



电子束物理气相沉积钕钛合金薄膜的组分和厚度分布

李帅辉, 舒勇华, 樊菁*

中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190

* E-mail: jfan@imech.ac.cn

收稿日期: 2007-01-23; 接受日期: 2007-04-01

国家自然科学基金资助项目(批准号: 90205024, 10502051, 10621202)

摘要 大面积薄膜的组分和厚度分布是实际工艺中最为关心的问题之一. 利用实验和直接模拟 Monte Carlo(DSMC)方法, 分别研究了双电子束和三电子束物理气相沉积(EBPVD)中, 钕和钛蒸气原子的三维低密度、非平衡射流, 获得了它们在 100 和 150 mm 单晶硅基片表面的沉积厚度和组分的分布. DSMC 结果与钕和钛的蒸发速率的石英晶振探头原位测量值, 沉积薄膜厚度分布的台阶仪和 Rutherford 背散射仪的测量数据, 沉积薄膜组分分布的 Rutherford 背散射仪和电感耦合等离子体原子发射光谱仪测量值, 均相符甚好. 这表明通过 DSMC 方法与精细测量相结合, 可在原子水平上实现 EBPVD 输运工艺的定量预测和设计.

关键词

电子束物理气相沉积
薄膜
厚度和组分分布
蒸气原子
非平衡输运

在大面积多组分薄膜的物理气相沉积工艺中, 气相流场的预测和控制是十分重要的. 它决定着薄膜组分和厚度的分布, 是真正实现原子水平材料设计和制备的关键步骤之一.

本文主要研究多源电子束物理气相沉积(EBPVD)中的低密度、非平衡流场及其在基片表面的粒子通量. EBPVD 是真空薄膜制备的常用方法, 它利用灯丝加热后发射的电子束, 经电场加速、磁场聚焦后, 高速撞击置于水冷坩埚之中的蒸发材料. 蒸发材料表面原子吸收电子携带的动能, 温度迅速升高, 在真空环境下蒸发或升华形成的低密度、非平衡蒸气粒子射流与基片相撞, 在适当的条件下生长为薄膜^[1].

早期的基片表面粒子通量模型是以自由分子流为基础的^[2,3]. 对于面蒸发源, 若忽略蒸气粒子之间的相互碰撞, 则蒸发源表面发射出来的蒸气粒子沿直线路径飞向基片, 故任一基片面元的粒子通量

$$q_s = \frac{A_s \cos \phi \cos \varphi}{\pi r^2} q_e, \quad (1)$$

其中 ϕ 和 φ 分别是该面元中心和蒸发源中心连线与蒸发源法向和该面元法向的夹角.

余弦律(1)直观简单, 但实际观测发现^[4], q_s 往往近似正比于 $\cos^n \varphi$. Powell等^[5]分析表明, n 的具体值依赖于蒸气射流的Knudsen数(Kn).

EBPVD中的蒸气射流的 Kn 数常常有很大变化. 以文献^[6]中钇的EBPVD过程为例, 局部 Kn 数从蒸发源表面的 0.8, 在法向距蒸发源 380 mm 的基片表面已增至 10^2 (参见文献^[6]中的图 7).

在过渡领域($0.1 < Kn < 10$), 传统的连续介质假设和简单的自由分子流近似都不成立, 目前最有力的分析工具是直接模拟Monte Carlo(DSMC)方法^[7,8]. DSMC方法的关键是如何确定粒子碰撞截面, 常用的现象论模型^[9~13]如变径刚球(VHS)模型^[10]以Chapman-Enskog理论^[14]为基础, 模型参数通过输运系数的实验数据来确定. 然而, EBPVD感兴趣的许多金属蒸气如钇、钛、铜等的输运系数的实验数据十分缺乏, 因此如何确定它们的DSMC方法碰撞模型参数成为一个困难的问题. 樊菁等^[6]利用碱金属蒸气输运系数确定参数, 再通过元素周期表外推到其他金属原子的方法, 已成功用于钇^[6]、钛^[15]和铝^[16]气相沉积的DSMC分析, 获得了与实验数据相符很好的结果.

对于多源共沉积大面积多组分薄膜而言, 还必须考虑多个蒸气射流之间的相互作用. YBCO薄膜的Monte Carlo计算表明^[17], 尽管Yt, Ba和Cu的蒸发速率满足 1:2:3 的摩尔组分比关系, 但随着蒸发速率的增大, 不同蒸气粒子之间的相互碰撞严重影响薄膜组分分布, 基片表面的蒸气原子通量的摩尔组分比完全偏离初始比例.

本文利用 DSMC 方法和实验, 分别研究 2 枪 2 源和 3 枪 3 源制备的钇、钛合金薄膜的三维低密度、非平衡混合蒸气射流场, 以及沉积薄膜的组分和厚度分布. 第 1 节介绍我们的EBPVD 实验装置和钇、钛薄膜的沉积条件, 以及蒸发速率、薄膜厚度和摩尔组分的测量方法; 第 2 节说明 DSMC 方法的计算条件, 以及薄膜厚度和摩尔组分的计算方法; 第 3 节对计算和实验结果进行比较和讨论; 第 4 节是总结.

1 实验装置与测量方法

1.1 EBPVD 实验装置

如图 1 所示, 我们研制的电子束物理气相沉积实验系统(简称RGD-3, 详见文献^[18])的圆形真空室直径 760 mm, 高 850 mm, 侧壁双层水冷. 真空室内有 3 套e型电子枪和蒸发源, 1 套电阻蒸发装置, 每个蒸发源的蒸发速率分别由相应的石英晶体膜厚仪监测和控制.

RGD-3 真空室侧壁和顶法兰分别装有 3 套 ZDF-II 型复合真空规, 用于压力测量. 薄膜沉积过程中的背压与蒸发材料的放气性质、蒸发速率和补充气氛的充气速率等有关, 一般保持在 1×10^{-3} Pa 左右.

1.2 实验条件

我们利用实验装置 RGD-3 分别开展了 2 枪 2 源和 3 枪 3 源共蒸沉积钇、钛合金薄膜的实

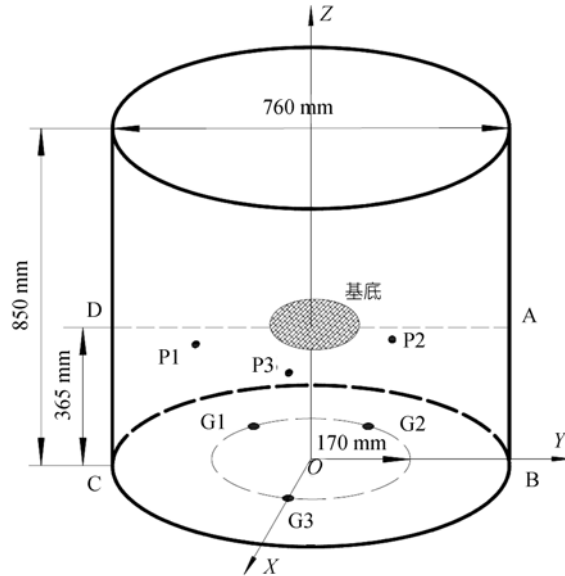


图 1 RGD-3 真空室内蒸发源、晶振探头和基片位置示意图

验, 实验条件见表 1. 直角坐标系原点 O 位于真空室底面中心, 3 个蒸发源 G1-G3 均匀分布在真空室底部以 O 为圆心, 半径为 170 mm 的圆上, X 轴通过 G3 中心, Y 轴平行于 G1 和 G2 的中心连线.

表 1 钕钛合金薄膜共沉积实验条件

情形	蒸发源	材料	M_e/g	d_e/cm	T_e/K	$n_e/10^{19} \text{ m}^{-3}$
I	G1	Ti	0.289	1.2	2099	12.6
	G2	Yt	0.232	3.0	1887	3.1
II	G1	Yt	0.187	1.2	1957	7.9
	G2	Yt	0.217	1.2	1969	9.2
	G3	Ti	0.193	1.2	2086	10.8

实验采用单晶硅基片, 基片直径分别为 100 和 150 mm, 基片与蒸发源平面的垂直距离为 365 mm. 实验过程中, 基片温度大约保持在室温, 蒸发持续时间 t_e 分别为 1000 和 780 s.

表面平整无氧化层的钕和钛的块体材料, 经丙酮和酒精清洗后用微量电子天平称重, 然后置于水冷坩埚内. 实验结束后, 再次用微量电子天平秤从坩埚中取出的钕块和钛块蒸发后的质量, 并用游标卡尺测量其蒸发区直径 d_e . 对比实验前后钕块和钛块的质量, 即可获得蒸发质量 M_e .

已知蒸发质量、蒸发时间和蒸发区直径, 容易算出蒸发速率

$$\Gamma_e = \frac{4M_e}{\pi d_e^2 t_e}. \quad (2)$$

Dushman^[19]给出了真空条件下蒸发源表面温度 T_e 和蒸发速率 Γ_e 之间的关系

$$\log \Gamma_e = C - 0.5 \log T_e - B/T_e. \quad (3)$$

常见金属的B和C的拟合值见文献 [19]表 10.2, 其中钼的值为 2.197×10^4 和 9.17, 钛的值为 2.323×10^4 和 9.11.

将实验条件下的蒸发速率值代入(3)式, 即可算出 T_e (表 1). 根据动理论 [7,8], 蒸发源表面数密度

$$n_e = \Gamma_e \sqrt{2\pi / kmT_e}, \quad (4)$$

其中 k 为 Boltzmann 常数, m 为原子质量.

1.3 蒸发速率的测量

G1-G3 的蒸发速率分别由 Inficon 公司制造的石英晶振探头 P1-P3 监控. 为屏蔽其他蒸发源的干扰, 每个探头外加了一个长方形遮挡片.

P1-P3 的核心部件石英晶振片是按一定方位角切削而成的一个石英晶体薄片, 该薄片的上、下表面局部涂敷金膜或银膜作为电极. 在某一外加交变电频率下, 石英晶振片振幅显著增大, 而此压电谐振频率敏感地依赖于蒸气粒子的沉积厚度 [20].

表 2 给出了 P1 和 P2 的空间坐标, 及其石英晶振片法向分量 l_x , m_y 和 n_z . 图 2 给出了实验条件 I 下, P1 和 P2 石英晶振片表面沉积速率(E_s)的测量曲线. 它们与 G1 和 G2 的蒸发速率之间的对应关系, 是实际工艺关心的. 我们通过 DSMC 方法计算稀薄蒸气流动, 实现了两者的关联, 并与实验数据符合得很好, 详见 3.1 节.

表 2 石英晶振片空间位置与表面单位法向量分量值

探头	X/mm	Y/mm	Z/mm	l_x	m_y	n_z
P1	-250	-244	260	0.208	-0.342	0.921
P2	-300	220	230	0.225	0.259	0.940

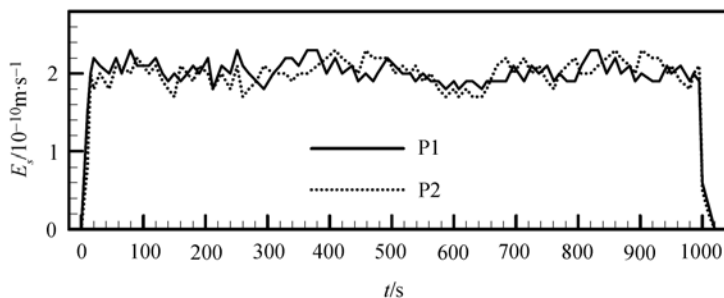


图 2 实验 I 中 P1 和 P2 给出的沉积速率随时间变化的测量曲线

1.4 薄膜厚度的测量

薄膜厚度和组分测量分别采取两种不同的方法, 以便相互比较和验证. 前者分别用台阶仪和 Rutherford 背散射(RBS)仪, 后者分别用 RBS 仪和电感耦合等离子体原子发射光谱(ICP-AES)仪. 由于台阶仪和 RBS 测量均不破坏薄膜试样, 因此先用台阶仪测厚度, 再用 RBS

测厚度和组分, 最后做 ICP-AES 测量.

我们使用的是 Dektak8 型台阶仪. 薄膜沉积前用表面光滑、厚度约为 0.5mm 的薄片对硅基片部分表面进行条状遮挡. 实验后, 将遮挡薄片去除即形成适合 Dektak8 探针测量的薄膜台阶. 图 3 给出了实验条件 II 下的薄膜台阶分布示意图以及薄膜厚度分布的台阶仪测量值.

我们采用 NEC 公司制造的 5SDH-2 型 RBS 仪, 它的入射 α 粒子能量 $E_0=2022$ keV, 质量 $m_\alpha=6.64\times10^{-27}$ kg, 质子数 $Z_\alpha=2$, 探测器法向与入射粒子束夹角 $\theta=165^\circ$.

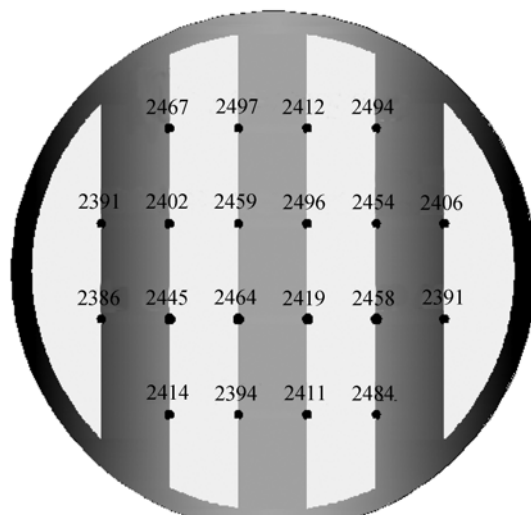


图 3 台阶仪给出的 150 mm 硅基片表面钽钛合金薄膜厚度分布(单位 10^{-10} m)

对于本文关心的钽钛薄膜, α 粒子与第 j 种组分($j=1, 2$)的原子核在薄膜前、后表面发生散射后的能量值分别记为 $E_{j,a}$ 和 $E_{j,b}$, 它们对应于 RBS 能谱中组分 j 特征峰的前缘和后缘. 该背散射过程可由刚球碰撞动力学描述, 故^[21]

$$K_j \equiv \frac{E_{j,a}}{E_0} = \left(\frac{\sqrt{m_j^2 - m_\alpha^2 \sin^2 \theta} + m_\alpha \cos \theta}{m_\alpha + m_j} \right)^2. \quad (5)$$

将 $E_{j,a}$ 的测量值带入(5)式算出 m_j , 与元素周期表中的原子质量对比, 就可知道薄膜组分.

根据 $E_{j,a}$ 和 $E_{j,b}$ 的测量值, 以及 α 粒子的入射和散射能量损失因子 ε_i 和 ε_o 实验标定值^[22], 即可确定薄膜的原子面密度, 即

$$\xi = (E_{j,b} - E_{j,a}) / (K_j \varepsilon_i + \varepsilon_o). \quad (6)$$

假设薄膜中每个原子占据的体积为 m_j/ρ_j , 则薄膜厚度

$$\delta = \sum_{j=1}^2 c_j m_j \xi / \rho_j. \quad (7)$$

其中 ρ_1 和 ρ_2 分别为钇和钛的块体密度, 即 4.47×10^3 和 $4.50 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$.

1.5 薄膜摩尔组分比的测量

RBS也可以用于薄膜摩尔组分比的测量. 记入射 α 粒子总数为 Q , 它们与薄膜第 j 种组分碰撞、背散射后被探测器记录到的个数为 δQ_j , 则该组分的原子面密度^[21]

$$\xi_j = \frac{\delta Q_j}{Q \cdot d\sigma_j}. \quad (8)$$

其中 $d\sigma_j$ 为 Rutherford 散射截面.

薄膜任意两种组分之间摩尔比等于相应的原子面密度之比, 代入 $d\sigma_j$ 的表达式化简整理得到

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\delta Q_1 d\sigma_2}{\delta Q_2 d\sigma_1} = \frac{m_1 Z_2^2 \delta Q_1}{m_2 Z_1^2 \delta Q_2} \times \frac{\sqrt{m_1^2 - m_\alpha^2 \sin^2 \theta}}{\sqrt{m_2^2 - m_\alpha^2 \sin^2 \theta}} \times \left[\frac{\sqrt{m_2^2 - m_\alpha^2 \sin^2 \theta} + m_2 \cos \theta}{\sqrt{m_1^2 - m_\alpha^2 \sin^2 \theta} + m_1 \cos \theta} \right]^2. \quad (9)$$

在 ICP-AES 测量中, 首先用盐酸将薄膜溶解, 再将溶液雾化, 然后在高温环境下进一步气化、离解和激发. 通过测量受激原子或离子的特征发射光谱强度^[23], 即可获得薄膜组分的摩尔含量.

2 DSMC 计算

DSMC 方法在计算机中用大量的模拟分子代表真实气流中的分子, 这些模拟分子的位置、速度等物理信息都存贮在计算机中, 并且因为分子的运动和碰撞以及分子与边界相互作用等输运过程而随时间不断地改变. DSMC 方法的本质是在小的时间间隔内将分子运动与分子间的碰撞解耦, 在一个时间步长 Δt 内, 所有的分子依其速度运动一段距离, 然后计算相应于这一时间步长的有代表性的分子间的碰撞. 为保证这种时间解耦在统计意义上仍能反映真实分子运动的基本特点, Δt 应小于局部平均碰撞时间. 碰撞对在网格内选取, 网格也用来对分子信息采样和统计平均以得到宏观量, 如速度、数密度和温度场.

2.1 计算区域

将图 1 中的蒸发表面与基片所在的两个平面之间圆柱形真空室的外切长方体空间 (760 mm×760 mm×365 mm) 取为计算区域. X 和 Y 方向采用均匀网格, 网格数均为 60; Z 方向采用非均匀网格, 在蒸发源附近局部加密后的网格尺寸等于 1 mm, 网格总数为 40.

蒸发源表面附近, 蒸气粒子的数密度大, 粒子之间的频繁碰撞对它们的运动轨迹有重要影响. 本文实验条件下蒸发源附近的粒子平均碰撞时间介于 $2 \times 10^{-5} \sim 4 \times 10^{-5} \text{ s}$, 故 DSMC 的时间步长取为 $1 \times 10^{-5} \text{ s}$, 以满足 DSMC 方法中运动和碰撞解耦对时间步长的要求.

2.2 边界条件与碰撞模型

RGD-3 双层水冷的真空室侧壁温度保持在 293 K^[18], 未加热的基片温度与真空室壁温度相当. 由于真空室壁面和基片表面温度远低于钕和钛的熔点, 钕或钛蒸气原子与它们相撞后, 黏附系数可近似取为 1, 因此在DSMC计算中, 除蒸发源外的其他计算区域边界均可看作完全吸收的.

在一个时间步长 Δt 内, 从蒸发源 l 进入计算区域的蒸气粒子数^[7,8]

$$N_l = \gamma n_l \cdot \sqrt{kT_l / 2\pi m_l} \cdot A_l \cdot \Delta t, \quad (10)$$

其中 γ 为模拟粒子与真实粒子数之比, $A_l = \pi d_e^2 / 4$. 在我们的计算中, γ 的取值大约使平均的网格模拟粒子数为 20, 总的模拟粒子数约为 3×10^6 .

蒸气粒子的初始速度按照Maxwell分布确定. 为保证计算蒸发质量与实验相同, 蒸发源表面是完全漫反射的^[6]. 实验过程中真空室背压保持在 1×10^{-3} Pa左右, 背景气体分子对蒸发粒子运动轨迹的影响可以忽略, 故计算中不予考虑.

本文采用VHS模型^[10]描述蒸气原子之间的相互作用, 钕和钛蒸气原子的VHS参考碰撞直径和幂指数采用文献^[6]中表II给出的值.

2.3 薄膜厚度和摩尔组分比的计算方法

石英晶体探头或硅基片表面钕和钛蒸气粒子的沉积厚度

$$\delta = t_e \sum_{j=1}^2 m_j n_j^p v_{j,\perp}^p / \rho_j, \quad (11)$$

其中 n_j^p 和 $v_{j,\perp}^p$ 分别为蒸气射流场第 j 种组分在石英晶振片表面或硅基片表面的数密度及其法向速度分量.

硅基片表面在本文计算中假设是完全黏附的, 故钕、钛合金薄膜中两种组分的原子摩尔比

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{n_1^p v_{1,\perp}^p}{n_2^p v_{2,\perp}^p}. \quad (12)$$

3 计算和实验结果的比较

3.1 双源共沉积

图4给出了DSMC计算得到的双蒸发源射流场的数密度和Z方向速度分布. 类似于文献^[6]给出的单源钕射流场, 在真空条件下, 蒸气射流迅速膨胀, 离开蒸发面向上 25 mm的距离内, 数密度降低约 1~2 个数量级, 速度达到约 700 m/s; 射流在Z方向经过充分膨胀后, 基片表面的数密度比蒸发表面低 4 个数量级. 与文献^[6]不同的是, 沿钛蒸发源法向的速度分布, 不是单调增大的, 而是先增大后减小, 这是因为钕和钛的原子量分别为 48 和 89, 故后者膨胀后的绝对速度明显小于前者, 导致了钛蒸发源远上方混合后的绝对速度的减小.

石英晶体探头 P1 和 P2 测出的钕和钛蒸发速率(图2)的平均值分别为 2.04×10^{-10} 和 2.02×10^{-10} m/s, (11)式给出的 DSMC 计算值分别为 1.94×10^{-10} 和 1.97×10^{-10} m/s, 两者相符甚好.

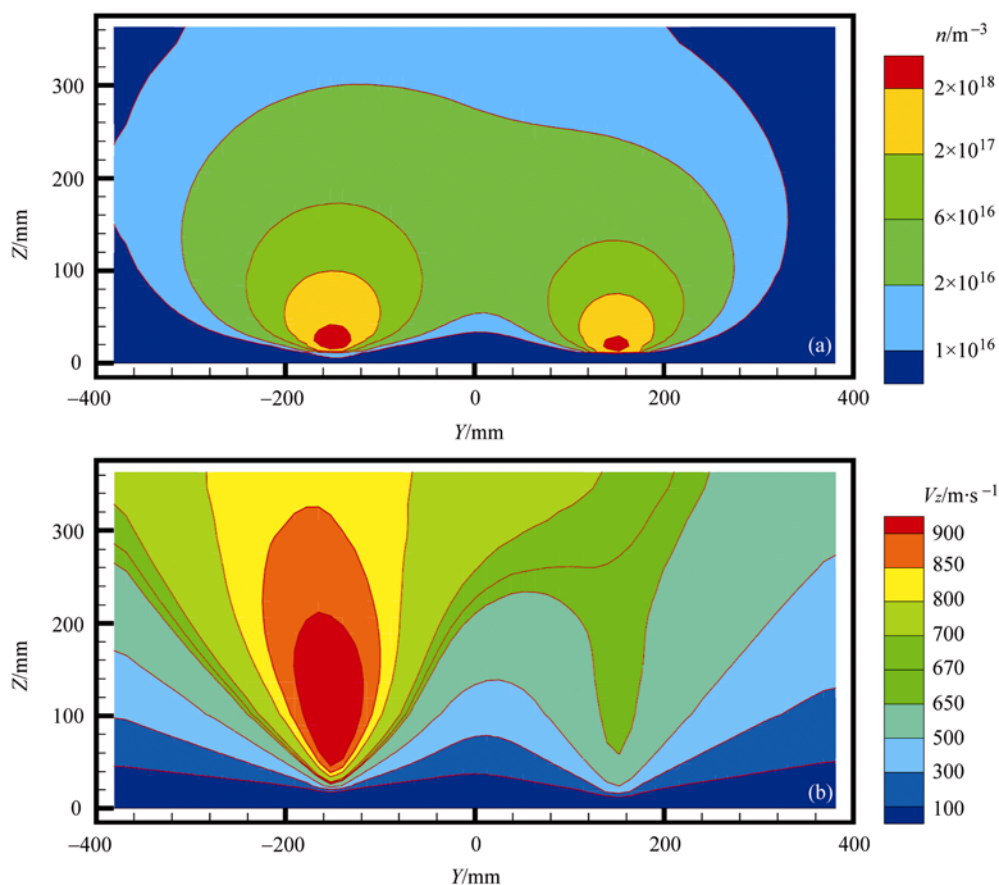


图 4 DSMC 给出的实验条件 I 下的钇钽混合蒸气流场

(a) 数密度分布; (b) 垂直于基片表面方向的速度分布

在本情形中, 100 mm 的单晶硅基片中心处在 G1 和 G2 连线中点的正上方(参见图 1), 晶相标志靠近 G1, 用于遮挡的薄片平行于 Y 轴. 图 5 给出了实验后厚度和组分的 18 个测量位置, 这 18 个测点都进行了 RBS 测量, 其中 12 个测点(3, 4, 9, 10, 15 和 16 之外)还进行了台阶仪测量, 4 个测点(1, 5, 8 和 17)进行了 ICP-AES 测量. 图 6 和 7 给出了典型的 RBS 和 ICP-AES 测量曲线.

图 8 比较了钇-钽薄膜在 100 mm 基片上的厚度分布的计算与实验值. DSMC 和 RBS 结果最大相差 7%, 平均值相差 3%; 12 个台阶仪测点的薄膜厚度平均值为 2389×10^{-10} m, DSMC 平均值为 2357×10^{-10} m, 前者仅比后者高 2%.

由于本文实验中基片处在常温, 蒸气粒子在其表面的扩散能力弱. 受统计涨落和阴影效应的影响, 薄膜生长过程中有缺陷和空洞出现, 故其密度低于块体密度^[24], 这使得按照(11)式计算的薄膜厚度略低于台阶仪测量值. 此外, 常温沉积导致的较为粗糙的薄膜表面使得台阶仪测量值散布较大.

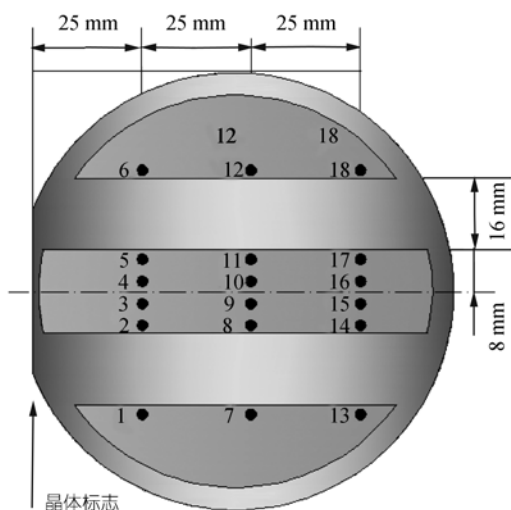


图5 100 mm 钇钛合金薄膜厚度和组分的测点位置

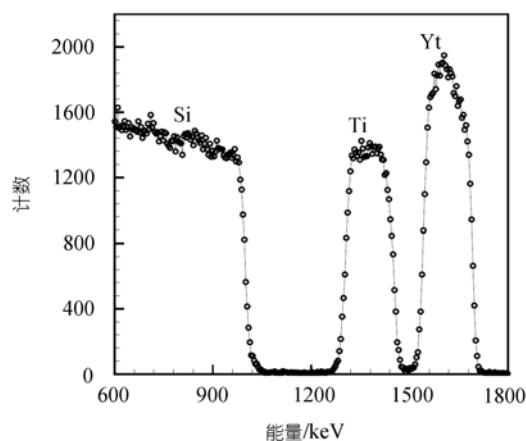


图6 钇钛合金薄膜测点8的RBS能谱分布

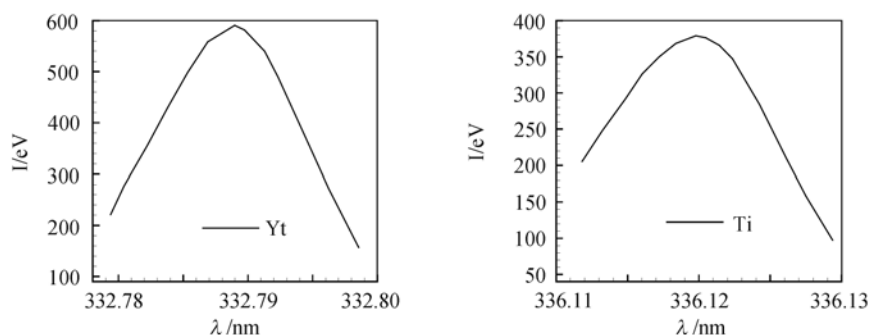


图7 钇钛合金薄膜测点1的钇(左)和钛(右)ICP-AES能谱分布

图9给出了DSMC方法计算得到的薄膜中钇、钛组分摩尔比,并与RBS和ICP-AES的测量数据进行了比较. RBS和ICP-AES结果符合得非常好,平均误差只有2%;DSMC结果与两种实验结果也符合得很好,最大差别发生在测点12,相对误差仅为5%. 值得指出的是,DSMC结果先于RBS和ICP-AES测量得到,这显示了本文发展的DSMC方法预测实际工艺的能力.

图10给出了DSMC方法预测的100 mm硅基片表面的钇-钛合金薄膜厚度和钇、钛组分摩尔比的等值线. 由于钛蒸发质量略高于钇,薄膜厚度在Y方向单调递减,变化约为5%. 而钛原子比钇原子质量轻,薄膜组分摩尔比变化较大,高达2.3倍.

3.2 三源共沉积

图11为DSMC方法得到实验条件II下的钇、钛混合蒸气数密度和Z方向速度分量的等值线分布. 与图4所示的双源情形相比,3源混合蒸气流场更加复杂,因此通过传统的经验方

法优化多源共沉积工艺参数是困难和耗时的.

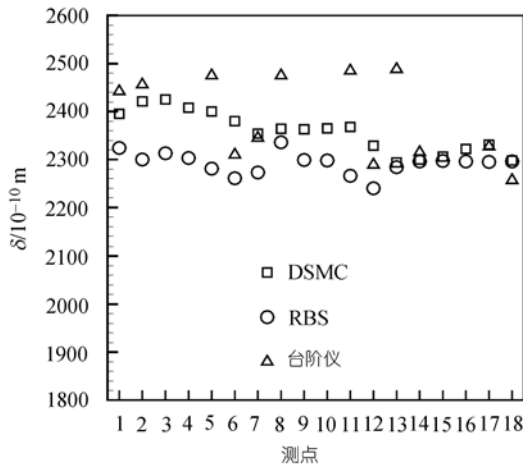


图 8 实验条件 I 时, DSMC, 台阶仪和 RBS 给出的 100 mm 硅基片表面钪钛合金薄膜厚度分布的比较

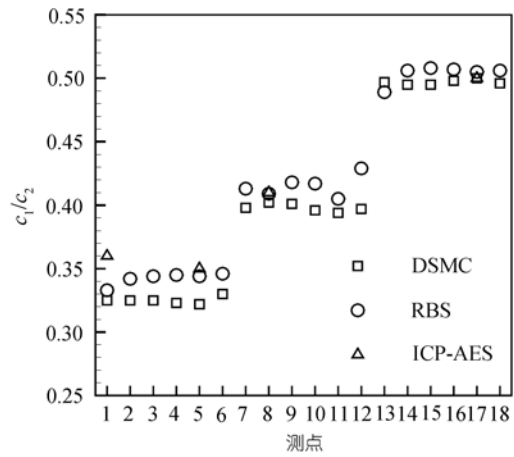


图 9 实验条件 I 时, DSMC 方法给出的 100 mm 硅基片表面钪钛合金薄膜组分摩尔比与 RBS 和 ICP-AES 测量数据的比较

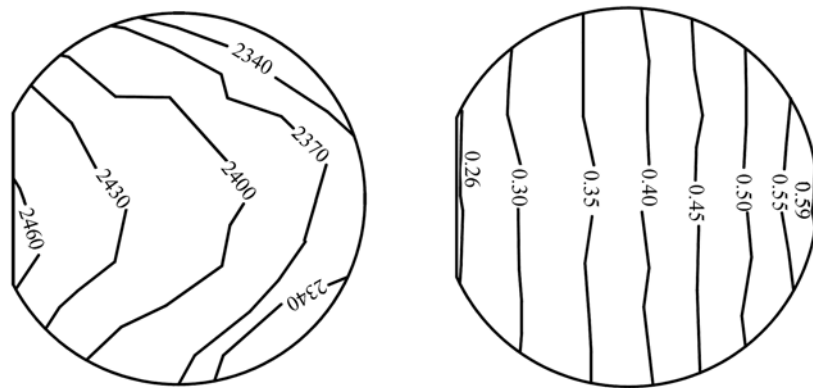


图 10 实验条件 I 时, DSMC 方法给出的 100 mm 硅基片表面钪钛薄膜的厚度(单位 10^{-10} m , 左)和钪、钛组分摩尔比(右)分布等值线

150 mm 的单晶硅基片中心位于坐标原点 O 的正上方(图 1), 晶相标志靠近 G3, 遮挡薄片平行于 X 轴. DSMC 方法计算得到的薄膜厚度分布(图 12), 与图 3 的台阶仪测量数据符合得很好, 整个基片的薄膜平均厚度的 DSMC 值为 $2395 \times 10^{-10} \text{ m}$, 在 20 个测点的薄膜厚度的实验数据的平均值为 $2437 \times 10^{-10} \text{ m}$, 计算和实验的相对误差仅为 $-2.1\% \sim +2.4\%$. 这是容易理解的, 因为“品”字型的蒸发源布置, 有利于其正上方的基片表面的蒸气粒子通量的均匀性.

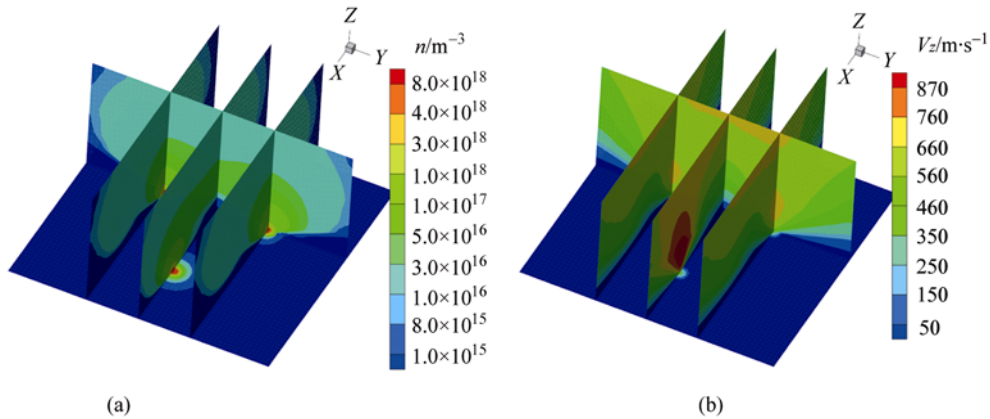


图 11 DSMC 给出的实验条件 II 下的钕钛混合蒸气流场
(a) 数密度分布; (b) 垂直于基片表面方向的速度分布

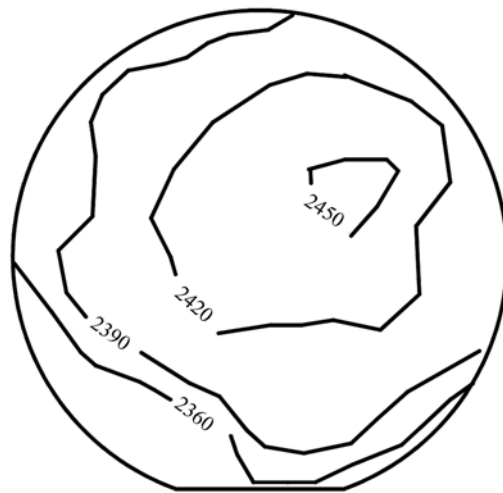


图 12 实验条件 II 时, DSMC 方法给出的 150 mm 钕钛薄膜的厚度(单位 10^{-10} m)分布等值线

4 结论

本文采用实验和计算相结合的方法, 细致研究了电子束物理气相沉积中的低密度、非平衡蒸气射流场, 以及钕、钛蒸气粒子在单晶硅基片表面的沉积厚度和摩尔组分的分布. DSMC 方法的计算结果与多种测量方法获得的实验数据符合甚好, DSMC 提供的细致流场既有助于我们了解物理气相沉积工艺中蒸发源表面到基片表面的蒸气粒子输运轨迹的统计规律, 也为我们优化大面积、多组分薄膜的沉积工艺提供了经济、快捷的途径.

原子水平的材料设计和工艺是现代材料科学的重要目标. 对于本文关心的电子束物理气相沉积, 要实现这个目标, 需要在 3 个过程中(蒸发材料表面原子与高能电子束的相互作用过

程、真空室内蒸气原子的输运过程、基片表面的蒸气原子的迁移和凝聚过程)建立原子运动和工艺条件的定量关系. 本工作实现了两者在输运环节的关联, 并为定量研究薄膜生长环节提供了边界条件. 我们未来将在此基础上进一步研究基片气固界面的原子运动, 特别是宏观工艺条件如基片表面温度、蒸气粒子的入射速度等与薄膜生长特性之间的关系.

参考文献

- 1 王恩哥. 薄膜生长中的表面动力学(I). 物理学进展, 2003, 23(1): 1—61
- 2 Holland L, Steckelmacher W. The distribution of thin films condensed on surfaces by the vacuum evaporation method. *Vacuum*, 1952, 2: 346—364 [\[DOI\]](#)
- 3 Behrndt K H. Thickness uniformity on rotating substrates. In: Bancroft G H ed. Transactions of 10th National Vacuum Symposium of the American Vacuum Society, Boston, USA. New York: Macmillan Co., 1963. 379—384
- 4 Graper E B. Distribution and apparent source geometry of Electron-Beam-Heated evaporation sources. *J Vac Sci Technol*, 1973, 10(1): 100—103 [\[DOI\]](#)
- 5 Powell A, Minson P, Trapaga G, et al. Mathematical modeling of vapor plume focusing in electron beam evaporation. *Metall Mater Trans A*, 2001, 32(8): 1959—1966 [\[DOI\]](#)
- 6 Fan J, Boyd I D, Shelton C. Monte carlo modeling of electron beam physical vapor deposition of yttrium. *J Vac Sci Technol A*, 2000, 18(6): 2937—2945 [\[DOI\]](#)
- 7 Bird G A. *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*. Oxford: Clarendon Press, 1994
- 8 Shen C. *Rarefied Gas Dynamics: Fundamentals, Simulations and Micro Flows*. Berlin: Springer, 2005
- 9 Bird G A. *Molecular Gas Dynamics*. Oxford: Clarendon Press, 1976
- 10 Bird G A. Monte Carlo simulation in an engineering context. In: Fisher S S, ed. The 12th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Charlottesville, USA. New York: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1981. 239—255
- 11 Koura K, Matsumoto H. Variable soft sphere molecular model for inverse-power-law or Lennard-Jones potential. *Phys Fluids A*, 1991, 3(10): 2459—2465 [\[DOI\]](#)
- 12 Hassan H A, Hash D B. A generalized Hard-Sphere model for monte carlo simulation. *Phys Fluids A*, 1993, 5(3): 738—744 [\[DOI\]](#)
- 13 Fan J. A generalized soft-sphere model for monte carlo simulation. *Phys Fluids*, 2002, 14(12): 4399—4405 [\[DOI\]](#)
- 14 Chapman S, Cowling T G. *The Mathematical Theory of Non-Linear Gases* 3rd ed. Cambridge: Cambridge Univ Press, 1970
- 15 Balakrishnan J, Boyd I D, Braun D G. Monte carlo simulation of vapor transport in physical vapor deposition of titanium. *J Vac Sci Technol A*, 2000, 18(3): 907—916 [\[DOI\]](#)
- 16 Hass D D, Marciano Y, Wadley H N G. Physical vapor deposition on cylindrical substrates. *Surface Coating Technol*, 2004, 185: 283—291 [\[DOI\]](#)
- 17 Fan J, Boyd I D, Shelton C. Monte Carlo modeling of YBCO vapor deposition. In: Bartel T J, Gallis M A, ed. The 22nd International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Sydney, Australia. New York: Melville, 2001. 214—221
- 18 樊菁, 舒勇华, 刘宏立, 等. 多电子束物理气相沉积系统研制报告. 中国科学院力学研究所科技报告, IMCAS STR 2005003, 2005
- 19 Dushman S. *Scientific Foundation of Vacuum Technology*. New York: John Wiley & Sons, 1962
- 20 Lu C S. Mass determination with piezoelectric quartz crystal resonators. *J Vac Sci Technol*, 1974, 12(1): 578—583 [\[DOI\]](#)
- 21 Chu W K, Mayer J W, Nicolet M A. *Backscattering Spectrometry*. New York: Academic Press, 1978
- 22 Ziegler J F. Helium-Stopping Powers and Ranges in All Elements, Vol 4 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter. New York: Pergamon Press, 1977
- 23 孙汉文. 原子光谱分析. 北京: 高等教育出版社, 2002
- 24 Thornton J A. High rate thick film growth. *Ann Rev Mater Sci*, 1977, 7: 239—260 [\[DOI\]](#)