

制备 HgCdTe 红外焦平面器件的 离子注入技术

王庆学*

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海, 200083)

1 前言

碲镉汞光伏型红外焦平面列阵器件 (IRF-PAs) 是以外延材料为基础发展起来的, 其基本工作原理利用了 p-n 结的光电效应。目前, 碲镉汞光伏型红外焦平面的器件结构主要是离子注入形成的 n-on-p 和 p-on-n 平面结。虽然现在已出现了原位生长的 n-on-p 和 p-on-n 台面结、用环孔工艺得到的 n-on-p 结器件以及近年来出现的多波段红外探测器, 但以离子注入技术为基础的 n-on-p 和 p-on-n 平面结仍然是当前最重要的碲镉汞红外焦平面器件结构。

Hg_{1-x}Cd_xTe 离子注入 p-n 结形成技术是制备高性能焦平面器件的关键技术之一。与其它掺杂技术相比, 离子注入技术的优势主要表现在: (1) 注入的杂质不受靶材料溶解度的限制; (2) 可以精确地控制掺杂杂质的数量和掺杂深度; (3) 离子注入不会产生象热扩散那样严重的横向扩散; (4) 离子掺杂可使大面积均匀; (5) 掺杂杂质纯度高; (6) 低温离子注入可以避免热扩散引起的热缺陷, 因此特别适用于易分解和热稳定性不高的半导体材料的掺杂; (7) 高能量的离子可以穿透一定厚度的掩蔽膜进行注入。尽管离子注入技术有诸多的优点, 但离子注入过程是高能离子对材料表面轰击的过程, 不可避免地会造成材料近表面损伤, 即辐射损伤。这种损伤可能是点缺陷, 也可能是复杂的损伤复合体, 甚至是完全无序的非晶态。Hg_{1-x}Cd_xTe 离子注入的诱导辐射损伤对材料和器件性能有

严重的影响, 如损伤可能增大结区的产生复合电流。因此, 研究 Hg_{1-x}Cd_xTe 离子注入的诱导辐射损伤的产生、运动和消除, 对制备性能优异的碲镉汞光伏型红外焦平面具有重要的意义。

2 HgCdTe 外延材料的生长技术及发展水平

高质量、大面积、组分均匀的 Hg_{1-x}Cd_xTe 外延材料是制备红外焦平面探测器的先决条件。目前, Hg_{1-x}Cd_xTe 外延材料的制备技术主要有液相外延 (LPE)、分子束外延 (MBE)、金属有机物化学汽相沉积 (MOCVD) 等, 各种外延生长技术各有优势和缺点, 近年来都得到了长足的发展。

液相外延是从饱和溶液中在单晶衬底上生长外延层的一种单晶薄膜制备技术。与其它外延技术相比, 该技术具有生长设备简单, 生长速度快, 成本低, 组分和厚度都可以得到较精确的控制, 重复性好, 外延层的位错密度通常比衬底的低以及薄膜晶体质量较好等优点, 所以液相外延技术是目前制备实用化、商品化碲镉汞红外焦平面的主导技术。液相外延单晶薄膜生长技术是 1963 年由 Nelson 提出的。经过几十年的发展, 该技术研制的碲镉汞薄膜材料已达到实用化水平, 外延片的尺寸已做到 30cm²。从已报道的结果分析, 在几种外延材料中, LPE 碲镉汞外延材料的位错密度最低 ($< 1 \times 10^5 \text{cm}^{-2}$)。非掺杂外延材料的 N 型载流子浓度也最低, 可

* 2002 级博士研究生

达 $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 。这一特性使得用 LPE 材料制备的红外探测器在性能指标上目前仍处于领先地位^[1-3]，例如，用 LPE 材料制备的截止波长为 $10.3 \mu\text{m}$ 的 128×128 长波器件在 77K 工作温度下平均峰值探测率达到了 $1.4 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，法国 Sofradir 公司用 LPE 技术制备的红外焦平面已达到了常规化生产的水平，研究水平已达到 256×256 ，目前正向 640×480 规模发展。在红外中短波段，已有 640×480 和 1024×1024 器件研制成功的报道。

分子束外延就是在超高真空系统中，用分子或原子束进行外延沉积的过程。与液相外延技术相比，分子束外延除具备低温、超高真空生长环境等优点外，还具有极强的异质外延能力，能在晶格失配高达 20% 的 Si 衬底上外延碲镉汞，可实现组分异质结、多外延层集成、可选择生长、实时精确监控及灵活掺杂等功能，在当前正在发展的双色焦平面和未来将要发展的多功能集成光电子器件的应用上将有巨大的前景。由于 MBE 本身的优势，各国投入了大量的资金进行该技术的开发，目前碲镉汞 MBE 材料在组分均匀性、电参数控制、位错密度和掺杂技术上已取得了重大突破，材料均匀性已优于 LPE 材料，位错密度已达到 $(2 \sim 5) \times 10^5 \text{cm}^{-2}$ 的水平（有些材料甚至进入了 10^4cm^{-2} 量级）。同时，美国 Hughes 公司用原位砷掺杂制备的双层组分异质结 P-on-N 结构和 Rockwell 公司用 As 离子注入方式加高温热处理工艺研制的双层组分异质结 P-on-N 结器件^[4,5]，已非常接近 LPE 的水平。长波红外器件规模也达到了 128×128 ，目前人们正在努力向双色焦平面器件和 256×256 大规模焦平面器件方向发展。

金属有机物化学汽相沉积 (MOCVD) 和 MBE 在工艺上有许多相同的特点，两者均可实现异质衬底外延、组分异质结、多外延层集成、可选择生长、实时精确监控及灵活掺杂功能，只是在生长温度和掺杂方式上有一定的差异。从目前发展的结果来看，MOCVD 工艺对大面积组分均匀性的控制较难实现，较高的生长温度也限制了其异质结的质量，但在掺杂方式上，由于杂质源的多样性，MOCVD 工艺似乎能力更强一点。从报道的结果来看，MOCVD 在 Si 衬底上外延碲镉汞取得了成功，截止波长为 $9 \mu\text{m}$ 器件的 R_0A 值已达到 $89 \Omega \text{cm}^2 (78\text{K})$ ，和 LPE 材料的最佳值只相差一倍，另外，MOCVD 在砷掺杂上也取得了较好的结果。

3 制备 HgCdTe 红外焦平面器件的离子注入技术

3.1 HgCdTe 红外焦平面的芯片结构

HgCdTe 红外焦平面的核心是利用了 p-n 结的光电特性。目前，HgCdTe 红外焦平面芯片主要有两类共四种结构，如图 1 所示。第一类是使用汞空位作为受主的 P 型材料，通过 B⁺ 离子注入技术形成的 n-on-p 结构，该结构所需的 P 型材料主要通过富碲 LPE 技术获得，也可通过 MBE 技术获得。第二类是使用铟掺杂 N 型材料和组分较高的砷掺杂 P 型表层构成的组分异质结 p-on-n 结构。砷掺杂 P 型表层的制备可以采用富汞 LPE 技术直接实现，也可以通过砷离子注入将砷掺入分子束外延材料的表层来实现。

3.2 n-on-p 型 HgCdTe 光电二极管

n-on-p 型光电二极管是 HgCdTe 红外焦平面器件的重要芯片结构，它是在 p 型衬底上进行离子注入而形成的 p-n 结，主要结构有 n⁺/p、



(1) 同质结 N-on-P 结构，外延材料主要使用 LPE 和 MBE

(2) 异质结 N-on-P 结构，外延材料主要使用 MBE

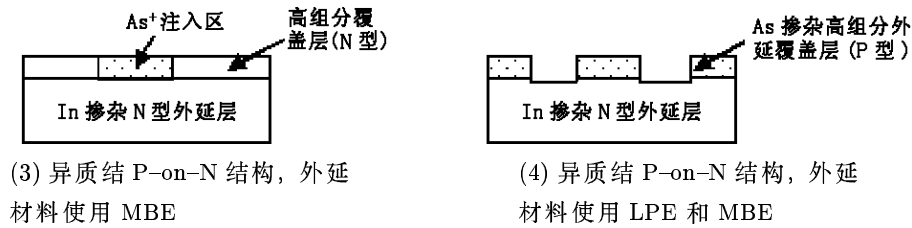


图 1 HgCdTe 红外焦平面器件的四种芯片结构

$n^+/n^-/p$ 和 $n^+/p^-/p$ 。由于 n -on- p 型衬底具有长的少数载流子扩散长度和长的少子寿命，加上其技术比较简单，因此 n -on- p 型光电二极管是目前一种重要的 HgCdTe 红外焦平面芯片结构。由于 HgCdTe 离子注入的成结机理不同于 IV 族元素半导体和 III - V 族化合物半导体，所以国内外学者对 HgCdTe 离子注入进行了大量研究。一般认为，HgCdTe 离子注入形成 p - n 结可以用下面的模型概括 [6,7]，如图 2 所示。对于 HgCdTe 离子注入来说，不论衬底材料的性能和注入离子的种类如何，HgCdTe 材料经过离子注入后都会在表面形成 n 型层 [8]。HgCdTe 表面 n 型层的形成是由于离子注入时材料表面引入大量辐射损伤，如点缺陷、空位位错环等引起的，该损伤是电活性缺陷但在表面会呈现出强 n 型。图中，曲线 1 为注入杂质离子的浓度分布，该分布基本上符合注入射程理论的高斯分布；曲线 2 为载流子浓度分布。可以看出，

载流子浓度的深度分布并不和掺杂离子的分布一致，而是远大于注入离子的射程。曲线 2 呈现出双峰结构，左峰是与注入离子的电活性直接相关的，在热处理过程中不发生扩散，右面的载流子浓度峰是由辐射损伤所引入的电活性缺陷所引起的，在热处理过程中成了扩散源。在离子注入过程中，辐射损伤在 HgCdTe 材料中产生扩展缺陷，该缺陷使载流子浓度分布不同于掺杂离子的分布，同时该扩展缺陷在热处理过程中将成为扩散源，直接影响结的深度。曲线 3 是经过一定温度热处理后，载流子浓度的分布曲线。可以看出，经过热处理后，辐射损伤所引入的缺陷向体内扩散，形成较深的、 n 区呈梯度变化的 p - n 结。

对于 n -on- p 结构来说， n 型层可以是缺陷电活性也可以是掺杂离子电活性 [6,7]。缺陷电活性的 n -on- p 结构的形成不仅和离子注入条件有关，而且还与热处理条件、衬底材料的空位

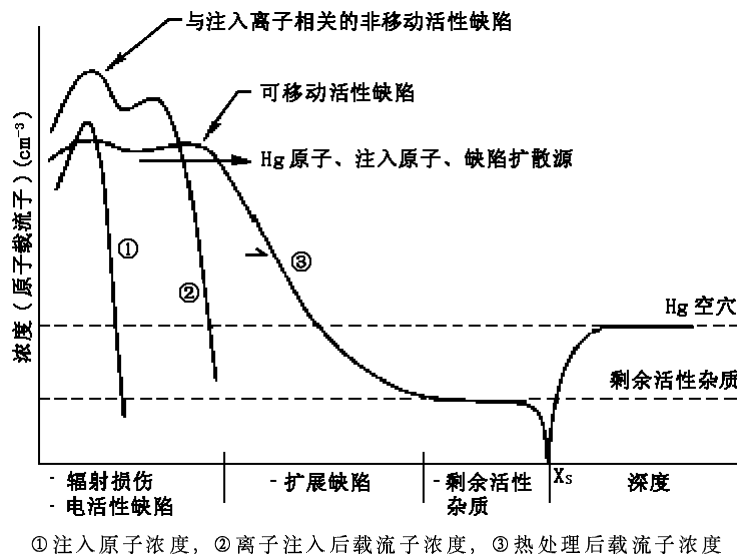


图 2 HgCdTe 离子注入成结模型

浓度和剩余掺杂浓度直接相关。Bubulac 等对离子注入所产生的 Hg 填隙离子的作用进行了分析,认为在热处理过程中 Hg 填隙离子成为扩散源后会逐渐扩散并与体内的 Hg 空位复合,在 p-n 结附近呈现出剩余掺杂浓度。图 3 给出了离子注入过程中产生的 Hg 填隙离子在形成 n-on-p 结构过程中的作用以及由于背景杂质浓度不同所形成的两种 n-on-p 结构: n⁺/n⁻/p 型和 n⁺/p⁻/p 型。如果剩余掺杂浓度为 p 型,在 Hg 空位和 Hg 填隙离子的复合区将呈现出 p 型,即形成 n⁺/p⁻/p 结构。相反,如果背景浓度为 n 型,由于 Hg 空位和 Hg 填隙离子的复合,在结区附近则为 n 型,即形成 n⁺/n⁻/p 结构。该结构的低掺杂 n⁻ 区将大大减小窄禁带 HgCdTe 二极管的沟道电流,另外该结构的结区远离高损伤的表面,也将大大减小空间电荷区的产生复合电流,所以 n⁺/n⁻/p 型是一种理想的 HgCdTe 光电二极管。另外与扩散工艺相比,离子注入成结的一个明显优势在于 HgCdTe 表面形成强 n 型有助于同电极形成欧姆接触。为了形成稳定的 n⁻ 区,一般通过掺杂使背景成为 n 型,如在材料生长过程中掺 In。

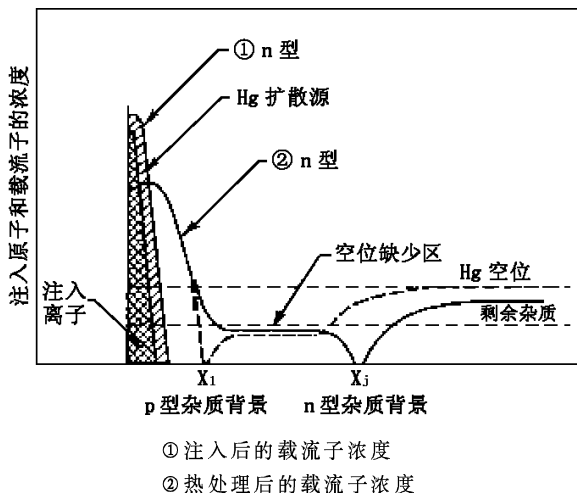


图 3 HgCdTe 离子注入成结中 Hg 的作用模型

对掺杂离子电活性的 n-on-p 结构而言,不仅要涉及到辐射损伤的热处理消除,而且还要用一定的热处理工艺激活掺杂离子的电活性和控制杂质离子的扩散。目前对 In 和 B 的激活研

究较多,对于 B 来说, Barrs 等人研究并观察到了 B 的电活性,而也有文献 [9] 报道了 B 的激活和部分激活现象。对 In 的激活而言,已有多篇文献进行了报道,图 4 为 In 的激活形成 n-on-p 结构的一个示例,其衬底材料为 As 掺杂 Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te, p-n 结是用离子注入 In 形成的。从图中可以看出,经过退火后, In 的离子分布和载流子分布相同,并形成了突变 n⁺/p 结。

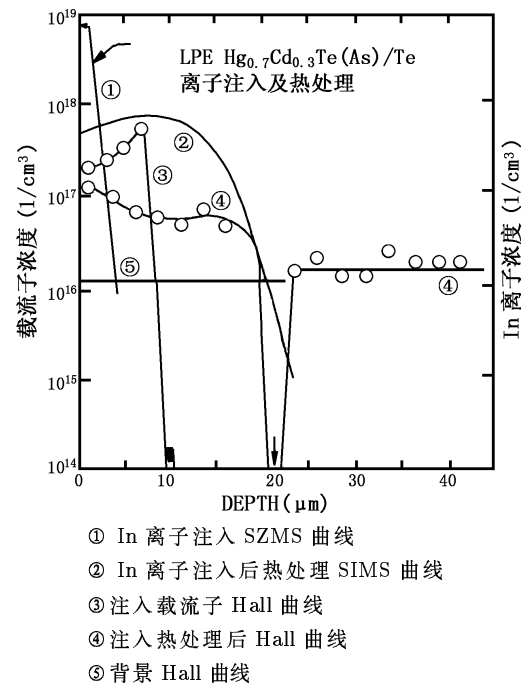


图 4 In 离子注入 HgCdTe 的杂质离子和载流子分布图

该芯片结构得到了应用,如日本富士通制备的长波碲镉汞探测器利用的是通过在 CdZnTe 衬底上 LPE 生长 p 型 MCT 薄膜材料并用 B 离子注入形成的 n⁺/p 结构;其截止波长为 9.3μm,像元中心距为 35μm,光敏面为 22×22μm。法国 Sofradir 公司采用 LETI/LIR 开发的工艺技术路线,用离子注入再加上一定的退火工艺制备了具有大约 3μm 深的缓变 p-n 结,此相当宽的低掺杂区大大降低了带间隧道电流,使长波器件有了较高的 R₀A 值,如 10.0μm 的长波器件 R₀A 值为 20Ωcm² ~ 30Ωcm²。

3.3 p-on-n 型 HgCdTe 光电二极管

Rogalski 等人认为,与 n⁺-p 结相比, p⁺-n 结衬底材料的少数扩散长度较小,从而使 p⁺-n

结扩散限制的 R_0A 值要大于 n^+-p 结, 这些理论也得到了实验的证实^[10-12]。另外, $p-on-n$ 结一个非常明显的优势是 n 型衬底的载流子浓度通过掺杂可以控制在 $10^{14}cm^{-3} \sim 10^{15}cm^{-3}$ 范围内, 而 p 型衬底要控制载流子浓度在这样低的范围内是很困难的, 因此 $p-on-n$ 结更容易可以获得长的少数载流子寿命。过去的理论和实验研究表明, 在截止波长 $< 10\mu m$ 时 (77K), $p-on-n$ 结和 $n-on-p$ 结具有相近的 R_0A 值, 而当截止波长 $> 10\mu m$ 时 (77K), $p-on-n$ 结的 R_0A 值和量子效率明显高于 $n-on-p$ 结, 因此 $p-on-n$ 结在长波和超长波的应用更具有优势。

$p-on-n$ 结构是通过用离子注入技术在 n 型 HgCdTe 衬底上实现受主掺杂而得到的, 它的衬底材料可以是本征的 Hg 空位材料, 也可以是 In 等元素掺杂的非本征 HgCdTe 材料。由于离子注入 HgCdTe 总是形成 n 型层, 要获得 $p-on-n$ 结构单纯的离子注入是无法实现的, 必须采取一定的退火工艺, 该退火制度既要消除辐射损伤, 还要控制掺杂离子的扩散和激活杂质离子的电活性, 这就增加了制备 $p-on-n$ 结构的技术难度, 因此这也是 $p-on-n$ 结构研究进程缓慢的一个重要原因。制备 $p-on-n$ 结构型 HgCdTe 光电二极管, 在技术上必须考虑以下几个因素:

- (1) 消除离子注入诱导复合物, 释放掺杂离子;
- (2) 控制掺杂离子的扩散;
- (3) 热处理消除辐射损伤;
- (4) 非化学计量缺陷消除;
- (5) 激活掺杂离子的电活性。

Baars 研究了 HgCdTe 材料 As 的离子注入, 发现 As 离子并不呈现 p 型掺杂。表层的 n 型层是由辐射损伤的缺陷电活性导致的, 而 As 离子是以一种复合物存在的, 并不具有电活性。通过 $400^\circ C$ 的高温热处理, 可以使 As 离子部分激活而呈现 p 型。Bubulac 等研究了 HgCdTe 中 As 和 Sb 在离子注入后的热扩散, As 和 Sb 离子是通过 Te 的亚晶格实现扩散的, As 的扩散尾部将严重影响 $p-n$ 结性能, 必须用一定的工艺制度加以控制。与 As 相比, 注入的 Sb 离子的扩散需要的温度低, 所以 Sb 离子在 HgCdTe 中是重

要的 p 型掺杂剂。

3.4 退火工艺

离子注入后, 退火是制备 $n-on-p$ 结构和 $p-on-n$ 结构型 HgCdTe 光电二极管的重要工艺^[13-15]。退火工艺一般有炉温退火、瞬时退火和激光退火等。由于 HgCdTe 的不稳定性和掺杂离子的种类不同等因素, HgCdTe 离子注入后的退火工艺要比硅复杂得多。首先要考虑退火气氛是汞压还是真空。如果是汞压退火, 还要考虑汞压导致的 n 型扩散区以及对衬底材料载流子浓度的影响。如果是真空退火, 要考虑退火对表面的影响, 一般表面沉积 cap 层, 以防止表面 Hg 的扩散损失。

一般根据不同的器件结构采取不同的退火工艺。对于衬底材料为 Hg 空位掺杂的 $n-on-p$ 结构, 退火必须采用无汞压退火, 否则, 衬底材料会转成 n 型或载流子浓度会受到影响。如果采用汞压退火, 退火后还要运用适当的退火工艺以恢复衬底材料的性能。对于衬底材料为受主掺杂的 $n-on-p$ 结构而言, 真空退火和汞压退火都可以实现。对于 $p-on-n$ 结构来说, 不论衬底是空位掺杂还是施主掺杂, 离子注入退火后都要采用一定的汞压退火来恢复衬底材料的 n 型特性。

4 HgCdTe 离子注入辐射损伤的高分辨 X 衍射表征

4.1 离子注入的辐射损伤及其表征技术

如前所述, 离子注入掺杂的同时还引入了大量的辐射损伤, 辐射损伤对材料结构和性能有重要的影响, 最终会影响器件的性能, 因此研究辐射损伤的产生、运动和消除有重要的实用价值。对于 IV 族元素和 III-V 族化合物半导体来说, 由于化学键以共价键为主, 离子注入的辐射损伤主要是点缺陷。而对 HgCdTe 材料的离子注入而言, 由于元素之间的结合能小且离子键占主要成分, 在离子注入过程中易形成扩展缺陷和缺陷复合物, 这些已经在文献 [16] 中得到证实。1980 年, Bahir 等人首先研究了 B

离子注入 HgCdTe 的诱导损伤, 他们认为注入轻离子的辐射损伤接近于 LSS 射程分布, 而重离子在注入过程中会诱导扩展缺陷, 该扩展缺陷远大于注入离子的射程。Bahir 也观察到了缺陷浓度随注入能量和剂量增加而饱和的现象。Bubulac 用透射电镜直接观察到了 B 离子注入 HgCdTe 所形成的位错环。此后, Schaake 等人在研究 B 离子注入 HgCdTe 时也观察到了位错环(当注入剂量大于 10^{15}cm^{-2} 时), 他们认为该位错环是几种简单缺陷的复合物。国内刘心田等人也根据红外反射谱研究了离子注入 HgCdTe 的表面损伤特性^[17]。

辐射损伤的表征技术主要有卢瑟福反射谱、红外反射谱、透射电镜以及高分辨 X 衍射等。高分辨 X 衍射具有操作简单、快捷, 不需要样品的制备, 对样品无损伤等优点, 已经成为微电子工业在线检测的必要手段^[18]。高分辨 X 衍射具有高的分辨率, 能够探测出材料晶格的微小变化, 是研究离子注入所诱导的辐射损伤的有效方法。通过辐射损伤的高分辨 X 衍射测定和计算机模拟, 可以定性和定量地描述辐射损伤的种类、尺寸、浓度以及分布^[19]。

4.2 高分辨 X 衍射的基本原理

4.2.1 双轴衍射

双轴衍射是在双晶衍射的基础上发展起来的一种高分辨 X 衍射单晶检测技术^[18]。双轴衍射的基本原理如图 5 所示。双轴衍射的第一个轴是 X 射线单色器, X 射线单色器是由一组完整的硅或锗单晶组成。从 X 射线管发出的射线经过单色器反射后, 可以变成平行准单色 X 射线。双轴衍射与双晶衍射的区别就在于双轴衍射把双晶衍射的参考晶体换成了一组晶体, 这样双轴衍射的应用范围就更加广泛, 不受双晶衍射的样品必须与参考晶体为同种晶体和相同反射面等苛刻条件的限制。经过单色的 X 射线, 入射到样品, 样品为双轴衍射的第二个轴, 即 ω 轴。双轴衍射的衍射几何一般为 (+, -) 排列, 这样双轴衍射具有很高的分辨率。双轴衍射的 X 射线探测器是开口的, 具有大的接收角, 可

以接受来自样品某晶面布喇格角附近的所有 X 衍射线。双晶摇摆曲线就是探测器固定在样品某晶面的散射角附近, 同时该样品在该晶面布喇格角附近作一定角度旋转所得到的强度随角度变化的曲线。完整晶体的双晶半峰宽的是很窄的, 由于样品晶体或多或少存在着缺陷, 所以一般所测晶体的半峰宽都比理论值要大一、二个数量级。实际所用的双轴衍射仪、X 射线管和单色器一般是固定的, 而样品和探测器分别可以作 ω 和 2θ 的扫描。由于双轴衍射是在双晶的基础上发展起来的, 所以该衍射谱仍然沿用了双晶的定义。

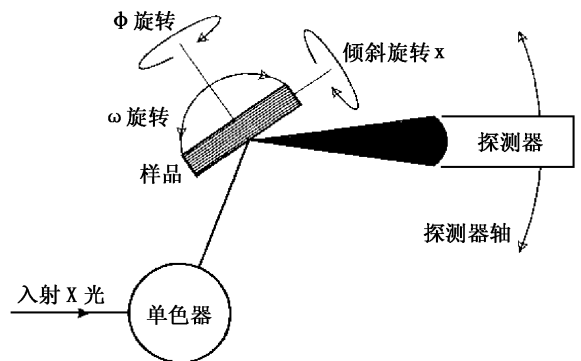


图 5 双轴衍射原理示意图

对于外延材料, 高分辨双轴衍射无疑是一种快速的晶体质量评价手段。双轴衍射通过对称衍射和非对称衍射的摇摆曲线的测定, 可以定量地给出外延材料的匹配度、释放度、倾斜、位错密度、膜厚以及外延薄膜成分等参数, 同时可以运用 X 衍射的动力学和运动学理论进行计算机模拟, 从而对外延材料给出综合的评价。

4.2.2 三轴衍射

三轴衍射, 也可以称为三晶衍射。三轴衍射的基本原理如图 6 所示。可以看出, 三轴衍射和双轴衍射是基本相同的, 它们的根本区别在于三轴衍射是在双轴衍射的开口探测器前面添加了一个分析晶体, 此分析晶体就是衍射的第三个轴。双轴衍射由于采用开口探测器, 可收集到探测器角度范围内所有的 X 射线, 因此是一个综合的衍射效应。这样, 样品中的一些微观缺陷, 如畸变和镶嵌结构将无法分辨出来。

三轴衍射分析晶体的引入,使从样品衍射出的 X 射线只有满足分析晶体布喇格反射才能被探测器收集,从而减小了探测器的接收角,大大提高了角分辨率。通过三轴衍射的测量,可以区分出晶体中存在的畸变、镶嵌结构以及其它材料的精细结构。图 7 为在硅衬底上外延五层 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 体系的 $0.5\mu\text{m}$ 厚的薄膜,各层的成分分别为 $x=0.1、0.2、0.3、0.4、0.5$ 。从图中可以看出,双轴衍射所得到的是一个非常宽的外延峰,各层的精细结构无法分辨出来,而三轴衍射曲线不仅可以能够清楚地看出各个外延峰,而且还能够确定各层的结构参数。

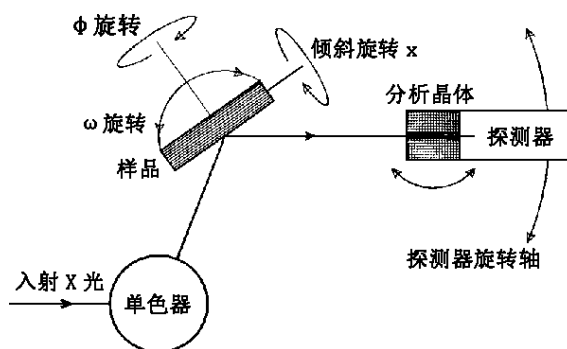


图 6 三轴衍射原理示意图

三轴衍射仪的样品轴和分析晶体轴可以分别旋转,也可以组合旋转,以得到不同的衍射图谱,从而得到材料的不同结构信息^[18-21]。载物台可以作三维旋转,以确定要测定的衍射晶面。样品围绕晶面布喇格角的旋转为 ω 轴,分析晶体可以沿 Ewald 球旋转为 2θ 轴。当单色器、样品和分析晶体都调到布喇格衍射位置时,单独扫描 ω 轴,样品中具有相同晶面间距而取向

不同的镶嵌结构或亚晶粒将在满足布喇格衍射而引起三轴摇摆曲线的宽化,从而得到材料中的晶格取向偏差。当样品 ω 轴与分析晶体 2θ 轴以 1:2 的速度扫描时,不同取向的晶格将不能满足布喇格衍射,而具有不同晶面间距的晶格将会满足布喇格衍射,从而得到材料内晶格参数的变化信息以及相应的晶格畸变。而当单独旋转分析晶体 2θ 轴时,即当探测到沿 Ewald 球的衍射强度变化时,可以分别得到样品中完美晶体部分的动力学衍射和晶格遭破坏部分的运动学散射和热漫散射。

倒易空间是晶格周期结构在 X 衍射上的反映,每个倒易晶格点对应一组平行平面,倒易晶格点包含了大量的晶体结构信息。三轴衍射的 $\Delta\omega/\omega - 2\theta$ 组合扫描,可以得出倒易晶格点附近散射强度的二维分布图,如图 8 所示。图中 O 为倒易空间原点, h 为衍射矢量, k_h 和 k_0 分别为入射波矢和出射波矢。 q_z 和 q_y 分别选取沿理想的衍射矢量方向和垂直与方向为坐标,原点为倒易晶格点。设倒易晶格点附近有点与倒易空间点的偏离矢量为 $q(q_x, q_y)$, 则该点的散射矢量为 $Q=h+q$ 。对于对称衍射,正空间和倒空间之间的关系为:

$$q_z = \Delta\phi \cos \theta_B / \lambda$$

$$q_y = (2\Delta\psi - \Delta\Phi) \sin \theta_B / \lambda$$

式中, $\Delta\Phi$ 为与晶面布喇格角的偏离, $\Delta\psi$ 为与晶面散射角的偏离,由此关系看出,单独的 ω 扫描是以倒易晶格原点为圆心的一个圆弧

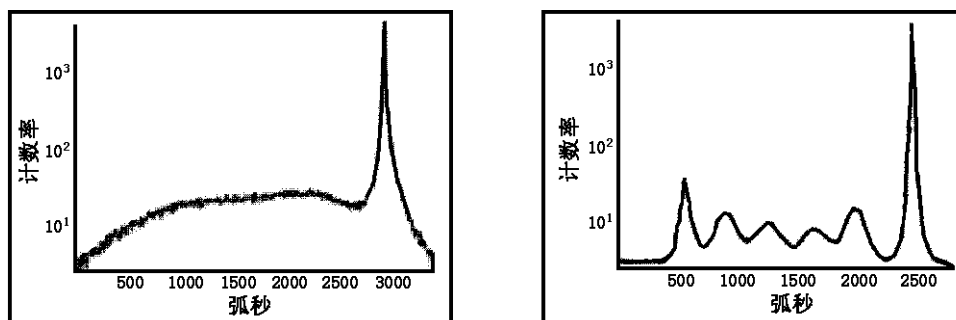


图 7 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 体系的双轴和三轴摇摆曲线

上的扫描。由于倒易矢量值很大，一般取 ω 扫描为沿平行于 q_y 的直线，而单独的 2θ 扫描是沿 Ewald 球的扫描，此 Ewald 球近似为直线，另外，对于 $\omega - 2\theta$ 组合扫描是沿平行于倒易晶格矢量的扫描。对二维倒易空间点散射图而言， $\Delta\omega/\omega - 2\theta$ 组合扫描所得到的的是倒易晶格点的二维投影。所以可以运用三轴衍射得倒晶面的倒易空间图，从而能够获得更加丰富的关于材料微观结构变化的信息。

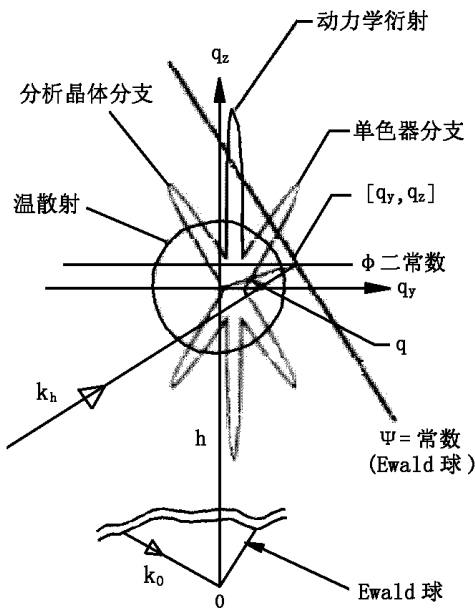


图 8 倒易空间散射强度分布示意图

4.3 辐射损伤的高分辨 X 衍射表征

文献 [22-26] 报道了用高分辨 X 衍射研究离子注入硅材料和 III - V 族化合物材料的成果。从文献调研中可以知道，高分辨 X 衍射是一种研究离子注入的诱导辐射损伤的非常有效的方法。目前，有关用高分辨 X 衍射研究离子注入 HgCdTe 材料的文献报道还很少。Williams 等人用高分辨 X 衍射研究了注入剂量对 B 离子注入 HgCdTe 材料结构的影响 [27]。他们认为，当 B 离子的注入剂量为 10^{14}cm^{-2} 时，对晶格结构影响不大，而当剂量超过 10^{15}cm^{-2} 时，B 离子的注入会导致 HgCdTe 材料晶格膨胀，从而产生扩展缺陷。这些材料结构变化的信息可以从三轴衍射的摇摆曲线上看出，如图 9 所示。小剂量的注入只会引起衍射峰尾部宽化，而高剂量的注

入会导致明显晶格畸变衍射峰的出现。同时，Williams 还用高分辨 X 衍射研究了热处理对辐射损伤的影响，结论为小剂量的注入所引起的损伤可以在热处理过程中得到消除，而大剂量的注入所诱导的晶格畸变在热处理过程中可以得到一定恢复，但不能完全消除，如图 10 和图 11 所示。Malnzer 等人也研究了 B 离子注入所产生的 Cd 填隙离子的扩散问题 [28,29]，认为用高分辨 X 衍射可以定量地测定 Cd 填隙离子的浓度，他们在此基础上提出了 Cd 填隙离子的长程扩散模型。Renault 等人用 X 射线的弥散理论研究了 Al 离子注入 HgCdTe 所引起的辐射损伤 [30]，对辐射损伤缺陷的本质作了详细的分

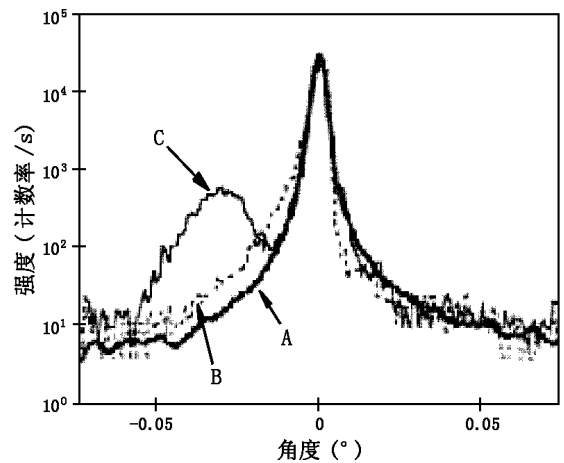


图 9 B 离子注入 HgCdTe 的摇摆曲线 (注入剂量分别为 A=0, B= $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$, C= $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$)

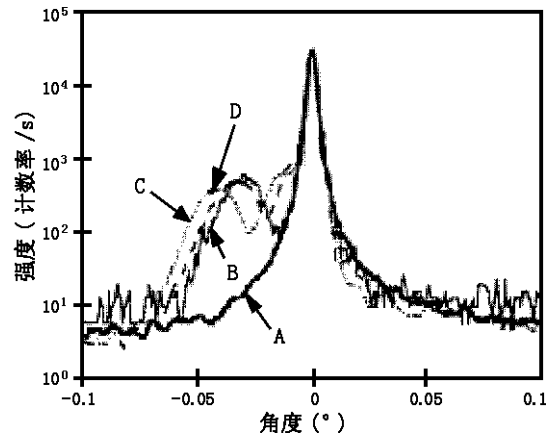


图 10 B 离子注入 HgCdTe 退火后的摇摆曲线 (A 表示未注入, B 表示注入剂量为 $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$, C 表示一天热处理, D 表示两天热处理)

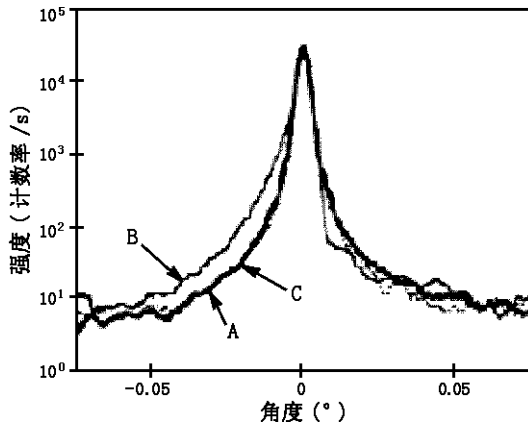


图 11 B 离子注入 HgCdTe 退火后的三轴摇摆曲线 ($1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$) (A 表示未注入, B 表示注入后, C 表示注入后热处理一天)

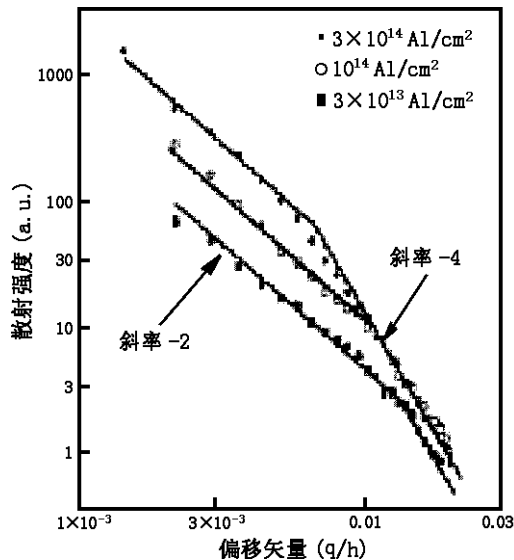


图 12 弥散射强度与偏移矢量关系

析, 认为 Al 离子注入产生的缺陷为填隙离子位错环而不是空位位错环。另外, 他们也针对不同 Al 注入剂量产生的位错环弥散射作了分析, 如图 12 所示。可以看出, 弥散射强度与偏移矢量的关系可以分为两段, 斜率为 -2 区域对应于 Huang 散射, 而斜率为 -4 对应于 Stokes-Wilson 散射, $1/q$ (q 为偏移矢量) 正比于位错环的半径。表 1 为不同注入剂量下对应的 $1/q$ 值。

表 1 不同剂量的 $1/q$ 值

剂量 / cm^{-2}	10^{13}	3×10^{13}	10^{14}	3×10^{14}	10^{15}
$q^{-1}/\text{\AA}$	13 ± 2	14 ± 2	16 ± 3	36 ± 4	46 ± 4

5 结束语

从调研的文献来看, 离子注入是制备 n-on-p 和 p-on-n 结构 HgCdTe 光电二极管的重要技术。对 n-on-p 结构来说, 目前主要采用 B 离子注入, 由于 B 离子的质量分数小并占据间隙位置, 在注入过程中产生的 Hg 填隙离子少。Hg 填隙离子为形成 n-on-p 结构的主要扩散源, Hg 填隙离子的数量直接影响 n-on-p 的结构和深度。目前也有文献报道, 注入重离子并且占据金属位置, 这样会产生更多的 Hg 填隙离子, 从而形成更稳定的 p-n 结。因此研究重离子注入 HgCdTe 很有必要。

离子注入虽是制备 HgCdTe 光电二极管的重要制备技术, 但其在注入过程中所诱导的辐射损伤会严重影响材料和器件的性能, 因此研究辐射损伤的产生、运动和消除是非常必要的。高分辨 X 衍射是一种非破坏、简单易行的材料结构变化表征技术, 目前有关用高分辨 X 衍射表征离子注入的诱导辐射损伤的报道还很少, 因此, 采用该技术研究辐射损伤在注入过程中的产生以及在热处理过程中的运动和消除是很必要的。

参考文献

- [1] J. Bajaj, et al. J. Electron. Mater. 1996, 25(8): 1394.
- [2] Charles A. Cockrum, SPIE, 1996, Vol.2059: 2.
- [3] Owen K. Wu. SPIE, 1993, Vol.2021: 79.
- [4] G. Destefanis, P. Audebert, E. Mottin, et al. SPIE, 1997, Vol.11.
- [5] J. Bajaj, J. M. Arias, M. Zandian, et al. J. Electron. Mater., 1995, 24(9): 1067.
- [6] L. O. Bulbulac. Diffusion of As and Sb in HgCdTe. Journal of Crystal Growth, 1992, 123: 555-566.
- [7] L. O. Bulbulac. Defect, diffusion and activation in ion implanted HgCdTe. Journal of Crystal Growth, 1988, 86: 723-734.
- [8] S. Y. Wu et al. Effects of implantation and annealing temperatures on implantation induced damage in HgCdTe. J. Vac. Sci. Technol., 1982, 21(1), 255-258.
- [9] N. Kh. Talipov et al. Electrical activation of boron implanted in p-HgCdTe ($x=0.22$) by low-temperat-

ure annealing under an anodic oxide. *Materials Sciences and Engineering*, 1997, B44, 266-279.

[10] A. Rogalski and R. Ciupa. Long wavelength n⁺-on-p HgCdTe photodiodes: theoretical predictions and experimental data. *SPIE*, Vol.2552, 392-403.

[11] A. Rogalski and R. Ciupa. Long wavelength HgCdTe photodiodes: n⁺-on-p vs p-on-n structures. *L. Appl. phys.* 1995, 77(7), 3505-3512.

[12] V Dhar et al. Analysis of the R₀A product in n⁺p and n⁺n⁻p Hg_{1-x}Cd_xTe photodiodes. *Semicond. Sci. Technol.*, 1996, 11, 1077-1084.

[13] J. Syz. Thermal annealing studies on boron implanted HgCdTe diodes. *J. Vac. Sci. Technol.* 1989, A7(2), 396-403.

[14] Akira Ajisawa and Naoki Oda. The improvement in HgCdTe diodes characteristics by low temperature post-implantation Annealing. *Journal of Electronic Materials*. 1995, 24(9), 1105-1111.

[15] S. Margalit et al. Electrical properties of ion-implanted layers in Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te. *Journal of Applied Physica.*, 1979, 50(10), 6386-6389.

[16] G. L. Destefanis. Electrical doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment. *Journal of Crystal Growth*. 1988, 86, 700-720.

[17] 刘心田 等. 离子注入 HgCdTe 红外反射谱. *激光与红外*, 1993, 28(3), 183-185.

[18] D. Keith Bowen and Brian K.Tanner. High resolution of diffractometry and topography, 2001.

[19] P. Zamseil, et al. Determination of dislocation loop size and density in ion implanted and Annealing silicon by simulation of triple crystal rocking curves. *Phys. stat. sol.* 1987, (a), 95-104.

[20] 李超荣. X 射线三晶衍射及其应用. *物理*, 23(1), 46-50.

[21] P. F. Fewster. X-ray scattering from semiconductors, 2000.

[22] E. Abramof et al. Reciprocal space mapping of silicon implanted with nitrogen by plasma immersion ion implantation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 2001, B175-177, 229-234.

[23] Z. Swiatek et al. Investigation of inhomogeneous structures of near-surface-layers in ion-implanted silicon. *Thin Solid Films*, 1998, 319, 39-43.

[24] D. Zymierska et al. X-ray study of silicon crystal structures changes due to implantation with fast nitrogen ions. *Journal of Alloys and Compounds*. 2001, 328, 237-241.

[25] D. Zymierska et al. Structural changes induced by fast nitrogen ions in GaAs single crystals. *Journal of Alloys and Compounds*. 2001, 328, 112-118.

[26] D. L. Chapek et al. Structural characterization of Plasma-doped silicon by high resolution X-ray diffraction. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1994, B12(2), 951-955.

[27] B. L. Williams et al. X-ray rocking curve analysis of ion implanted mercury cadmium telluride. *Journal of Electronic Materials*. 1997, 26(6), 600-605.

[28] N. Mainzer and E. Zolotoyabko. Percolation problem in Boron-implanted mercury cadmium telluride. *Journal of Electronic Materials*. 2000, 29(6), 792-797.

[29] N. Mainzer and E. Zolotoyabko. Percolation problem in atomic transport in Hg_{1-x}Cd_xTe. *Physical Review B*, 1999, 16715-16721.

[30] P. O. Renauts et al. Studies of damage induced by room-temperature Al ion implantation in Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te by X-ray diffuse scattering. *J. Appl. Phys.*, 1997, 609-616.

简 讯

氮化铝为军用短波发光二极管打基础

发展波长最短的、基于氮化镓 (GaN) 的发光二极管 (LED), 必然要依靠高比例的铝 (Al)。AlN 的带隙在适用于制作 LED 的氮化物中是属于最高的, 而且有可能被用于短至 200nm 的波长。现在, 美国 Crystal IS 公司正在为美国的半导体紫外光源 (SUVOS) 计划提供单晶 AlN 衬底。

SUVOS 计划主要由美国高级研究计划局 (DARPA) 负责, 其目的是发展军用短波半导体光源和开拓该光源在生物剂探测、非视距内秘密通讯、水净化以及白光发生方面的应用。这项计划的焦点将集中在如何将电子注入这类器件的激活区以获得有用的深紫外光输出上。

美国 Crystal IS 公司提供的同质 AlN 衬底的位错密度低于 1000/cm²。在晶格常数、晶体结构以及热膨胀系数方面, 它们与短波 LED 中使用的 Al_xGa_{1-x}N 材料将非常匹配。

□ 高国龙