

溅射的同位素迷惑*

郑里平

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

056213

摘 要 影响多元材料溅射的机制是复杂的. 在多元材料溅射中, 同位素溅射是最简单的. 虽然仅有质量效应在同位素溅射中起优势作用, 但是在离子轰击溅射中, 至今仍然是个“同位素迷惑”. 争论的焦点有: (1) 在零剂量时, 同位素富集度是与出射角无关, 还是与出射角有关? (2) 同位素角效应是一次溅射效应, 还是二次溅射效应? 如何理解碰撞级联中的动量不对称性对同位素溅射的作用? 文中综述了这些争论, 并阐明了本小组的观点.

关键词 同位素富集度 一次溅射效应 二次溅射效应
分类号 O562.5

材料改性 溅射

1 引 言

溅射是一种在荷能粒子轰击下对材料表面原子尺度的侵蚀, 是薄膜技术、材料表面分析及高剂量离子束材料改性等应用领域必须关注的课题^[1,2]. 影响多元材料(有机材料、无机材料及多元合金等)溅射的机制是复杂的, 有物理溅射、也有化学溅射、有单纯的原子出射、也有团簇(Cluster)出射等. 众所周知, 同位素混合物(自然界的铜就是⁶³Cu 与⁶⁵Cu 组成的混合物)的溅射, 是多元材料溅射中最简单的, 因为只需考虑各同位素之间的质量差异. 然而, 这样一个最基本的质量效应, 至今仍困惑着表面物理学界^[3~12], 并称之为“同位素迷惑”(Isotopic puzzle)^[3]. 同时, 由此引发出了两种观点的激烈争论^[5,6].

同位素溅射研究项目一直得到美国宇航局资助^[12].

为了便于讨论, 仅考虑二元同位素混合物的溅射. 其研究的物理量是同位素富集度 δ (L/H), 也称为同位素分馏因子. 其定义为

$$\delta(L/H) = [(Y_L/Y_H)/(C_L/C_H) - 1] \times 1000(\%), \quad (1)$$

式中, Y_L 和 Y_H 分别是轻、重同位素的溅射产额(单位是 atoms/ion), C_L 和 C_H 分别是轻、重同位素的基体成分(单位是原子百分比 at. %). Y_L, Y_H, C_L 和 C_H 都可测量得到.

根据线性碰撞级联(Linear collision cascade)理论, Sigmund 建立了计算零剂量[又称为低剂量(10^{15} ions/cm²)]极限, 在低剂量极限时, 靶的成分几乎没有任何变化. 这种溅射态称为溅射初始态^[11]时, 同位素富集度 δ (L/H) 可表示为^[7]

$$\delta(L/H) = [(M_H/M_L)^m - 1] \times 1000(\%), \quad 0 < m < 1 \quad (2)$$

式中, M_L 和 M_H 分别是轻、重同位素的原子质量, m 是与原子相互作用势相对应的参数, 对不同的相互作用势, m 的取值不同^[3]. 这一描述同位素富集度的公式是简单、明确、实用的, 它反映了影响同位素溅射的机制本质, 即与质量有关.

2 同位素富集度与基本理论公式

除了上面所述, 同位素溅射其自身的应用前景也很广泛^[7], 在此仅举一例. 在太阳系中, 存在大量由太阳喷射出的荷能粒子流, 统称为太阳风(Solar wind); 太阳风与太阳系物体(行星表面、大气层、宇宙飞船等)相互作用, 是美国宇航局的基本研究课题. 月球样品的同位素成分异常(Anomalies)的发现, 使同

* 国家自然科学基金资助课题, 课题编号 19675061.
1997 - 10 - 23 收稿.

3 零剂量时同位素富集度与出射角的相关性

(2)式表明,零剂量时,同位素富集度与出射极角无关.然而,Shapiro 和 Tombrello^[8,9]用 MD 模拟(Molecular Dynamics Simulation)计算了零剂量时的 δ 值,发现 δ 值与出射极角有关.其理由是,MD 模拟首次揭示了碰撞级联的各向异性很明显,而 Sigmund 的理论假定碰撞级联是各向同性的^[7].另外,模拟 δ 值比理论 δ 值大得多.

谁是谁非,应由事实证明.以往测量技术所限,实验只能在高剂量(随入射剂量增大,表面成分不断变化,但是达到某一剂量以上时,表面成分不再变化(粒子守恒要求),大于此剂量便称为高剂量.通常高剂量为 10^{16} ions/cm².这种溅射态称为溅射稳定态^[13,17])下进行.1988 年以后,由于测量技术的改进和提高,在 10^{16} ions/cm² 这样的低剂量时,实验 δ 值已有很高的精确度.1990 年,一个当时称为零剂量($<10^{16}$ ions/cm²)的实验结果问世(见文献[11]图 4).Gnaser 等人^[11]的测量结果表明:(1)在 $0^\circ\sim 60^\circ$ 间, $\delta(^{70}\text{Ge}/^{76}\text{Ge})$ 与出射角无关;在 $>60^\circ$ 时, δ 值逐渐减小.(2)在 0° 时,实验 δ 值为 52%(见文献[11]表 1).实验结果(1)的 δ 值与出射角($0^\circ\sim 60^\circ$)无关的结果,似乎支持了 Sigmund 理论的观点. Shapiro 和 Tombrell 的 MD 模拟曾报道^[8],两个同位素相对质量差为 10%,模拟 δ 值为 56%.对 ^{70}Ge 和 ^{76}Ge ,相对质量差为 8.6%,实验 δ 值为 52%,而理论 δ 值为 18%(m 值为 0.11^[9]).三者相比较,实验值与 MD 模拟值接近,而比理论值大得多.因此,与实验结果(1)支持理论观点相对立,实验结果(2)又似乎支持了 MD 模拟.在理论与模拟对立的情况下,Gnaser 等人的实验引起人们更深的困惑:

4 同位素溅射角效应是一次溅射效应还是二次溅射效应?

文献[7]给出了一次溅射效应和二次溅

射效应的定义.二次溅射效应是指轰击诱发表面成分变化对溅射的影响^[17,18].一次溅射效应又叫非化学计量溅射效应.为便于理解,现做一些解释.假定入射剂量为零剂量(此时,表面成分等于基体成分),对二元材料(它的基体成分分别为 C_L 和 C_H)来说,轻、重两种元素的溅射产额比 Y_L/Y_H 有如下关系,

$$Y_L/Y_H = C_L/C_H, \quad (3a)$$

$$Y_L/Y_H \neq C_L/C_H. \quad (3b)$$

(3a)式化学计量溅射,(3b)式表示非化学计量溅射.(3b)式指一次溅射效应,也称择优溅射.

同位素溅射角效应是一次(溅射)效应,还是二次(溅射)效应,这是争论的焦点. Sigmund^[7]认为,角效应是二次效应,即是由表面成分的变化引起.当高剂量(10^{16} ions/cm²)时,靶表面明显地存在一个由轰击诱发的成分梯度,由此产生了角效应. Shapiro 和 Tombrello^[9]认为,角效应是一次效应. MD 模拟计算表明,在零剂量时,轻原子在垂直方向择优出射,原因是平均说来轻原子比重原子带有更多朝靶表面方向的动量,即碰撞级联的各向异性是明显的.仔细地分析了 Gnaser 等人^[11]的实验之后,作者认为,当时实验剂量($<1 \times 10^{16}$ ions/cm²)虽然是低剂量,但决不是零剂量.在这个剂量时,一次效应起作用的同时,二次效应也在起作用.文献[11]的实验结果是一次效应和二次效应的联合效应.根据这个观点,本小组进行了 MC(Monte Carlo)模拟计算^[16,17],并发现了 ^{10}B - ^{11}B 溅射在零剂量时,轻原子(^{10}B)在垂直方向择优出射,在 1.4×10^{16} ions/cm² 时, $\delta(^{10}\text{B}/^{11}\text{B})$ 似乎与出射角无关.本工作可能给实验学家以某种启示^[17],即为揭示同位素溅射角效应的本质,提高测量精度,使实验中的低剂量更接近于零剂量是必要的.

5 一个零剂量到高剂量的角效应实验

1993 年,Weathers 等人^[12]报道了 ^{92}Mo -

^{100}Mo 溅射角效应的实验结果, 他们的实验数据是丰富的(表 1), 从零剂量范围到高剂量范围都有. 然而, 他们过分强调了一次效应对角效应的作用, 完全忽略了二次效应的作用. 他们不能对全部实验数据进行合理解释, 只用零剂量时的实验数据与理论、模拟及以往的实验数据进行比较解释.

这个实验受到 Sigmund 的严厉批评^[6], 甚至怀疑实验有问题. 反驳的观点^[6]也是鲜明的, 坚持了零剂量时, 实验 δ 值(对于 5 keV Xe^+ 入射, $\delta(0^\circ) = 52.7\%$)与出射角有关, 而且比理论 δ 值(19%)大得多. 但是也承认实验结果可能受到靶表面形貌的影响.

作者认为, Weathers 等人的实验技术先

表 1 对于不同实验和模拟条件, 同位素富集度 δ 值与剂量(或剂量范围)的关系

炮 弹	同位素对	剂量或剂量范围 (10^{15} ions/cm ²)	$\delta(15^\circ$ 或 $17^\circ)$ (%)	$\delta(15^\circ$ 或 $17^\circ) - \delta(74^\circ$ 或 $76^\circ)$ (%)	实验或模拟
2 keV Xe	$^{63}\text{Cu}/^{65}\text{Cu}$	0.0		27.3±3.5	模拟 ^[10]
		0.5		14.5±4.2	
		1.6		8.1±4.1(极小)	
		2.5		18.6±4.1	
		4.5		24.7±3.9	
		10.4		30.6±3.8	
5 keV Xe ⁺	$^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo}$	0~0.30	52.7±5.3	30.5±8.4	实验 ^[12]
		0~0.61	45.8±4.1		
		0~1.0±0.3	35.5±4.3	24.8±6.8	
		0.61~1.82	41.0±4.2	12.1±10.6(极小)	
		1.82~4.29	36.1±3.8	19.8±5.7	
		4.29~7.93	18.6±4.5	25.8±5.8	
		7.93~20.05	0.0±4.7	25.1±5.6	
5 keV Ar ⁺	$^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo}$	0~1.22	38.1±6.4	17.6±10.3	实验 ^[12]
		2.43~4.86	24.6±3.4	1.5±5.6(极小)	
		4.86~8.50	12.0±3.3		
		8.50~20.63	3.8±2.7	14.2±4.1	
10 keV Xe ⁺	$^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo}$	0~0.61	29.1±5.1	12.3±10.0	实验 ^[12]
		0.61~1.82	32.3±3.4		
		1.82~3.66	28.5±3.5		
		3.66~9.74	18.1±2.5	24.6±4.1	
10 keV Ar ⁺	$^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo}$	0~1.21	30.3±8.2	-8.3±11.2	实验 ^[12]
		1.21~3.65	31.0±3.5		
		3.65~7.31	14.7±3.1		
		7.31~19.45	3.9±3.0	9.0±4.2	
5 keV Ar	$^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo}$	0~1.22	32.6±3.9	14.3±4.2	模拟 ^[22]
		2.43~4.86	21.4±3.6	4.5±4.1(极小)	
		4.86~8.50	11.5±3.4	12.7±4.0	
		8.50~20.63	5.3±3.2	20.8±3.6	
5 keV Xe	$^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo}$	0.0	38.3	31.2	模拟 ^[21]

进,实验数据是精确的^[21].影响同位素溅射角效应的仍然是基本溅射机制——一次(溅射)效应和二次(溅射)效应.这一看法暂时还无法解释实验现象,因此用表面形貌来解释是不适当的.仔细分析了 Weather 等人的实验^[12]之后,作者认为^[16],他们的实验结果完全证实了作者 1991 年的预言^[17].

6 一次(溅射)效应和二次(溅射)效应如何联合影响同位素溅射角效应

1991 年,MC 模拟表明^[17,18],对于¹⁰B-¹¹B 溅射,富集度差值 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 与离子入射剂量有如下关系:在零剂量和高剂量时,其差值 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 为正(表明轻原子在垂

直方向择优出射),在零剂量和高剂量之间有一个低剂量,在此低剂量时, $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 有一个极小值(图 1).

1993 年,Weathers 等人的⁹²Mo-¹⁰⁰Mo 溅射实验^[12],也同样展现出这种现象,特别是 5 keV Xe⁺和 5 keV Ar⁺入射时(表 1).对 10 keV Xe⁺入射,实验给出零剂量和高剂量时, $\delta(17^\circ) - \delta(74^\circ)$ 为正,这与预言的一致(零剂量和高剂量之间没有实验数据).作者曾讨论过^[18],实验中,只要零剂量选择适当,就能看到预言的现象,如果选择不适当,只能看到随着剂量增大, $\delta(17^\circ) - \delta(74^\circ)$ 单向增大,而不能看到极小现象的出现.对于 10 keV Ar⁺入射,实验结果与讨论的一致(表 1).

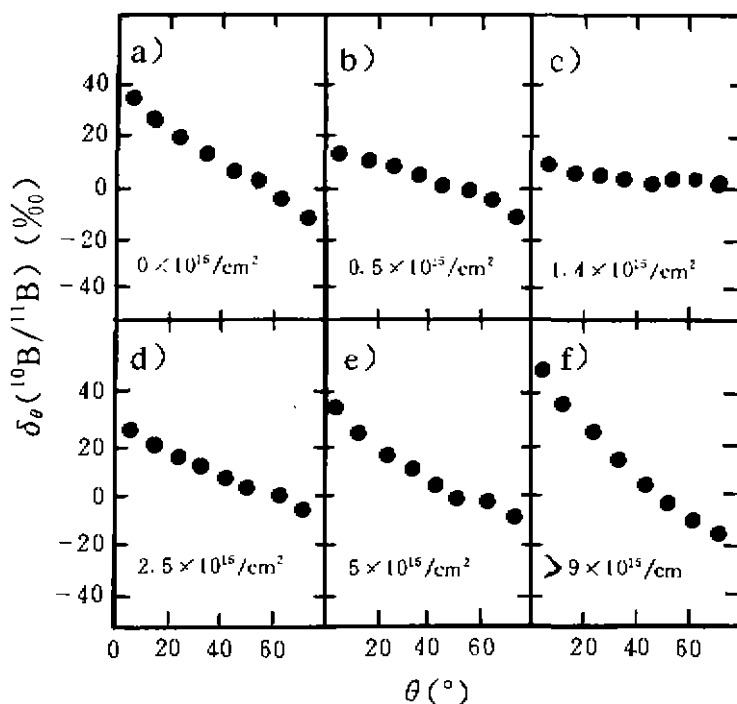


图 1 在 1 keV Kr-¹⁰B-¹¹B 下,对于不同的剂量, δ 值与出射极角 θ 的关系^[17]

总之,对于同位素(⁶³Cu-⁶⁵Cu)溅射,作者认为^[16],在零剂量时, $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 为正,因为平均而言轻原子比重原子带有更多朝靶表面方向的动量^[8],此时角效应完全是一次(溅射)效应,也就是说完全由动量不对称性(或

碰撞级联各向异性)决定.随着入射离子剂量增大,角效应是一次(溅射)和二次(溅射)的联合效应.在低剂量时, $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 逐渐减小,因为轻原子的表面成分梯度是正的,即二次效应减弱了一次效应对角效应的影响.

在某一低剂量 (1.6×10^{15} ions/cm²)、 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 极小, 因为此时轻原子表面成分梯度极大, 即二次效应最强有力地减弱一次效应对角效应的影响. 如果此时 $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 的极小充分地小, 那么 δ 值似乎可被认为与出射角无关. 在高剂量时, $\delta(15^\circ) - \delta(75^\circ)$ 也是正的, 因为轻原子表面成分梯度是负的, 也就是说二次效应增强了一次效应对角效应的影响 (表 1 和表 2).

表 2 对于 2 keV Xe-⁶³Cu-⁶⁵Cu-⁶⁹Cu 的表面成分梯度 (C_1-C_2) 与剂量的关系, 这里 C_1 和 C_2 分别表示第一和第二表面原子层的成分^[17,18]

剂量/ 10^{15} ions · cm ⁻²	(C_1-C_2)(at. %)
0.0	0.0
0.5	+2.3±0.5
1.6	+3.8±0.5(最大)
2.5	+1.9±0.5
4.5	+0.4±0.4
10.4	-1.2±0.4

为了与 Weathers 等人的实验结果进行定量比较, 本小组模拟计算了 $\delta(^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo})$ 与入射剂量的关系. 结果表明, 本小组的 MC 模拟 δ 值^[22] 与 Weathers 等人的实验 δ 值^[12], 在统计误差范围内基本符合 (表 1).

7 动量不对称性

Shapiro 和 Tombrello 认为, 在同位素溅射中, 动量不对称性起了主要作用. 他们的 MD 模拟表明 (所考察的靶是单晶的, 4 个原子层厚): (1) 重原子比重原子的平均动量大; (2) 平均来说, 轻原子比重原子带有较大的朝靶表面方向的动量^[8,9]. 根据结果 (2), 很容易理解为什么在零剂量时, 轻原子在垂直方向择优出射的问题.

1993 年, Sigmund 等人^[8,4] 在理论上也考虑了动量不对称性, 并得到 (所考察的靶是无定形的和无限的) 在全空间重原子与轻原子总动量的比值为 $(M_H/M_L)^{3/2}$. 这个理论关系与 MD 模拟的结论 (1) 定性上一致. 由于所考察的条件不同 (主要指靶), 因此理论与 MD 模拟不能进行严格地定量比较. MD 模拟表明 (见文献 [8] 中表 5), 相对质量差为 22%, 其重原子与轻原子平均动量比值为 2.4. 这一 MD 模拟值比理论值明显有很大的偏离, 因而为受到 Sigmund 的激烈评论^[8,4].

本小组认为, MD 模拟中选择薄靶是合理的, 因为 δ 值主要取决于靶表面的动量, 而不是全空间的总动量. 理由是, 溅射原子绝大部分来自于靶表面第 1 个和第 2 个原子层. 为了验证 MC 模拟结论的正确性, 也考虑大多数实验中的靶条件, 所考察的靶是无定形

表 3 在 5 keV Xe 和 Ar 轰击下, 通过标志平面 1 和 2 的动量通量比值, $R_s(^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo})$ (朝靶表面方向) 和 $R_b(^{92}\text{Mo}/^{100}\text{Mo})$ (朝基体方向)

炮 弹	标志平面 1		标志平面 2		文 献
	离靶表面 0.25 nm		离靶表面 1 nm		
	R_s	R_b	R_s	R_b	
5 keV Xe	1.27	0.83	1.15	0.89	[21]
5 keV Ar	1.22	0.86	1.12	0.91	[22]

的和半无限的固体靶^[21]. 在离靶表面 0.25 nm 处 (1 个原子层) 和 1 nm 处 (4 个原子层),

分别设置了两个假想的标志平面 (Marker plane) (见文献 [21] 中图 1). MC 模拟计算了

分别通过这两个标志平面的轻原子与重原子动量通量的比值 R_s (朝靶表面方向) 和 R_b (朝基体方向). 对于不同的表面深度, $R_s > 1$ (表 3), 本小组的这个结果支持了 Shapiro 和 Tombrello 的结论(2); 也就是说, 因为轻原子比重原子带有较大的朝靶表面方向的动量 (或动量通量), 所以零剂量时, $\delta(17^\circ)$ 和其差值 $\delta(17^\circ) - \delta(74^\circ)$ 不仅为正, 而且较大^[21]. 表 3 还表明, 随着靶表面深度减小, R_s 增加而 R_b 减小. 也就是说, 随着靶表面深度减小, 朝靶表面方向, 轻原子的动量通量比重原子的动量通量越来越大, 而朝基体方向, 轻原子的动量通量比重原子的动量通量越来越小. 这两种动量通量随靶表面深度的明显变化, 促使轻原子在表面富集, 从而在低剂量时, 得到一个明显的正轻原子成分梯度.

8 展 望

近年来经各方的努力, 对溅射的质量效应 (或同位素效应) 的认识有所深入, 有些方面已达到共识. 例如, 对于典型的 $^{92}\text{Mo}-^{100}\text{Mo}$ 的零剂量溅射, 各方得到 δ 值与出射角的关系在定量上基本一致 (见文献 [15] 中图 15). 然而, Shapiro 和 Tombrello 关于“零剂量时 δ 值主要取决于动量不对称性”的观点, 仍然受到 Sigmund 等人的挑战, 他们发现 (用 MD 模拟)^[13~15], 零剂量时的 δ 值与直接和入射离子碰撞的原子 (Primary Knockon Atoms) 的贡献密切相关. 坚持“动量不对称性”观点的人, 必须拿出更有力的证据. 当然为了使认识深化, 提供新的精确的实验数据是必不可少的.

同位素之间的相对质量差是小的, 这就使对同位素溅射实验有很高的技术要求. 能做此类实验的都是些技术先进的国家, 例如美国和德国等. 因此, 开展同位素溅射实验, 在某种意义上, 能促进我国一些相关技术, 如超高真空技术、离子源技术、表面分析技术及同位素分离技术……等的发展.

质量与电荷是自然界中最基本的物理

量. 不仅在表面物理中, 而且在核物理、基本粒子物理及宇宙物理等中, 都正在研究由于质量变化所引起的种种影响. 在表面物理中, 质量效应是溅射领域一个经久不衰、不断出新意的研究课题.

参 考 文 献

- 1 Sigmund P. Mechanisms and Theory of Physical Sputtering by Particle Impact. Nucl Instr and Meth, 1987, B27, 1~17
- 2 Kelly R. The Role of Segregation (I). In Materials Modification by High-fluence Ion Beams (Edited by Kelly R et al. Kluwer, Dordrecht, The Netherlands), 1989, 303~335
- 3 Sigmund P. Sckerl M W. Momentum Asymmetry and the Isotope Puzzle in Sputtering by Ion Bombardment. Nucl Instr and Meth, 1993, B82, 242~254
- 4 Sigmund P, Lam N Q. The Isotopic Sputtering by Ion Bombardment. In K. Dan Vidensk Selsk Mat Fys Medd, 1993, 43, 255~285
- 5 Sigmund P. Letter to the Editor-note on Isotope Sputtering. Nucl Instr and Meth, 1993, B82, 192~193
- 6 Weathers D L, Tombrello T A, Shapiro M H. Letter to the Editor-reply to "Note on Isotope Sputtering". Nucl Instr and Meth, 1993, B82, 194~195
- 7 Sigmund P. Preferential Sputtering from Isotopic Mixtures and Alloys of Neighbor Elements. Nucl Instr and Meth, 1987, B18, 376~387
- 8 Shapiro M H, Haff P K, Tombrello T A. Simulation of Isotopic Mass Effects in Sputtering. Nucl Instr and Meth, 1985, B12, 137~158
- 9 Shapiro M H, Tombrello T A, Harrison D E Jr. Simulation of Isotopic Mass Effects in Sputtering (II). Nucl Instr and Meth, 1988, B30, 152~158
- 10 Gnaser H, Oechsner H, Huthcheon I D. Significance of Isotope for Secondary-ion Emission Models. Phys Rev, 1988, B38, 11112~11117
- 11 Gnaser H, Oechsner H. Isotopic Mass Effects in Sputtering: Dependence on Fluence and Emission Angle. Nucl Instr and Meth, 1990, B48, 544~548
- 12 Weathers D L, Tombrello T A, Gnaser H. Isotopic Fractionation in the Sputtering of $^{92}\text{Mo}-^{100}\text{Mo}$ Targets. Nucl Instr and Meth, 1993, B73, 135~150
- 13 Eckstein W. Comment on "Isotopic Fractionation in the Sputtering of $^{92}\text{Mo}-^{100}\text{Mo}$ Targets by Weathers D L et

- al⁷. Nucl Instr and Meth, 1993, B83, 329~333
- 14 Shulga V I, Sigmund P. Simulation of Energy-dependent Isotope Sputtering. Nucl Instr and Meth, 1995, B103, 383~386
- 15 Shulga V I, Sigmund P. Analysis of the Primary Process Sputtering. Nucl Instr and Meth, 1996, B119, 359~374
- 16 Zheng L P, Li R S, Li M Y. Boron Isotope Fractionation during Prolonged Ion Bombardment. Chinese Phys Lett, 1991, 8, 325~327
- 17 Zheng L P, Li R S, Li M Y. Correlation between Isotope Fractionation and Surface Composition Profile during Prolonged Bombardment. Nucl Instr and Meth, 1991, B52, 61~64
- 18 Zheng L P, Li R S, Li D X. Simulation of Isotope Effects in the Sputtering of ⁶³Cu~⁶⁵Cu. Vacuum, 1995, 46, 277~280
- 19 Zheng L P, Cui F Z. Isotope Fractionation in the Sputtering of ⁶³Cu~⁶⁵Cu. Chinese Phys Lett, 1995, 12, 431~434
- 20 Zheng L P, Li R S, Li R Y. Simulation of Isotopic Angular Effects under Ion Bombardment of a ⁹²Mo~¹⁰⁰Mo Target. J Mater Sci Technol, 1997, 13, 65~68
- 21 Zheng L P, Li R S, Li M Y. Simulation of Momentum Flux Ratios in the Cascade in the Sputtering of ⁹²Mo~¹⁰⁰Mo. Nucl Instr and Meth, 1995, B100, 490~492
- 22 Zheng L P, Li M Y. Simulation of the Isotopic Angular Pattern during the ⁹²Mo~¹⁰⁰Mo Sputtering. Nucl Instr and Meth, 1996, B114, 28~33

Isotope Puzzle in Sputtering

ZHENG Liping

(Shanghai Institute of Nuclear Research, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract Mechanisms affecting multicomponent material sputtering are complex. Isotope sputtering is the simplest in the multicomponent materials sputtering. Although only mass effect plays a dominant role in the isotope sputtering, there is still an isotope puzzle in sputtering by ion bombardment. The major arguments are as follows: (1) At the zero fluence, is the isotope enrichment ejection-angle-independent or ejection-angle-dependent? (2) Is the isotope angular effect the primary or the secondary sputter effect? (3) How to understand the action of momentum asymmetry in collision cascade on the isotope sputtering?

Key Words isotopic enrichment primary sputter effect secondary sputter effect