

离子溅射的微区叠加原理*

王震遐

中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800

1992年9月7日收到; 1993年4月20日收到修改稿

荷能离子轰击固体表面往往使表面产生特定的结构, 因而改变溅射总产额和微分产额。这些变化是由于表面结构改变而引起的几种效应, 例如弹离子入射角、形貌对发射粒子的屏蔽以及合金表面元素按微区局域富集等的影响而产生的。本文发展了一种考虑上述诸效应的理论方法, 并详细讨论该方法在元素 (Cd) 和合金 (Al_xSn_{100-x}) 靶实验微分产额方面的应用。

PACC: 7920N; 6890

一、引言

把离子轰击的靶点表面假设为平滑平面而建立起来的溅射理论^[1], 很难与实验结果达到精确的符合, 因为在大多数情况下, 离子溅射必然伴随着样品靶点形貌的变化。有很多专门的研究表明^[2,3], 离子轰击可以对原来非常光滑的表面, 产生像锥体、侵蚀坑、山岭和沟壑等千变万化的表面形貌。这些表面形貌特征的尺寸往往比溅射原子在靶物质中的射程大得多, 因此在分析溅射原子发射时应当考虑障碍物的吸收屏蔽影响。另外, 近来的研究表明, 对二元两相合金样品, 组份原子可按表面形貌特征微区局域富集^[4-7], 这种“元素局域富集” [ELR—element local-rich] 现象将对多元材料靶的离子溅射行为产生重要影响。

本文根据形貌化靶点表面结构对发射原子的几何屏蔽作用和 ELR 现象, 分别在元素与二元合金样品条件下, 给出溅射原子产额 Y 和微分溅射产额 $Y(\theta)$ 的“微区叠加原理”数学表达, 讨论了把“微区叠加原理”定量应用于单元素靶和一些二元两相合金靶的典型实例, 并得到了满意结果。

二、离子溅射微区叠加原理

1. 单元素靶

按定义, 离子溅射产额 Y 等于每个离子从靶表面逐出的平均原子数^[8], 即

$$Y = \text{被逐出的原子数 } N / \text{入射离子数 } Q. \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助的课题。

实际上, 溅射产额不仅与人射离子的能量、弹-靶核质量比以及原子表面结合能等因子有关, 而且也受离子相对于靶点表面的人射角 φ (离子入射方向与靶点表面法线 n 方向之间的夹角) 的影响。(1) 式通常为 $\varphi = 0^\circ$ 时的情况, 也可写成

$$Y(0) = N/Q. \quad (2)$$

若 $\varphi \neq 0^\circ$, 研究表明^[8] $Y(\varphi)$ 与 $Y(0)$ 的值可以相差很大, 一般可用下式表示:

$$Y(\varphi)/Y(0) = f(\varphi), \quad (3)$$

式中比值 $f(\varphi)$ 为 φ 的函数, 取值范围约在 0—3 之间。

对平滑的靶点表面, 垂直入射离子束中的离子(假设均彼此平行飞行)在靶点表面任何处, 均为 $\varphi = 0^\circ$, 此时(2)式对任何一个人射离子都是适用的。若靶点表面已经形貌

化, 例如表面已散布着锥形颗粒或侵蚀坑(见图 1), 在此情况下, 即使离子束垂直于整个靶点表面入射, 但在任意选取的面积元 ΔS_i 上, 入射离子方向与其法线之间, 可以具有不为零的夹角 φ_i 。设在所选的足够小的面积元 ΔS_i 上有 Q_i 个轰击离子均以相同的 φ_i 角入射, 被逐出的靶原子数为 N_i , 则其微区 (ΔS_i) 溅射产额 $Y_i(\varphi_i)$ 可以写为

$$Y_i(\varphi_i) = N_i/Q_i, \quad (4)$$

式中 $i = 1, 2, 3, \dots, k$, k 的取值以满足离子在 ΔS_i 上具有相同的人射角而定。考虑了所选取的各个 ΔS_i 相对于整个靶点表面积 S 的分数

$$A_i (= \Delta S_i \sin \varphi_i / S)$$

图 1 形貌化靶点表面任一面积元 ΔS_i 上, 离子入射和对溅射原子屏蔽的几何示意图

之后, 遍及 S 对 $Y_i(\varphi_i)$ 求和, 即可获得溅射产额 Y ,

$$Y = \sum_{i=1}^k A_i Y_i(\varphi_i), \quad (5)$$

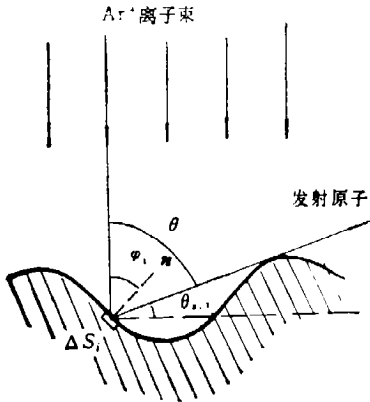
式中 $\sum_{i=1}^k A_i = \sum_{i=1}^k \Delta S_i \sin \varphi_i / S = 1$ 。我们称(5)式为形貌化单元素靶点表面离子溅射产额微区叠加原理的数学表达式。

另外, 在所选取的各面积元 ΔS_i 上, 溅射原子各有自己特定的角分布 $Y_i(\theta)$, 靶点面积 S 上总的溅射原子角分布(微分产额) $Y(\theta)$ 应当是 $Y_i(\theta)$ 的叠加, 即

$$Y(\theta) = \sum_{i=1}^k Y_i(\theta). \quad (6)$$

从几何观点来看, 形貌化靶点表面可能对溅射原子发射产生如下影响:

(1) 轰击各个微区 ΔS_i 的离子, 可以具有不同的人射角 φ_i 。根据 Sigmund 理论^[9], 当离子垂直入射 ($\varphi = 0$) 时, 溅射原子角分布呈(与靶表面法线对称) cosine 形状。但当入射角 $\varphi \neq 0$ 时, 角分布一般不再能用与表面法线相对称的 cosine 函数描述^[9]。另外, 由于面积元 ΔS_i 的法线一般不与靶点表面 S 的法线方向一致, 因此不管 ΔS_i 上的溅



射原子角分布呈何种形状,都将对叠加后的角分布产生扭曲作用。

(2) 表面形貌对溅射原子发射的屏蔽作用也很重要,因为溅射原子的能量大多分布在 1—10eV 范围,而一般的表面形貌尺寸为纳米和微米大小^[2],这恰恰大于或等于溅射原子在通常靶物质中的射程,故在形貌凹陷处发射的原子将被邻近凸起部分所阻止,在屏蔽角范围内不能发射,从而使溅射原子角分布受到影响。

考虑了离子入射角对角分布的影响和表面形貌的屏蔽作用之后,(6)式应写成

$$Y(\theta) = \sum_{i=1}^k A_i Y_i^*(\theta), 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\theta_i)_i], \quad (6a)$$

式中 $Y_i^*(\theta)$ 为考虑了入射角影响后微区 ΔS_i 提供的溅射原子角分布, θ 为发射原子与靶点表面法线 \mathbf{n} 之间的夹角。我们把 (6a) 式称为形貌化单元素靶点表面溅射原子角分布(微分产额)微区叠加原理的数学表达式。

假设离子束相对于靶点表面 S 垂直入射,面积元 ΔS_i 微区的法线均与 S 的法线 \mathbf{n} 同方向,且溅射原子角分布服从 cosine 规律,则此时 ΔS_i 微区的溅射原子角分布可以写成

$$Y_i^*(\theta) = G_i \cos \theta,$$

代入(6a)式,可得

$$Y(\theta) = \sum_{i=1}^k A_i G_i \cos \theta, 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\theta_i)_i], \quad (6b)$$

G_i 为可调参数。实际上,(6b)式描述了可以不考虑离子入射角影响的特定形貌特征情况。此时,由于屏蔽作用依然存在,溅射原子只能在较小的角度范围内发射,因此在微区叠加之后,整个靶点表面的溅射原子角分布 $Y(\theta)$ 将出现小发射角区增强,成为 over-cosine 形状。因此, $Y(\theta)$ 也可用下式表示:

$$Y(\theta) = C \cdot \cos^n \theta, \quad (6c)$$

式中 c 为可调参数, $n > 1$ 。(6c)式曾被不少作者用来描述具有 over-cosine 型角分布的实验结果^[10],但至今仍然不清楚其形成原因。从我们的讨论可以看出,over-cosine 型角分布仅仅是形貌化靶点表面对发射原子角分布形状影响的一种特例。

2. 二元合金靶

按定义,二元合金的溅射总产额 Y_T 为每个人射离子从合金表面逐出的两种组份原子平均数之和。对合金中两种组份原子各自的溅射产额,有两种表达方法^[11]:

(1) “部分溅射产额 Y_j ”。表示每个人射离子逐出的第 j 种组份原子的平均数,由此显然有如下关系:

$$Y_T = \sum_{j=1}^2 Y_j. \quad (7)$$

(2) “组份溅射产额 Y_j^* ”。与 Y_j 的关系为

$$Y_j = c_j Y_j^*, \quad (8)$$

c_j 为第 j 种组份原子的表面相对浓度。在以往的研究中均把 c_j 看成在靶点表面处处相等,不考虑 c_j 在表面的局域变化。但是我们的研究表明 c_j 的数值不仅不是恒定值,而

且其变化与靶点表面形貌特征有关^[4-7]。由此我们认为合金中第 j 种组份原子的部分溅射产额,是各面积元上部分溅射产额 Y_{ji} 叠加的结果,亦即

$$Y_j = \sum_{i=1}^k A_{ij} Y_{ji}, \quad (9)$$

式中 A_{ij} 是考虑第 j 种组份原子溅射时,所选取的面积元 ΔS_i 对靶点面积 S 的分数, Y_{ji} 表示第 j 种组份原子在 ΔS_i 微区的溅射产额。根据(8)式,有

$$Y_{ji} = c_{ji} Y_{ji}^c, \quad (10)$$

代入(9)式,可获得部分溅射产额微区叠加表达如下:

$$Y_j = \sum_{i=1}^k A_{ij} c_{ji} Y_{ji}^c, \quad (11)$$

从而可以把二元合金的溅射总产额写成下式:

$$Y_T = \sum_{j=1}^2 \cdot \sum_{i=1}^k A_{ij} c_{ji} Y_{ji}^c. \quad (12)$$

对合金中各组份原子的溅射角分布,也可以进行相似的讨论,从而得到类似于(6a)式的结果。例如第 j 种组份原子的角分布即可写成

$$Y_j(\theta) = \sum_{i=1}^k A_{ij} c_{ji} Y_{ji}^c(\theta), 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\theta_i)_i], \quad (13)$$

此时 $Y_{ji}^c(\theta)$ 也与 φ 有关。由(13)式可见,合金中 j 种组份的溅射原子角分布,与各微区的 j 种原子浓度及其形貌特征结构的屏蔽效应有关。

三、与实验结果的比较

上节中给出了具有形貌化靶点表面的溅射原子角分布(微分产额)和溅射原子产额的一般表达。可以看出,由于表面形貌结构特征对溅射原子发射的影响,以及表面元素局域富集现象对各组份原子发射的不同制约,因而对离子溅射行为的理解,需要考虑微区叠加原则。另外,离子轰击不仅可以引起大多数靶材料的表面形貌化^[2,3],而且表面形貌化的开始可以追溯到单个离子的冲击^[12]。由此可见,在溅射的全部过程中,靶点表面几乎都处于形貌化状态。因此,离子溅射微区叠加原理显然具有广泛的适用性。当然,对具体溅射实验的应用,尤其对合金溅射实验的应用,情况相当复杂。其原因之一是,一般的表面形貌结构很难给出规律性的表达,而元素按表面形貌富集的程度也是千变万化的,因而给具体计算带来很大困难。然而对某些较典型情况,例如典型化的形貌特征和元素按形貌特征分布具有规律可寻等情况,则叠加计算可以大大简化。现在举例如下:

1. Cd 元素靶的溅射原子角分布

对单元素靶,表面形貌影响溅射原子角分布形状的因素,主要是屏蔽作用。我们使用 30keV Ar^+ 离子,总剂量达 $1 \times 10^{18} Ar^+ / cm^2$,对控制在室温条件下的高纯度(99.99%)

Cd 靶进行溅射。溅射之前,靶表面按程序进行了金相抛光,并用 5×10^3 倍扫描电子显微镜 (SEM) 检查无明显擦痕和缺陷。但是从溅射后的靶点表面的 SEM 照片,[见图 2(a) (见图版 1)] 可以看出,表面变成了蜂房状结构。根据其结构特征,可以把表面分为两类区域。一类是深深的侵蚀坑,坑壁较陡峭,坑底较平坦。另一类是坑与坑之间的连接地带,形状虽多变但顶部也较平坦。如果不考虑这两类区域本身的微小变化,我们认为溅射原子角分布是上述两类区域溅射的叠加。此时,由于坑底和坑连接地带均较平坦,离子入射角效应可以忽略不计(即可以假设 $\varphi = 0$)。若假设溅射原子角分布服从 cosine 规律,则溅射 Cd 原子的角分布叠加公式可以根据 (6b) 式写成

$$Y(\theta) = A_1 G_1 \cos \theta, \left[0 \leq \theta < \left(\frac{\pi}{2} - \bar{\theta}_{1,1} \right) \right], \\ + A_2 G_2 \cos \theta, \left[0 \leq \theta < \left(\frac{\pi}{2} - \bar{\theta}_{1,2} \right) \right], \quad (14)$$

式中脚标 1 和 2 分别表示坑与坑连接区和侵蚀坑区。从 SEM 照片估算,平均屏蔽角 $\bar{\theta}_{1,1} \approx 0^\circ, \bar{\theta}_{1,2} \approx 85^\circ, A_1 = 0.6, A_2 = 0.4$ 。可见第一项分布遍及所有发射角 ($0^\circ \leq \theta < \pi/2$), 而第二项分布却被限于很小角度 ($0 \leq \theta < 15^\circ$)。假设调节参数 $G_1 = G_2 = 1/6$, 则可以得到如图 2(b) [见图版 1] 所给出的角分布拟合曲线。由图可见,计算结果与实验数据的符合令人满意。

2. Al_xSn_{100-x} 合金靶的溅射原子角分布

Al_xSn_{100-x} ($x = 50, 70, 90$) 是一种典型的共晶两相合金系统,由 Al 和 Al-Sn 共晶相组成。虽然组份原子的相对比例不同,会使两种不同相区所占的体积有所不同,但其结构却都具有在 Al 相区周围环绕着 Al-Sn 共晶相区的共同特点。在离子溅射过程中,由于 Sn 的溅射产额大于 Al 的产额,因而随着轰击离子剂量的增加,Al 相区将逐渐凸起,Al-Sn 共晶区则相对凹下,形成了凸起的 Al 富集岛状区和环绕着岛状区 Sn 相对富集的沟壑地带相间的表面形貌。凸起的岛状区域几乎由纯 Al 构成 (EPMA 分析表明 Al 相对浓度 $\geq 90\%$), 岛表面相当平整。周围的凹陷地带由 Al 和 Sn 晶粒相间组成,不同大小的晶粒散布在较平整的沟壑底部。其数密度则与样品组份比例有关。根据这些表面形貌和元素按不同特征微区而分别富集的特点,假设: (a) 元素分别在两类微区中的富集都为均匀分布,即在同类微区中浓度处处相等; (b) 从同类微区发射的原子均受到相同的屏蔽; (c) 各微区的溅射原子角分布服从 cosine 规律。由此,与对 Cd 靶的讨论相似,可以把 Al 和 Sn 的溅射原子角分布分别写成

$$Y_{Al}(\theta) = G_{Al1} A_{Al1,1} C_{Al1,1} \cos \theta, 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\bar{\theta}_1)_1], \\ + G_{Al1,2} A_{Al1,2} C_{Al1,2} \cos \theta, 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\bar{\theta}_1)_2], \quad (15)$$

$$Y_{Sn}(\theta) = G_{Sn1} A_{Sn1,1} \cdot C_{Sn1,1} \cos \theta, 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\bar{\theta}_1)_1], \\ + G_{Sn1,2} A_{Sn1,2} C_{Sn1,2} \cos \theta, 0 \leq \theta < [\pi/2 - (\bar{\theta}_1)_2], \quad (16)$$

式中脚标 1 和 2 分别表示两类微区(凸起的 Al 富集区和凹陷的共晶区)的编号。 $A_{i,j}$ 是各类微区所占的面积分数, $c_{i,j}$ 则为组份元素 i 在各 j 微区中的相对浓度, G_j 为调节参数,其取值要受到一些物理因素的影响(下面将讨论)。上式表明,针对 Al_xSn_{100-x} 合金

靶特定的表面形貌特征和元素按形貌结构的富集特点, 溅射原子角分布可以写成两种微区的叠加。

在利用(15)和(16)式对具体实验结果进行计算时, 首先需从各样品靶点表面形貌的 SEM 照片估算 $A_{j,i}$ 分数和各类微区的平均屏蔽角 $\bar{\theta}_{i,i}$, 其次再根据 EPMA 对各类微区的组份浓度分析选取 $c_{j,i}$ 数值, 并给定合理的 G_j 参数。现在具体讨论如下:

(1) Al_5, Sn_5 合金 由图 3(a) [见图版 I] 可以看出, Al_5, Sn_5 靶点表面由凸起的岛状区和凹陷区组成, 其所占的面积分别约为 $A_{Al,1} = 0.6$ 和 $A_{Al,2} = 0.17$, $A_{Sn,2} = 0.23$, 且各类微区的屏蔽角平均为: $\bar{\theta}_{i,1} \simeq 0^\circ$, $\bar{\theta}_{i,2} \simeq 40^\circ$ 。根据 EPMA 分析结果, 浓度分别取: $c_{Al,1} = 0.9$ (即 90%), $c_{Al,2} \simeq 0.27$, $c_{Sn,1} \simeq 0.1$ 和 $c_{Sn,2} = 0.73$ 。参照部分溅射产额实验结果, 选取 $G_{Al} = 0.38$ 和 $G_{Sn,1} = 1.5$, $G_{Sn,2} = 1$ 。将上述各参数代入(15),(16)式, 计算出的溅射原子角分布曲线在图 3(b) 和 (c) [见图版 I] 中用虚线画出, 图中的黑点为实验值, 可以看出二者之间的符合是好的。

(2) Al_7, Sn_3 合金 从靶点表面形貌 SEM 照片 [图 4(a) (见图版 II)] 可以估算出: $A_{Al,1} = 0.65$, $A_{Al,2} = 0.25$ 和 $A_{Sn,2} = 0.10$, 屏蔽角为: $\bar{\theta}_{i,1} \simeq 0^\circ$, $\bar{\theta}_{i,2} \simeq 45^\circ$ 。EPMA 测定的各浓度参数约为: $c_{Al,1} = 0.9$, $c_{Al,2} = 0.70$, $c_{Sn,1} = 0.10$ 和 $c_{Sn,2} = 0.30$ 。另外, 参数 G 分别定为 $G_{Al} = 0.45$, $G_{Sn,1} = 1.5$, $G_{Sn,2} = 1$ 。由此, 利用(15),(16)式计算的角分布结果与实验数据一起给在图 4(b) 和 (c) [见图版 II] 中。可以看出, 计算与实验的符合是令人满意的。

(3) Al_9, Sn_1 合金 此样品的靶点表面形貌 [见图 5(a) (见图版 II)] 表明, Al 富集的岛状区面积很大, 估算的面积分数分别约为: $A_{Al,1} = 0.9$, $A_{Al,2} = 0.07$ 和 $A_{Sn,2} = 0.03$ 。对屏蔽角的估算得到 $\bar{\theta}_{i,1} \simeq 0^\circ$, $\bar{\theta}_{i,2} \simeq 85^\circ$ 。(考虑了狭窄的沟状凹陷区走向的任意性)。根据分析结果给出 $c_{Al,1} = 0.98$, $c_{Al,2} = 0.8$, $c_{Sn,1} = 0.02$ 和 $c_{Sn,2} = 0.2$ 。参数 G_{Al} 和 $G_{Sn,1}$ ($G_{Sn,2} = 1$) 分别选定为 0.35 和 1.3。据此, 将所有参数值代入(15)和(16)式, 所得结果与实验值一起分别在图 5(b) 和 (c) [见图版 II] 中给出。比较可发现二者的符合均较好。

四、讨论与结论

在第二节中已经提到, Sigmund 理论预言溅射原子角分布具有 cosine 形状^[1]。但是相当多的实验结果却并非如此, 因而不少科学家对这种偏离 cosine 现象进行了大量的研究, 其中特别值得提及的是 Andersen 等人的经验公式: $Y(\theta) = C \cdot \cos^n \theta$ 。 n 和 C 分别描述角分布的形状和强度, 实际上这是任何一种溅射原子角分布理论必须满足的要求。一般而言, 适当选取调节参数 C 和 n 用上式可以达到与实验结果的符合, 但是却不需给出调节参数的物理内容, 因而这是一个仍然需要探索的问题。

根据离子溅射微区叠加原理, 通过对靶点表面形貌特征和元素局域富集的分析, 首先可以对角分布形状进行满意的描述, 此时所选取的参数都具有确定的物理含义。例如微区面积分数 $A_{j,i}$ 和屏蔽角 $\bar{\theta}_{i,i}$ 是根据靶点表面形貌特征尺寸测算的, 浓度参数 $c_{j,i}$ 依赖于各微区元素浓度的测定数据等。其次, 在 (6b) 和 (14) 式中使用的参数 G 实际上赶

决定角分布强度的重要因子。使参数 G 变化的因素很多,对单元素靶,不仅有原子在碰撞级联中从表面的发射几率影响,而且表面结构改变,表面形貌对碰撞级联发展的扭曲可能都左右着 G 的取值。至于多元合金样品,情况还要复杂一些。除了上述因素之外,诸如择优溅射,溶质原子掺杂^[19],表面或晶界的偏析和沉淀^[14]以及表面相变^[17]等,都可能在不同程度上影响参数 G 取值。本文对 $\text{Al}_x\text{Sn}_{1.00-x}$ 三个样品参数 $G_{\text{Sn},i}$ 的取值均大于 1 ($G_{\text{Sn},2} = 1$),而 G_{Al} 却都取小于 1 的数值,其主要原因是由溅射部分产额的测量数值决定的。因为我们发现在这些样品中 Sn 为择优溅射而 Al 却受到抑制,且择优和抑制的程度大约均在我们选取的参数 G 变化范围之内。

另外,对上述各参数的选取,还需考虑一些特殊的物理情况。例如:对 $c_{\text{Sn},1}$ 我们之所以选取了比测定浓度更高的数值,是因为我们在另一个实验中已经看到,凸起区表面层在溅射过程中 Sn 的浓度有增强现象,因而对 G_{Sn} 的取值就因不同微区而异,在凸起区由于上述现象的存在而使 Sn 成为择优溅射元素,但在凹陷的 Al-Sn 共晶区,则由于 Sn 自成晶粒而无择优溅射可言,故 $G_{\text{Sn},2} = 1$ 。

总之,本项研究可以获得如下结果:(1)本文给出的(5),(6 a)式和(11),(13)式是离子溅射微区叠加原理关于元素靶、多元合金靶溅射产额和角分布的数学表达式。实际上(11)和(13)式为一般表达式,因为当 $j = 1, c_{1,i} = 1$ 时(11)和(13)式即变为(5)和(6 a)式。对离子垂直入射的平整靶点表面, $c_{j,i}$ 为常数,此时的微区叠加结果实际上与 Sigmund 理论一致。

(2)对溅射原子角分布,微区叠加原理公式与 Andersen 等人的公式 ($Y(\theta) = C \cdot \cos^n \theta$) 的差别在于,前者可以根据实验分析,选定具有物理含义的参量,给出角分布形状和强度变化的定量拟合,但后者却只把 C 和 n 作为数学参数使用。

另外,本文仅对一些典型的样品给出初步的定量符合,其中忽略了微区内和微区之间在形貌特征、元素浓度分布等方面的差别,这是需要进一步改进的。再则,靶点表面微形貌的形成与发展,至今也仍然不太清楚,这暗示关于微区叠加动力学研究的重要意义。因此,扩展实验研究范围,改进微区叠加原理与实验,特别是动力学实验结果之间的符合,是我们将要探索的下一个课题。

- [1] P. Sigmund, *Phys. Rev.*, **184**(1969), 383.
- [2] G. Carter, B. Navinsck and J. L. Whitton, in: *Sputtering by Particle Bombardment*, II ed., R. Behrisch (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo 1983), p. 231.
- [3] I. H. Wilson, in: *Materials Modification by High-fluence Ion Beams*, ed. R. Kelly and M. F. da Silva, Series E: Applied Sciences-Vol. 155(1989), p. 421.
- [4] Wang Zhenxia, Zheng Liping and Pan Jisheng, *Rad. Eff. Def. in solids*, **108**(1989), 351.
- [5] Wang Zhenxia, Pan Jisheng, Zhang Jiping and Tao Zhenlan, *J. Mater. Sci. Lett.*, **11**(1992), 719.
- [6] 王震遐、章骥平、潘冀生、陶振兰、张慧明、赵烈、曾跃武、王承宝、林祯昌, *物理学报*, **41** (1992), 1554.
- [7] 王震遐、潘冀生、章骥平、陶振兰, *物理学报*, **41**(1992), 1722.
- [8] I. H. Wilson, S. Chereckdjian and R. P. Webb, *Nucl. Instr. Meth.*, **B7/8**(1985), 735.
- [9] Y. Yamamura, *Rad. Eff.*, **80**(1984), 193.
- [10] H. H. Andersen, B. Stenum, T. Soresen and H. J. Whitlow, *Nucl. Instr. Meth.*, **B6**(1985), 459.
- [11] G. Betz and G. K. Wehner, in: *sputtering by Particle bombardment*, II ed., R. Behrisch (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo 1983), p. 11.
- [12] M. Tanemura, S. Morishita, Y. Fujimoto and F. Kuyama, *Surf. Sci.*, **180**(1987), L103.
- [13] Wang Xhenxia, Zhang Jiping, Pan Jisheng and Tao Zhenlan, *Phys. Lett.*, **A164**(1992), 227.
- [14] A. M. Yacout, N. Q. Lam and J. F. Stubbins, *Nucl. Instr. Meth.*, **B71**(1992), 148.
- [15] W. L. Johnson, in: *Materials Modification by High-fluence Ion Beams*, ed. R. Kelly and M. F. da Silva, Series E: Applied Sciences-Vol. 155(1989), p. 405.

A PRINCIPLE FOR MICRO-REGION SUPERPOSITING OF ION SPUTTERING

WANG ZHEN-XIA

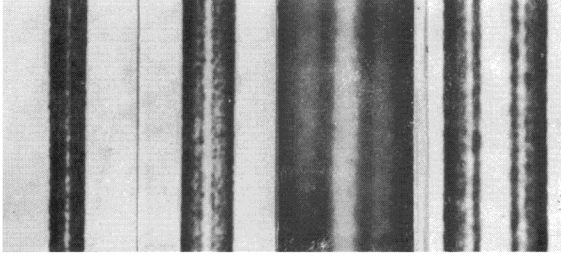
Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 7 September 1992; revised manuscript received 20 April 1993)

ABSTRACT

Solid surfaces subjected to energetic ion bombardment generally develop characteristic structures, which may significantly change total and differential sputtering yields. The change is due to several competing effects, for instance, change of the effective projectile incidence angle, recapture of obliquely ejected particles (shadow effect), and element local-enrichment in different micro-region on the alloy surface. From these, we have now developed an efficient new theoretical method for covering all of the above effects exactly. This method and its application to the analysis of experimental results of element (Cd) and alloy system (Al_x-Sn_{100-x}) targets are described in detail.

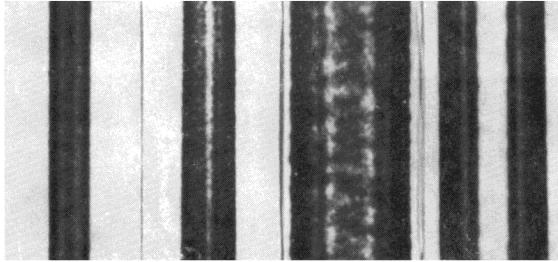
PACC: 7920N; 6890



($\bar{1}11$) (220) ($\bar{3}33$) (440)

← *g* | 100 μm

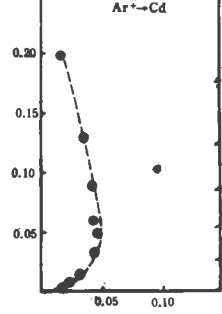
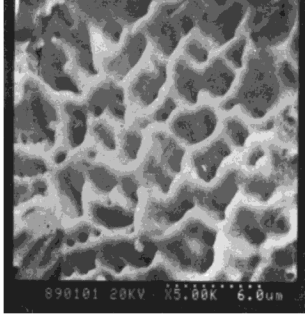
图3 CZ 硅单晶样品截面形貌图 样品表面为(111)



($\bar{1}11$) (220) ($\bar{3}33$) (440)

← *g* | 100 μm

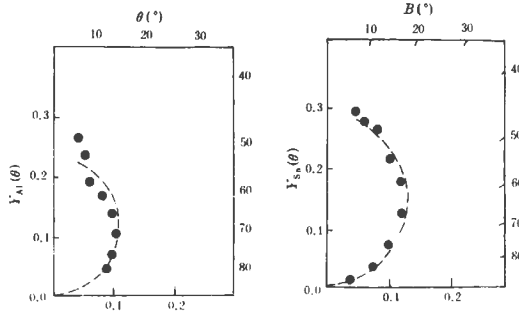
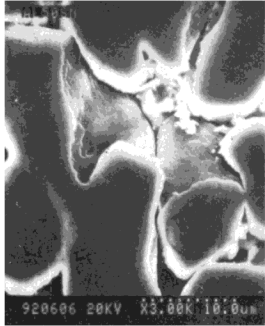
图4 MCZ 硅单晶样品截面形貌图 样品表面为(001)



(a) Cd 样品靶点表面 SEM 照片
30 keV Ar⁺ 离子轰击 ($Q = 1 \times 10^{18} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$)

(b) 溅射 Cd 原子角分布实验数据(黑点)和用(14)式的计算结果

图 2

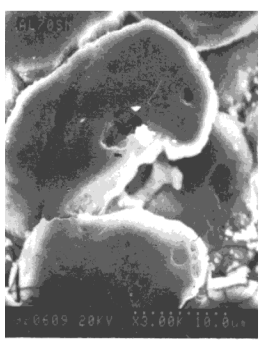


(a) Al₃₀Sn₃₈ 合金靶点表面 SEM 照片
实验条件同图 2(a)

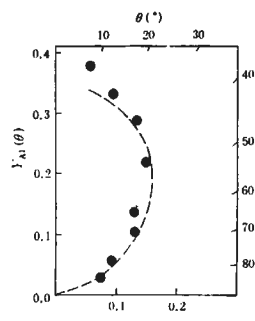
(b) 溅射 Al 原子角分布实验数据(黑点)和用(15)、(16)式的计算结果

(c) 溅射 Sn 原子角分布实验数据(黑点)和计算结果

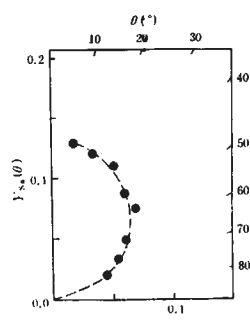
图 3



(a) $Al_{19}Sn_{19}$ 合金靶点表面 SEM 照片
实验条件同图 3

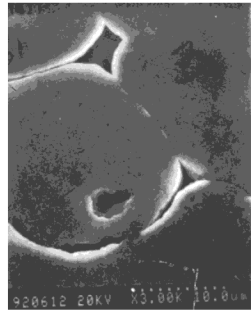


(b) 溅射 Al 原子角分布实验数据(黑点)和计算结果

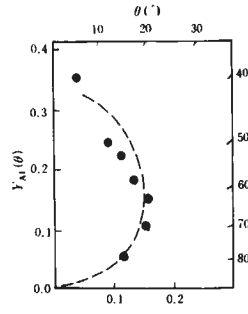


(c) 溅射 Sn 原子角分布实验数据(黑点)和计算结果

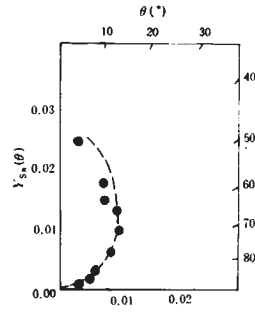
图 4



(a) $Al_{11}Sn_{10}$ 合金靶点表面 SEM 照片
实验条件同图2(a)



(b) 溅射 Al 原子角分布实验数据(黑点)和计算结果



(c) 溅射 Sn 原子角分布实验数据(黑点)和计算结果

图 5