

## 离子溅射 (II)

田民波 崔福斋

(清华大学工程物理系)

### 三、合金和化合物的溅射<sup>[2,21-23]</sup>

#### 1. 择优 (preferential) 溅射现象

对合金、化合物的溅射与前面所述的对单质的溅射具有十分显著的差别。首先,即使同种原子,由单原子固体变为多种原子固体后,溅射产额也将发生十分显著的变化,这种现象在结合状态发生了很大变化的氧化物等中可以明显地看到。再者,构成固体的每种元素,溅射产额都不相同,所以被溅射固体的表面成分和溅射之前相比,发生了变化,这就是所谓的择优溅射现象。这种现象在多原子固体的溅射中是十分重要的。

一般用下述方法来分析评价择优溅射现象。为简单起见,考虑二元合金。构成二元合金的两种原子 A, B 的表面浓度分别是  $C_A$ ,  $C_B (=1 - C_A)$ , 溅射以后变成  $C'_A$ ,  $C'_B$ 。按照简单的质量平衡关系,可以求得 A, B 原子溅射产额  $Y_A$ ,  $Y_B$  之比为

$$Y_A/Y_B = (C_A/C_B)(C'_B/C'_A), \quad (22)$$

如果溅射之后表面组成没有发生变化,即  $C'_A = C_A$ ,  $C'_B = C_B$ , 则  $Y_A/Y_B = 1$ 。

但是,在分析择优溅射时存在着一个严重问题,即采用不同的表面分析手段,测出的  $C'_A$ ,  $C'_B$  有很大的差别。

一般认为,溅射引起的表面组成变化是由表面沿深度方向逐渐缓慢地变化,直到和整体的组成相一致。从表面第一个原子层到和整体组成相同的深度范围称为表面变质层,对于低能溅射所用的离子束来说,其射程通常为数十埃。但是最近在 Cu-Ni 和 Au-Cu 等合金中

发现,由于溅射,即使使表面第一层的构成原子析出,在低于室温的温度下,也会引起表面第一层原子和其下数层原子的组成发生转换的现象,即发生所谓离子诱发亚表面偏析 (ion enhanced subsurface segregation) 或离子诱发表面重排 (ion enhanced surface redistribution)。在这种情况下,采用不同的分析方法分析表面成分会得出不同的结果是很自然的。在有些情况下,甚至还会对有没有发生择优溅射得出完全不同的结论。

#### (1) 合金的择优溅射现象

选择了一些分析方法比较可靠的择优溅射的测定实例,列于表 2 中。注意表 2 中最右边一栏注明了所用的分析方法,这是因为表面成分分析手段对测定结果有重要的影响。表 2 中同时列出了影响择优溅射的两个因素,一是组成原子的质量比,二是组成原子在各自单原子固体状态的升华能之比。一般说来,按照 Sigmund 理论<sup>[3]</sup>,组成原子的溅射产额之比 ( $Y_A/Y_B$ ) 和组成原子的质量比 ( $M_A/M_B$ )<sup>n</sup> 成反比,其中 n 一般取 1/3 到 1/4; 和升华能之比 ( $U_A/U_B$ ) 也成反比。当然,这只能反映一般的倾向,由于择优溅射过程相当复杂,不符合上述规律的例子很多。

#### (2) 氧化物的溅射

金属原子形成氧化物之后,由于结合状态发生了变化,从而使溅射产额也发生了显著的变化。表 3 就是其中的一些实例。按照通常的想法,由于表面形成了氧化物,对溅射来讲,这会起到一种表面保护膜的作用,但表 3 中的数据并没有明显地显示出这种规律。但也有人指出,如果观察被溅射的表面形貌,发现有氧化膜

表 2 合金靶组元原子溅射产额之比

组元 A/B	体系 (A-B)	质量比 $M_A/M_B$	溅射产额比 $Y_A/Y_B$	升华能之比	入射粒子	分析方法
				$U_A/U_B$	能量 (keV)	
Al/Cu	Al-Cu	0.42	2.1	3.36/3.52	Xe(1keV)	RBS
Al/Cu	Al <sub>2</sub> -Au	0.14	1.9	3.36/3.80	Ar(40keV)	RBS
	Al-Au <sub>2</sub>	0.14	1.3	3.36/3.80	Ar(40keV)	RBS
Si/Ni	Si-Ni	0.48	1.6	4.70/4.46	Ar(40keV)	RBS
Si/Pt	Si-Pt	0.14	2.1	4.70/5.86	Ar(40keV)	RBS
	Si-Pt <sub>2</sub>	0.14	1.6	4.70/5.86	Ar(40keV)	RBS
Au/Cr	Au-Cr	3.3	1.4-2.0	3.80/4.12	Ar(0.5~2keV)	AES
Cu/Ni	Cu-Ni	1.1	1.7	3.52/4.46	Ar(0.5~2keV)	AES
	Cu-Ni	1.1	1	3.52/4.46	Ar(3keV)	ISS
Ni/Pt	Ni-Pt	0.3	1.5-1.9	4.46/5.86	Ar(2keV)	AES
Pd/Ni	Pd-Ni	1.7	1.5-1.7	3.91/4.46	Ar(0.5~2keV)	AES
Ag/Cu	Cu-Ag-Au	1.7	2.5	2.97/3.80	Ar(2keV)	AES
Cu/Pd	Cu-Pd	0.63	1.5-1.6	3.52/3.91	Ar(2keV)	AES
Cu/Pt	Cu-Pt	0.32	1.6-3.0	3.52/5.86	Ar(2keV)	AES
Cu/Au	Cu-Au	0.32	1	3.52/3.80	Ar(1keV)	AES
	Cu <sub>3</sub> -Au	0.32	1.1	3.52/3.80	Ar(40keV)	RBS
	Cu <sub>3</sub> -Au	0.32	2.3-2.8	3.52/3.80	Ar(0.5-5keV)	电子衍射
Ag/Pd	Ag-Pd	1.0	1.5-1.6	2.97/3.91	Ar(2keV)	AES
Au/Pd	Au-Pd	2.0	1.0-1.4	3.80/3.91	Ar(2keV)	AES
Ag/Au	Ag-Au	0.56	1.7-1.8	2.97/3.80	Ar(1keV)	AES
	Ag-Au	0.56	1.2	2.97/3.80	Ar(40keV)	RBS
	Ag-Au	0.56	1	2.97/3.80	Ne(1.5keV)	ISS
	Cu-Ag-Au	0.56	2.5	2.97/3.80	Ar(2keV)	AES
U/Nb	U-Nb	0.56	1.7	5.42/7.60	Ar(1keV)	AES

表 3 金属氧化物和相应金属的溅射产额的对比  
(10keV, Kr<sup>+</sup> 离子)

氧化物	氧化物的溅射产额(总原子数/入射离子)	相应金属的溅射产额(原子数/入射离子)
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.5	3.2
MgO	1.8	8.1
MoO <sub>3</sub>	9.6	2.8
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	3.4	1.8
SiO <sub>2</sub>	3.6	2.1
SnO <sub>2</sub>	15.3	6.5
Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	2.5	1.6
TiO <sub>2</sub>	1.6	2.1
UO <sub>2</sub>	3.8	2.4
V <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	12.7	2.3
WO <sub>3</sub>	9.2	2.6
ZrO <sub>2</sub>	2.8	2.3

的部位表面凹凸要小一些。

在表 4 中, 第一栏列出了可观察到择优溅射的氧化物, 第二栏列出了观察不到择优溅射的氧化物, 注意在具有择优溅射的氧化物中, 除

去 NiO, PbO, TiO<sub>2</sub> 之外, 蒸气压都很高, 在所谓的热峰温度范围 ( $T = 3500-4500K$ ) 内, 蒸气压在 100 个压力之上。

## 2. 要考虑表面偏析的效果<sup>[2]</sup>

表4 氧化物的择优溅射\*

按结构和化学性能分组	优先溅射一种成分(在下面划“—”者)的氧化物	没有发现择优溅射的氧化物
1	NiO, CuO	MnO, FeO, CoO
2	CoO	ZnO
3	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> , Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	Ti <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , V <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
4	WO <sub>2</sub>	MoO <sub>2</sub>
5	PbO, PbO <sub>2</sub>	SnO, SnO <sub>2</sub>
6	TiO <sub>2</sub>	ZrO <sub>2</sub> , HfO <sub>2</sub>

\* (1) 每一组氧化物无论在结构上还是在化学性能上都是极为相似的;  
 (2) 第一列是可观察到择优溅射的氧化物,发生优先溅射的原子用“—”标出,第二列是没有发现择优溅射的氧化物。

当合金和化合物等样品受到溅射时,其中表面能小的构成原子伴随着离子轰击作用就要偏析到第一层并重新排列,从而形成更稳定的表面。其结果是,表面第一层某种原子(例如A原子)的浓度高了,相反,由于这种偏析作用,表面第二层以下的几个原子层中A原子的浓度却低了,即形成所谓的A原子欠缺层。这种现象利用离子散射谱仪(ISS)深度分析法或由ISS与俄歇电子谱仪(AES)的组合分析已得到证实。图10是其中的一例。

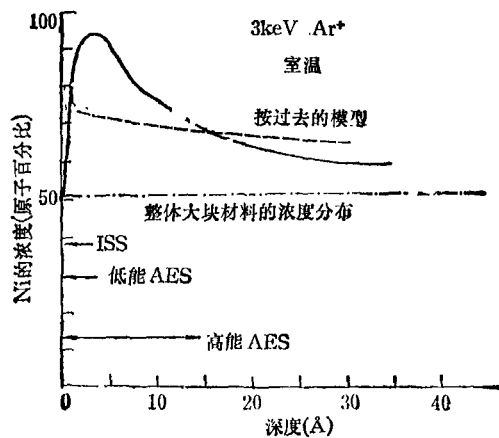


图10 离子轰击 Cu-Ni 合金时由表面沿深度的浓度分布 (虚线是按过去的模型得到的结果; 点划线是大块整体材料的浓度)

从图10可以看出,沿深度方向浓度的分布并不是象过去所认为的那样简单(如图中虚线所示),根据采用的表面成分分析手段的不同,测量出的表面组份比从  $C'_A/C'_B > 1$  (利用ISS)变化到  $C'_A/C'_B < 1$  (利用AES)。

#### 四、溅射产生的各种粒子

由于离子轰击,样品表面要放出各种粒子,其中主要是溅射原子。脱离表面的溅射原子有的处于基态,有的处于不同的激发态。处于激发态的溅射原子在脱离表面的过程中,通过和表面相互作用,放出电子,如果最终以离子的形式放出,则还要放出光子。当然,也有直接放出的中性原子和离子。

入射离子本身也可以直接激发样品表面的电子,使其以二次电子的形式放出。这种由所谓的动能过程产生的二次电子,和上面提到的由激发态的溅射原子和样品表面相互作用产生的二次电子在本质上是不同的。伴随着离子轰击放出的各种粒子的模式如图11所示。下面

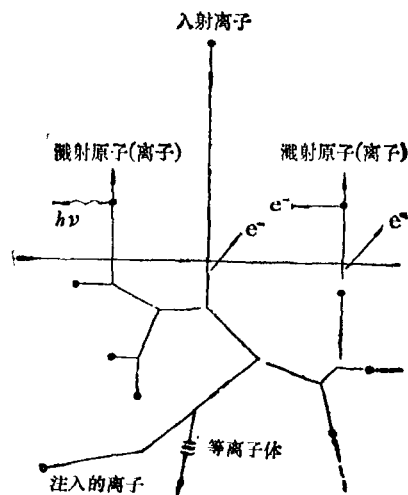


图11 离子轰击产生的各种粒子和光的过程

将针对不同的溅射产物,分别加以介绍。

### 1. 中性原子和二次离子

根据入射离子种类的不同,溅射产额从  $1-10^{-1}$  原子/离子到 10 个原子/离子不等,而其中离子的含量从 1-10%。对于同一种靶材,溅射产额决定于入射离子的质量、动能和入射角等,而二次离子的产额十分显著地取决于入射离子的种类。

图 12、图 13 和图 14 分别表示了原子溅射产额以及二次离子产额(相对值)与样品材料原子序数的依赖关系。

从图 13 和图 14 可以看出,不论入射离子束是  $O^-$  离子还是  $Cs^+$  离子,不同原子二次离子的产额分散在相差 5 个数量级的宽广范围内,这是造成二次离子质谱分析遇到很大困难

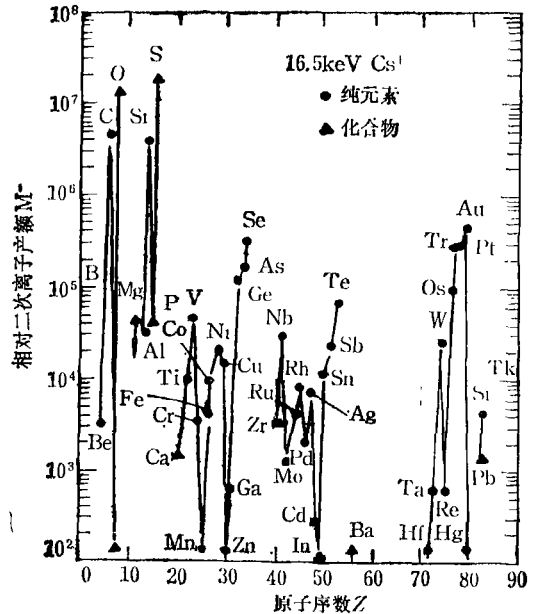


图 14 用  $Cs^+$  离子束轰击时二次离子(负离子)产额和物质原子序数的关系<sup>[27]</sup>

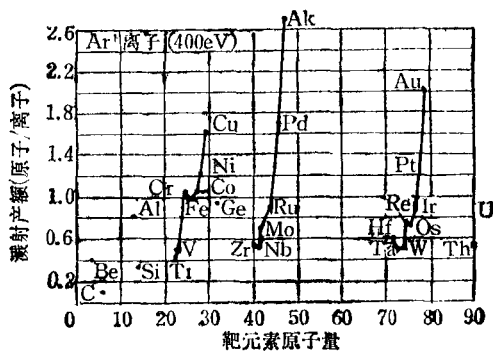


图 12 溅射产额和原子序数的关系<sup>[24-25]</sup>

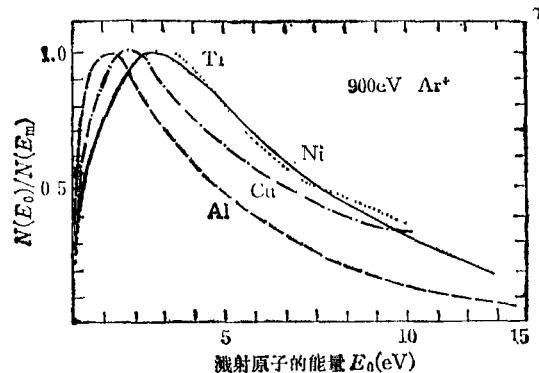


图 15 900eV 的  $Ar^+$  离子垂直入射时溅射原子的能量分布和物质种类的关系<sup>[27]</sup>

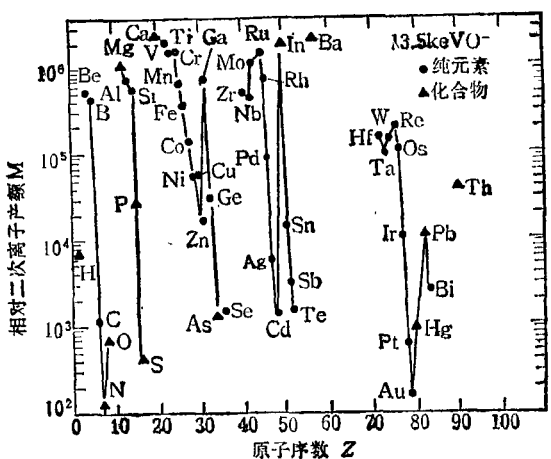


图 13 用  $O^-$  离子束轰击时二次离子(正离子)产额和物质原子序数的关系<sup>[24]</sup>

的最主要原因。由于表面结合能和原子序数之间有一定的依赖关系,而溅射产额和表面结合能成反比,所以溅射产额和原子序数之间的依赖关系容易理解。至于二次离子产额为什么也十分显著地和原子序数有关,目前还没有搞清楚。一般认为,决定二次离子产额的因素除了上面提到的表面结合能之外,还有电离势、功函数(对于负的二次离子是电子亲和力)等。

### 2. 能量分布以及角分布

下面简单地介绍一下溅射原子能量分布和角分布的一般倾向。

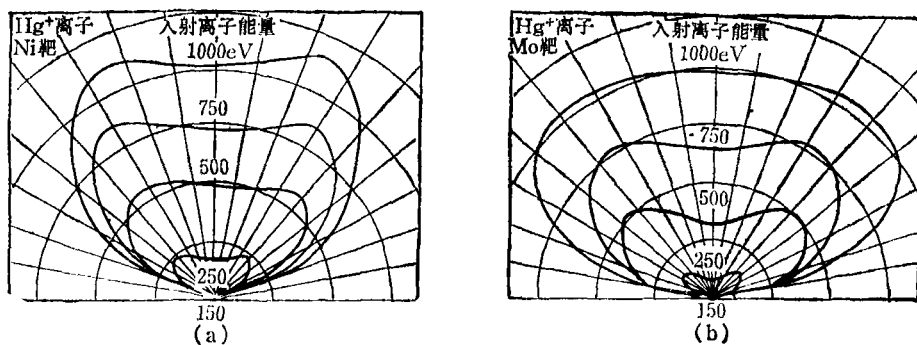


图 16 溅射原子的角分布<sup>[18,30]</sup>  
(a) Ni 靶; (b) Mo 靶  
(垂直入射 100—1000eV 的  $\text{H}^+$  离子,图中的数字为入射离子的能量)

图 15 是溅射原子能量分布的测量实例.按照碰撞级联理论<sup>[11]</sup>,溅射原子的能量分布为

$$N(E_0, \phi) = AE_0 \frac{\cos \phi}{(E_0 + U_s)^3}, \quad (23)$$

式中  $\phi$  是和样品表面法线所成的角度,  $E_0$  是溅射原子的能量,  $U_s$  是表面结合能. 由 (23) 式可以看出,当  $E_0 = U_s/2$  时,能量分布取最大值,也就是说,能量分布取最大值的位置等于表面结合能的 1/2. 图 15 尽管不一定完全符合上述结论,但也显示出这种趋势,例如表面结合能按 Al, Cu, Ni, Ti 的顺序增加,相应的溅射原子的能量峰位也按相同顺序变化. 当然,有些已经观察到的现象在 (23) 式中并没有得到反映. 例如峰的位置本身会随入射离子种类和入射能量的不同而变化;能量分布还和样品的温度有关等. 近年来用计算机模拟法考虑了这些因素并已取得可喜的成果,后面我们还要专门论述.

二次离子能量分布的峰值位置不象上述溅射原子那样,峰值位置和样品原子之间一般不存在系统的一一对应的关系.

溅射原子的角分布除取决于靶和入射离子的种类之外,还决定于入射角、入射能量和靶的温度. 前面已经指出,对于单晶靶,溅射原子的空间分布还和单晶体的晶体学取向有关. 最近王震遐等通过实验证明,溅射原子的角分布还有同位素富集效应<sup>[28]</sup>.

离子溅射用于镀膜等目的时,入射能量较

低. 图 16 是 Wehner 等人在 1960 年得到的溅射原子角分布的实测结果<sup>[18,29-30]</sup>. 在垂直入射的情况下,当入射离子的能量变低时,溅射原子的角分布也由余弦关系变为低于余弦的关系,图 16 所示的关系已经由后人多次用实验证实,并由理论所验证<sup>[30]</sup>. 而且,通过计算还得出轻离子在不同入射角下的角分布,如图 17 所示.

在研究受控热核反应过程中和离子束用于分析目的时,离子溅射的入射能量较高. 为了研究高能重离子引起高密度碰撞级联的“热峰”效应,进行了不同入射角和不同温度下的溅射实验,图 18 和图 19 是各种实验条件下的角分布<sup>[31]</sup>.

由图 17 和图 18 的对比可以看出,对于轻离子溅射,随着入射角的增加,溅射产额增加显

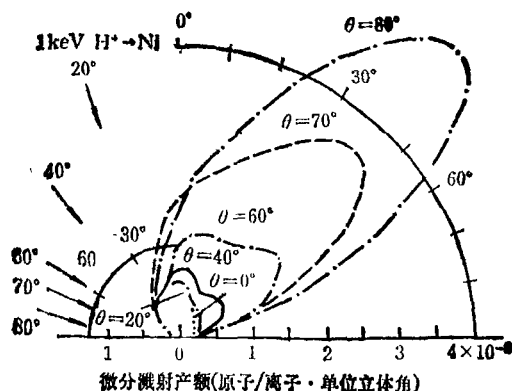


图 17 1keV  $\text{H}^+$  斜入射 Ni 时溅射原子的角分布

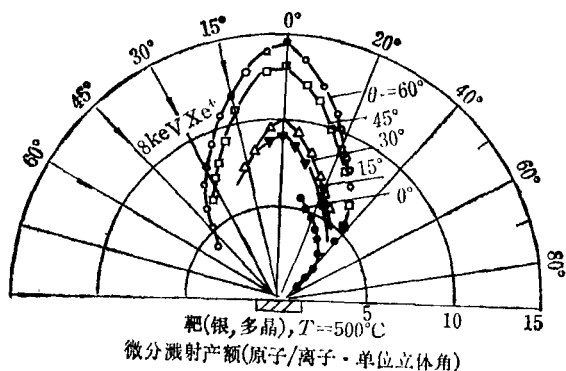


图 18 在不同的入射角下,用 8keV 的  $Xe^+$  离子溅射银靶时溅射原子的角分布

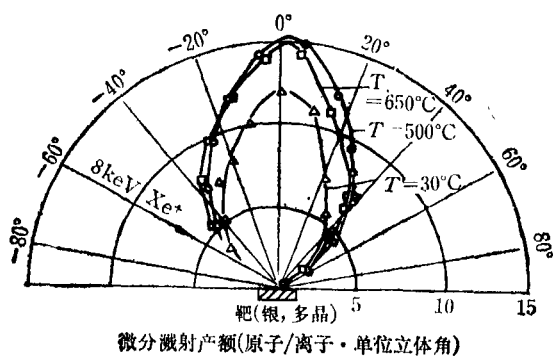


图 19 在不同靶的温度下,用 8keV 的  $Xe^+$  离子溅射银靶时溅射原子的角分布

著;而且角分布的最大位置偏离样品法线方向,重离子溅射的角分布呈法线对称分布.显然这些都和前面讲到的轻、重离子溅射的不同机制有关.当重离子的能量再增加时,角分布的形状变化不大.不同温度下的溅射实验(见图19)表明,当靶温度小于熔点的 0.7 倍时,看来不会引起溅射产额的显著增加.有关二次离子的角分布还没有系统的测定结果.

### 3. 激发原子的放出

在溅射原子中有一部分激发态原子,如果某些激发态原子正好处于所谓光学激发能级,它们在脱离表面的过程中就会发出特定波长的光而恢复到基态.激发态原子发出光的波长必定和原子固有的激发能级相对应,所以通过对发出的光进行分光分析就可确定激发态原子的种类,这就是表面分析方法中的中性粒子或离子碰撞辐射表面成分分析,即 SCANIIR. 和产

物理

生二次离子的情况一样,发光的情况也同样十分显著地取决于试样材料的种类.因此,用 SCANIIR 进行定量分析也遇到和 SIMS 同样的问题.

### 4. 二次电子的放出

前面已经提到,由于离子束照射,放出二次电子的过程有两种不同的机制.一种是“势能发射”(potential emission),另一种是“动能发射”(kinetic emission).前者指的是,入射离子或处于激发态的溅射原子,通过和固体表面相互作用返回到基态时,放出能量,致使二次电子放出;后者正如电子照射产生二次电子的过程一样,入射粒子的动能传给固体中的电子而产生二次电子.

当入射粒子的能量比 700eV 左右小时,二次电子的产额是一定的.在产额几乎不变的能量范围内,产生的二次电子是受“势能发射”支配的,而产额随入射能量成比例而增加的范围是受“动能发射”支配的.应该指出的是,“势能发射”是离子束照射中特有的现象,它作为离子中和光谱仪 (ion neutralization spectroscopy) 的基础而受到人们的重视<sup>[6]</sup>.

### 五、溅射实验测量方法<sup>[18]</sup>

溅射产额  $Y$ 、角分布和能量分布是描述溅射性质的重要参数.二十多年前的测量都是在等离子体放电条件下进行的<sup>[25,32]</sup>.例如,用监测等离子体起始发光的办法测定溅射阈;用等离子体吸收光谱法或发射光谱法测定溅射产额;用圆筒法测溅射原子的角分布;用飞行时间法测溅射原子的能量分布等.用等离子体放电的方法测量出的溅射参数,其可靠性、精度和重复性都较差,其原因有:(1)入射剂量难以准确确定(如二次电子的影响难以抑制,等离子体中存在有杂质和分子化合物离子等);(2)入射能量也因同时有单电荷、双电荷甚至三电荷离子的存在而不能确定.当然这种测量方法对于确定某些特定条件下的溅射数据(例如,靶的失重/单位面积、单位束流)还是有效的,但若深入

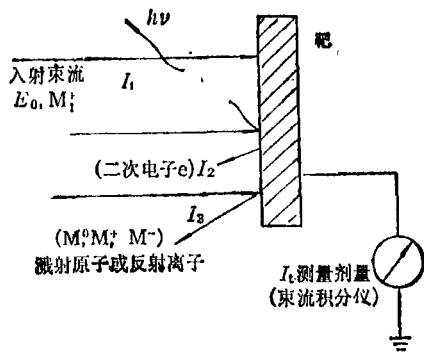


图 20 离子束流示意及测量原理

准确地研究材料的溅射性能，显然不能满足要求。

为了获得确切的、可重复的溅射产额  $Y$ 、角分布和能量分布等溅射参数，近二十年来多采用高真空下的离子束法。应该指出，因为溅射产额等溅射参数与人射束流、离子种类、入射能量、入射角、靶材种类、靶材表面状态(包括纯度、晶向、组构、表面形貌)、真空度(要求  $10^{-7}$ Torr 以上)等都有关系，所以在进行实际测量时，这些条件都必须规定。

### 1. 入射剂量

图 20 是确定实际入射束流的测量原理。由图可以看出存在下述的关系：

$$I_t = I_1 + I_2 - I_3, \quad (24)$$

式中  $I_t$  为测量值， $I_1$  为实际束流， $I_2$  为靶上放出的二次电子 ( $I_2 = \delta I_1$ ,  $\delta$  一般小于 1)， $I_3$  为溅射或反射引起的离子损失(一般小于  $I_1$ )。

当入射束流在真空系统中经过时，束流中粒子会与真空中残留气体作用，产生电荷交换，使束流变化，但这种效应在真空度为  $10^{-7}$ Torr 以上时，可忽略不计。

关于  $I_2$ ,  $I_3$  的影响，可在靶室处设置抑制栅极，或用 Faraday 杯装置加以消除<sup>[7]</sup>。

在一般的注入机类型的装置中，入射束流的能量精度和粒子纯度均可保证，这主要是由磁分析器装置来实现。溅射面积上束流的均匀性由扫描装置来实现。

对绝缘体材料的测量不能采用上述方法，

文献[33]对此问题有专门的解决办法。

### 2. 对溅射靶的测量

知道了溅射过程的基本原理，现代微量分析及精密测量方法均可灵活地运用于靶的测量，而后再求出  $Y$  值。下面仅说明几种常用方法。

#### (1) 称重法

对离子溅射前后的靶分别称重，求出靶质量的变化  $\Delta m$ ，换算成溅射原子数，已知入射离子数  $n$ ，进而可求出溅射产额  $Y$ 。应该指出的是，要从靶质量变化  $\Delta m$  中扣除实际保留在靶中的入射粒子的重量。这个扣除需要知道入射粒子的反射系数。

实际称重方法，天平感量应为  $1\mu\text{g}$  数量级。用石英振荡器方法容易做到。即在石英晶体表面上镀膜，溅射时膜质量变化，通过石英晶体的共振频率发生变化反映出来。

精确的测量要求靶装在真空系统中。

#### (2) 测厚法

对溅射前后膜样品的厚度进行测量。近年来发展起来的各种精密测厚法都可用于这方面的测量，如  $\alpha$ , H 背散射方法、PIXE 方法、NR 方法以及 X 射线分析方法等。

其它如光学干涉法、表面轮廓仪法和电阻测量法等均有人采用，具体方法的选用要考虑样品的制备和物理性能。

### 3. 溅射原子的分析

如果要测量溅射原子的电离性质、角分布以及能量分布，就必须对从靶中溅射出来的原子进行在线 (in-line) 测量，例如采用质谱仪、能谱仪等进行测量。

一种测量角分布的简单方法是在真空室内靶的前方放置一个半圆带形的收集器。收集器一般由纯铝、玻璃或不锈钢做成。此收集器圆心是在溅射点上。当溅射的材料沉积在收集器上后，就可以用各种微量分析方法进行定量分析，以得到角分布的信息。这类测量的准备工作是要测定收集器对溅射原子捕获几率。

在低溅射产额的情况下，用收集器方法测量比用对靶的重量和厚度变化进行测量的方法

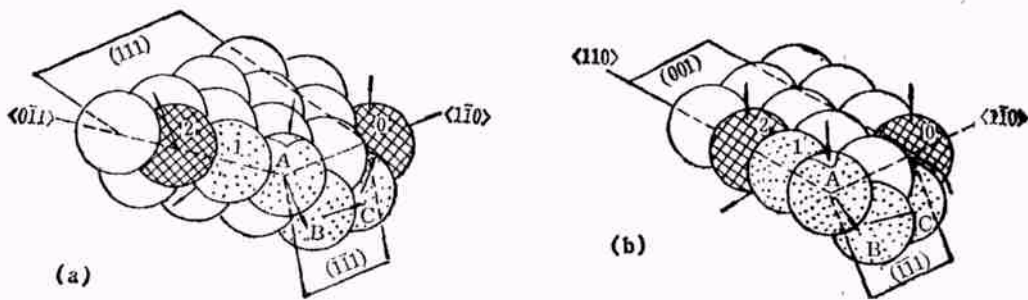


图 21 低能离子引起溅射的机理<sup>[37]</sup>  
(a) 垂直(111)面入射; (b) 垂直(001)面入射

要优越。

### 六、溅射的计算机模拟研究<sup>[34-37]</sup>

模拟方法与解析方法互相补充,也是研究溅射的有效方法,近年来发展很快。模拟方法的优点是可以考虑比较复杂的接近实际的物理模型,如靶的三维结构、晶体结构、靶的表面模型、靶的温度影响、靶中杂质对溅射的影响等。可以跟踪级联中所有的原子运动,能向人们直观地展示级联的物理图景,因而在研究有关机理及用于实验设计方面有日益增多的应用。

模拟方法有两大类:一是动力学模型<sup>[35]</sup>,即考虑原子之间的多体相互作用,用几百至几千个原子的小晶体作为靶的模型。把具有一定动量的人射粒子作为初始条件,解大量原子的运动方程组,确定相互作用后运动原子的轨迹。溅射是其求解的必然结果。这种模拟原理最基本,因而适合于基本机理的研究。图 21 是用动力学模拟程序<sup>[35]</sup>来考察接近溅射阈能区的低能离子引起溅射的机理。对于  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Cu}$  单晶 (fcc) 溅射,对于不同的晶向情况有:

(a) 当  $\text{Ar}^+$  离子能量在 50eV 时,有 A—B—C—D 机制出现;当能量达 65eV 时,可以出现 1—2 机制。

(b)  $\text{Ar}^+$  离子能量在 65eV 时,出现 1—2 机制;当  $\text{Ar}^+$  离子能量增加到

物理

75eV 时,才出现 A—B—C—D 机制。

发现低能离子引起溅射的机制与高能离子的溅射机制并无显著不同,这一点与 Sigmund 提出的三个不同机制的区域划分是不相同的。

用数十个原子的“小块靶”,利用动力学模型来模拟溅射原子的能量分布及角分布也是十分有效的<sup>[36]</sup>。图 22 是面心立方 Cu 靶的模型及运算结果。离子和靶之间的作用按 Born-Mayer 势进行计算,计算的细节请看文献<sup>[38]</sup>。从图中可以明显地看出,对于(100)面的溅射,产物

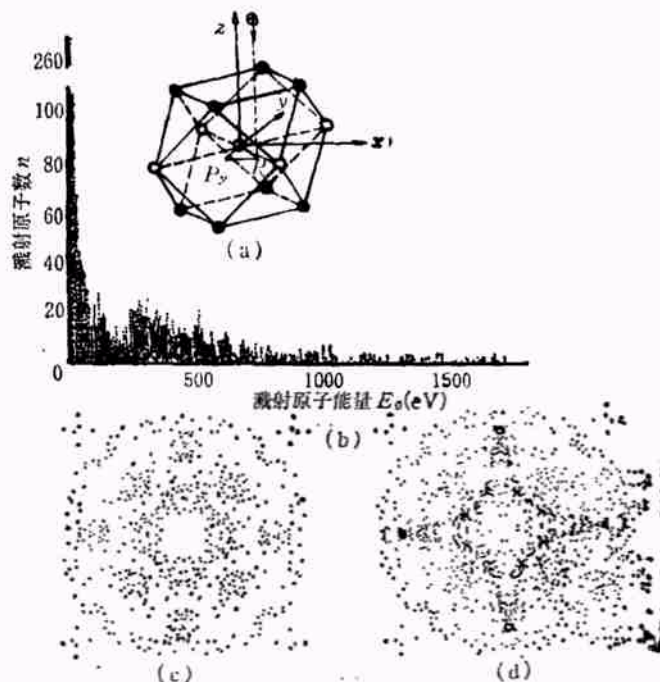


图 22 10keV  $\text{Ar}^+$  对 Cu(001) 面的溅射结果  
(a) 面心立方 Cu 靶的模型; (b) 溅射原子能谱; (c)  $E < 10\text{eV}$  的溅射原子的空间分布; (d)  $E < 50\text{eV}$  的溅射原子的空间分布



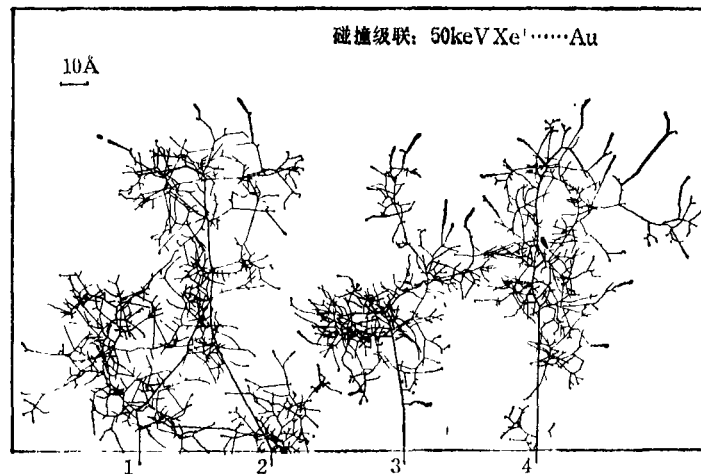


图 23 利用 TCIS 程序得到的级联轨迹和级联缺陷密度<sup>[37]</sup>

主要分布在靠近 $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 112 \rangle$ 的方向,见图 22 的(c), (d), 这和实验结果相一致。在溅射原子的能谱分布中,可以看出几个明显的峰值。

另一类程序是二体碰撞近似程序,用二体碰撞作为原子相互作用的近似。这类程序多为 Monte Carlo 型程序,例如 TRIM. S. P.<sup>[36]</sup>, TCIS<sup>[37]</sup> 等。因为所用 CPU 时间较少,故用途较广。

图 23 是利用 TCIS 程序给出的级联轨迹图和级联缺陷密度图。其中粗线为入射离子轨迹,细线为移位原子轨迹,而轨迹通过表面的移位原子(即溅射原子)。从图中可以看出,碰撞级联有深有浅,有疏有密。第二和第三个碰撞级联存在明显的移位峰,这和 Sigmund 所划分的第三类碰撞级联——移位峰型碰撞级联相对应。其中第二个碰撞级联是一个高能量密度的

表面,可以想象,它对溅射产额的贡献极大。

图 24 是利用二体碰撞计算机程序 TRIM. S. P. 得出的计算结果,溅射条件为  $350\text{eV D}^+ \rightarrow \text{C}$ , 入射角  $\theta = 80^\circ$ 。图中示出了单位立体角溅射原子数的等值线图<sup>[36]</sup>。统计是对方位角  $\varphi$  在  $0-15^\circ$  范围内的溅射原子进行的。图 24 中有一张能量分布图,它是对极角  $72^\circ < \beta < 75^\circ$  范围内的溅射原子进行统计的结果。这个分布有两个峰值,低能(eV 数量级)峰更强一些,较高能的峰已得到实验证实<sup>[34]</sup>。

## 七、结 束 语

除了通常所指的离子溅射外,还有光致溅射、电子引起的溅射以及化学溅射等。化学溅射一般是指用离子或电子照射靶时,靶物质和入射粒子或者周围气氛中的元素发生反应,生成易挥发物而离开靶表面。一般说来,化学溅射的溅射产额很大,而且与温度有特定的依赖关系。

在结束本文之前,我们想再简单地回顾一下有关溅射机制的认识过程<sup>[22]</sup>。溅射机制的研究最早是由 W. Crooks (1891 年) 和 Stark (1908 年) 开始的。人们曾提出过种种理论模型,归纳起来主要有两种:

一种是经典的热蒸发机制,认为溅射是由

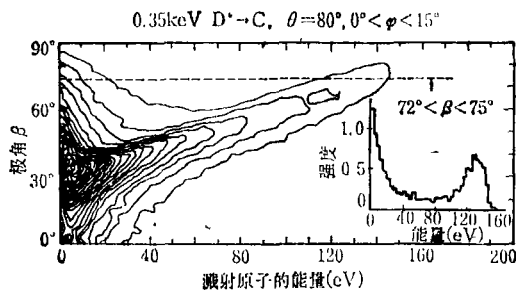


图 24 利用二体碰撞程序 TRIM. S. P. 得出的计算结果<sup>[36]</sup>

于入射粒子的能量使靶表面局部受热造成高温,致使靶原子蒸发的结果,并认为这一过程是能量转移过程(即“标量”过程)。提出这一机制的有 Hippel (1926), Sommermeyer (1935) 和 Townes (1944) 等。

另一种是动量转移机制,认为溅射是通过入射粒子和靶表面碰撞产生动量传递而引起的。入射粒子的动量转移到靶表面的原子,使靶原子放出,并认为这一过程是动量转移过程即“矢量”过程。提出这一机制的有 Stark (1908) 和 Compton (1934) 等。

经典的热蒸发机制曾一度占统治地位。但由于后人,特别是 Fetz (1942) 和 Wehner<sup>f</sup> (1954) 等人的大量研究工作,人们已逐渐放弃了这种机制,确信动量转移机制的正确性。主要理由是:

(1) 溅射原子的角分布并不象热蒸发原子那样符合余弦规律;从单晶靶溅射出的原子趋向于集中在晶体原子密排方向。

(2) 溅射产额不仅决定于轰击离子能量,同时也决定于其质量与靶原子质量之比。

(3) 溅射产额不仅决定于轰击离子的人射角,而且当入射角不同时,溅射原子的角分布也不相同。

(4) 离子能量很高时,溅射产额会减少,这是由于入射离子产生的碰撞级联离表面较远。

(5) 溅射原子的能量比热蒸发原子可能具有的能量高许多倍。

除此以外,还可能有许多其它理由,本文中

(上接第218页)

一般的水管中只需要一根细塑料管,其直径稍小于理论值也不要紧,因为管道材料并不是完全不能承受张应力。较粗的水管中可以用一根较粗的塑料管,也可以把几根细塑料管合并起来使用,只要这些细管的总截面积大约为水管截面积的百分之一就行了。

为了防止塑料管在水流的作用下发生滑移,可在水管内的拐弯处安置L形的金属丝把,塑料管的两头都绑在这种金属丝上。

物理

已做了详细的介绍。特别是 Sigmund 碰撞机联理论的建立,为应用技术的发展建立了一个较好的基础。近几年来,峰溅射机制引起了人们的注意。TEM 实验结果和计算机模拟结果<sup>[37-40]</sup>都证实了这种机制的存在。

## 参 考 文 献

- [21] 志水隆一等,应用物理, 50(1981), 420.
- [22] 王震遐等,核技术, No. 1(1986), 28.
- [23] Ri-Sheng Li (李日升), Li-Xun TU and Yu-Zhen SUN, *Surf. Sci.*, 163(1985), 67.
- [24] N. Jaquied and G. K. Wehner, *J. Appl Phys.*, 32(1961), 365.
- [25] 早川茂,和佐清孝,薄膜化技術,共立出版株式会社(1982), 70-102.
- [26] H. A. Storms et al., *Anal Chem.*, 49(1977), 2023.
- [27] H. Oechsner, *Z. Physik*, 238(1970), 433
- [28] 王震遐等,核技术, No. 2(1986), 11.
- [29] G. K. Wehner and D. Rosenberg, *J Appl Phys.*, 31(1960), 177.
- [30] Y. Yamamura, *Radiat. Eff.*, 55(1981), 49.
- [31] K. Besocke et al., *Radiat Eff.*, 66(1982), 35.
- [32] U. A. Arifov, Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface, Spectral Res Repts., Coasultaut Bureau, New York-London, (1969).
- [33] R. Behrisch, Sputtering by Particle Bombardment I, p. 219.
- [34] V. E. Yurasova and V. A. Eltekov, *Vacuum*, 32(1987), 399.
- [35] D. E. Harrison, *Radiat. Eff.*, 70(1983), 1.
- [36] P. J. Schneider et al., *Nucl. Instr. Meth.*, 218(1983), 713.
- [37] 崔福斋,李恒德, *J. Nucl. Mater.*, 133/134(1985), 353.
- [38] V. A. Eltekov et al., Proc. Symp on Sputtering, Perchtoldsdorf/Wien, (1980), 203.
- [39] K. L. Merkle and W. Jager, *Phil Mag.*, A44(1981), 741
- [40] R. P. Webb et al., *Nucl. Instr. Meth.*, B7/8 (1987), 143.

水管内有了塑料管以后,会不会影响流量?可以说影响是微不足道的,因为塑料管只是使水管中的能够通水的截面积减少百分之一。

作者在五年前曾多次作过对比试验:用两根规格相同的管子,一管内插入软塑料管,另一管内没有软塑料管。两管内都装满了4℃的水,然后将两头封死。在凌晨-11℃的气温下,未经“补偿”的管子全都被迅速地冻坏了,无例外者;而“补偿管”则始终安然无事,亦无例外者。