

道和能量.最流行的等离子体源有:反应离子刻蚀源(RIE)、电子回旋共振源(ECR)、感应耦合等离子体源(ICP)和螺旋波(Helicon)源等.这里仅对抗 RIE 源的工作原理稍加说明.图 3 是 RIE 源的结构简图.频率为 13.56MHz 的射频

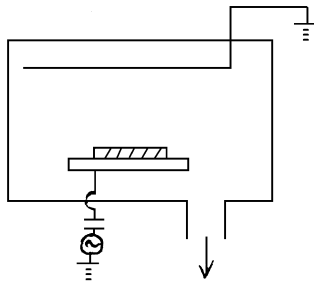


图 3 反应离子刻蚀原理图

电压加在两块平行电极上,样品放在阴极上,阳极与反应器壁接地.阴极面积小,而阳极面积大,形成非对称性辉光放电系统.在等离子体区域与电极之间形成等离子体鞘层,小面积电极一边具有大的鞘层电压,因此离子在阴极鞘层区域被加速.高能离子垂直轰击样品靶面,造成溅射,于是靶面被刻蚀.离子对刻蚀起了主要作用.反应离子刻蚀以物理溅射为主,兼有中性活化自由基参加的化学反应.因此反应离子刻蚀也称为反应离子溅射刻蚀.它的特点是刻蚀速率快,且有各向异性,最小线宽达 0.2 μm,

缺点是容易造成器件损伤.

在等离子体刻蚀加工中,由于能量离子、电子和光子轰击,会引起器件损伤,改变了器件的机械和电性能,器件损伤有原子位移损伤、污染损伤、载荷损伤和辐射损伤等.如何有效地减小和避免这些损伤,乃是微电子器件加工中的前沿研究问题之一.另外的前沿问题还有:元件极限尺寸 0.10 μm 的突破、尘埃污染、离子迟滞和微负荷效应、小介电常数的电介质、静电夹头(预防芯片加热变凸)、新的芯片半导体材料和新封装工艺等的研究.

参 考 文 献

- [1] Burger R M, Gaze J A, Seidel T. Solid State Technology, 1995, 38(2): 42—46
- [2] Levenson D M. Solid State Technology, 1995, 38(9): 81—82
- [3] Langston J C, Dao G T. Solid State Technology, 1995: 38(3): 57—60
- [4] Maeda K *et al.* Proc SPIE, 1995, 2438: 465
- [5] 韩安云. 半导体情报, 1998, 35(3): 1—17
- [6] Chen F F. Phys. Plasmas, 1995, 2(6): 2164—2175
- [7] Flamm D L, Herb G K. In eds. Manos D M, Flamm D L. Plasma Etching. New York: Academic Press, INC. 1989, 1—90

正电子迁移率的测量*

郁伟中 袁佳平

(清华大学现代应用物理系 北京 100084)

摘 要 综述了在半导体和金刚石中的正电子迁移率的 6 种不同测量方法(角关联方法、多普勒方法、寿命谱方法、注入剖面法、扩散常数法和慢正电子法),给出了自 1957 年以来国内外的所有测量数据,并对数据进行了综合分析.

关键词 正电子湮没,正电子迁移率,半导体,金刚石

* 国家自然科学基金资助项目

1998 - 11 - 09 收到初稿,1999 - 02 - 10 修回

THE MEASUREMENT OF POSITRON MOBILITY

Yu Weizhong Yuan Jiaping

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

Abstract Six kinds of positron mobility measurement methods (angular correlation, Doppler drift, lifetime, implantation profile, diffusion constant and slow positron beam) are reviewed, measurement data since 1957 is analysed.

Key words Positron Annihilation, Positron Mobility Semiconductor, Diamond

1 研究正电子迁移率的目的

固体物理学中对带电粒子的研究是很重视的^[1],如经典电子气理论(特鲁德模型)成功地处理了直流电导问题,索末菲电子气理论(电子遵守费米统计分布)解释了电子平均自由程问题,接下来的能带理论、晶格振动理论都极大地丰富了物质结构模型,并对工业生产产生很大的指导作用,如在半导体物理中人们引入了空穴导电和能级的概念,测量了电子和空穴在电场下的迁移速度,在工艺上制造出二极管和三极管,进而制造出 MOS 电路和计算机,使现代化工业迈进了一大步。

正电子是电子的反粒子,除了所带电荷不同之外,许多性质和电子相似,因此研究正电子在电场下的运动对建立更完整的固体模型会有好处.此项研究的一个直接应用是可以在技术上改进低能正电子谱仪的性能。

正电子湮没技术是研究固体缺陷的有力工具.传统的正电子湮没技术中正电子能量高、入射深,而且不能任意改变入射深度.为了研究样品的表面特性,必须降低和控制入射正电子的能量.降低能量的办法是“慢化”,即先把正电子射入慢化体,正电子在慢化体中降低能量并自动地从中发射出来,再把正电子加速到合适的能量,射入样品的不同的深度,以研究不同深度的缺陷分布.但多年来慢化效率一直很低,因为从原则上说,只有离表面很近的约占正电子总数千分之一左右的正电子才能从表面发射出

来. Lynn 和 Mc Kee^[2]第一次提出利用电场把正电子拉向表面,使更多的正电子从表面发射出来,可以提高发射慢正电子的效率,为此需要知道正电子在半导体中的迁移数据。

2 电子和正电子迁移率以及它们的测量

带电粒子在电场作用下会加速运动,但受晶格散射的影响,很快达到一个与电场强度相关的平均漂移速度.在不太强的电场下,半导体内电子或正电子的平均漂移速度和电场强度成正比:

$$v = \mu E, \quad (1)$$

式中 μ 为常数,称为电子或正电子迁移率,电子迁移率用符号 μ_e 表示,正电子则用符号 μ_p 表示,单位均为 $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, (由于此单位较长,而且用的次数很多,为了节省篇幅,下文中均省略迁移率的单位)。

电子迁移率在半导体物理中是一个重要参数,已成为一项常规测量,测量方法是用霍尔效应法,在半导体物理教科书^[3]中已给出其定义和测量的原理以及一系列详细公式,在此我们不再赘述.霍尔方法能否用于正电子迁移率的测量?答案是否定的,主要原因是正电子的数目太少,根本无法形成霍尔方法中所要求的电流和电压,实际上在测量时固体内的平均正电子数还不到 1 个,或者说在大部分时间内固体中并没有正电子.因此必须另想办法.下面我们综述测量正电子迁移率的 6 种办法.有关正电子湮没技术的基本原理可见文献^[4].

2.1 角关联方法

正电子湮没技术包括 4 种最基本的方法, 即正电子湮没角关联方法、多普勒增宽方法、寿命谱方法和慢正电子束方法. 角关联方法简单原理如下: 电子-正电子对(简称为湮没对)在湮没后发射出两个光子, 由于动量守恒要求两个光子会和 180° 反方向有一个小的偏角, 加电场后湮没对的质心速度会发生漂移, 其角关联谱和 不加电场时偏角有位移, 正电子迁移率 μ_+ 和 θ 的关系为^[5]

$$\mu_+ = \frac{m_0 c}{m^* \theta}, \quad (2)$$

其中 m_0 是电子的静止质量, c 是光速, m^* 是正电子有效质量, E 是电场.

Lang 和 DeBenedetti^[6] 在 1957 年第一次用角关联方法测量了金刚石中正电子迁移率, 得到 $\mu_+ = (120 \pm 160)$ (室温), 而 Sueoka 等^[5] 用此方法得到金刚石中的 $\mu_+ < 20$, 从中可看到数值相差好几倍, 但他们的值与金刚石中电子迁移率 μ_- 和空穴迁移率 μ_h 相比要小得多, μ_- 和 μ_h 分别为 1800 和 1200.

2.2 多普勒增宽方法

多普勒增宽方法是测量湮没光子的能量. 其简单原理如下: 在没有电场时, 湮没对的动量是各向同性的, 光子的能谱(多普勒谱)以 0.511 MeV 为中心左右对称, 有电场后而且电场的方向在湮没线的方向上时, 正电子会得到一个由电场引入的额外的能量差 $E^{[7]}$:

$$E = \left(\frac{v}{2c} \right) m_0 c^2, \quad (3)$$

从中可求出电场引起的正电子漂移速度 v , 进而求出正电子迁移率. 用此方法测量的具体数据有锗的 $\mu_+ = (124 \pm 10)$ (93 K) 和 $\mu_+ = (350 \pm 17)$ (36 K)^[7], 硅的 $\mu_+ = (460 \pm 20)$ (80 K) 和 $\mu_+ = (173 \pm 15)$ (184 K). 从固体物理的角度出发, μ_+ 应和温度 $T^{-3/2}$ 成比例, 据此可推算出 300 K 时 $\mu_+ = 60$. 后来 Mills 等^[8] 简化样品制备和计算, 以 0.511 MeV 为中心取左右两个等宽的区域, 加电场后, 由于矩心漂移, 左右两个区域内的计数不相等, 此时

$$\mu_+ = \frac{1}{2} \left[\frac{N_A(\theta)}{N_A} - \frac{N_B(\theta)}{N_B} \right], \quad (4)$$

这里 N_i 是左右区的平均计数, $N_i(\theta) = N_i(\theta) - N_i$, E 是电场强度, θ 是常数. Au 等^[9] 用此方法得到 GaAs 中的 $\mu_+ = (27 \pm 4)$ (300 K), 此时电场强度为 10 kV/cm, 而场强为 5 kV/cm 时, $\mu_+ = (36 \pm 10)$, 他们把此归因于强电场下正电子速度出现饱和. Mills 等在 400—33 K 的温度范围内密集地测量了金刚石中 μ_+ , 发现在 400—300 K 范围内 μ_+ 和 $T^{-3/2}$ 关系符合得比较好, 但在 170 K 附近 μ_+ 突然下降, 而在 100 K 以下 μ_+ 变为饱和值 270, 在 300 K 时 μ_+ 约为 100.

2.3 正电子寿命方法

正电子寿命谱测量正电子射入样品后所产生的时间谱. 在半导体单晶中, 寿命谱符合单指数分布, 但当半导体基片的两侧各镀上一层铝或金作为电极后, 在电极和基片交接处形成界面和界面缺陷, 此时寿命谱变为由两个不同的指数分布组成:

$$S(t) = I_1 e^{-t/\tau_1} + I_2 e^{-t/\tau_2}, \quad (5)$$

加电场后, 电场力使更多的正电子向界面移动, 使 I_2 增大, 在一定的电场强度范围内, I_2 的增量 ΔI_2 和电场强度有关, Simpson 等^[10] 给出

$$\mu_+ = \frac{\Delta I_2(\theta)}{I_2(\theta)} \left(\frac{L}{\tau_2} \right), \quad (6)$$

其中 L 是正电子的平均注入深度(在 Si 中约为 126 μm , 在 Ge 中约为 50 μm). 于是得到 Si 中 $\mu_+ = (100 \pm 18)$ (295 K) 和 $\mu_+ = (990 \pm 170)$ (104 K). 我们对 GaAs 进行了测量, 得 $\mu_+ = (880 \pm 40)$ (295 K)^[11].

2.4 注入剖面方法

以上 3 种方法都是借助于 3 种常规的正电子测试技术, 先求出正电子速度, 再求出正电子迁移率, 而注入剖面方法是对正电子停止位置的直接测量, 进而求出正电子速度和迁移率 μ_+ .

Brandt 和 Paulin^[12] 利用铅准直器使探头只能测到样品中极薄的一层中的正电子湮没, 移动样品测量每一层中正电子湮没数(注入剖面分布), 加和不加电场的剖面分布的变化

N/N 和正电子在电场作用下的分布有关:

$$N/N = \mu_+, \quad (7)$$

其中 α 是正电子在该材料中的吸收系数, τ 是正电子在该材料中的寿命. 他们对 Si、金刚石、石英、聚四氟乙烯、Al 等 14 种材料作了测量, 得到 Si 中 $\mu_+ = (430 \pm 100)$ (300 K), 金刚石的 $\mu_+ = (160 \pm 80)$ (300 K).

2.5 扩散常数法

本方法的最大特点是可以不加电场, 由正电子扩散常数 D_+ , 通过爱因斯坦关系式:

$$D_+ = \frac{kT}{e} \mu_+, \quad (8)$$

可求出 μ_+ , 式中 k 是玻尔兹曼常数, T 是温度.

有多种方法测量 D_+ , 如晶粒度法. 设有一种固体粉末, 如 SiO_2 , 颗粒均匀, 随着晶粒度直径减小, 正电子寿命测量中 I_3 增加, I_2 减小, 而 I_1 基本不变, 通过扩散方程

$$\partial P / \partial t = - \alpha P + D_+ \nabla^2 P \quad (9)$$

和常规的捕获模型, 可求得 D_+ 值. 文献[13]求出了几种粉末的 D_+ 值, SiO_2 , Al_2O_3 和 MgO 的 D_+ 分别为 $(1.45 \pm 0.15) \times 10^{-5}$, $(5.5 \pm 1) \times 10^{-5}$ 和 $(25 \pm 15) \times 10^{-5} \text{cm}^2/\text{s}$.

2.6 慢正电子方法

改变正电子注入剖面不一定要加电场, 用不同能量的正电子束可得到不同的注入剖面, 测量可用 Ps 产额法等方法. 慢正电子注入剖面可表示为深度 X 和入射正电子能量 E 的函数:

$$P(X, E) = (X/X_0^2) \exp[-(X/X_0)^2], \quad (10)$$

这里 $X_0 = 1.13 \bar{X}$, \bar{X} 是正电子平均注入深度. Ps 产额法就是根据正电子扩散到达表面, 并在表面形成正电子素 Ps 的多少求出 D_+ . 用此方法测量的具体数据有: 300 K 时, Ge 中 $D_+ = 0.5 \text{cm}^2/\text{s}$, Si 中 $D_+ = 2.7 \text{cm}^2/\text{s}$, 算得 300 K 时, Ge 的 $\mu_+ = 20$, Si 的 $\mu_+ = 108$ [14].

3 简单讨论

3.1 正电子迁移率的大小

我们在前面列举了一些实验结果和文献,

从 1957 年首次测量正电子迁移率以来已有四十多年的历史, 但在实验上和理论上仍有大量问题存在, 由于实验方法和实验条件不同, 分析方法不同, 不同作者测得的 μ_+ 的大小相差很大(几倍甚至几十倍), 但数据正趋于一个不太大的范围内.

3.2 正电子速度的饱和

在关系式 $v_+ = \mu_+ E$ 中看到, 若电场很大而正电子速度已达到饱和, 会使 μ_+ 不再是常数, 随着 E 的增大, μ_+ 会变小, 在一些文献中用了很强的电场, 应考虑 v_+ 是否已饱和.

3.3 μ_+ 和电场强度的关系

在高、中、低不同电场强度下, 正电子和晶格的作用不一样, 其迁移率也会不一样. 电场的低、中、高如何分? 文献[10]认为, 小于 10^5V/cm 可归于低电场. 高电场应该以激发光学声子 $h\nu_0$ 为下限, 在 Si 中 $h\nu_0 = 0.1 \text{eV}$, 在金刚石中 $h\nu_0 = 0.2 \text{eV}$ [12].

3.4 正电子的有效质量

半导体和金刚石中正电子有效质量 m_+^* 对计算正电子迁移率有影响, m_+^* 的具体数值有待进一步研究.

3.5 正电子迁移率和温度的关系

电子迁移率和温度 T 的关系为 $T^{-3/2}$, 对于正电子大部分文献认为也是 $T^{-3/2}$ 关系.

3.6 μ_+ 比 μ_- 小的原因

从前面看到, μ_+ 总是比 μ_- 小, 而且小很多, 甚至比空穴迁移率 μ_h 还小, 其原因在文献中分析得不多. 下面我们粗略地分析使正电子迁移率变小的原因. (1) 正电子关联作用: 沉浸在多电子体系中的正电子并不是“独立”的粒子, 而是“被包裹”的粒子, 使它的有效质量增加, 有效电荷减小; (2) 零点能: 正电子的初始能量比电子的初始能量低, 正负电子在加速运动的初期就不处在同一速度; (3) 正电子势阱: 半导体中有空位、位错等缺陷, 正电子一旦被它们捕获就会停止漂移; (4) 正电子扩散的冷却效应: 正电子加速后速度分布的偏差加大, 速度大的正电子在介质中通过的距离更大, 因而更容易发现空位型缺陷而被捕获, 体内剩余的正电

子的速度更小些; (5) 正电子湮没的影响: 样品中正电子存在的时间通常只有 10^{-10} s, 超过这一时间就会由于电子 - 正电子湮没而使正电子不存在, 因此部分正电子没有充分时间加速. (6) 正电子素的影响: 样品中并不是所有的正电子都是可以迁移的, 正电子若和样品中一个电子形成电子 - 正电子束缚态 (正电子素), 这种中性的粒子对受电场的影响会小得多.

4 结束语

正电子迁移率的研究和测量是一个非常特殊的固体物理问题, 由于测量中存在的困难, 至今不同作者的结果相差比较大, 但无论如何, 人们已认识到正电子迁移率比电子迁移率小, 而且其数值正在趋于一致. 在理论计算上也有不少工作, 如用蒙特卡罗模拟方法进行计算等, 本作者将另作介绍.

参 考 文 献

[1] 顾秉林, 王喜坤. 固体物理, 北京: 清华大学出版社, 1989. 1—34

- [2] Lynn K G, Mc Kee B T A. Appl. Phys., 1979, 19: 247—248
- [3] 叶良修. 半导体物理学, 北京: 高等教育出版社, 1987. 663—733
- [4] Hautajarvi P 主编, 何元金, 郁伟中译, 熊家炯校, 正电子湮没技术, 北京: 科学出版社, 1983
- [5] Sueoka O, Koide S. J. of Phys. Soc. of Japan, 1976, 41: 116—121
- [6] Lang G, DeBenedetti S. Phys. Rev., 1957, 108: 914—915
- [7] Mills A P, Jr. Pfeiffer L. Phys. Rev. Lett., 1976, 36: 1389—1393
- [8] Mills A P, Jr. Pfeiffer L. Phys. Lett., 1977, 63A: 118—120
- [9] Au H L, Ling C C, Lee T C *et al.* Mater. Sci. Forum, 1992, 105—110: 591—594
- [10] Simpson R I, Stewart M G, Beling C D *et al.* J. Phys., 1989, 1: 7251—7256
- [11] 郁伟中, 翁自立, 蒋清明等. 核技术, 1993, 16(6): 321—326
- [12] Brandt W, Paulin R. Phys. Rev. B, 1977, 15: 2511—2518
- [13] Brandt W, Paulin R. Phys. Rev. B, 1972, 5: 2430—2435
- [14] Nielsen B, Lynn K G, Vehanen A. Phys. Rev. B, 1985, 32: 2296—2301

(上接第 438 页)

- [3] Schwinger J. Proc. Nat. Acad. Sc. U. S., 1958, 44: 223; Konopinski E J, Mahmaud H M, Phys. Rev., 1953, 92: 1045 - 1049
- [4] 倪光炯. 复旦学报(自然科学版), 1974, (3/4): 125 - 135
- [5] 倪光炯, 陈苏卿. 复旦学报(自然科学版), 1996, 35: 325 - 334

- [6] 倪光炯, 陈苏卿. 复旦学报(自然科学版), 1997, 36: 247 - 252
- [7] 倪光炯. 科学, 1998, 50(1): 29 - 33
- [8] 倪光炯. 科学, 1998, 50(2): 38 - 42
- [9] 倪光炯. 物理, 1998, 27(8): 508 - 509