t$  选取不同值(见表 1 和表 2). 通气后反应室的压强控制为 220 Pa, 沉积后后续退火 300 s, 沉积 30 min 后膜厚可达 30  $\mu\text{m}$ .

用 D/MX-C 型 X 射线衍射仪进行相分析, 用 JSM-35C 扫描电子显微镜进行表面形态观测, 结果见文献[9]. 定量测得薄膜的成分为 Mo<sub>2</sub>C, 密排六方结构. 表面形态观测表明: 薄膜表面呈峰峦状小岛结构, 在各个方向的表面形态基本相同, 不同沉积时间和温度所沉积膜的形态不相同.

为了研究薄膜的表面粗糙化情况, 采用 2-200 型台阶仪对各样品的表面进行测量. 测量时探针压力为 11 mg, 扫描范围为 0—200  $\mu\text{m}$ , 测度点距离为 0.1  $\mu\text{m}$ . 图 1 和图 2 给出部分结果. 结果表明: 表面各方向的台阶仪的测量谱对同一样品基本相同, 显示出薄膜表面形态具有各向同性的性质.

Mo<sub>2</sub>C 膜表面高度分布统计按如下步骤进行: (1) 将各测试点由左向右进行编号, 并以测试中的零线作为高度为零的水平线, 读出每根测试竖线的上下端点坐标  $y_1, y_2$ , 它就是该测试点附近左、右台阶的高度  $h_1, h_2$ ; (2) 将统计区间的高度按  $|\Delta h| \leq 0.1 \mu\text{m}$  分为许多高度区间,  $\dots, (-0.15 - -0.05), (-0.05 - 0.05), (0.05 - 0.15), \dots$ , 它相应的高度记为  $\dots, -0.10, 0, 0.1, \dots$  ( $\mu\text{m}$ ), 统计各高度区间的台阶数目  $N_j$ , 进而求出表面高度分布函数  $f(h_i) = N_j / \sum N_j$ . 部分样品的高度分布统计结果如图 3 和图 4 中黑圆点所示.



(a) 基底

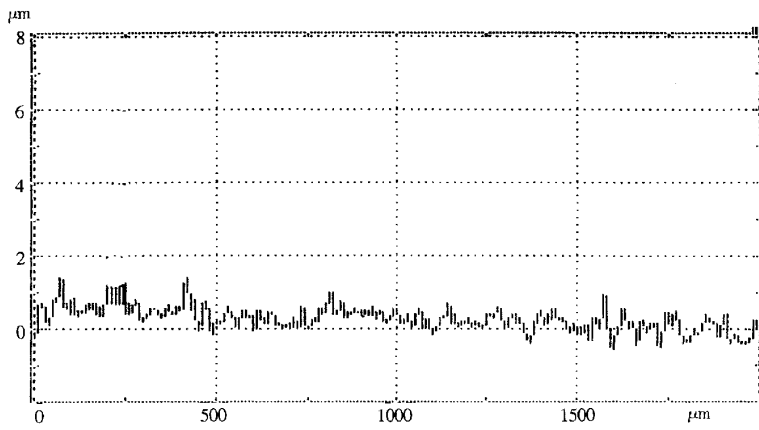
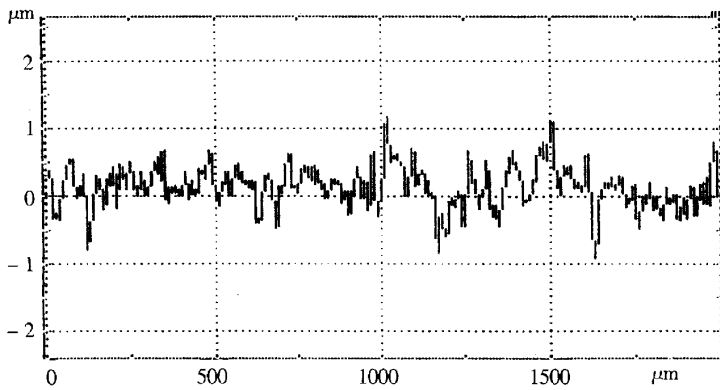
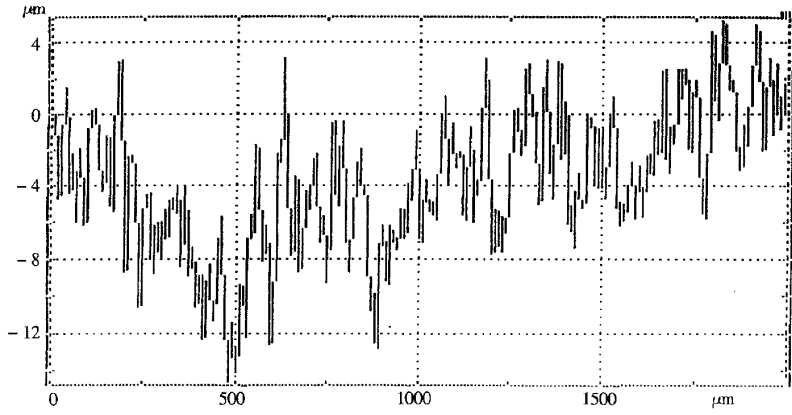
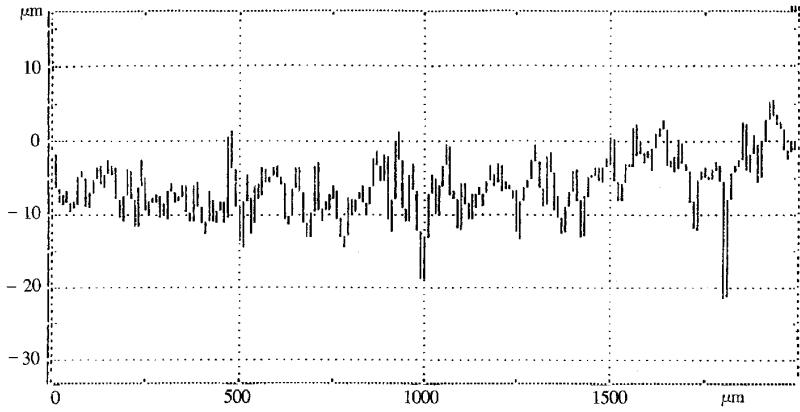
(b)  $t = 0.5 \text{ min}$ ,  $T_s = 500^\circ\text{C}$ (c)  $t = 1 \text{ min}$ ,  $T_s = 500^\circ\text{C}$ 

图 1 不同沉积时间下台阶仪测量图谱

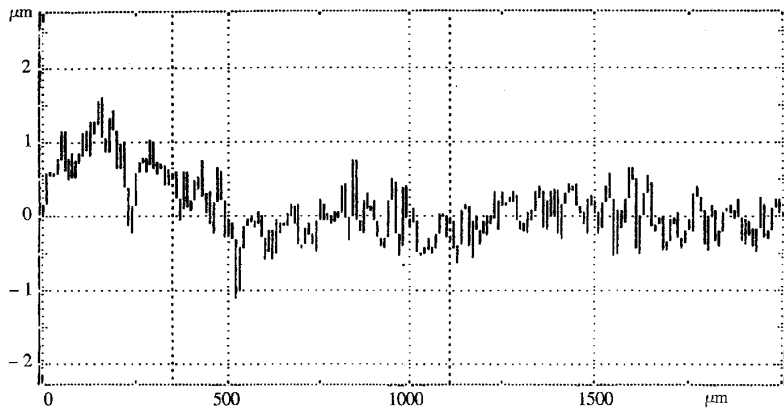


(d)  $t = 12 \text{ min}$ ,  $T_s = 500^\circ\text{C}$

图 1 不同沉积时间下台阶仪测量图谱



(a)  $t = 12 \text{ min}$ ,  $T_s = 260^\circ\text{C}$



(b)  $t = 12 \text{ min}$ ,  $T_s = 380^\circ\text{C}$

图 2 不同基底温度下台阶仪测量图谱

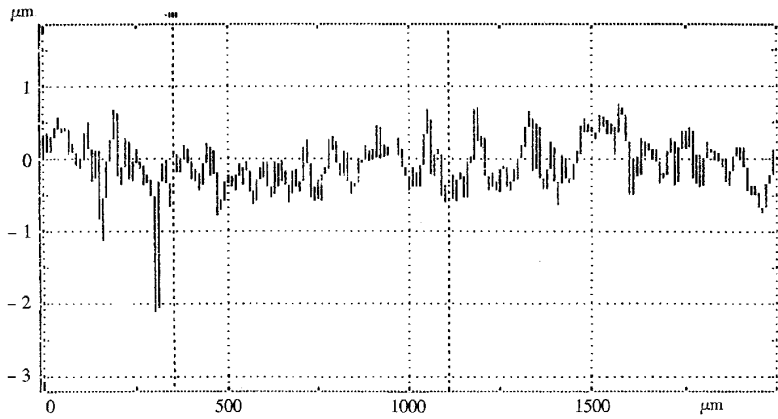
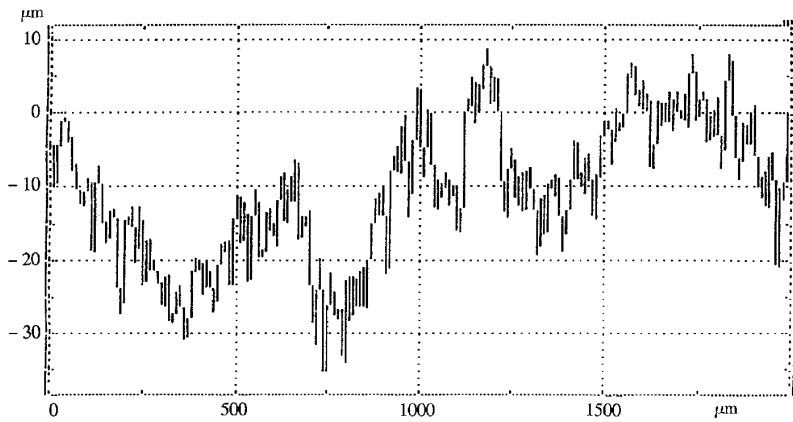
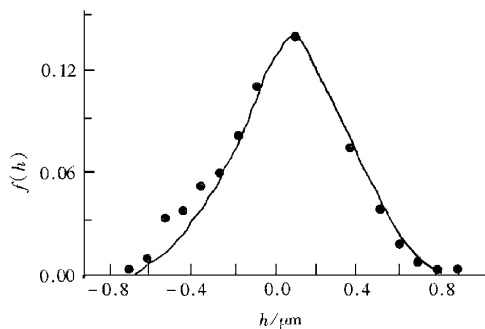
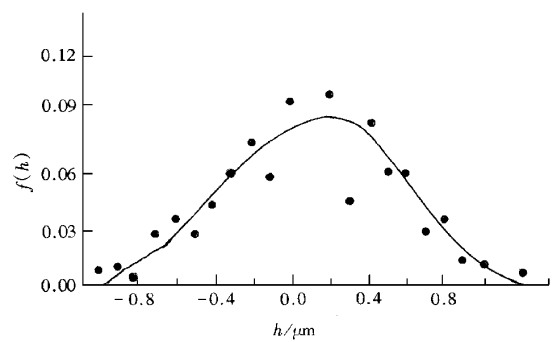
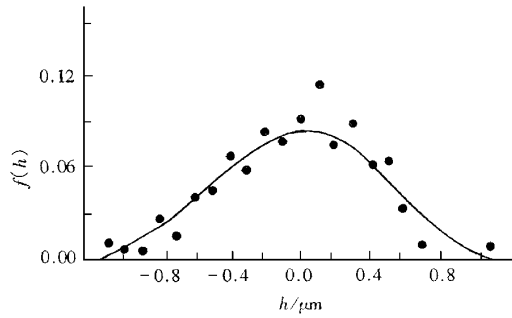
(c)  $t = 12 \text{ min}, T_s = 440^\circ\text{C}$ (d)  $t = 12 \text{ min}, T_s = 600^\circ\text{C}$ 

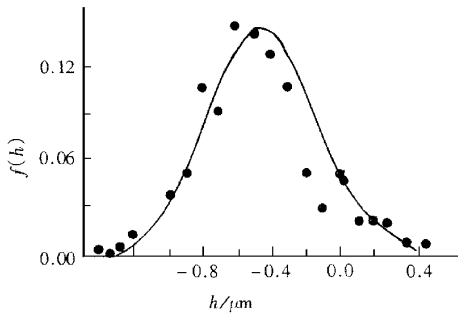
图 2 不同基底温度下台阶仪测量图谱

(a)  $t = 1 \text{ min}, T_s = 500^\circ\text{C}$ (b)  $t = 10 \text{ min}, T_s = 500^\circ\text{C}$ 图 3 不同沉积时间下  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜表面高度分布 圆点为测量值, 曲线为拟合线

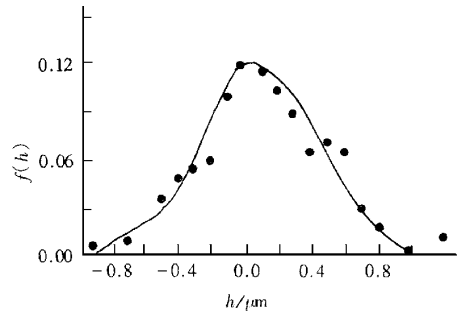


(c)  $t = 20 \text{ min}, T_s = 500^\circ\text{C}$

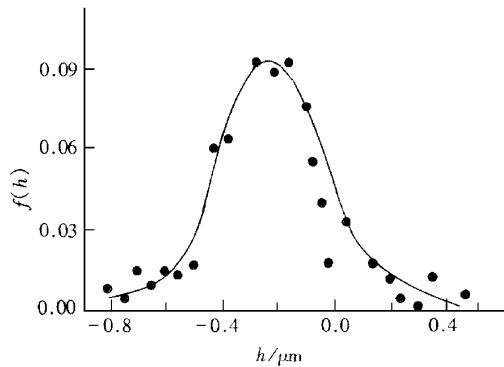
图 3 不同沉积时间下 Mo<sub>2</sub>C 膜表面高度分布 圆点为测量值, 曲线为拟合线



(a)  $t = 10 \text{ min}, T_s = 260^\circ\text{C}$



(b)  $t = 12 \text{ min}, T_s = 380^\circ\text{C}$



(c)  $t = 12 \text{ min}, T_s = 600^\circ\text{C}$

图 4 不同基底温度下 Mo<sub>2</sub>C 膜表面高度分布

由图 3 和图 4 看出: 不同条件下的高度分布都可用如下的高斯分布模拟:

$$f(h) = H \exp[-(h - h_0)^2 / 2\omega^2],$$

式中  $h_0$  为分布函数取极大值  $H$  时的高度,  $\omega^2$  为高度涨落,  $\omega$  称为粗糙度. 不同样品的  $h_0, H, \omega$  值见表 1 和表 2, 上式的模拟曲线见图 3 和图 4.

由于实际的 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷基片并不是理想平面, 仍有粗糙度  $\omega_s$ , 实际测的  $\omega$  应为基底粗糙度  $\omega_s$  与生长粗糙度  $\omega_g$  的共同结果.  $t = 0$  时表面粗糙度  $\omega$  就是基底粗糙度  $\omega_s$  ( $\approx 0.28$ ), 生长粗糙度  $\omega_g = 0$ ; 开始沉积时, 粒子首先沉积在基底较低位置处, 基底会逐渐被填平, 表面粗糙度  $\omega$  减小[见图 1(b)],  $t$

= 0.5 min 时到最小值(0.07 μm). 此后表面粗糙度又增大. 沉积时间较长时, 几乎被填平的衬底粗糙度 ω'\_s 对生长业糙度 ω\_g 的影响已很小. 当讨论长时间

(如 t = 3 min) 的表面粗糙度时, 作为零级近似, 可设 ω^2 ≈ ω\_g^2 + ω'\_s^2. 由此求得的 ω\_g 见表 1 和表 2. 相应的变化曲线见图 5 中实线.

表 1 不同沉积时间下 Mo<sub>2</sub>C 膜表面的 h<sub>0</sub>, H, ω 和 ω<sub>g</sub> 值( T<sub>s</sub> = 500°C )

t/min	1	5	8	10	12	20	30	基底
h <sub>0</sub> /μm	0.1260	0.1246	0.1304	0.1251	0.1126	0.1043	0.0837	0.0831
H	0.1352	0.1211	0.1035	0.0922	0.0912	0.0886	0.0852	0.1103
ω/μm	0.1812	0.2191	0.2673	0.4118	0.4166	0.4289	0.4457	0.2801
ω <sub>g</sub> /μm	0.1671	0.2076	0.2581	0.4059	0.4108	0.4232	0.4402	0

表 2 不同基底温度下 Mo<sub>2</sub>C 膜表面的 h<sub>0</sub>, H, ω 和 ω<sub>g</sub> 值( t = 12 min )

T <sub>s</sub> /°C	260	300	380	440	500	600
h <sub>0</sub> /μm	0.1186	0.1264	0.1263	0.1250	0.1126	0.1235
H	0.1435	0.1390	0.1290	0.1156	0.0912	0.0875
ω/μm	0.3110	0.3210	0.3460	0.3860	0.4166	0.4575
ω <sub>g</sub> /μm	0.3032	0.3134	0.3390	0.3797	0.4108	0.4522

据可以确定粗糙化比率 β ≈ 1.07, 它远大于常规粗糙化理论中的 β < 0.5, 这说明 Mo<sub>2</sub>C 膜属于快速粗糙化. (2) 沉积时间一定(如 t = 12 min) 时, ω<sub>g</sub> 随温度升高而增大, 但不是线性关系, 这也与常规粗糙化理论中的 ω<sub>g</sub> 随温度升高而减小的结论不同.

### 3 常规粗糙化理论的困难

依照常规粗糙化理论, 薄膜表面粗糙化主要来源于气源粒子流的随机性造成的 Gauss 噪声涨落, 另一方面粒子在界面上的扩散又使薄膜表面趋于平滑, 这两种相互矛盾的因素决定了薄膜表面粗糙度的大小, 按照这种粗糙化机制, t 时刻位置为 r 处的界面高度 h(r, t) 满足方程

$$\frac{\partial h(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = G[h(\mathbf{r}, t)] + \eta(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

其中 G 为生长确定项, η 为噪声项. 对粒子数守恒的系统, G[h(r, t)] 满足连续性方程<sup>[2]</sup>

$$G[h(\mathbf{r}, t)] = -\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

j(r, t) 为表面粒子迁移形成的微观粒子流密度, 它与表面局域化学势 μ(r, t) 的关系为 j(r, t) = -∇μ(r, t). 表面化学势与表面曲率之间满足 Gibbs-Thom 公式<sup>[3]</sup>

$$\mu \propto -\frac{\nabla^2 h}{[1 + (\nabla h)^2]^{3/2}}. \quad (3)$$

因高差 ∇h 很小, 将 (3) 式展开, 只保留线性项, 得到 μ ∝ -∇<sup>2</sup>h. 这种情况下, 方程 (1) 变为

$$\frac{\partial h(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -k\nabla^4 h(\mathbf{r}, t) + \eta(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

其中等号右边第一、二项分别描述粒子表面扩散和入射粒子流随机性产生的热涨落对界面高度的贡献, k 为沉积速率, 由 Arrhenius 公式<sup>[10]</sup> 并应用 Langmuir 吸附动力学理论可以求得它与压强 p 和温度 T, 以及脱附激活能 E<sub>s</sub> 之间满足如下关系:

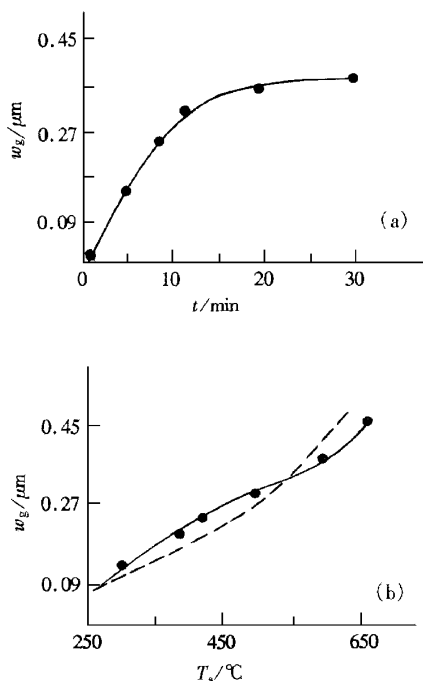


图 5 粗糙度随沉积时间(a)和基底温度(b)的变化

由图 5 和表 1、表 2 看出 (1) 沉积温度一定(如 500°C) 时, t < 10 min, 粗糙度 ω<sub>g</sub> 随沉积时间增长而很快上升, t > 10 min, 它随时间增长而缓慢变化, 这种变化特征正是 ω<sub>g</sub> 为标度函数的反映, 由此可确定 Mo<sub>2</sub>C 膜生长的饱和时间 t<sub>p</sub> = 10 min. 若 t < t<sub>p</sub> 时, ω<sub>g</sub> 随 t 的变化写为 ω<sub>g</sub> ∝ t<sup>β</sup> 的形式, 则由表的数



$$k = \frac{pc}{\sqrt{2\pi mk_B T}} e^{-E_s/RT}. \quad (5)$$

薄膜生长中,表面形态的变化在纵向方向用粗糙度  $w(t)$  描述. 对面积为  $L^D$  的  $D$  维基底, 定义为

$$w^2(L, t) = \left\langle \frac{1}{L^D} \int d^D x [h(\mathbf{r}, t) - \bar{h}(\mathbf{r}, t)]^2 \right\rangle. \quad (6)$$

利用常规粗糙化理论可求得

$$w \sim \frac{1}{\sqrt{k}} (kt)^\beta = k^{\beta-1/2} t^\beta, \quad (7)$$

其中  $\beta$  称粗糙化比率, 它描述沉积时间  $t \ll L^Z$  时表面粗糙度随沉积时间变化的快慢, 与粗糙化指数  $\alpha$  和动力学指数  $Z$  的关系为  $\beta = \alpha/Z$ . 对保守噪声系统<sup>[11]</sup>, 用重整化群方法求得  $Z = D + 2\alpha$ , 于是  $\beta = \frac{\alpha}{Z} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{D}{Z}\right) \leq 0.5$ , 可见传统粗糙化理论中  $\beta < 0.5$ . 将(5)式代入(7)式, 得

$$w \sim \left\{ \frac{pc}{\sqrt{2\pi mk_B T}} e^{-E_s/RT} \right\}^{\beta-1/2} t^\beta. \quad (8)$$

因为  $\beta < 0.5$  (8)式表明, 粗糙度随温度  $T$  的升高而减小. 显然, 常规粗糙化理论不能解释 Mo<sub>2</sub>C 膜的实验结果.

## 4 薄膜表面快速粗糙化的物理模型

实际情况与常规粗糙化理论的最大差异在于: 常规粗糙化理论中, 将基底视为理想平面, 薄膜为单晶膜, 而实际的 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷基底不是理想平面, 粗糙度约为  $w_s \approx 0.28$ ; Mo<sub>2</sub>C 膜为多晶膜, 粒径约为 20 nm, 薄膜中除存在大量的晶粒边界这类缺陷外, 还有极少量的点缺陷.

如前所述, 沉积时间较短时(如  $t < 0.5$  min) 粒子首先会沉积在基底低处位置, 将衬底粗糙度减小. 时间较长, 衬底粗糙度对生长粗糙度的影响将减弱, 甚至可以忽略. 在讨论较长时间(如  $t > 5$  min) 粗糙度问题时, 为简便起见, 忽略衬底粗糙度的影响而只讨论晶粒边界引起的修正.

Mo<sub>2</sub>C 膜晶粒平均粒径为 20 nm 左右, 膜中晶粒边界线密度较大(约为  $5 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ ), 这种缺陷的存在, 导致周期结构在晶粒边界处中断, 形成很强的局域势垒, 阻碍吸附粒子在晶粒间的扩散, 使薄膜生长趋于粗糙. 除了晶粒边界使薄膜生长趋于粗糙外, 气源的噪声涨落以及薄膜中其他缺陷的存在也会使薄膜生长趋于粗糙化, 但在本实验中, 反应室内气源

的压强不大(110 Pa), 温度较低(50°C), 气源喷口直径( $\phi 4$  cm)远大于测量的线度( $10^{-3}$  cm), 因此在测量范围内, 可认为气源供给均匀, 气源涨落引起的粗糙化忽略不计. 此外, 薄膜中其他缺陷数很少而且它产生的局域势较晶粒边界产生的局域势垒弱得多, 作为初级近似, 其他缺陷对粗糙度的影响也忽略不计. 按照上述考虑, 引入晶粒边界产生的局域势  $V(x)$  在忽略粒子源噪声涨落项  $\eta(\mathbf{r}, t)$  的情况下, 方程(4)可写为

$$\frac{\partial h(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -k \nabla^4 h(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}). \quad (9)$$

本实验中薄膜沿表面各方向具有各向同性的性质, 因此可作一维处理, 则(9)式变为

$$\frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = -k \frac{d^4 h(x, t)}{dx^4} + V(x). \quad (10)$$

因测量线度(10  $\mu\text{m}$ )远大于晶粒粒径, 可认为  $V(x)$  与位置无关, 仿照  $\eta(x)$  的构造形式, 取为

$$\langle V(x') V(x) \rangle = V_0 \delta(x - x'). \quad (11)$$

(10)和(11)式就是研究 Mo<sub>2</sub>C 膜表面粗糙度的动力学方程, 由它可确定粗糙度和粗糙化指数.

## 5 薄膜表面粗糙化指数的计算

为了求解(10)式, 作 Fourier 变换:

$$h(x, t) = \sum_q h_q(t) e^{iqx}, \quad V(x) = \sum_q V_q e^{iqx}. \quad (12)$$

(12)式求和是在线度为  $L^D$  内对晶格常数为  $a$  的倒格矢内进行, 则(10)式写为

$$\frac{\partial h_q(t)}{\partial t} = -kq^4 h_q(t) + V_q, \quad (13)$$

其解为

$$h(t) = h_q(0) \exp(-kq^4 t) + V_q \int_0^t \exp[-kq^4(t - \tau)] d\tau, \quad (14)$$

其中由  $t=0$  时, 高度为 0 的条件可得  $h_q(0)=0$ . 将(12)式代入(11)式, 求得

$$\langle V_q V_{q'} \rangle = L^{-D} V_0 \delta_{q, -q'}. \quad (15)$$

利用(14)和(15)式, 得

$$\langle h_q(t) V_q(t) \rangle = \frac{V_0 L^{-D}}{k^2 q^8} [1 - \exp(-kq^4 t)] \delta_{q, -q'}. \quad (16)$$

由(14)式可计算薄膜生长高度涨落  $w_g^2$ , 即

$$w_g^2 = \langle [h(t) - \bar{h}(t)]^2 \rangle$$

$$= \sum_{q \neq 0} \langle h_q(t) h_q(t) \rangle. \quad (17)$$

当  $q$  足够小时 (17) 式求和可换为对  $q$  的积分, 即  $\sum_q (\dots) \rightarrow \int (\dots) q^{D-1} dq$ . 将 (16) 式代入 (17) 式积分后得 (令  $Z=4$ )

$$\omega_g^2 = \frac{V_0 L^{-D}}{k^2} \int_0^q q^{D-1-2Z} [1 - \exp(-kq^Z t)]^2 dq. \quad (18)$$

(18) 式由两个参数即动力学参数  $Z$  和相关长度  $\xi(t) = (kt)^{1/Z}$  决定. 当  $D < 2Z$  时, 积分 (18) 式收敛. 文献 [12] 证明  $\omega_g^2$  为标度函数. 为了考察  $\omega_g^2$  的标度规律并进而确定粗糙化指数  $\beta$ , 令  $x = \xi(t) = (kt)^{1/Z}$ ,  $q = y$ , 则

$$f[\xi(t)] = \frac{V_0 L^{-D}}{k^2} \int_0^y y^{D-1-2Z} [1 - \exp(-(x)y^Z)]^2 dy. \quad (19)$$

作标度变换:  $\xi(t) \rightarrow L^{-1} \xi(t)$ , 则由 (19) 式并令  $y/L = q$ , 有

$$f[L^{-1} \xi(t)] = L^{-(2Z-D)} \frac{V_0 L^{-D}}{k^2} \cdot \int_0^q q^{D-1-2Z} [1 - \exp(-q^Z kt)]^2 dq = L^{-(2Z-D)} f(\xi(t)). \quad (20)$$

比较 (18) 与 (20) 式, 有

$$\omega_g^2 = L^{(2Z-D)} f(L^{-1} \xi(t)). \quad (21)$$

因为  $\omega_g^2$  为标度函数, 所以  $f[\xi(t)]$  必为标度函数, 当  $\xi(t) \sim L$  时, 由  $\xi(t) = (kt)^{1/Z}$  可知特征时间  $t_c \approx L^2/K$ ,  $L^{-1} \xi(t) \sim 1$  此时  $f[L^{-1} \xi(t)]$  与时间无关, 其值为常数, 而当  $\xi(t) \ll L$  时 (21) 式的标度变换表明,  $f[\xi(t)]$  应具有  $f[\xi(t)] \sim \xi(t)^{2Z-D}$  的形式. 总之

$$f[\xi(t)] = \begin{cases} \sim \xi(t)^{2Z-D} & \text{当 } \xi(t) \ll L \text{ 时,} \\ \sim \text{常数} & \text{当 } \xi(t) \sim L \text{ 时.} \end{cases} \quad (22)$$

比较 (21) 与 (22) 式, 可知

$$\omega_g^2 = \begin{cases} k^{(2Z-D)YZ} t^{(2Z-D)YZ} & t \ll t_c, \\ \text{常数} & t \gg t_c. \end{cases} \quad (23)$$

因此, 标度规律  $\omega_g^2 \sim t^{2\beta}$  中,  $\beta = (2Z-D)YZ$ . 对我们采用的模型,  $Z$  已与常规粗糙化理论不相同,  $Z=4$ , 维数  $D=1$ , 求得  $\beta=0.875$ , 这是忽略粒子源噪音涨落情况下的粗糙化指数. 如果把气源噪音涨落项引起的粗糙化  $\eta(r, t)$  考虑在内 (它引起的  $\beta=1/11$ ), 则  $\beta=0.9659$ , 与实验值 1.07 的误差为

9.73%, 若再把基底粗糙度  $\omega_s$  的影响考虑在内, 则  $\beta$  与实验结果的误差将更小.

## 6 Mo<sub>2</sub>C 膜粗糙度与温度的关系

沉积速率  $k$  与温度  $T$  的关系由控制沉积速率的动力学过程决定, 温度较低 (例如  $T < 720 \text{ K}$ ), 沉积过程是反应物在基底表面的物理吸附过程, 这时  $k$  由 (5) 式决定, 将 (5) 式代入 (23) 式, 得

$$\omega_g^2 = \left( \frac{pct}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \exp(-E_s/RT) \right)^\beta. \quad (24)$$

取  $p=120 \text{ Pa}$ ,  $t=12 \text{ min}$  计算, 由实验给出  $E_s=10 \text{ kcal/mol}$ ,  $\text{Mo}(\text{CO})_6$  的分子量  $m=3.386 \times 10^{-25} \text{ kg}$ , 玻尔兹曼常数  $k_B=1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $R=8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . 由实验测得的  $\omega_g$  值, 可由 (24) 式确定出  $c=4.38 \times 10^{-25}$ , 由此得到的  $\omega_g-T$  曲线见图 5 中的虚线所示. 显然, 它随温度升高而增大, 理论曲线与实验值 (图中黑圆点) 基本一致.

沉积速率取决于反应物和产物在基底表面的吸附和解吸. 在高温区尽管温度升高有利于反应进行, 但反应物和产物的解吸过程也加强, 因此, 高温区温度变化对沉积速率的影响不大, 粗糙度将几乎不随温度而变化. 但本实验中, 温度很高 (如  $T_s > 500^\circ \text{C}$ ) 时,  $\text{Mo}_2\text{C}$  的热分解以及  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜的形成已不能正常进行, 所以实验值严重偏离理论估计.

在低温区  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜的粗糙度随温度升高而增大的现象可解释如下:  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜中大量晶粒边界势垒, 阻止粒子在晶粒间的扩散, 粒子扩散被限制在单个晶粒内进行, 因此, 扩散不会因温度升高而增大. 相反, 温度升高导致粒子沉积速率增大, 使后沉积的粒子很快把早先沉积的粒子淹没掉, 粒子扩散被削弱, 导致粗糙度增大.

## 7 结 论

1.  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜的表面粗糙度随沉积时间增长而增大, 且有标度函数的变化特征, 粗糙化指数  $\beta > 1$ , 属快速粗糙化现象.

2.  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜表面粗糙度随温度升高而增大, 但不是线性关系.

3. 晶粒边界的大量存在是导致表面粗糙化的重要原因, 引入晶粒边界造成的附加势垒修正, 可从理论上对  $\text{Mo}_2\text{C}$  膜快速粗糙化现象给予解释, 理论

结果与实验结果接近.

- [ 1 ] C. Herring, *Physics of Powder Metallurgy*, edited by W. E. Kingston (MC Grawhill, New York, 1951).
- [ 2 ] A. Lifshitz, L. Slyozov, *J. Phys. Chem. Solid*, **19**(1961) 35.
- [ 3 ] Z. Wangner, *Electrochem.*, **65**(1961) 581.
- [ 4 ] M. Kardor, G. Parisi, Y. C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986) 889.
- [ 5 ] J. Krin, G. Palasantzas, *Int. J. Mod. Phys.*, **B9**(1995) 599.
- [ 6 ] D. J. Eaglesham, *J. Appl. Phys.*, **77**(1995) 3597.
- [ 7 ] You-xiang Wang, Rui-feng Yue, Chun-hua Chen, *Acta Physica Sinica* **47**(1998) 75 (in Chinese) [王佑祥、岳瑞峰、陈春华, *物理学报* **47**(1998) 75].
- [ 8 ] K. Fang, F. M. Lu, G. Wang, *Phys. Rev.*, **B49**(1994) 8331.
- [ 9 ] Rui-lun Zheng, Yong-gang Ping, *J. Southwest China Normal University* **23**(1998) 84 (in Chinese) [郑瑞伦、平荣刚, *西南师范大学学报* **23**(1998) 84].
- [ 10 ] Guan-qi Li, Wen-jun You, Mei-qian Huang et al., *Acta Physica Sinica* **47**(1998) 160 (in Chinese) [李观启、尤文俊、黄美浅等, *物理学报* **47**(1998) 160].
- [ 11 ] J. Krug, *Phys. Rev.*, **A44**(1991) 801.
- [ 12 ] R. Julline, R. Botet, *J. Phys.*, **A18**(1985) 2279.

## RAPID ROUGHENING OF $\text{Mo}_2\text{C}$ FILM SURFACE

ZHENG RUI-LUN RAN YANG-QIANG CHEN HONG

(Department of Physics, Southwest China Normal University, Chongqing 400715, China)

PING RONG-GANG

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

(Received 11 October 1999; revised manuscript received 21 December 1999)

### ABSTRACT

The roughness of  $\text{Mo}_2\text{C}$  film surface is measured and the results are given. By introduction of crystalline boundary correction, the rapid roughening phenomenon is explained theoretically.

**Keywords** :  $\text{Mo}_2\text{C}$  thin film, rapid roughening, roughness exponent

**PACC** : 6855, 8115H, 7570