

第1章 引言

1.1 半导体光谱方法

半导体光学性质是半导体物理性质中一个重要的方面，它研究辐射场与半导体的相互作用过程。这种研究一方面提供了辐射在半导体中产生、传播、吸收、散射及其在界面处出射行为的规律，另一方面又提供有关半导体电子能带结构、声子结构、束缚和自由载流子行为等最基本物理性质的信息。在半导体材料物理性质的研究中，光谱方法已经成为一个基本而重要的手段被广泛应用。^[1]

半导体材料的光学性质与材料中电子的跃迁息息相关。在半导体吸收光的过程中，材料吸收辐射能从而使电子从低能级跃迁到较高的能级，内部载流子浓度变大，并伴随着光电导效应或光生伏特效应的产生。而在半导体的发光过程中，处于激发态的电子向较低的能级跃迁，以光辐射的形式释放能量。半导体内部跃迁可大致分为两种：本征光跃迁过程和非本征光跃迁过程。前者对应着从价带到导带的跃迁；后者对应着材料禁带内的光跃迁过程，往往与杂质、缺陷能级等有关。^[2,3]

1.1.1 吸收/透射光谱

吸收/透射光谱 (absorption / transmission) 是研究半导体能带结构及其它相关性质的一种基本而又普遍的光学方法，是通过半导体的光透射实验来测量其吸收系数。实验涉及的波段可以从厘米、毫米直到远紫外波段，可以与半导体中几乎所有的基本激发过程相互作用。由本征光跃迁对应的吸收光谱区域称为本征吸收区，在这一吸收区的低能端，吸收系数陡峭下降，形成一个吸收边，这也是半导体吸收光谱与金属吸收光谱主要的不同之处。事实上，吸收边大致对应于将电子从价带顶激发到最低导带底的最小光子能量。关于半导体光谱的吸收边，人们已经做过很多详细的研究^[4,5,6]。

1.1.2 反射光谱与调制反射光谱

在一些区域, 吸收系数可能大到实验难以进行测量表征的地步, 反射光谱 (reflectance) 和调制反射光谱是这些区域常用的光谱方法, 广泛的用于最低能带极值以上的半导体能带结构的研究。然而, 反射谱反映了布里渊区中能量简并的不同临界点附近跃迁的贡献的总和, 其光谱结构是微弱的、含糊不清的和低灵敏度的^[1]。

为了克服静态反射谱的局限性, 人们发展了各种调制光谱方法^[7,8,9]。在测量光谱的同时, 施加一个周期性变化的外界微扰参数 (如电场、应力、磁场、入射光强等), 使被测光谱量有某些周期性的改变, 通过检测这种微扰引起的与调制频率对应的光谱特性的周期性变化量得到调制光谱。如果说静态的反射和吸收光谱的实质是介电函数谱, 那么各种调制光谱测量的实质就是介电函数的微商谱, 其光谱对比度 (即光谱灵敏度和分辨率) 比静态光谱要高得多。这是因为, 调制参数导致的能带结构的周期性变化只在联合态密度的奇异点才最有效的显示出来, 从而抑制了布里渊区中其它广延区域的贡献, 突出了临界点对调制光谱的贡献^[1]。图 1.1 中上部是 GaAs 材料的静态反射光谱, 下部是它的电调制反射光谱^[10]。可以看到, 调制后的光谱信息要丰富的多, 灵敏度和分辨率的优化使其有可能不必经过计算即可判定临界点的能量位置。

调制反射光谱是一种常用的调制光谱, 其本质是对反射谱进行物理微分。对半导体内建电场进行调制是一种简单易行的调制手段, 其实现方法有两种: ①利用泵浦激光对样品进行调制激发, 由激光引起内部的电场调制, 称为光调制反射光谱 (photo-reflectance, PR); ②直接对样品加交变电场, 由外部电场引起电场调制, 称为电调制反射光谱 (electro-reflectance, ER)。两种方法各有优劣, ER 方法需要为样品制作电极并直接加以交变电场, 对样品有损, 但信号往往较强^[11]; PR 方法对样品无损, 但传统基于单色仪的 PR 方法易受到激光与样品光致发光信号的干扰, 一定程度上限制了方法的应用^[12]。

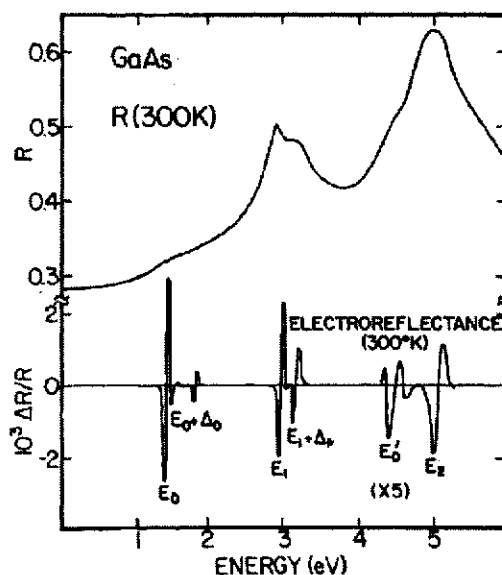


图 1.1 GaAs 材料的静态反射谱(上图)与弱场电调制反射谱(下图)的比较^[10]。

1.1.3 光致发光光谱

光致发光 (photoluminescence, PL) 光谱是用于检测和研究半导体本征和非本征性质的一种常用的无损的光谱方法。光致发光的过程可简单描述如下：一束光子能量大于材料禁带宽度的激光入射材料表面，半导体材料吸收光子使非平衡载流子浓度增加，部分非平衡载流子发生辐射复合并从材料中发射出光子，形成光致发光^[13]。由于 PL 光谱对应于材料内部的辐射复合过程，与吸收谱涉及半导体中所有的能量状态不同，它只与一个很狭窄的能量范围里热化的载流子相关，从而使 PL 光谱上跃迁能级反映成狭窄的“峰”，而不是“边”。正因为如此，PL 光谱在半导体的能带结构分析时具有相当的优势，不仅可以提供半导体本征光学过程的信息，还能提供关于材料中杂质和缺陷的信息^[14]。

1.1.4 光电流光谱

半导体的光电导效应是指光照引起半导体电导率改变的现象，它是半导体各种光电子应用的物理基础，一直是研究关注的热点。根据吸收光子后的跃迁机制的不同，又可分为本征光电导和非本征光电导^[1]。光电流光谱是研究光照引起的

流过半导体的电流响应与入射光子能量的关系，是研究半导体材料及其微结构中杂质束缚载流子和自由载流子性质的一个非常有效的光谱手段，具有比常规的吸收光谱高得多的灵敏度。

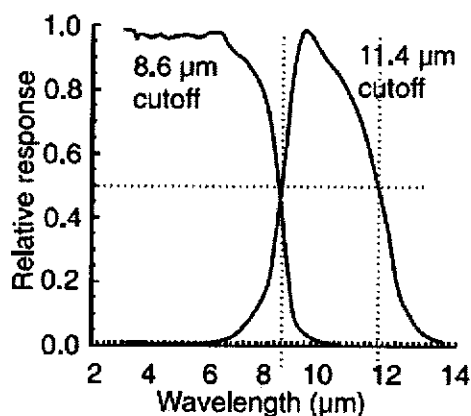


图 1.2 HgCdTe 双色探测器的光电流谱，左右两条谱线分别对应两个探测波段^[15]。

在进行光电流光谱测试时，将半导体样品加上一个直流偏置电压并串联一个分压电阻，入射光照射到样品表面使其电导率变化，通过检测样品两端的电压变化来获得光电流谱。半导体的光电响应是半导体材料的应用中最重要的一个性质，由于该方法直接用电学方法测试材料的光电响应，与半导体在电学领域的应用(如制备光探测器)密切相关，因此广泛应用于半导体材料和器件的研制过程中^[16,17]。通常情况下，取光电响应谱线上最高点的 50%处对应波长为光电响应截止波长。如图 1.2 中所示，该 HgCdTe 双色探测器对应的两个探测波段的截止波长按上述方法确定，分别为 8.6 μm 和 11.4 μm ^[15]。

1.2 碲镉汞材料基本背景

自从 1959 年 Lawson 与他的合作者们首次发表碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, MCT) 的研究结果以来^[18]，这种材料一直受到着广泛的关注。它是一种典型的窄禁带半导体材料，其电子有效质量小、电子迁移率高、载流子寿命长，是优良的红外光电信息功能材料^[13]，被广泛的应用于制作红外探测器。

窄禁带半导体 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 可以看成是 HgTe 和 CdTe 的化合物。HgTe 和 CdTe

均具有闪锌矿立方体结构, 前者的晶格常数为 $6.46\text{\AA}$, 后者晶格常数为 $6.48\text{\AA}$, 它们能以任何配比形成同样具有闪锌矿立方结构的 HgCdTe 晶体。

1.2.1 碲镉汞材料的优势

HgCdTe 材料是较为理想的红外辐射探测材料, 它是一种直接带隙半导体材料, 制成的探测器为本征型探测器, 对应于能带间的本征跃迁过程, 从根本上避免了杂质型红外探测器的缺点。它用于研制红外探测器主要有以下优点^[13,19]: ① $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料的组分值 x 连续可变, 对应的禁带宽度可从 -0.3eV (HgTe 在 4.2K 下的禁带宽度) 连续增大至 1.6eV (CdTe 在 4.2K 下的禁带宽度), 能覆盖整个红外波段; ②材料具有较大的光吸收系数, 从而具有很高的探测率; ③本征复合机制产生载流子寿命及较低的热产生率, 允许器件在较高温度下工作; ④通过掺杂可使之成为 P 型、N 型半导体。

由于禁带宽度可变, HgCdTe 被应用于制作各种红外波段的探测器。对应于常用的红外波段的三个“大气透明窗口”, $1\sim 3\mu\text{m}$ 和 $3\sim 5\mu\text{m}$ 的 HgCdTe 室温探测器可替代硫化铅 (PbS) 和铟化铟 (InSb) 探测器, $8\sim 14\mu\text{m}$ 波段并工作在 77K 下的 HgCdTe 探测器可替代锗掺汞 (Ge:Hg) 探测器。另外, 响应波段在 $20\mu\text{m}$ 左右的 HgCdTe 探测器, 可替代锗掺铜 (Ge:Cu) 探测器。

借助这些优势, HgCdTe 成为当前最常用的红外辐射探测材料, 被广泛应用于制作红外探测器, 也是制备大规模高性能红外焦平面阵列 (IR FPAs) 的重要材料。

1.2.2 碲镉汞材料的生长和制备

要得到高性能的 HgCdTe 器件, 需要生长高质量的 HgCdTe 材料^[20]。窄禁带 HgCdTe 材料的生长方法主要有^[13]: 针对于体材料 (Bulk) 的各种单晶生长方法, 针对于薄膜材料的液相外延 (LPE)、金属有机化合物气相外延 (MOCVD) 和分子束外延 (MBE)。由于 HgCdTe 材料中 Hg-Cd 键较弱, Hg 元素比 Cd 、 Te 元素

更易挥发,使得生长后的样品出现较多的 Hg 空位,这些杂质在能级分布中引入了浅能级,影响了材料/器件的电学性能,因此需要对 Hg 空位等杂质/缺陷进行浓度控制以获得预期的电学性质。一般情况下,可通过适当的退火处理^[21]或者特定途径形成 P 型或 N 型,从而改善材料的光学和电学性质。

体单晶生长是一种传统的 HgCdTe 生长方法,可分为熔体生长和气相生长两类。由于窄禁带半导体的熔点温度一般不是特别高,所以主要采用熔体生长的方法。熔体生长过程只涉及固-液相变过程,通过固-液界面的移动逐渐完成原子(或分子)随机堆积的阵列从无对称性结构转变为有对称性结构。HgCdTe 的熔体生长方法主要有:提拉法、布里奇曼方法、Te 溶剂法、半熔法和固态再结晶法等。由于体材料在晶体尺寸及空间均匀性上的局限,很难制成大面积的红外探测器阵列,从而限制了它在红外焦平面上的应用。^[13]

为了进一步提高材料的性能,人们开始将先进的薄膜生长技术用于 HgCdTe 材料的制备。液相外延(Liquid phase epitaxy, LPE)生长方法是目前而言相对最成熟的工艺。其生长温度低、无需长时间的退火、得到的材料组分较均匀,而且生长速度快、成本较低,因此 LPE 在诸多 HgCdTe 生长方法中具有强大的竞争力。目前用 LPE 方法制备 HgCdTe 薄膜时,常用 CdTe 或 CdZnTe (111)B 作为衬底,主要采用水平滑舟、垂直浸渍以及倾斜翻舟三种方式生长。生长过程都是将衬底浸入溶液,待 HgCdTe 在衬底上外延生长后离开溶液。生长的溶液主要有三种:富 Te 溶液、富 Hg 溶液和高温富 HgTe 溶液。LPE 方法便于制备高性能的 n-p 光伏型红外焦平面,其响应速度快,可在零偏压下工作,并有利于制成面阵,可与 CCD 耦合组成焦平面器件。由于采用 LPE 在富 Te 溶液中生长的材料中 Hg 空位较多,表现为强 P 型,因此一般需要通过适当的退火处理来控制其 Hg 空位浓度,得到弱 P 型或 N 型样品。然而由于退火过程对材料中的本征缺陷、杂质分布和激活、PN 结形成和位错分布均有影响,材料的电学性能也受到一定程度的影响。

分子束外延(Molecular beam epitaxy, MBE)是一种高质量薄膜生长方法,自从 1981 年 Faurie 首次用其生长 HgCdTe 材料以来^[22],HgCdTe 的 MBE 生长技术

逐步发展并日趋完善。该方法生长的外延薄膜厚度和组分分布均可精确控制,目前已成功应用与制备碲镉汞红外焦平面阵列。分子束外延方法制备薄膜需要专门的设备,目前常用 Riber 32P 生长室进行 HgCdTe 的 MBE 生长。整个 MBE 生长工艺可按时间顺序分为衬底的处理、生长过程的控制和后道工艺三个部分。在用 MBE 方法生长 HgCdTe 时,常以 CdZnTe 或 GaAs 作为衬底材料。其中 GaAs 衬底由于质地硬、强度高等优点被广泛的应用, GaAs (211)B 面具有高台阶密度、生长速度快、能抑制孪晶和微缺陷等优点被认为是当前 MBE 方法生长 HgCdTe 的最理想的晶面取向。研究还发现^[23],在 N 型 HgCdTe 材料基底上进行 P 型掺杂制成 p-on-n 型的光伏器件,其表面漏电流小、少数载流子有较长的寿命,有利于探测效率的提高。分子砷 (As_4) 由于具有低粘附系数和扩散系数等优点作为一种非本征掺杂源,在制备高性能 P 型 HgCdTe 器件上获得了成功。在制备这样的器件时,需对材料进行两级退火工艺^[24]: 一步是较低温度下退火激活砷(温度低是防止产生更多 Hg 空位),使其占据 Te 位;第二步是在不超过 400℃ 的较高温度下,依靠饱和 Hg 蒸气压对样品进行二次退火,以消除残余的 Hg 空位。

1.3 碲镉汞的研究现状

HgCdTe 材料的许多重要参数直接决定了其光学和电学性质。 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的组分 x 、材料的厚度、禁带宽度 E_g 、载流子浓度、迁移率、材料及其器件的光电响应的截止波长等都是非常重要的参数。此外,在 HgCdTe 材料的生长过程中,由于实验条件和制备目的的不同,样品会有意无意的掺入杂质、形成缺陷,这些杂质/缺陷在禁带中引入了能级,改变了材料原有的电子能带结构,影响了材料和器件的光电性能。精确测定 HgCdTe 的相关参数,研究 HgCdTe 材料中杂质/缺陷引入的浅能级,对于其内部物理机制的研究、生长工艺的改进和材料器件的应用都具有重大意义。

就测试方法而言,研究 HgCdTe 主要有电学和光学两种方法。前者主要包括霍尔测试、光电流谱等;后者包括最常用的吸收/透射光谱、光致发光光谱、反射

和调制反射光谱、X 射线衍射等^[25]。

吸收/透射光谱是用于表征 HgCdTe 材料最常用的光谱方法,也是最简单的获得禁带宽度并确定材料组分值 x 的有效方法,所确定的 E_g 值也往往用于光电响应截止波长的预测。HgCdTe 的吸收光谱是由陡峭的 Urbach 指数吸收边和比较平坦的本征吸收带组成^[5]。利用吸收光谱确定 E_g 时需要样品厚度在 $10\mu\text{m}$ 左右,才能在吸收谱上出现转折。为避免水蒸气的红外吸收,往往采用真空型光谱装置。在实际应用中,通过透射谱方法确定 HgCdTe 材料 E_g 的标准也较多,主要有:①将指数吸收边和本征吸收带的交点作为禁带宽度;②薄样品中将线性拟合透射谱 50% 透过率处作为禁带宽度;③厚样品中采用的 $1/e$ ZITCO 法(取最大透过率的 $1/e$ 切线处对应能量为禁带宽度);④将光谱上吸收系数 $\alpha=500\text{cm}^{-1}$ 或 $\alpha=1000\text{cm}^{-1}$ 处对应能量作为 E_g 。而从禁带宽度 E_g 来确定组分 x 也有几种方法,比较常用的是褚君浩先生等建立的 CXT 公式^[5][公式(1.1)]和 Hansen 公式^[26][公式(1.2)]:

$$E_g(\text{eV}) = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2)(10^{-4})T + 0.35x^4 \quad (1.1)$$

$$E_g(\text{eV}) = -0.302 + 1.93x + (1 - 2x)5.35(10^{-4})T - 0.81x^2 + 0.832x^3 \quad (1.2)$$

除了确定禁带宽度,透射谱还被用来判断体材料的导电类型(P 型/N 型)以及 P 型的强弱。近来,越方禹等人还报道了用透射谱方法研究 HgCdTe 材料中 Hg 空位能级的结果^[27]。

PL 光谱方法也是 HgCdTe 研究中一种常用的方法,用于表征材料的电子能带结构,包括禁带宽度和一些杂质/缺陷能级^[14,28]。对于 HgCdTe 材料的一个主要缺陷——Hg 空位,PL 方法也已有一些相关的研究^[28,29]。然而由于室温背景辐射的干扰,传统的 PL 方法在红外区的应用受到了一定的限制。

对于 HgCdTe 材料的研究报告主要集中于上世纪 80~90 年代,近十年来,该领域的突破性研究相对较少,这与材料制备的难度、样品质量、实验条件和测试方法的限制都有很大关系。由于 HgCdTe 对应着红外波段,相比于可见和近红外区域,这一波段的光谱测量受到了一些限制,而且材料禁带宽度的减小意味着更高的测量要求。这些限制在一定程度上影响了对 HgCdTe 材料的光谱研究,使得

关于 HgCdTe 材料的许多性质和现象的认知仍有待深入, 实验数据的缺乏和物理机制的未知也给材料制备和工程应用带来了一定的麻烦。

综上所述, 当前 HgCdTe 的光谱研究中, 以下两点可望成为重要的研究方向:

(1) 材料的光电响应的截止波长直接关系到材料/器件的质量和能否投入应用, 因此在应用领域一直备受关注。光电流谱 (PC) 是最直接测定材料光电响应的光谱方法, 然而 PC 测量需要对材料制作电极, 是一种有损的检测方法。吸收/透射谱作为一种无损的检测方法替代 PC 被用于对截止波长进行预测。然而, 常用的吸收/透射谱在决定禁带宽度时有许多有争议的不同观点, 不仅如此, 实验表明, 用吸收/透射谱方法预测得到的光电响应的截止波长与通过电学实验测得的真实值往往有一定的偏差。因此, 除了用 PC 谱直接测量以外, 寻找另一种无损的光谱方法, 对材料光电响应截止波长进行可靠的预测, 具有一定的现实意义。

(2) HgCdTe 材料生长过程中出现的杂质和缺陷对材料的质量有很大影响。由于杂质/缺陷能级的引入, 材料的电子能带结构被改变, 截止波长等电学性能也随之改变。深入研究杂质/缺陷引入的浅能级, 对于进一步确定其物理机制, 还是对于指导工程中的材料、器件制备, 都具有重要意义。

1.4 本文的研究内容

光谱方法是研究半导体材料的重要手段。为了研究 1.3 节提到的 HgCdTe 的两个问题, 我们尝试用多种光谱方法对材料进行测试和表征。针对于常用的透射谱和 PL 光谱的局限, 我们用无损的 PR 光谱, 并配合 PC 光谱对 HgCdTe 进行研究, 通过与透射谱和 PL 谱的比较, 探索用无损光谱方法预测材料光电响应截止波长的方法和规律, 并用光谱方法对 HgCdTe 材料中各种杂质/缺陷引入的浅能级进行分析。本文的内容主要包括以下几个方面:

(1) 研制 HgCdTe 材料的光电流谱测试电路, 配合傅立叶变换红外 (FTIR) 光谱仪对 HgCdTe 材料的光电流谱进行测量。电路需达到光电流测试的精密要求, 并提供友好的人机接口方便进行显示和控制。

(2) 介绍基于 FTIR 光谱仪的光调制反射谱 (PR) 新方法, 通过与基于单色仪的传统 PR 方法的比较, 分析新方法的原理和优势, 并选择其作为本文的一个主要的光谱研究方法。通过摸索新方法的优化实验条件设置, 得到信噪比良好的 HgCdTe 材料 PR 光谱。

(3) 用 PR 等光谱方法对 HgCdTe 材料进行了概念性的分析测试。经过分析, 证明 PR 方法能有效反映 HgCdTe 的电子能带结构, 光谱特征对应着带间的跃迁, 并与材料中的杂质/缺陷能级相关。分析结果初步指认了材料中一些杂质/缺陷的浅能级。通过几种光谱方法的比较, 发现 PR 光谱特征与材料的光电响应截止波长有一定的对应关系, 对用 PR 进行截止波长预测的前景进行了分析。

本章参考文献

- 1 沈学础. 半导体光谱和光学性质. 第二版. 北京: 科学出版社, 2002
- 2 刘恩科, 朱秉升, 罗晋生等. 半导体物理学. 第六版. 北京: 电子工业出版社, 2006
- 3 方容川. 固体光谱学. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2001
- 4 Moss T S, Hawkins T D F. *Infrared Physics*, 1961, 1:111
- 5 Chu J H, Xu S C, Tang D Y. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, 43:1064
- 6 Paige E G S, Rens H D. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 16:444
- 7 Cardona M. *Modulation Spectroscopy*, New York: Academic Press, 1969
- 8 Engeler W E. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 14:1069
- 9 查访星, 黄醒良, 沈学础. 半导体学报, 1997, 16:329
- 10 Pollak F H. *Proc. Soc. Photo-Optical Instrum. Eng.*, 1981, 276:142
- 11 Studna A A. *Rev. Sci. Instrum.*, 1975, 46:735
- 12 Giordana A, Glosser R. *Rev. Sci. Instrum.*, 1990, 61:2327
- 13 褚君浩. 窄禁带半导体物理学. 北京: 科学出版社, 2005
- 14 越方禹. 掺杂碲镉汞中长波红外发光和吸收谱研究. 上海技术物理研究所博士学位论文, 2007
- 15 Norton P. *Opto-electronics Review*, 2002, 10:159
- 16 Long D, Schmit J L. *Semiconductors and semimetals*, 1970, 5:175
- 17 Park C S, Hong K J, Lee S Y, Jeong J Y, Baek H W, Im K H, Bordia R K, *AIP Conf. Proc.*, 2003, 657:1307
- 18 Lawson W D, Wislens S, Putley E H et al. *J. Phy. Chem. Solids*, 1959, 19:325
- 19 吴俊, 何力. 红外, 2001, 7:1
- 20 Casselman T, Hansen G J. *Vac. Sci. Technol. A*, 1983, 1:1683,
- 21 Capper P, Maxey C D, Jones C L, Gower J E, Keffe E S O, Shaw D. *J. Electronic Mat.*, 1988, 38:3948
- 22 Faurie J P, Million A. *J. Crystal. Growth.*, 1981, 154:582
- 23 Boukerche M, Wijewarnasuriya P S, Sivananthan S, Sou I K, Kim Y J. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 1988, 6:2830

- 24 Schaake H F. *J. Appl. Phys.*, 2000, 88:1765
- 25 Price S L, Boyd P R. *Semicond. Sci. Technol.*, 1993, 8:842
- 26 Hansen G L, Schmit J L. *J. Appl. Phys.*, 1983, 54:1639
- 27 Yue F Y, Shao J, Lü X, Huang W, Chu J H, Wu J, Lin X C, He L. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89 021912
- 28 常勇. 上海技术物理研究所博士学位论文, 1996
- 29 Bodart J R, Feldman B J. *Solid State Commun.*, 1985, 54:579

第2章 碲镉汞光电流谱测试电路研制及测量

2.1 光电流谱测试电路功能设计

光电性能是半导体材料应用研究中最重要的一个方面,材料/器件的光电响应性质直接决定其质量的好坏和能否投入应用。HgCdTe 材料作为一种常用的红外探测器材料,其光电响应的截止波长和响应率都是应用中非常关心的参数。在材料生长和器件制备过程中,电学测试是重要的检测和研究手段。光电流(Photocurrent, PC)光谱是半导体材料和器件开发中广泛应用的方法^[1,2]。

在光电流谱测试中,除了配备合适的光源和光谱仪等光学设备外,还要为样品提供一个合适的直流电压偏置,并串联一个合适的电阻(R),使样品(Sample)光照过程中光电导的变化能够引起其两端的电压变化。通过检测探测光照射到样品表面引起的样品两端电压变化(U_s)与入射光子能量的关系来反映样品的光电响应^[3,4],其基本电路图如图 2.1 所示。为了获得较好的测试条件和效率,可变阻值 R 需与样品的阻值相当。而在不同的测试中,各种样品的阻值差别很大,且随着测试温度的变化,阻值又有不同,因此要求可变电阻 R 能在很大范围可变。

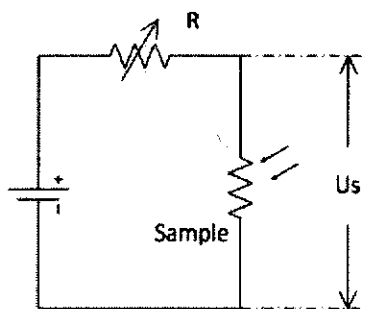


图 2.1 光电流谱测试基本电路图

由于光电流信号非常微弱,在进入光谱仪数据处理系统之前,常配备一个前置放大器对 U_s 进行放大。在这样的系统中,前端的噪声容易耦合被放大并进入下一端,对实验结果有很大影响。因此,对于前端测试电路的噪声控制、精度和

* 本项工作得到了红外物理国家重点实验室李宁副研究员的启发与指导,在此致以诚挚的谢意。

稳定性均具有较高要求。

为了便于对样品的测试条件进行实时的监控，一方面，系统需要能对样品两端电压进行实时的粗调和细调；另一方面，系统要将样品两端的电压、可变电阻的阻值、电源电压等重要的参数进行 A/D 转换，并实时的显示在 LCD 面板上，要求测量和显示的电压分辨率达到 0.01V。

2.2 系统结构分析及总体设计方案

根据光电流谱的测试要求和 2.1 节中的功能设计，设计系统的结构如图 2.2 所示。总体设计思路是首先提供 PC 测试需要的直流偏置和分压电阻（以下简称为“测试电路”）；然后利用以单片机为控制核心的电路对 PC 测试的相关参数进行 A/D 转换，并送 LCD 显示（以下简称为“显示电路”）。

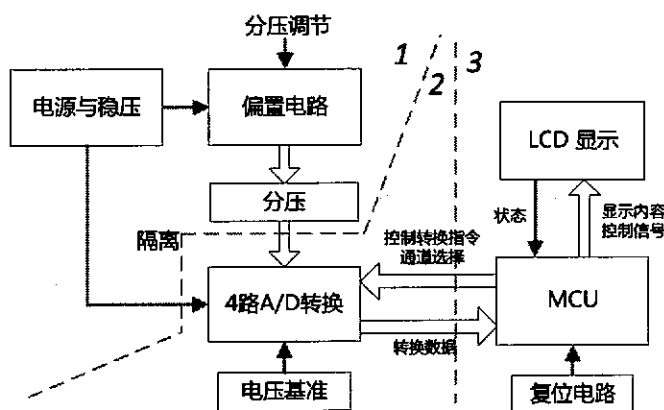


图 2.2 测试电路系统结构框图

整个系统按处理的电压信号特征可分为三个部分：①PC 测试部分，该部分提供 PC 光谱实验所需的电学测试环境；②模拟部分，该部分采集 PC 测试部分的参数，经过分压或滤波处理，进入 A/D 转换；③数字部分，该部分以单片机为核心，控制 A/D 转换器并接收 A/D 转换结果，控制 LCD 实现相关参数的显示。由于 PC 测试部分要求尽量精密和稳定，而后端的单片机、A/D 转换器不可避免对前一部分有高频干扰和噪声，因此将第一部分和后端用开关进行隔离。在进行 PC 测试的时候，前后端分离；在测试间隔中需要对参数进行设置和调整时才闭合开关连

通前后端, 并给后端的转换和显示电路供电(包括单片机、A/D 转换器、运算放大器、LCD) 供电, 这样也可以减少系统的能耗。第二部分为模拟电路, 第三部分是以单片机为主的数字电路, 为了减小相互串扰, 在 PCB 设计时也相应将这两个部分元件分开布局。

电源与稳压模块负责生成光电流测试所需低噪声、稳定的直流电压, 并为电路中其它芯片进行供电。为了满足这一要求, 系统采用 12V 电池单电源供电, 并采用 7805 芯片将 12V 电压转换为 5V 给单片机、A/D 转换器等芯片供电。

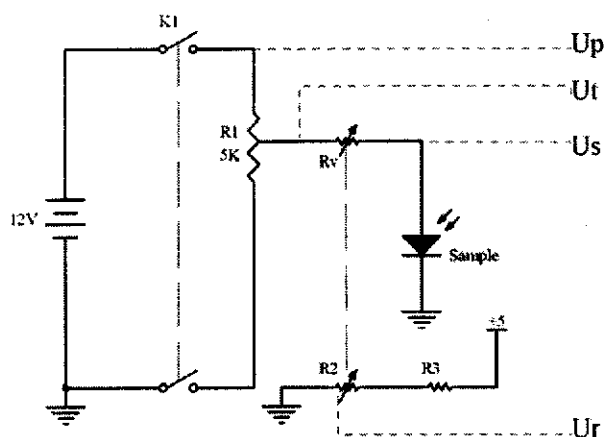


图 2.3 PC 测试电路及需要进行显示的电路参数

图 2.3 是偏置和分压电路, 用于给半导体样品 (Sample) 提供直流偏置电压。图中 $R1$ 是多圈精密变阻器, 能对样品电压进行细调, Rv 是与样品串联的分压电阻, 能对样品电压进行粗调。为了满足大范围阻值可变的要求, 采用多档位的旋转开关, 不同档位连接不同阻值。同时为了对选择的阻值进行显示, 采用单刀双掷开关, 每选择不同的 Rv 阻值时, 对应的下面的 $R2$ 阻值也会发生变化, 通过检测 $R2$ 移动端的电压值 Ur 即可确定 Rv 的阻值。同样需要显示的参数还有: 样品两端的电压 (U_{sample} , Us)、样品和 Rv 两端的总电压 (U_{total} , Ut)、电池剩余电压 (U_{power} , Up)。

由于电路要测量约为最高到 12V 的电压, 常用 A/D 转换器的量程往往达不到。因此在测量之前先对几路信号进行分压处理, 将各路电压转换至原来的 1/3 再送 A/D 芯片进行转换。在电压测量的过程中, 为了防止 A/D 转换和分压电路因为阻

抗不匹配影响前端的真实电压值,设计用运放组成的电压跟随器连接前端和后端。运放的加入使得分压电路的输入电阻可认为是无穷大,而输出电阻无穷小,既减小对前端影响,又增强了下一级的带负载能力。

经过处理后的各路信号进入 A/D 转换电路。单片机(MCU)是显示电路的核心部分,对 A/D 转换芯片输出启动/停止、通道选择等控制指令,并从 A/D 芯片接收转换数据,根据不同的通道分别进行存储。MCU 将存储的转换结果进行代码转换,与控制指令一起输出到 LCD 模块,对 U_s 、 U_t 、 U_p 和 R_v 进行显示。

2.3 系统硬件设计及实现

本节按照 PC 谱测试要求和 2.2 节制定的系统结构及设计方案,对 HgCdTe 光电流测试电路进行了硬件上的设计和实现。下面将按照图 2.2 中的电路结构对重点功能模块进行介绍,并对硬件实现过程中应用的主要芯片及接口电路进行详细的介绍。

2.3.1 电源模块

电源模块除了为测试电路提供直流偏置的电学测试环境之外(如图 2.3 所示),还为电路中的其它芯片提供电源电压。常用的芯片的供电电压一般为 5V,因此本文采用 TI 公司的 $\mu A7805$ 芯片完成 12V 电压到 5V 的转换,并提供稳压输出。7805 是一款常见的三端稳压芯片,通常采用 TO-220 封装。当输入电压在 7~25V 范围内时,输出电压可保持 5V,偏差不超过 0.2V。 $\mu A7805$ 具有很强的带负载能力,输出电流通常情况下可达到 1.5A,可以满足本设计中多个芯片的负载要求^[5]。

图 2.4 是电源转换及稳压模块的电路图。在 12V 电压输入端加入了一个开关 K2,进行 PC 测试时,K2 断开;需要调整时,K2 闭合,启动电压转换,为芯片供电。在 7805 的输入端、输出端都与地跨接了一个电容,其中 C_i 用于抵消输入端接线较长时的电感效应,防止自激振荡, C_o 用以保证瞬时增减负载电流时不致引起输出电压大波动。

在 7805 的输入端和输出端之间还反接了一个二极管。这是因为在某些场合下, 输入端断电后, 输入端电压下降的比输出端还快, 可能使 7805 的输出电压比输入电压还高得多, 对芯片造成损伤。加上二极管之后, 输出端最多比输入端高 0.7V, 避免芯片因反向过压而损坏。输出端与地之间的二极管是为了避免在启动或短路时 7805 的输出端因负载电压变化而出现较大的负值。

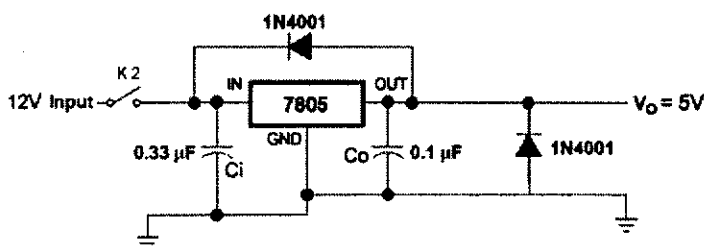


图 2.4 电源转换和稳压模块电路图

2.3.2 分压模块设计

分压模块将各路需要显示的电压信号进行分压处理, 将初始电压的 $1/3$ 送入 A/D 转换器。除此之外, 这一模块还具备前端与后端的阻抗匹配功能, 电压跟随器的使用最大限度的减少了对 PC 测试电路 (前端) 的影响, 并提高了带负载能力, 即便 A/D 转换器的输入电阻不够大, 也能使 A/D 芯片不影响模拟输入电压, 使转换尽量准确。

如图 2.5, U_s 、 U_t 、 U_p 和 U_r 四路分别进行处理。 U_p 和 U_t 采用 $200\text{K}\Omega$ 和 $100\text{K}\Omega$ 的组合进行分压, 由于相对于并联的电阻 ($\leq 5\text{K}\Omega$, 见图 2.3) 而言阻值较大, 对上一级 (测试电路) 基本无影响。 U_r 由于已经经过 R_2 和 R_3 进行分压 (见图 2.3), 在此可直接加电压跟随器。本文采用 MAXIM 公司的 MAX494 运算放大器构成电压跟随器, 该芯片以 5V 单电源供电, 片内集成四个运放, 采用了 rail-to-rail 技术, 正好对应于四路信号的要求^[6]。需要指出的是对于采用 5V 单电源供电的运算放大器, 其正常工作范围内的输入输出均将小于 5V, 一般来说比输出范围比电源电压小 1V 左右, 采用 rail-to-rail 技术的运放能接近电源电压。经过了电阻的分压, U_t 、 U_p 和 U_r 均满足该要求。

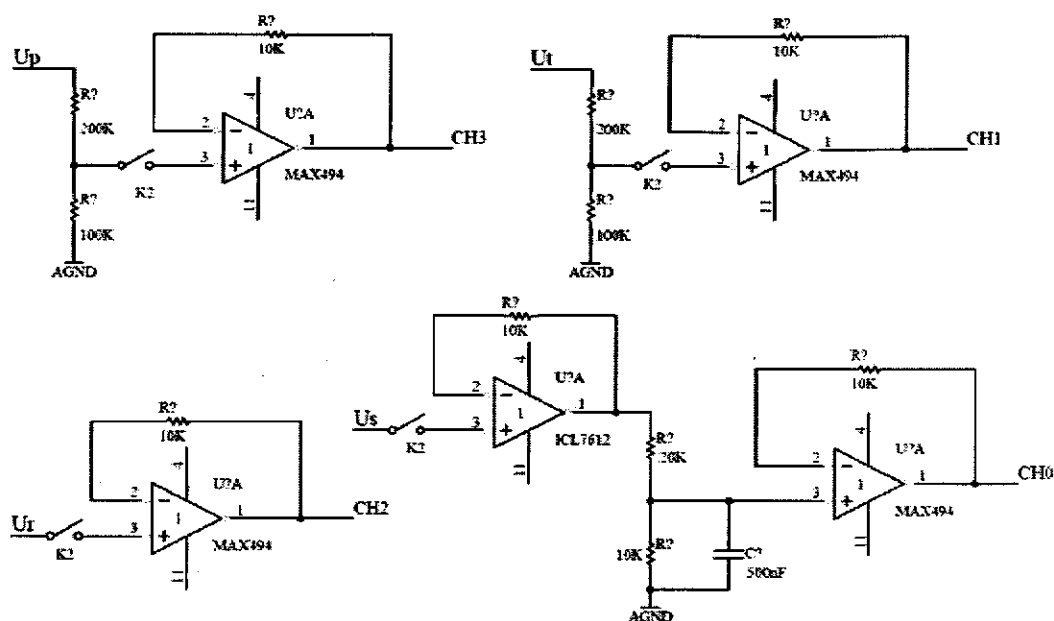


图 2.5 分压模块电路图

由于 U_s 检测的是样品两端电压, 而样品的电阻在很大范围内变化, 如果采用与 U_p 相同的电路进行分压的话, 相当于给样品并联了 $300\text{K}\Omega$ 电阻, 将对样品的测试环境产生很大的影响, 所以需要将 U_s 输出直接连电压跟随器再进行分压。电压跟随器的输入电阻可认为无穷大, 对前端测试电路基本无影响。为了扩大 U_s 的允许范围, 这一级的电压跟随器必须允许较大的电压输入和输出, 不能再使用以 5V 单电源供电的运放。本文采用 MAXIM 公司的 ICL7612, 该芯片既可工作于双电源模式也可工作于单电源模式, 这里可以直接用 12V 电压对芯片供电。运算放大器较大的电源范围允许了较大的输入输出^[7]。经过 ICL7612 组成的电压跟随器后由电阻进行分压并滤波, 输出 U_s 的 $1/3$ 进入下一级由 MAX494 构成的电压跟随器, 再作为 CH0 通道进入 A/D 转换芯片。

在各路电压的输入端均设置开关 K2, 作为测试电路和显示电路的隔离。光谱测试过程中, K2 断开; 调整和监视电路参数时, K2 闭合, 这样不仅避免了各级之间噪声的串扰, 也节省了整个电路的功耗。另外需要指出的是: 在用运算放大器构成电压跟随器时, 往往将输出端和反向输入端直接短接, 而我们在反向输入

端和输出端跨接了一个电阻,这样设计是基于以下的考虑。当给工作在电压跟随状态的运放输入阶跃信号时,由于运放的摆率为有限值,因此阶跃信号输入瞬间将在输出和正向输入端产生较大的电压差,而输出电压又是直接反馈到反向输入端的,这样在运放的两个输入端可能产生瞬时的大电压差,且输出级能给出的电流都较大,可能对输入端造成损害。跨接电阻的引入限制了电流,有效的防止了运放的损坏。

2.3.3 A/D 转换电路设计

A/D 转换是本电路中一个重要部分,将各路需要监控的模拟电压信号转为数字量送 MCU 储存并显示。A/D 转换电路设计的关键在于根据需求选择合适的 A/D 转换芯片,需要考虑的参数包括转换位数、输入通道数、输出数字量接口(并行/SPI/I²C)、误差和精度、A/D 转换原理和转换速率、输入电压模式(单极性/双极性)、输入电压范围、是否内置时钟和采样/保持、是否内置电压基准、供电方式、芯片采用的封装等^[8]。

由于电路测试电压范围较大(经 1/3 分压处理后最大输入仍有 4V),且要求电压转换和显示的分辨率大于 0.01V。假设 A/D 转换器最大量程为 4V,根据下面公式的推算,A/D 转换位数必须达到 12bit。

$$\frac{4}{2^n} \times 3 < 0.01 \rightarrow 2^n > 1200 \rightarrow n > 10 \quad (2.1)$$

为了保证电压转换的精度,最好用电压基准输出的电压作为 A/D 转换器的参考引脚输入。对于大部分 A/D 转换器来说,参考电压 U_{Ref} 决定了其可测量的最大电压值 U_{FS} ,而转换后的电压分辨率往往等于 $U_{FS}/2^n$ 。由于已选择 $n=12$, $1\text{LSB}=U_{FS}/4096$ 。为了方便单片机进行数据处理并加快程序运行速度,考虑尽量减少程序中的除法运算,这里我们设置电压基准为 4.096V,再选择 $U_{FS}=U_{Ref}$ 的 A/D 转换器,可以得到 $1\text{LSB}=0.001\text{V}$,这样的数值很方便进行运算和显示。由于初始电压经过了 1/3 分压处理,也就是说 1LSB 对应的初始电压为 0.003V,达到了功能设计中 0.01V 电压分辨率的要求。

常用的 A/D 转换芯片的数字输出口接口有多种形式：并行、SPI、I²C 总线。并行总线占用资源较多，12bit 的分辨率需要 12 个或 8 个（有 4 个引脚共用）引脚，然而其读写速度较快，控制简单；SPI 和 I²C 占用引脚较少、数据串行输入输出，导致其速度较慢，控制时序相对复杂。本设计中，由于单片机外接设备较少，直接采用 12bit 的并行输出。

本设计中需要进行 A/D 转换的有 4 路信号，因此要求 A/D 转换器允许通道数大于 4。本设计中由于对直流信号进行测量，对于转换速率要求不高。根据以上分析，在众多的 A/D 转换器中选择了 MAXIM 公司的 MAX198。

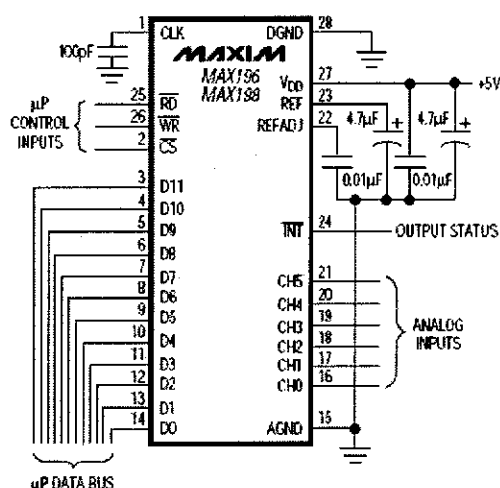


图 2.6 MAX198 典型应用电路

MAX198 是一款 6 通道 12bit 多量程逐次逼近型的 A/D 转换器，采用 5V 单电源供电、输出为 12 位并行接口、内置时钟和采样保持、内置 4.096V 电压基准。不仅如此，芯片提供了多种可编程模式供选择：可变量程、内部时钟模式/外部时钟模式、内部/外部采样模式和两种用于节省功耗的掉电模式。其数字输入输出可与 TTL/CMOS 兼容，可与常用单片机直接连接^[9]。图 2.6 是 MAX198 芯片的典型应用电路，采用了内置的电压基准，内置时钟模式。D0~D11 为数字量输出线，其中 D0~D7 还作为芯片控制字的输入线。 $\overline{WR}$ 、 $\overline{RD}$ 、 $\overline{CS}$ 分别为 A/D 转换的读写控制线和片选信号； $\overline{INT}$ 为 A/D 芯片状态线，当转换完成时 $INT=0$ ，供单片机查

询或中断用。

本设计采用的是 MAX198 的内部时钟模式(逐次逼近的转换过程由芯片内部时钟驱动)、内部采样模式(芯片采样完成后立即转换)和 STBYPD 掉电模式。MAX198 时序控制简单:①片选信号 $\overline{CS}$ 置低,选择该芯片;②写控制信号 $\overline{WR}$ 置低,将 8 位控制字从 D0~D7 口输入,控制字指定了芯片采用的时钟模式、省电模式、采集模式、单极性/双极性和输入通道选择;③等待转换结束,查询 $\overline{INT}$ 标志;④转换结束后,读控制信号 $\overline{RD}$ 置低,允许从 D0~D11 数据线上读取转换结果。

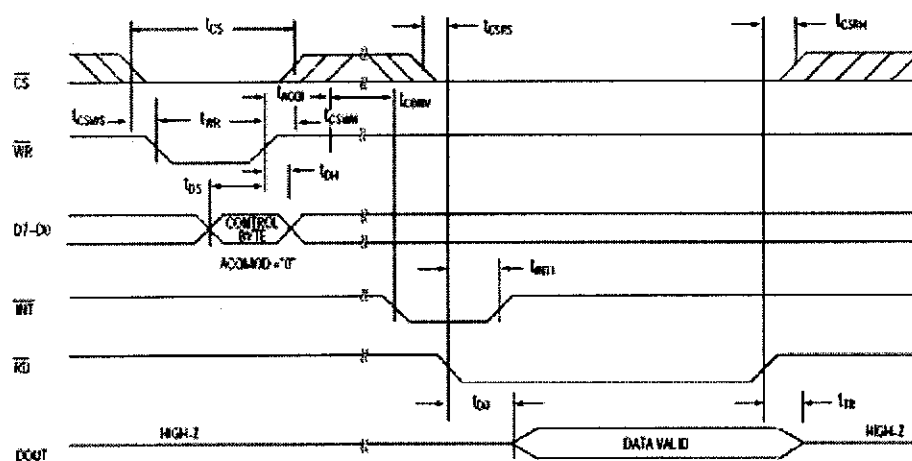


图 2.7 MAX198 转换时序图 (内部采样模式、内部时钟)

2.3.4 液晶显示模块 (LCD)

为了对 PC 谱测试参数进行显示,设计采用了字符型矩阵式 LCD 模组(Liquid Crystal Display Module, LCM)完成显示功能。字符型 LCM 是一类专门用于显示字母、数字、符号等的点阵型 LCM。它通常由若干个 5×7 或 5×11 等点阵字符为组成,每个字符位可以显示一个字符。LCM 通常内置了 LCD 控制器、LCD 驱动器和 LCD 显示装置,并且集成了常用字符的字库,从 LCM 的输入端输入字符的编码,LCM 能自动辨别并显示相应字符。

本文采用了常用的 1602 系列(16 字 $\times$ 2 行)LCM,有 14 个引脚,其中 D0~D7 为数据输入输出口,可往 LCD 写控制指令或显示的数据;RS、RW、E 分别为寄

寄存器选择、读写选择和 LCD 使能信号; 另外的三个引脚用于电源、接地和亮度调节。LCM 的基本指令共有 11 条, 通过对 D0~D7、RS、RW 和 E 这 11 个引脚的控制来完成, 包括清屏、查询 LCM 状态、设置显示地址、传输显示数据定以及一些显示参数的设定。LCM 通常情况下都与单片机或者 CPLD 等连接, 其功能设计非常适合单片机的工作流程, 用汇编或 Keil C 语言编写程序通过单片机可以很容易实现 LCM 的控制, 并使之显示相关的内容^[10]。

2.3.5 单片机主控模块

本设计采用单片机作为 A/D 转换和数据显示的控制中心, 控制 A/D 转换器依次启动各通道的转换并保存转换后的数据, 将二进制数储存并转换成 LCD 显示需要的 ASCII 码, 控制 LCD 进行显示。单片机还根据内部定时器的控制每隔 0.5s 启动新一轮 A/D 转换并刷新一次 LCD 显示内容。

本设计采用了常用的 ATMEL 公司的 AT89S52 单片机, 它基于传统的 51 单片机架构, 是 AT 系列中的增强型。它是一款低功耗、高性能的 8 位 CMOS 微处理器, 内置三个定时/计数器, 具有 8KB 的内部可编程 Flash 存储器, 其最大的特点是具备了 ISP 功能, 能方便的对程序进行反复的修改烧录^[11]。

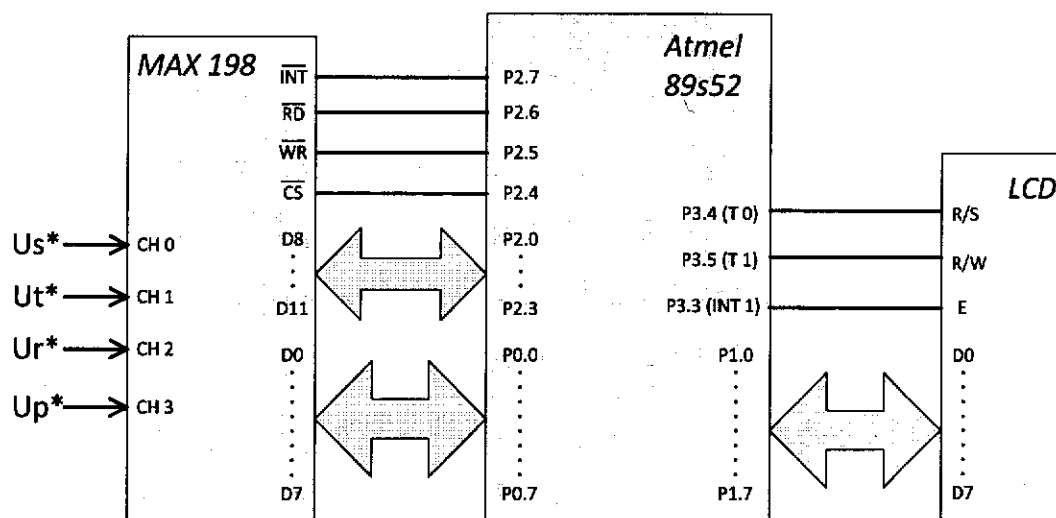


图 2.8 以单片机为核心的显示电路系统连线图

以单片机为核心的显示电路系统如图 2.8 所示, AT89S52 与 MAX198、LCD 的接口连线也在图中详细画出。通常的单片机电路中, 为了节省单片机资源, 常常采用总线方式来连接外设, 将 A/D 转换器等设备当作单片机的外部存储器, 通过对外部地址的读写来实现指令和数据的传输。由于本设计中单片机挂载的外设不多, 这里没有采用常用的总线式接法, 而是将单片机与 A/D 转换器、单片机与 LCD 模块直接 I/O 口相连。A/D 转换器的 12 位数据输入/输出口直接与单片机的 P0.0~P0.7 和 P2.0~P2.3 连接, LCD 的 8 位数据输入/输出口直接与单片机的 P1.0~P1.7 相连, 各路控制信号也直接连接不同的 I/O 口, 这样通过对单片机 I/O 的简单的置位复位就可直接控制外设, 对数据和指令进行写入和读取。这种接口方式在保证单片机资源足够的前提下, 有效的简化了单片机外围电路, 也使相应的控制程序变得简单。

2.4 系统软件设计

要实现单片机对 A/D 转换器和 LCD 模块的有效的控制和数据传输, 必须为单片机设计正确而高效的程序。本文采用 Keil C 软件编写程序, 并利用 AT89S52 的 ISP 功能用 ATMEL 公司专业软件直接烧写。下面将用自下而上的方法对系统的软件设计进行分析和介绍, 先分析设计 LCD 显示和 A/D 转换器控制的子程序模块, 再介绍整体的程序结构。

2.4.1 LCD 显示程序设计

LCD 模块有 11 种基本指令, 包括了清屏、显示参数设定、状态忙碌查询、读写地址、读写数据、写指令等。对于单片机等处理单元而言, LCM 是一个慢速的周边装置, 除了忙碌查询和清屏等指令, 大部分指令都要耗费约 $40\mu\text{s}$ 时间。当 LCM 忙碌的时候, 它无法接受其它的指令 (忙碌信号读取指令除外), 因此在对 LCM 下指令或传数据前, 必须先检查 LCM 的忙碌状态。考虑到程序执行过程中, 需要不断的查询状态, 因此建立函数 *CheckBusy* 便于调用。

对 LCD 大部分的操作可归于两类,一类是对其内部指令寄存器(IR)的操作,对应于写控制字、写地址、设置显示参数等操作;一类是对其内部数据寄存器(DR)的操作,对应于写数据,我们分别为其建立函数 *Write_C* 和 *Write_D*, 注意在写指令和写数据的程序中,均要先调用 *CheckBusy* 查询 LCM 是否忙碌。对 LCM 的控制操作均可利用 *Write_C* 函数来执行。设计将 A/D 转换的数据处理成 ASCII 码后保存在单片机 RAM 内,在 Keil C 程序中以数组 *data1* 和 *data2* 的形式处理,分别对应着显示的两行。为了便于调用,还建立了字符串写入函数 *disp*,一次可实现数组内多个字符的装入和显示。

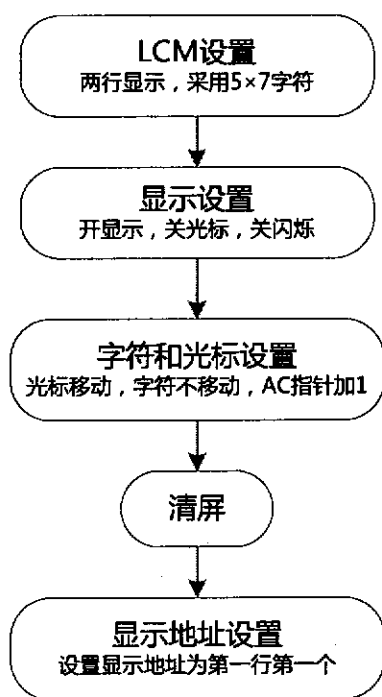


图 2.9 LCD 初始化程序流程图

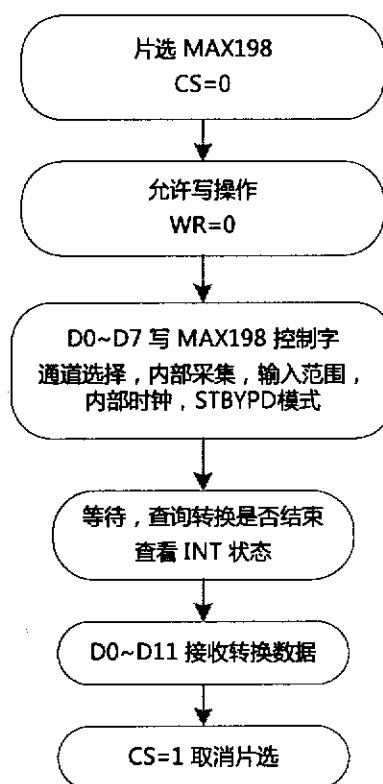


图 2.10 A/D 转换控制程序流程图

LCD 模块的初始化需要进行一些参数的设定,程序流程图如图 2.9 所示。其中各项设置均采用 *Write_C* 子程序加上不同的入口参数完成。首先对 LCM 进行设置,采用两行显示,每个字符位采用 5×7 字符;在对显示参数进行设置,根据要求开字符显示,关闭光标的显示和闪烁;对显示过程中字符和光标进行设置,让

光标移动、显示的字符不移动、每显示一位地址寄存器 AC 加 1 (向右移动); 然后对 LCD 进行清屏处理, 准备显示, 并将地址置为第一行第一个字符。

2.4.2 A/D 转换控制程序

A/D 转换程序控制实现的功能包括 A/D 转换器参数设定、通道选择、启动转换、查询转换结束、读取转换数据并对四个通道依次操作。根据图 2.7 描述的 MAX198 的转换时序, 设计 A/D 转换控制程序流程图如图 2.10 所示。

MAX198 的控制字有八位, 在转换过程中通过 D0~D7 写入。从高位 (MSB) 到低位 (LSB) 的定义如表 2.1 所示。PD1 和 PD0 确定了是采用内部时钟模式或外部时钟模式、以及采用哪种省电模式, 本设计中采用内部时钟驱动 A/D 转换内部过程和 STBYPD 省电模式, 这意味转换时置 PD1 和 PD0 位为“01”, 转换结束后置为“10”。ACQMOD 用来选择采样模式, 本设计采用内部采样模式, 即 A/D 转换器在采集完模拟电压后无需其它命令直接进行转换, 故置 ACQMOD 位为 0。RNG 和 BIP 用于选择输入电压的极性和范围, 本设计中允许输入电压在 $0 \sim V_{Ref}$ 内变化, 故将 RNG 和 BIP 两位设为“10”。A2~A0 确定 A/D 转换的通道, “000”对应 CH0, “001”对应 CH1, 以此类推, 本设计中只利用 CH0~CH3 四个通道。每个通道的 A/D 转换均按图 2.10 所示流程执行, 需要更换不同的通道时, 只需改变输入的控制字后三位即可。

表 2.1 MAX198 芯片控制字定义^[9]

D7 (MSB)	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0 (LSB)
PD1	PD0	ACQMOD	RNG	BIP	A2	A1	A0

2.4.3 整体程序结构设计

为了保存 A/D 转换数据和 LCD 显示的数据, 本文设置三个数组: *ad_data*、*data1* 和 *data2*。*ad_data* 为 4 元整型 (*unsigned int*) 数组, 用于保存四路 A/D 转

换的数据。*data1* 和 *data2* 为 16 元字符型 (*unsigned char*) 数组, 分别对应于 LCD 的两行显示字符的 ASCII 编码。设计每隔 0.5s 对各路模拟电压信号进行一次 A/D 转换, 待四路转换完毕后将 *ad_data* 中数据转换为相应的 ASCII 码插入 *data1* 和 *data2* 数组中相应位置, 更新 LCD 的显示。

0.5s 的时间间隔设计由单片机的内部定时/计数器来完成。AT 89s52 内置三个定时/计数器, 每个定时/计数器对应两个 8 位寄存器 (TH_i , TL_i), 最多可计数 16 位。定时/计数器的计数脉冲可来源于单片机时钟脉冲经 12 分频后的脉冲 (周期与单片机的机器周期一样), 也可以来源与单片 T0 和 T1 引脚引入的外部脉冲。用于定时功能的时候, 先根据要求的定时长度来计算 TH 和 TL 寄存器的初值, 再开始计数, 当寄存器随着机器周期由全 “1” 回归为全 “0” 时, 计数器溢出向主机发出中断请求。本设计中单片机采用 12MHz 晶振, 即每个时钟周期为 $1/12 \mu s$, 每个机器周期为 $1 \mu s$ 。采用定时器 0 的 16 位计数模式时, 定时/计数器能确定的最长时间为 $2^{16} \times 1 \mu s = 65.536 ms$ 。因此, 0.5s 的间隔需要设置一个中间变量 *counter* 记录定时器 0 的溢出次数。取定时器 T0 的定时时间为 50ms, 定时器 0 每溢出 10 次就间隔 $50ms \times 10 = 0.5s$ 。经计算, 计数寄存器 TH 和 TL 中初值分别为 3C 和 B0。

$$2^{16} - \frac{50 \times 10^{-3}s}{10^{-6}s} = 15536_{(10)} = 3CB0_{(16)} \quad (2.2)$$

根据要求设计整体程序结构, 主程序及中断子程序流程如图 2.11 和图 2.12。主程序首先执行初始化, 将硬件上的连线在程序中反映出来, 并设置一些全局变量以及上面提到的用于存储 A/D 转换数据和 LCD 显示数据的数组; 再根据图 2.9 流程对 LCM 进行初始化; 设置 LCD 显示的初值; 选择定时器 0 并工作在模式 0 下 (16 位计数); 设置定时器 TH 和 TL 寄存器的初值, 设置中间变量 *counter*=10; 开中断, 允许定时器 0 中断, 屏蔽其它中断; 置 TR0 为 1 启动计时; 循环执行 LCD 显示程序, 将数组 *data1* 和 *data2* 中的数据显示到 LCD 上; 等待中断的介入。

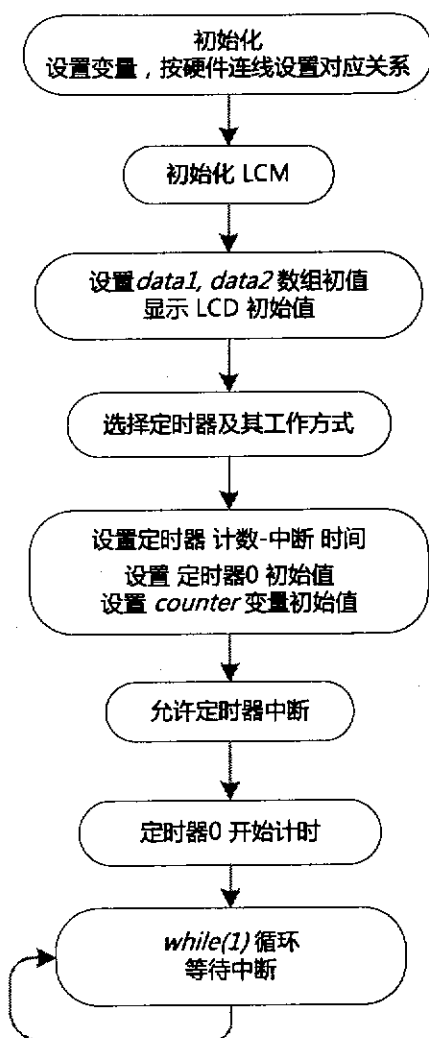


图 2.11 主程序流程图

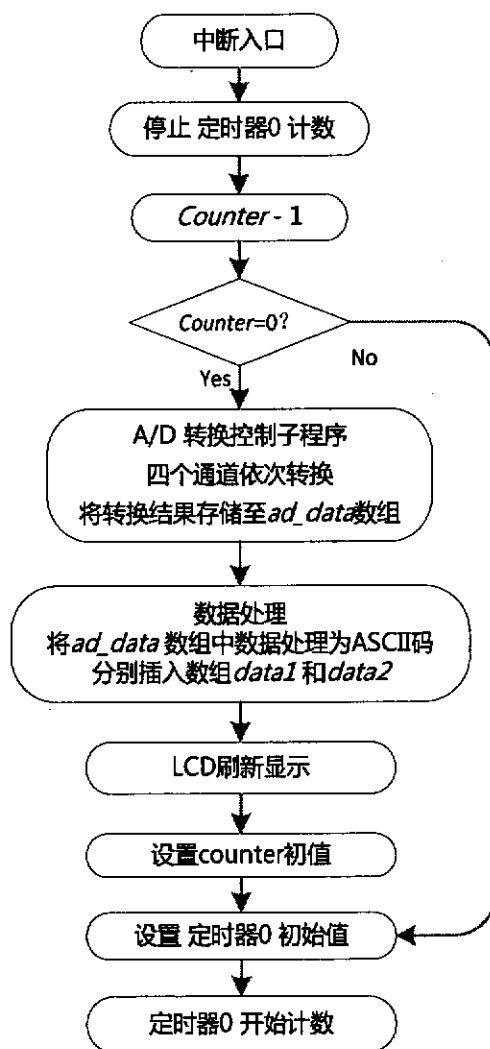


图 2.12 中断子程序流程图

经过 50ms 后, 定时器 0 溢出中断; 单片机响应中断, 停止循环执行的 LCD 显示进程, 进入中断子程序。中断子程首先停止继续计数, 将 *counter* 减 1, 判断是否已经有十次 (总时间是否有 0.5s); 如果不到, 设置定时器 0 初始值, 再次开始计数。直到定时器溢出 10 次, 总时间达到 0.5s, 开始新一轮的 A/D 转换, 将 A/D 输出数据储存到 *ad_data* 中, 依次对四路输入进行转换; 将 *ad_data* 中数据处理为 ASCII 码, 插入 *data1* 和 *data2* 数组的相应位置; 设置 *counter* 值为初始值 10; 设置定时器初始值并开始下一轮计数。

2.5 碲镉汞的光电流谱测试

应用设计的光电流谱测试电路对 HgCdTe 材料进行了光电流谱实验，实验证明光电流谱测试电路达到了预期的要求。前端的 PC 测试电路噪声小、稳定性高，参数便于调节（包括粗调和细调）；后端的显示电路由于电压跟随器等模块的引入对前端的影响很小，而且对 PC 测试电路参数有正确的显示，其电压转换和显示分辨率达到预期的 0.01V 要求。

HgCdTe 光电流谱测试电路配合光谱仪及相关配件可完成对 HgCdTe 材料的光电流测试，实验室采用了傅立叶变换红外（FTIR）光谱仪、前置放大器等设备组成整个测试系统。测试时，FTIR 内置光源的光照射在样品上，样品的两端接在电路的输入端口，由电路提供偏置；样品的两端同时接入前置放大器，前置放大器将信号放大后送入光谱仪，经过数据处理后得到样品的光电流谱。由于光电流信号微弱，整个系统很容易受到干扰，因此搭建整个测量系统的关键之一在于噪声的抑制。因此必须将光谱仪、测试电路、前置放大器的外壳有效的接地，测试环境中的其它仪器均有可能对其造成影响。在实验中，如果测量结果不令人满意或者由于噪声太大淹没了信号，需要通过不断的分析和尝试，尽量减小和排除不必要的外部干扰，保证 PC 光谱的质量。

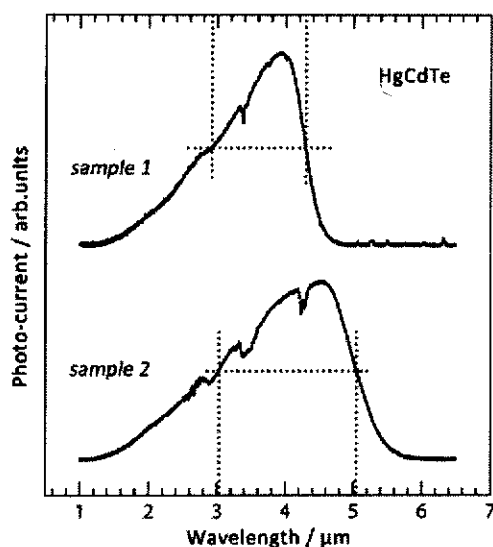


图 2.13 两枚 HgCdTe 样品的光电流谱

图 2.13 给出了两枚 HgCdTe 样品利用的光电流谱的实验结果,从图中可以看到光谱质量良好,很容易根据光电响应最大值 50%处得到 HgCdTe 样品的光电响应截止波长,从光谱曲线的半峰宽得到样品的有效波段。

2.6 本章小结

根据光电流谱实验要求,设计了 HgCdTe 材料的光电流谱测试电路。该电路以单片机为控制核心,包括 PC 测试模块和 A/D 转换与显示模块,不仅能为待测样品提供低噪声、高稳定性的电学测试环境,还具备了友好的人机交互接口,可实现对测试参数进行有效的实时监控。

用光电流谱测试电路、FTIR 光谱仪,前置放大器等组成的光电流谱测试系统对 HgCdTe 材料进行了 PC 谱实验,实验结果证明,测试电路符合设计要求,系统工作性能良好。

本章参考文献

- 1 Tsujino S, Sigg H, Mussler G, Chrastina D, Känel H V. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89:262119
- 2 Eppeldauer G P, Martin R J. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 2001, 106:577
- 3 袁先漳. 温州师范学院学报 (自然科学版), 2003, 24:5
- 4 沈学础. 半导体光谱和光学性质. 第二版. 北京: 科学出版社, 2002
- 5 μ A7800 Datasheet. Texas Instruments. <http://www.ti.com>
- 6 MAX498 Datasheet. Maxim Integrated Products. <http://www.maxim-ic.com>
- 7 ICL7612 Datasheet. Maxim Integrated Products. <http://www.maxim-ic.com>
- 8 马明建, 周长城. 数据采集与处理技术. 西安: 西安交通大学出版社, 2003
- 9 MAX198 Datasheet. Maxim Integrated Products. <http://www.maxim-ic.com>
- 10 周立功. 增强型 80C51 单片机速成与实战. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2004
- 11 孙育才, 王荣兴, 孙华芳. 新型 AT89S52 系列单片机及其应用. 北京: 清华大学出版社, 2005

第3章 基于傅立叶光谱仪 PR 方法的比较分析与有效性研究

3.1 PR 方法研究现状

PR 方法是一种有效的调制光谱方法, 广泛的应用于半导体能带结构的研究。然而传统的基于单色仪的 PR 方法由于无法摆脱实验中受到的杂散激光和 PL 信号干扰, 其光谱质量和适用范围在一定程度上受到影响。如何克服传统 PR 方法的种种限制和不足, 改善 PR 光谱的质量, 提高 PR 方法的探测率, 从而使 PR 方法能应用在更多的场合、更宽的波段? 这是一个一直以来备受关注的问題, 也是一个很有意义的研究方向。

3.1.1 PR 方法原理介绍

自 1985 年 Glembocki 以 PR 光谱研究多量子阱带间跃迁以来^[1], 该光谱方法广泛应用于半导体材料物理研究。PR 光谱的原理简述如下: 泵浦激光 ($\hbar\omega > E_g$) 调制后以一定频率间歇的照射在样品上并产生电子-空穴对, 从而对样品表面的内建电场有一个调制; 探测光照射到样品被激光调制的相同区域, 通过检测样品在调制下反射信号的变化来获得反射谱的微分光谱。使用调制能有效的滤除干扰信号, 从而获得反射谱不能得到的信息^[2], 对于表征半导体能带间跃迁、微结构等方面有独特的功用。另一方面, 由于无损且无需对样品特殊处理, PR 方法具有独特的优势。

正如 1.1.2 节中提到的, 调制反射光谱实质上对应着材料复介电常数 $\epsilon (\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2)$ 的微商谱。对于调制反射而言, 其反射率可以表示为^[3]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha(\epsilon_1, \epsilon_2)\Delta\epsilon_1 + \beta(\epsilon_1, \epsilon_2)\Delta\epsilon_2 \quad (3.1)$$

其中 α 和 β 称为塞拉芬系数。光调制引起的介电函数的改变与未微扰介电函数对能量的三阶微商成正比^[4,5], 结合介电函数的公式可推算得到 PR 光谱的表达式^[3]:

$$\frac{\Delta R}{R} = Re \sum_{i=1}^n A_i e^{j\phi_i} (E - E_i + j\Gamma_i)^{-m} \quad (3.2)$$

该公式也可以作为 PR 光谱的拟合公式。其中 n 为临界点个数， A_i 和 ϕ_i 分别对应于第 i 个结构的幅度和相位， E_i 与 Γ_i 分别对应第 i 个结构的能量位置和展宽参数。对于三维体系而言， $m=2.5$ ；对于二维体系而言， $m=2$ 。

到目前为止，大部分的 PR 研究关注于宽禁带半导体中的带间跃迁，对应波段限于可见~近红外区域，无法到达中远红外区。这种限制很大程度上来源于基于单色仪的传统 PR 方法本身的不足。

3.1.2 传统的基于单色仪的 PR 方法

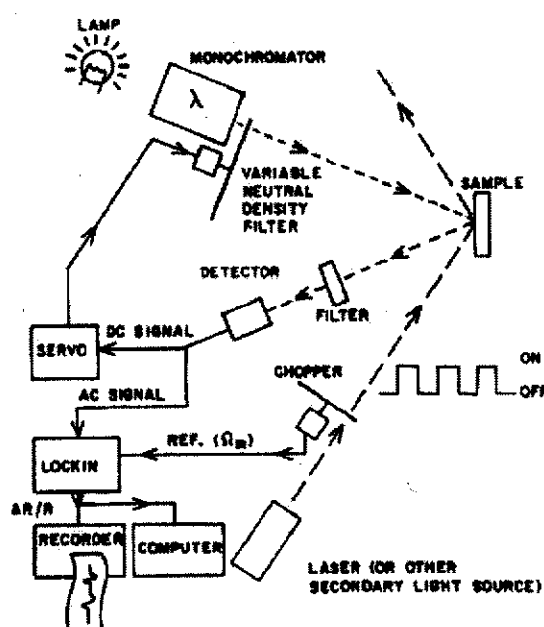


图 3.1 基于单色仪的传统 PR 方法测试系统示意图^[6]

传统 PR 方法是基于单色仪分光系统建立的^[6]。整个 PR 光谱测试系统如图所示。系统光路分为激发光路和探测光路两个部分。激发光路中，激光经由斩波器（通常为机械斩波器）调制后照射在样品上。在探测光路中，宽波段光源发出的光经单色仪分光成伪单色光后，照射到样品被激光调制的相同区域，反射光被探

测器接收。后端的锁相放大器根据斩波器的调制频率对探测器信号进行提取放大,最后被计算机记录成光谱。锁相放大器能针对性的放大与参考频率相同的信号,同时抑止其它频率的信号,从而获得所需的光谱信号。

然而,由于分光系统的限制,它在应用中存在一些不足,比如测试耗时长,实验中获得 PR 光谱的信噪比往往不能让人满意,给光谱分析带来了一些难度和不确定性。其原因可归于以下两个方面。

首先,探测光利用效率低。在单色仪系统中,光源发出的宽带光通过狭缝进入单色仪,再经光栅分光得到某一特定波长附近的光,最后再通过狭缝射出并进入探测器。我们对光栅系统做一个近似^[7],在理想情况下,光栅光谱仪的光通量为:

$$E_G = \frac{1}{f} \cdot \frac{A}{R} \quad (3.3)$$

其中 f 为系统的准直镜焦距, A 为准直镜面积, R 为归一化后的分辨能力。在实际情况中, $\frac{1}{f} < \frac{1}{30}$ 。其间可能还要经过一些测量辅助装置,如用于消除激光倍频干扰的级消除滤光片等。在经过单色仪系统中这样多级的衰减后,对于特定波长,只有不到入射光总光强的 0.2% 的光能到达样品^[8]。

其次,由于泵浦光调制过程中产生的 PL 信号和杂散激光也被斩波器以相同频率调制,与 PR 信号一同被锁相放大并被探测器接收。杂散激光和 PL 信号往往大于 PR 信号,特别当 PR 信号特征与干扰信号在同一波段时,很难将其区分开来。这也使得如何消除它们的干扰成为 PR 方法实施过程中的一个关键。在 PR 方法几十年的应用过程中,已有许多方法通过外部滤除干扰光来达到这一目的。常用的方法是在进入探测器前放置滤光片或第二级单色仪,并有文献对这两种方法进行了研究和比较^[9]。由于得到的光谱信噪比较低,也有一些研究通过滤波函数数据处理的方法来尝试改善^[10]。然而这些方法只是一定程度上的优化,并没能从根本上消除杂散激光和 PL 信号的干扰。

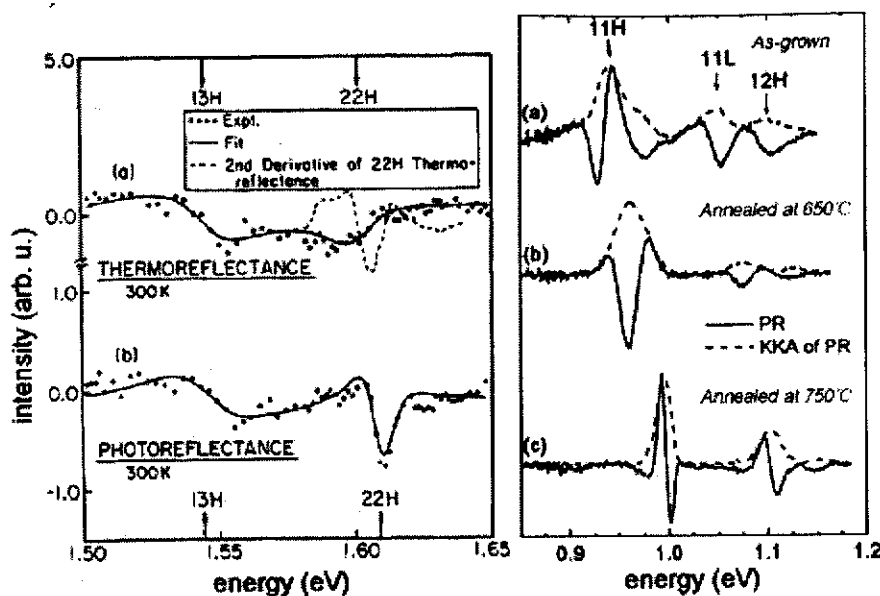


图 3.2 用 PR 方法研究 GaAs/GaAlAs MQW (左图) 和 GaInNAs/GaAs MQWs (右图) 的实验结果^[11,12]。

尽管方法上存在一些不足, 传统 PR 方法在从紫外到近红外的区域 (150nm 到 3800nm) 依然发挥了很大的作用^[12,13,14]。图 3.2 给出了 PR 光谱方法在两种材料上的应用, 其中左图是 GaAs/GaAlAs MQW 的热调制反射光谱 (a) 和 PR 光谱 (b) 及各自拟合结果的比较, 报道于 1987 年。右图展示了相同的材料 GaInNAs/GaAs MQWs 经历不同的生长退火工艺的 PR 光谱及其用 Kramers-Kronig 分析方法的拟合结果, 报道于 2004 年。

传统的 PR 方法很难扩展中远红外波段, 这从一定程度上影响了对窄禁带半导体材料的物理本质和光电性能的研究。而与之相对的是, 窄禁带半导体材料的科技应用 (如红外焦平面成像等) 越来越多, 使得对相应波段光谱测试方法的需求增大。

基于这样的背景, 我们实验室在 2006 年提出了基于傅立叶变换红外 (FTIR) 光谱仪步进扫描模式的一种新 PR 方法^[15,16]。从原理分析上可以推断, 该方法具备一些传统 PR 方法所无法比拟的优势。初步实验证明: 新方法能显著提高 PR 光谱信噪比, 并将 PR 光谱适用波段首次扩展到中远红外波段, 使用 PR 光谱方法研

究 HgCdTe 材料成为可能。然而由于 PR 新方法仍属于初步研究和应用阶段, 具体的实验系统和方法仍有不完善之处, 实验条件等也有待进一步优化。

3.2 基于 FTIR 的调制反射光谱方法

基于 FTIR 光谱仪步进扫描 (step-scan) 模式的 PR 方法结合了 FTIR 光谱仪的优势, 不仅显著改善了微弱光信号的探测能力, 还从根本上消除了 PL 信号和杂散激光对光谱的干扰, 从而能获得良好信噪比的 PR 光谱。下面将从 FTIR 光谱仪的基本原理开始简要介绍这一方法的基本原理和实验系统。

3.2.1 傅立叶变换红外 (FTIR) 光谱仪基础

早在 19 世纪末, Michelson 发明了 FTIR 光谱仪的核心组件——干涉仪, Rayleigh 认识到干涉仪产生的干涉条纹 (称为干涉图) 可以通过傅立叶变换的数学运算和通过干涉仪的辐射光谱联系起来。19 世纪 50 年代, FTIR 光谱方法完成了理论的储备并投入应用, 随着快速傅立叶变换方法的发现和计算机技术的进展, FTIR 光谱方法得到了巨大而迅速的发展, 广泛的应用于物理、化学、生物、医药等行业的检测和研究^[7]。傅立叶变换红外光谱的出现, 弥补了分光型红外光谱技术的局限, 使红外光谱技术复兴并走向繁荣。

在半导体光谱领域, FTIR 光谱仪由于诸多优势成为红外波段光谱实验平台的首选, 是窄禁带半导体材料特性研究的一种必备手段。几十年来, FTIR 光谱不断改进, 应用也更加广泛。如为防止紫外和红外区受到空气和水气的干扰, 增加了真空系统; 又如改进了干涉仪中动镜的扫描方式, 使之具备连续扫描 (rapid-scan) 和步进扫描 (step-scan) 两种模式; 同时光谱仪配套设备 (如光源、探测器、分束器等) 也在不断发展以适应不同波段的实验要求。

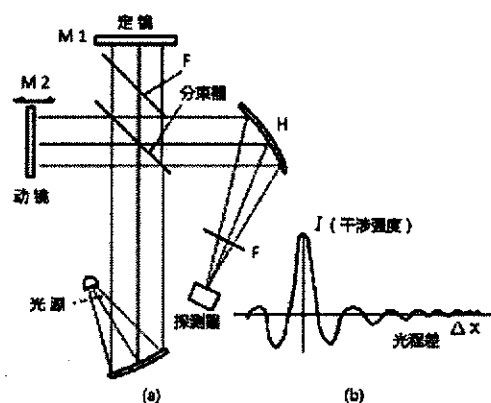


图 3.3 基于迈克尔逊干涉仪的 FTIR 光谱仪的基本光路图(a)和干涉图示意(b)^[7]。

传统色散型光谱仪原理较简单,光源发出的光经光栅分光,得到某一特定波长范围内的伪单色光后进行探测,在测试过程中通过逐步调整光栅分光的波长得到整个测试波段的光谱。FTIR 光谱仪是利用干涉图和光谱图之间的关系,通过测量干涉图和对干涉图进行傅立叶变换来得到光谱图。下面通过描述单色光的理想情况来对 FTIR 的基本原理进行简单说明,并对干涉图与光谱图的关系进行推算^[7]。

光源发出的振幅为 a 、波数为 σ 的单色光经分束器(Beamsplitter)分为两束,分束器振幅反射比为 r ,透射比为 t ;振幅为 at 的透射光到达固定镜 M1 并反射,振幅为 ar 的反射光到达可移动镜 M2 并反射;两个反射光在分束器上形成两束相干光,其中一束返回光源。另一束被探测器接收。探测器接收的信号振幅为:

$$A_D = art(1 + e^{-i\phi}) \quad (3.4)$$

随着动镜的移动,探测器就能给出干涉强度与两束光光程差的函数关系。干涉信号强度为:

$$I_D(\delta, \sigma) = A_D \cdot A_D^* = 2rtB_0(\sigma)(1 + \cos \varphi) \quad (3.5)$$

式中 $B_0(\sigma)$ 是输入光束的强度, φ 和 δ 分别是来自动镜与定镜的两光束间的相位差和光程差:

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi\delta\sigma \quad (3.6)$$

将以上的单色光的情况推广到一般情况——输入光具有任意光谱分布,我们可以

设想公式(3.5)所表达的单色辐射为一个具有无限窄线宽 $d\sigma$ 的谱元, 因此公式(3.5)可以写成:

$$dI_D(\delta, \sigma) = 2rtB_0(\sigma)(1 + \cos(2\pi\delta\sigma))d\sigma \quad (3.7)$$

对所有波数进行积分, 得到:

$$I_D(\delta) = \int dI_D(\delta, \sigma) = \int_0^\infty 2rtB_0(\sigma)(1 + \cos(2\pi\delta\sigma))d\sigma \quad (3.8)$$

公式(3.8)即为一般情况下的干涉图表达式, 式中含有一个直流成分, 在由干涉图计算原光谱时应该减去该直流成分。考虑到理想干涉仪情况下, 干涉图是一个偶函数, 这样公式(3.8)可以改写为:

$$I_D(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} 2rtB_0(\sigma) \cos(2\pi\delta\sigma) d\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} rtB_0(\sigma) e^{i2\pi\delta\sigma} d\sigma \quad (3.9)$$

这与傅立叶积分变换的表达式一致, 因此我们将其简化表示为:

$$I_D(\delta) = FT[rtB_0(\sigma)] \quad (3.10)$$

根据公式(3.10), 我们可以得到原始光谱图的表达式:

$$B_0(\sigma) = \frac{1}{rt} FT^{-1}[I_D(\delta)] \quad (3.11)$$

在求比谱的过程中, rt 因子将被消去, 可不予考虑。从公式(3.11)可以知道, 对于任一波数 σ_1 , 如果知道了探测器接收到的信号(干涉图)与光程差的关系 $I_D(x)$, 即可通过傅立叶逆变换得到光谱强度 $B_0(\sigma_1)$ 。要得到整条光谱, 只需对我们关心的波段反复进行计算即可。综上所述, FTIR 系统测得的干涉图和原光谱的关系经过简化可以用下面公式来表示:

$$\begin{cases} I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\delta\sigma) d\sigma \\ B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cos(2\pi\delta\sigma) d\delta \end{cases} \quad (3.12)$$

实际情况下, 干涉图的采样点是有限的, 不能测到无限长的光程差, 这样的限制所带来的直接影响就是旁瓣振荡。需要通过引入切趾函数与干涉图相乘, 截断最大光程差以外的区域。当然, 旁瓣的抑止是以测得光谱峰的展宽和分辨率的下降为代价的, 因此在实际测量中必须在旁瓣引起的谱图畸变和分辨率两者之间

进行折衷。Happ-Genzel 函数是一种常用的切趾函数, 通过参数的调节能保证既抑制旁瓣又尽量缓和光谱分辨率的退化。^[7]

由于实验中我们常用单边干涉图来进行计算, 这样精确的定位光程差为 0 的点显得非常重要, 零光程差位置的偏移将会使干涉图的相位偏移。还有其它原因能引起这种相位偏移, 如干涉仪的光学准直性不理想、为减小噪声而采用的滤波器带来的相位滞后等等。必须通过相位校正方法来去除这些附加的相移。Mertz、Forman、Steel 等人提出了一些可用于相位校正的方法^[17,18]。

常用的 FTIR 光谱仪具备两种扫描模式: 连续扫描和步进扫描。在连续扫描模式下, 动镜以一定的速率匀速运动, 在运动的同时进行采样; 而在步进扫描模式下, 动镜做步进运动, 每到一个光程差位置停止一段时间再行进到下一个位置, 采样是在动镜停止的时候进行的。从上面的公式推导可以看到: 对于连续扫描, FTIR 光谱仪存在一个内部的傅立叶频率:

$$f_{FTIR} = 2\nu\sigma \quad (3.13)$$

其中 ν 对应于动镜的移动速率, σ 对应于光的波数, 这一傅立叶频率相当于给不同波数的光引入了不同频率的调制^[19]。在步进扫描的模式下, 由于采样时动镜保持静止, 可认为 $\nu=0$, 相应的, 此时的傅立叶频率也为 0, 这一性质为下文介绍的基于步进扫描 FTIR 的光调制反射光谱方法提供了实验技术上的支持。

FTIR 光谱仪较单色仪在许多方面有着独特的优势, 其基本优点是多通道优点和高光通量优点^[7]。3.1.2 节提到, 色散型光栅光谱仪只能逐一的测量指定波长附近的谱元, 在测量每一个谱元时, 来自光源的其它谱元的能量损失。FTIR 光谱仪测量时, 所有谱元的能量同时被探测器接收。在相同的时间 T 内, 光栅光谱仪对每个谱元的测量时间为 $\Delta T = T/N$ (N 为测量的谱元数); 而 FTIR 光谱仪对每个谱元测量时间为 T , 是光栅光谱仪的 N 倍, 这就是多通道优点。可以证明, 如果系统噪声随机且与信号无关的话, 时间延长 N 倍将使信噪比提高 $\sqrt{N}$ 倍。与光栅光谱仪相比, FTIR 的另一个显著优点是高通量优点, 针对与公式(3.3), FTIR 光谱仪的光通量为:

$$E_{FTIR} = 2\pi \cdot \frac{A}{R} \quad (3.14)$$

这意味着, 在 A 和 R 相同的情况下, FTIR 的通过量比光栅光谱仪约高 200 倍, 这就是 FTIR 的高光通量优点。

正是基于 FTIR 这些本身优势, 加上其系统扩展性强等优点, 其应用范围越来越广, 在一定波段内已成为光谱测试系统的首选。然而在调制光谱领域, 应用则非常少, 这与前文提到的傅立叶内部频率的调制有关。在调制光谱实验中已有一个外部调制频率, 即激发泵浦光的调制频率, 为避免两种频率的调制信号相互干扰, 必须使两个调制频率相差十倍以上。然而通常情况下, 机械斩波器、FTIR 扫描速度、测量的波段、探测器的响应等使得这一要求常常较难满足, 从而限制了工作普通连续扫描模式下的 FTIR 在调制光谱方面的应用^[20]。

3.2.2 基于步进扫描 FTIR 的 PR 光谱方法

基于 FTIR 步进扫描模式的调制方法在光致发光 (PL) 光谱上已取得了成功的应用^[21]。在这一经验的基础上, 我们实验室建立了基于 FTIR 步进扫描模式的 PR 光谱方法^[15,16], 其实验系统如图 3.4。

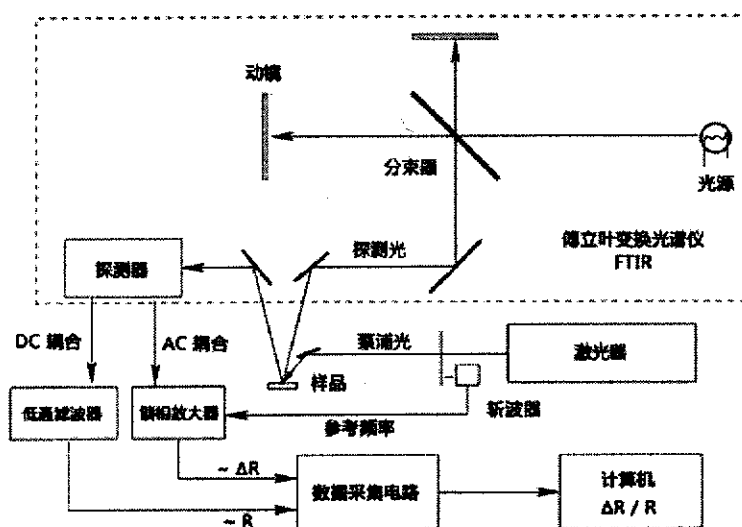


图 3.4 基于步进扫描模式 FTIR 的 PR 光谱测试系统示意图。虚线框表示 FTIR 光谱仪, 其内部光源作为探测光。

从激光器出射的泵浦光经斩波器调制后与探测光照射到样品的相同区域，使反射信号叠加上一个周期性扰动。探测器输出信号经 AC 耦合后进入锁相放大器按照斩波器提供的参考频率被提取放大，作为调制反射变化 ΔR 信号被采集；探测器另一路输出经 DC 耦合进入低通滤波器滤除交流成分后放大，作为静态反射信号 R 采集进入计算机。通过 A/D 转换、傅立叶变换等处理后得到 $\Delta R/R$ 即为 PR 光谱信号。

实验系统的探测器接收的信号由五个部分组成：(1) 探测光在样品表面的反射，(2) 泵浦光调制样品表面产生的反射变化量，(3) FTIR 内部的用于校准用的 He-Ne 激光，(4) 泵浦光照射样品表面产生的光致发光 (PL) 信号，(5) 泵浦激光调制过程中产生的进入探测光路的杂散激光。其中 2、4、5 项与泵浦光调制有关，故带有频率 ω 信息。因此探测器输出信号的表达式如下^[16]：

$$I^d(\delta) = I(\delta)R(\sigma) + I(\delta)\Delta R(\sigma)\sin(\omega t + \theta_R) + i_l^{\text{internal}}(\delta) + I_p(\sigma_p)\sin(\omega t + \theta_p) + i_l(\sigma_l)\sin(\omega t + \theta_l) \quad (3.15)$$

其中， $I^d(\delta)$ 为探测器输出信号，公式右边五项分别对应上面提到的五部分信号。 $I(\delta)$ 为探测光照射到样品的光强， $R(\sigma)$ 和 $\Delta R(\sigma)$ 为探测光在样品表面的反射率和反射率变化， ω 为泵浦光调制频率， θ_R 、 θ_p 和 θ_l 与各种光的初始相位相关。

公式(3.15)中的 $I(\delta)$ 项是探测光在测量范围内所有波长成分的光强度的集体贡献，而在传统 PR 方法中，对应的探测光的能量只是在单色仪分光后一个特定波长附近很窄的区域。根据 3.2.1 节的讨论可知，FTIR 的光通量比单色仪系统约高 200 倍。也就是说，照射到样品上的探测光的强度增加了约两个数量级。理论上讲，即使测试时干扰信号为传统 PR 系统的 100 倍，我们的系统也能获得信噪比相似的 PR 光谱。不仅如此，单色仪系统的分辨率由光栅和狭缝决定，较高的分辨能力意味着更低的探测光利用率；而 FTIR 系统的分辨能力取决于干涉仪动镜的运动范围，普通的商用光谱仪通常可达到 0.1cm^{-1} ，而在提高分辨能力的同时，探测光利用率仍不会减小。

另一方面，基于 FTIR 的 PR 方法能从根本上消除样品 PL 信号和杂散激光对

PR 信号的影响, 解决了一直困扰 PR 光谱测试的一个关键问题。探测器输出信号 $I^d(\delta)$ 经过 AC 耦合进入锁相放大器, 与参考信号 $u_{ref} \sin(\omega t)$ 相乘, 再通过内部的低通滤波器。频率 ω 以外的其它信号被锁相放大器滤除, 得到的输出信号为^[16]:

$$I_{AC}^{LIA}(\delta) = \frac{u_{ref} \cdot K_{AC}}{2} [I(\delta)\Delta R(\sigma) \cos \theta_R + I_P(\sigma_P) \cos \theta_P + i_l(\sigma_l) \cos \theta_l] \quad (3.16)$$

其中, K_{AC} 为锁相放大器的传递函数, 主要由其灵敏度和放大倍数确定, u_{ref} 为参考电压, 在测量过程中均可认为是常数。由公式(3.16)可以看到样品的 PL 信号和杂散激光与传统 PR 方法一样, 因与调制频率相同也被锁相放大器放大。锁相放大器输出的信号 $I_{AC}^{LIA}(\delta)$ 进入采集电路, 经计算机进行傅立叶变换为光谱 $B_{AC}^{LIA}(\sigma)$ 。由于公式(3.16)中 $I_P(\sigma_P)$ 和 $i_l(\sigma_l)$ 与 δ 和 σ 均无关, 参考公式(3.12)可以得到^[16]:

$$B_{AC}^{LIA}(\sigma) = \frac{u_{ref} \cdot K_{AC}}{2} [B(\sigma)\Delta R(\sigma) \cos \theta_R + b(\sigma)] \quad (3.17)$$

其中

$$b(\sigma) = [I_P(\sigma_P) \cos \theta_P + i_l(\sigma_l) \cos \theta_l] \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(2\pi\delta\sigma) d\delta \quad (3.18)$$

在公式(3.17)中右边括号内第一项对应调制反射变化信号 ΔR , 第二项为 PL 信号和杂散激光的造成的干扰信号。在 FTIR 实际的数据处理过程中, 连续傅立叶变换是以离散傅立叶变换的形式近似的^[22], 因此有^[16]:

$$b(k \cdot \Delta\sigma) = [I_P(\sigma_P) \cos \theta_P + i_l(\sigma_l) \cos \theta_l] \times \sum_{n=0}^{N-1} \cos(2\pi kn/N) = 0 \quad (3.19)$$

其中 k 和 n 为用于替代 δ 和 σ 的离散量。

经上面分析可知, 通过傅立叶变换这一处理过程, 公式(3.17)中右边括号内第二项对采集的 AC 路信号 $B_{AC}^{LIA}(\sigma)$ 的影响为 0! 也就是说我们无需任何附加的设备或过程, 却从根本上消除了 PL 信号和杂散激光对 PR 光谱产生的干扰!

探测器的另一路输出 DC 耦合进入低通滤波器, 滤除频率为输出为 ω 的信号后, 得到^[16]:

$$I_{DC}(\delta) = K_{DC} [I(\delta)R(\sigma) + i_l^{internal}(\delta)] \quad (3.20)$$

经傅立叶变换后得到^[16]:

$$B_{DC}(\sigma) = K_{DC}[B(\sigma)R(\sigma) + b_l^{internal}(\sigma_l)] \quad (3.21)$$

其中 K_{DC} 为低通滤波器的传递函数, $b_l^{internal}(\sigma_l)$ 为FTIR内部He-Ne激光的光谱,是一个仅出现在 15798cm^{-1} 位置的尖峰,通过处理能很容易消除。根据公式(3.17)和公式(3.21)可得^[16]:

$$\frac{\Delta R(\sigma)}{R(\sigma)} = \frac{2K_{DC}}{u_{ref}K_{AC}} \cdot \frac{B_{AC}^{LIA}(\sigma)}{B_{DC}(\sigma)} + \frac{b}{R(\sigma)B(\sigma)} = \frac{2K_{DC}}{u_{ref}K_{AC}} \cdot \frac{B_{AC}^{LIA}(\sigma)}{B_{DC}(\sigma)} \quad (3.22)$$

由公式(3.22)可知,用这种方法得到的最终的PR光谱中完全不存在PL和杂散激光的干扰,也就意味着在PR实验中可以采用更高的泵浦光激发功率。

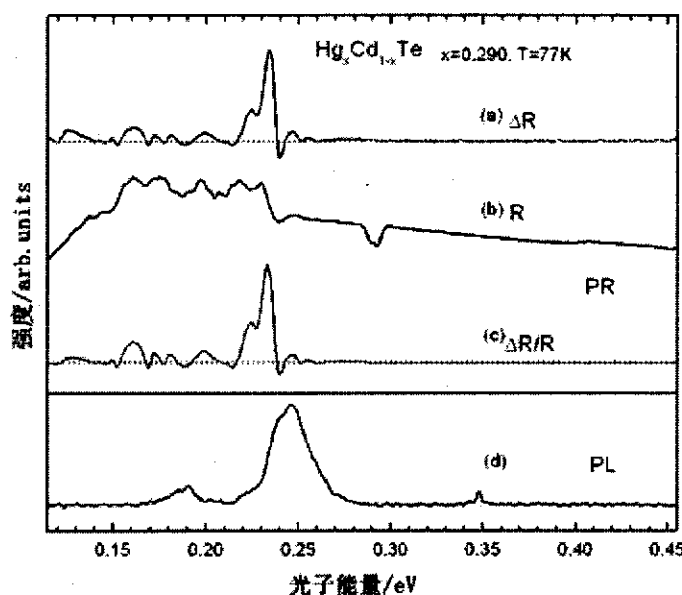


图 3.5 用基于 FTIR 步进扫描模式的 PR 方法得到的 HgCdTe 材料在 77K 下的 PR 和 PL 光谱。其中(a)对应于调制反射变化 ΔR , (b)对应静态反射信号 R , (c)为前两个计算得到的 PR 光谱, (d)为相同实验条件下样品的 PL 光谱*。

图 3.5 为用基于步进扫描 FTIR 的 PR 和 PL 方法得到的窄禁带 HgCdTe 材料的在 77K 下的 PR 和 PL 光谱。材料由 MBE 方法制备,经低温透射谱拟合得到组分值 $x=0.290$,实验中用于激发的泵浦光波长为 514.5nm ,功率为 20mW 。由光谱可以看出,PR 光谱信噪比良好,在 PL 光谱中 $0.22\sim 0.28\text{eV}$ 区域内出现的 PL 信号

* 图 3.5.d 由红外物理国家重点实验室赵方禹博士提供。

并未在 PR 光谱同一波段内出现。

从上面的分析和初步实验可知,基于步进扫描模式 FTIR 的 PR 系统不仅具有多通道和高光通量的优点,而且还从根本上消除 PR 实验中泵浦激光和 PL 信号的干扰影响,从而显著提高了光谱信噪比。这些改进反映在应用上的意义是巨大的。

首先,新方法能够显著缩短测量时间。如果要获得同样信噪比的光谱,基于 FTIR 的 PR 系统需要的扫描时间要比单色仪系统少得多;而在相同测试时间内,基于 FTIR 的 PR 系统可获得信噪比高的多的 PR 光谱。由于单个光谱测量时间的缩短,可望在保持实验条件一致的情况下,对测试样品进行系统的测量,如变温变功率的实验等。这对于系统研究半导体能带结构、研究杂质缺陷等的物理本质具有积极作用。

另一方面,传统 PR 方法不能延伸至中、远红外波段。其原因是多方面的:中远红外区的光源(如硅碳棒)效率明显小于可见和近红外区的钨灯,使得 PR 实验中探测光的强度本身就较低,经单色仪分光后则更弱;中远红外区常用的探测器(如液氮冷却的 HgCdTe、InSb 等)的探测率比可见和近红外区的 InGaAs 和 Si 探测器要小 1~2 个数量级^[23],低效的分光和探测率在红外区造成了很大的影响。而基于 FTIR 步进扫描模式的 PR 方法在探测光利用率、消除干扰信号影响等方面有独特的优势,借助于这些优势,新方法就能够将 PR 光谱测试范围拓展到红外区,可望用于窄禁带半导体的光谱研究。图 3.5 中(c)即为窄禁带半导体 HgCdTe 材料的 PR 光谱。对于传统方法而言,这样的信噪比和波段都是难以达到的。

综合上面的分析,将传统的基于单色仪的 PR 方法与基于 FTIR 的 PR 新方法的相关参数和特性作比较如表 3.1 所示。

表 3.1 传统 PR 方法与基于 FTIR 的 PR 新方法的性能比较

相关参数及特性	传统 PR 方法	PR 新方法
基于的光谱仪原理	光栅分光型	干涉仪-傅立叶变换型
归一化后的光通量	$E_G = \frac{1}{f} \cdot \frac{A}{R} \left(\frac{1}{f} < \frac{1}{30} \right)$	$E_G = 2\pi \cdot \frac{A}{R}$
弱信号探测能力	较差	新方法提高约两个数量级
是否受杂散激光和 PL 信号干扰	受到干扰， 只能通过滤光等方式减小	彻底消除干扰影响
光谱分辨率	由光栅和狭缝决定， 分辨率的提高将导致 探测光利用率的降低	取决于动镜运动范围， 通常可达 0.1cm^{-1} ， 不会影响光利用率
光谱信噪比	相对较差	新方法显著提高
相同信噪比情况 下所需测量时间	时间长	大大缩短测量时间
适用波段	可见、近红外	可见、近红外、中远红外

本文希望利用 PR 方法对 HgCdTe 材料进行研究，基于 PR 新方法在各项参数和性能上的全面优势，我们选用基于 FTIR 光谱仪的 PR 新方法。为了得到 HgCdTe 材料的高质量的 PR 光谱，我们对新方法的相关实验条件进行了摸索与优化。

3.3 实验条件优化与应用实例

3.3.1 实验条件的优化

随着 FTIR 光谱仪的发展和商业化, 它成为了一个多功能的实验平台。光谱仪公司提供了各种不同的组件由用户定制, 通过选用不同的配件以实现各种不同的功能。如选用光声池等系列配件能实现光声光谱的测量, 选用空间分辨配件能实现样品各点自动化测量。FTIR 光谱的主要部件 (如光源、分束器、探测器等) 为了适应不同波段的测量也提供了不同的选择。

实验室采用带有步进扫描功能的 Bruker 66v/S 光谱仪作为测试系统的核心; 采用 Ar 离子激光器 (Coherent Innova 300) 作为激发光源, 以 514.5nm 谱线输出时出射功率从 1mW 到~2W 可调; 出射激光经过机械斩波器 (Stanford SR540) 调制, 频率在 4Hz 到 3.7KHz 可调; 采用 Stanford SR830 双通道锁相放大器放大探测器信号。样品置于液氮真空杜瓦中, 在没有外部干扰的情况下 (如强激光照射) 保持 77K 温度。

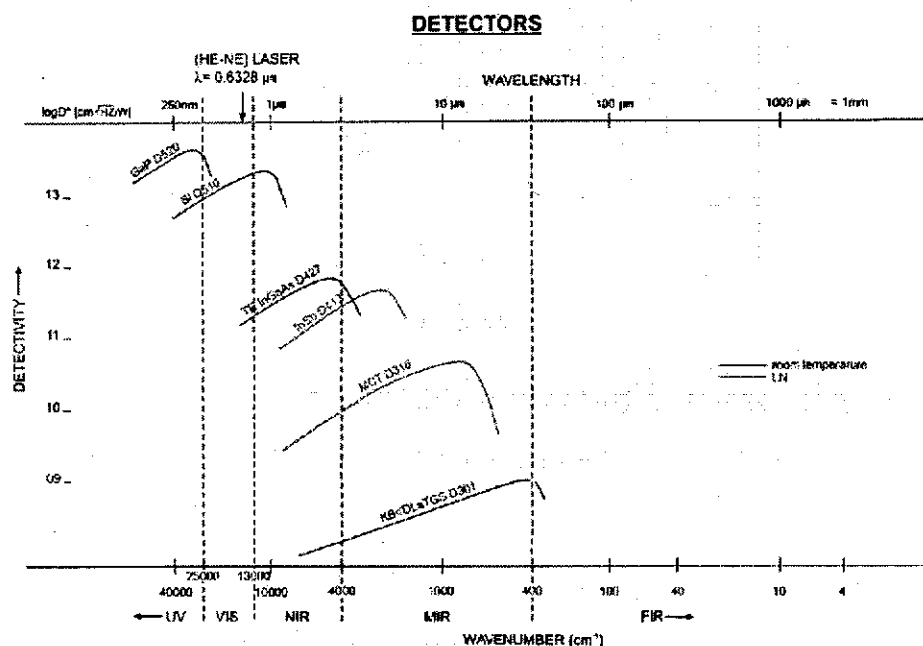


图 3.6 实验室配备的探测器光电响应曲线

实验中可以通过选用 FTIR 不同的光源、分束器、探测器以及外部激发的泵浦光将 PR 光谱测试有效范围推广到不同的波段, 以应用于不同的研究^[15,16]。为了对 HgCdTe 材料进行对应的红外波段的研究, 通常情况下, 我们以硅碳棒 (有效波段从 $\sim 1\mu\text{m}$ 到接近 $100\mu\text{m}$ 作为光源, 以 KBr (有效波段约从 $2\mu\text{m}$ 到 $20\mu\text{m}$) 作为分束器, 以 MCT D316 (有效波段约从 $2\mu\text{m}$ 到 $16\mu\text{m}$) 作为探测器, 以 Ar 离子的 514.5nm 的谱线作为激发光。图 3.6 展示了实验室现有探测器的适用波段及其响应率。由图中可以看到 InSb 探测器 (有效波段约从 $1\mu\text{m}$ 到 $5.4\mu\text{m}$) 的响应率高于 MCT D316, 在合适波段内, 可用 InSb 探测器代替 MCT 探测器。

在用 FTIR 对 HgCdTe 材料进行 PR 的整个实验过程中, 许多步骤、设备、参数对实验的结果都有影响, 细节的不注意往往能导致实验的失败或者光谱质量不理想。通过不断的实验摸索, 本文针对不同的样品种类积累了一系列优化实验参数设置的经验。

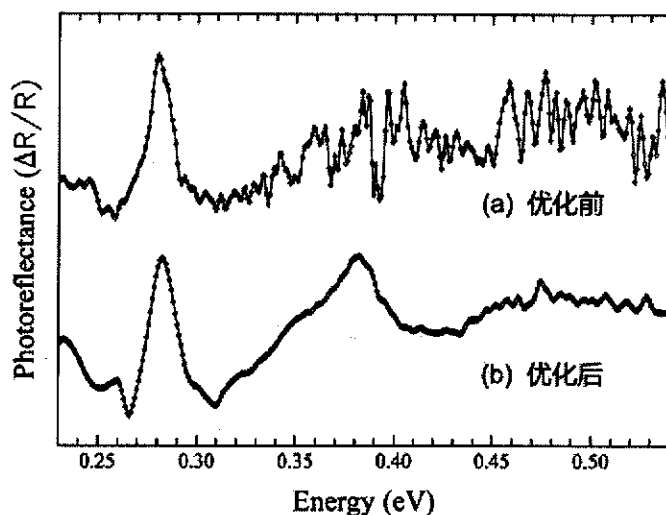


图 3.7 同一枚 HgCdTe 样品在相同温度、相同激发条件下实验参数优化前和优化后的 PR 光谱

图 3.7 中(a)为 HgCdTe 样品在实验参数优化前 77K 温度下、激发功率为 50mW 的 PR 光谱, (b)为同一样品在相同温度、相同激发功率条件下经过实验参数优化后得到的 PR 光谱。可以很明显的看出参数优化后的光谱信噪比远好于优化前。

实验参数的优化保证了实验光谱的质量, 使光谱数据更加可靠, 为后期的数据分析处理奠定良好的基础, 并使得基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法的优势得以充分发挥。

3.3.2 几个应用实例

传统 PR 方法在 150nm 到 3800nm 的波段内有着广泛的应用。基于 FTIR 步进扫描模式的 PR 方法不仅在这一波段内能代替传统方法取得良好的测量结果, 而且通过向中远红外区的延伸显著的拓展的 PR 方法的适用范围。下面给出 PR 光谱对不同材料在不同波段内的应用实例。

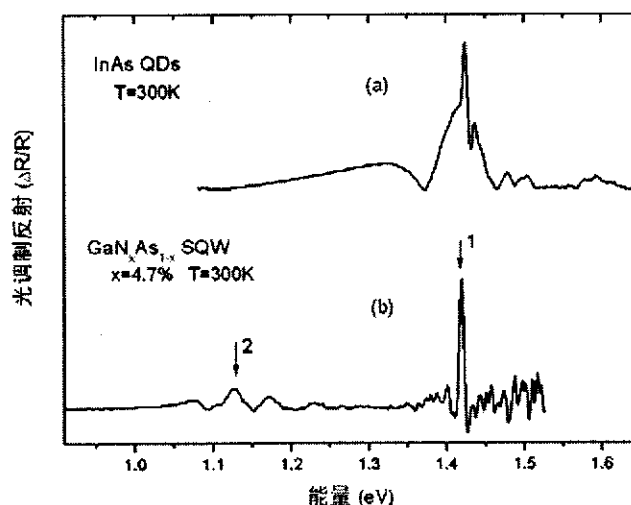


图 3.8 InAs 量子点(a)和 GaNAs 量子阱(b)两个样品室温下的 PR 光谱, 泵浦光激发功率分别为 60mW 和 200mW。

图 3.8 中(a)和(b)分别是 InAs 量子点和 GaNAs 量子阱样品室温下的 PR 光谱, 实验中泵浦激光波长设置为 514.5nm, 激发功率分别为 60mW 和 200mW。为达到实验波段的测量要求, FTIR 光谱仪采用钨灯光源、CaF₂ 分束器、Si 探测器和 InGaAs 探测器。光谱分辨率设置为 16cm⁻¹。相比于传统 PR 方法得到 InAs/GaAs 量子阱的光谱和实验结果^[24], 图 3.8.a 的光谱的信噪比具有明显的优势, 使得 PR 光谱特征的指认变得更加容易和可靠。图 3.8.b 的 GaNAs 量子阱的 PR 光谱也明

显的呈现出两个特征，其中位于 1.4eV 附近的尖峰（箭头 2 所指处）对应的是材料中 GaAs 势垒层，而位于 1.1~1.2eV 的特征（箭头 1 所指处）对应的则是 GaNAs 量子阱结构，这样的双重信息在常用的 PL 光谱测量中往往是得不到的。图 3.b 的光谱在 1.45eV 以上反映的噪声较大，这是因为实验中采用的 InGaAs 探测器接近截止区，得到的该波段的 R 信号非常小，致使最后相除得到的 $\Delta R/R$ 出现较大的波动。

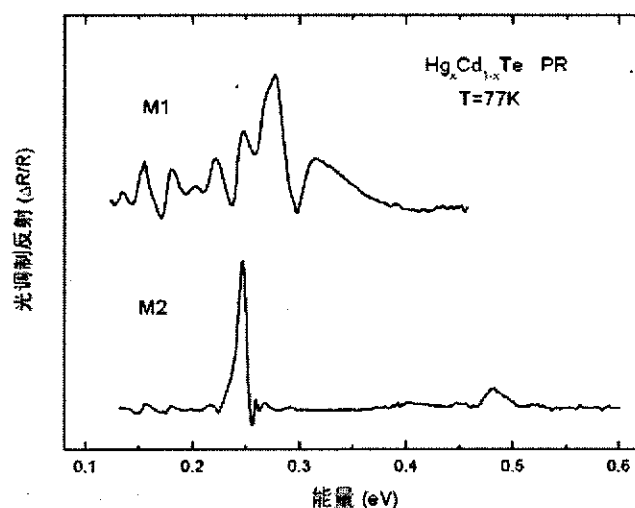


图 3.9 HgCdTe 材料的两个样品 77K 下的 PR 光谱，泵浦光激发功率为 50mW。

图 3.9 是窄禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料在 77K 温度下的 PR 光谱，两个样品均为 MBE 生长。实验中泵浦激光波长设置为 514.5nm，激发功率为 50mW，FTIR 光谱仪采用了硅碳棒光源、KBr 分束器和 HgCdTe 探测器，光谱分辨率为 16cm^{-1} 。从光谱中可以看到，新方法能完全适应中红外区的 PR 实验要求。结合前面的图 3.5 也可以看到：一方面，PR 光谱的特殊的三阶导数形状使得我们比较容易在光谱上确定特征区域；另一方面，由于 PR 方法能反映导带、价带、杂质、缺陷等多级能带之间的跃迁，所以该方法对研究窄禁带半导体材料的电子能带结构和内部物理机制有很大作用。

3.4 本章小结

PR 光谱方法由于其独特的优势, 广泛的应用于半导体电子能带结构的研究, 由于其完全无损且对样品大小无特殊要求, 是一种理想的光谱表征手段。针对于 HgCdTe 材料的实验要求, 通过比较传统的 PR 方法和基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法的优劣, 本文选择后者作为主要的研究手段。

初步验证性实验表明, PR 新方法结合了 FTIR 光谱仪多通道、高光通量的优势, 显著提高了弱光信号的探测能力, 并从根本上解决了实验中一直困扰传统 PR 方法的 PL 信号和杂散激光的干扰, 从而将 PR 光谱信噪比提高近两个数量级。基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法不仅能替代传统的基于单色仪的 PR 方法完成可见和近红外区的光谱测量, 还开拓性的将 PR 光谱适用波段扩展到中远红外区, 使用 PR 研究碲镉汞等窄禁带半导体材料成为可能。

通过反复实验摸索, 掌握了基于 FTIR 光谱仪的 PR 实验的基本技能, 积累了适用于不同材料的实验经验和参数优化的技巧。实验证明测试参数的优化使 PR 光谱的质量有明显改善。本章的最后还给出了 PR 新方法在不同材料上的光谱应用实例, 从实验的角度证明了新方法的优越性, 同时也表明了用新方法研究 HgCdTe 材料的可靠性。

本章参考文献

- 1 Glembocki O J, Shanabrook B V, Bottka N, Beard W T, Comas J. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, 46:970
- 2 Shao J, Dömen A, Winterhoff R, Scholz F. *Phys. Rev. B*, 2002, 66:035109
- 3 Pollak F H, Shen H. *Mater. Sci. Eng.*, 1993, R10:275
- 4 Moss T S. *Handbook on semiconductors*, New York: North Halland, 1980
- 5 池坚刚, 赵文琴, 李爱珍. *红外与毫米波学报*, 1991, 10:107
- 6 Shen H, Parayanthal P, Liu Y, Pollak F. *Rev. Sci. Instrum.*, 1987, 58:1429
- 7 吴瑾光. *近代傅立叶变换红外光谱技术及应用*. 北京: 科学技术文献出版社, 1994
- 8 Hosea T J C, Merrick M, Murrin B N. *Phys. Stat. Sol. A*, 2005, 202:1233
- 9 Giordana A, Glosser R. *Rev. Sci. Instrum.*, 1990, 61:2327
- 10 Ghosh S, Arora B M. *Rev. Sci. Instrum.*, 1997, 68:3260
- 11 Shen H, Pan S H, Pollak F H, Sacks R N. *Phys. Rev. B*, 1988, 37:10919
- 12 Kudrawiec R, Pavelescu E M, Wagner J, Sek G, Misiewicz J, Dumitrescu M, Kontinen J, Gheorghiu A, Pessa M. *J. Appl. Phys.*, 2004, 96:2909
- 13 Geddo M et al. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90:091907
- 14 Mozume T, Kasai J, Nagase M, Simoyama T, Ishikawa H. *Journal of Crystal Growth*, 2007, 301-302:177
- 15 Shao J, Yue F Y, Lü X, Lu W, Huang W, Li Z F, Guo S L, Chu J H. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89:182121
- 16 Shao J, Lu W, Yue F Y, Lü X, Huang W, Li Z F, Guo S L, Chu J H. *Rev. Sci. Instrum.*, 2007, 78:013111
- 17 Mertz L. *Infrared Phys.*, 1967, 7:17
- 18 Forman M L, Steel W H, Vanasse G A. *J. Opt. Soc. Amer.*, 1996, 56:59
- 19 Reisinger A R, Roberts R N, Chinn S R, Myersll T H. *Rev. Sci. Instrum.*, 1989, 60:82
- 20 张永刚, 李爱珍. *半导体光电*, 1999, 20:277
- 21 Shao J, Lu W, Lü X, Yue F Y, Li Z, Guo S L, Chu J H. *Rev. Sci. Instrum.*, 2006,

77:063104

22 Jiang E Y. Advanced FT-IR Spectroscopy. Madison: Thermo Electron Corporation, 2003

23 Guide for Infrared Spectroscopy, Bruker Optics Inc., <http://www.brukeroptics.com>

24 Lai C, Chang F, Chang C, Kao C, Lin H, Jan G, Lee Johnson. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 82:3895

第4章 碲镉汞的光谱表征分析与比较

光谱方法在半导体研究中发挥着重要作用。PR 方法作为一种无损的光谱表征方法在可见和近红外波段已有了许多成功的应用。现在基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法将其适用波段拓展到中远红外,可以预见:PR 光谱用于研究中远红外区 HgCdTe 材料,对于进一步了解材料的带隙、带边态等电子能带结构信息,研究材料中杂质、缺陷引入的浅能级等问题将发挥一定的作用。

本章利用基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法对碲镉汞材料进行了研究,通过分析 77K 温度下的实验光谱,结合相关的研究背景和材料制备参数,确定该方法能有效反映带带跃迁和禁带内跃迁,其光谱特征与材料中杂质缺陷引入的浅能级密切相关。通过对 PR 光谱的拟合与分析,结合相同温度下 PL 光谱,对液相外延生长和 As 掺杂分子束外延生长的两组样品中的浅能级进行了指认。利用 HgCdTe 光电流谱测试电路,配合 FTIR 光谱仪对材料进行了 PC 光谱测试。通过比较材料的几种光谱测试结果,将 PR 谱与 PC 谱测得的材料光电响应建立起联系,并试图寻找用 PR 光谱来无损的预测材料光电响应的方法。

4.1 简介

吸收光谱是最常见的确定碲镉汞材料组分和禁带宽度的方法^[1],然而实验表明通过该方法确定的禁带宽度与通过 PC 谱等电学手段测到的截止波长对应能量相比有一定的偏移。这是因为后者不仅取决于材料的禁带宽度,也与生长过程中产生的杂质和缺陷有关。杂质和缺陷在禁带中引入了能级,改变了材料的电子能带结构,影响了材料光电性能,使得材料制备过程中最终得到的截止波长往往与预期有差异。目前,各种杂质和缺陷具体的作用机理尚不清楚,对器件性能的影响也无法进行定量的评估。1.2.2 节中提到 As 掺杂碲镉汞材料由于制作的器件探测率高,成为研究的热点。对于这类 As 掺杂碲镉汞材料,掺杂过程中产生的杂质缺陷使得情况更加复杂。因此,研究碲镉汞材料中的杂质/缺陷引入的浅能级,无论是对于进一步确定其物理机制,还是对于指导工程中的材料生长和器件制备,

都具有重要意义。

近来, 国际上报道了许多关于碲镉汞材料的缺陷和杂质的研究结果。但总体来说, 相对于理论计算的结果和电学测试的实验结果来说, 通过光谱实验得到的数据相对较少。

在理论计算方面, 针对 HgCdTe 材料生长过程中出现的主要缺陷——Hg 空位 (V_{Hg}), Chakraborty 等人通过计算给出了参考数值^[2]。Berding 等人通过第一性原理的计算对 HgCdTe 材料在生长和退火工艺中杂质/缺陷的行为进行了描述, 并对 Hg 空位形成的双受主能级、As 原子的两性行为以及 Te 错位等引入的杂质缺陷能级进行了研究^[3,4,5]。

在实验上, Bodart 等人通过 PL 光谱观察到了 Hg 空位引入的浅能级形成的光跃迁^[6]。越方禹等人通过 HgCdTe 的变温吸收谱实验观察到了反常吸收现象并将其归于 Hg 空位的影响, 同时给出了参考的能级位置^[7]。常勇等人报道了由 Sb 和 As 掺杂引起的 P 型杂质带发光, 并估算了 As 占 Hg 位引入的浅施主能级位置^[8]。然而, As 掺杂 HgCdTe 的样品中杂质、缺陷能级的许多问题至今仍未得到很好的解决, 其行为机制和能级位置仍不能肯定。

在本章的实验分析中, 为了对样品进行更深入的研究并为 PR 光谱提供参考, 我们对部分样品也进行了 PL 实验, 并对其光谱进行了分析和拟合。一般在低温下, 直接带隙半导体跃迁发光峰可以用简化的洛伦兹 (Lorentz) 线型和高斯 (Gauss) 线型进行拟合^[9]。对于洛伦兹线型, 可以表示为:

$$L(\hbar\omega) = \frac{\hbar\Gamma/2\pi}{(\hbar\omega - E_{\text{peak}})^2 + (\hbar\Gamma/2)^2} \quad (4.1)$$

对于高斯线型, 可以表示为:

$$L(\hbar\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp\left[-\frac{(\hbar\omega - E_{\text{peak}})^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4.2)$$

式中 Γ 为谱线半峰宽, σ 为扩展因子, $\sigma=0.425\Gamma$ 。实验中用傅立叶光谱仪软件拟合实验曲线, 可以准确的获得发光峰位、发光强度、半峰宽已经积分发光强度等参数。对于多峰的 PL 光谱, 我们采用洛伦兹和高斯的混合线型来拟合和分析。^[10]

4.2 样品基本参数

本文选用了两个系列共五枚 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 薄膜样品进行研究。样品采用了不同的制备方法（液相外延、分子束外延）、不同的掺杂条件（非故意掺杂和 As 掺杂）以及不同的退火处理过程。本文中编号以字母“L”开头的样品采用 LPE 方法制备，以字母“M”开头的样品采用 MBE 方法制备。

本文所用非故意掺杂 LPE 样品是由 Hg 回流垂直浸渍液相外延系统制备的，以 $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}$ 作为衬底。实验中采用竖直进出片、水平生长的夹具固定衬底，即样品以垂直方式脱离生长溶液，以减少母液粘连；生长方向则为水平方向，以保证外延层的组份和厚度均匀。样品生长温度约为 460°C ，外延膜中 Cd 的组分通过调整母液化学配比来控制^[11]。本文使用的 L1 样品在 77K 下由于主要缺陷——汞空位 (V_{Hg}) 呈受主态，故样品呈 P 型。

本文所用 MBE 样品采用 Riber 32P 生长室在 183°C 温度左右生长得到。衬底选择未掺杂的 2 英寸 GaAs (211)B 晶面，其优点在 1.2.2 节中有叙述。由于 HgCdTe 外延层和 GaAs 衬底间的晶格失配较大，为减小晶格失配所引入的位错等缺陷以及控制衬底中 Ga 元素向外延层扩散，先在衬底上生长一层 $3\sim 4\mu\text{m}$ 厚的 CdTe 缓冲层，再外延生长 HgCdTe。样品生长后对其进行原位 As 掺杂，掺杂源为 As_4 。

Cap (CdTe)
HgCdTe without doping
As-doped HgCdTe
Buffer (CdTe)
Substrate (GaAs (211)B)

图 4.1 As 掺杂 HgCdTe 分子束外延薄膜结构示意图

样品的生长结构如图 4.1 所示，从图中可以看出，掺杂层上面生长了一层非

* 实验样品由中科院上海技物所先进材料实验室杨建荣、魏彦峰和吴俊副研究员提供。

常薄的未掺杂 HgCdTe, 以防 SIMS 测试时对样品表面形成损伤, 另外, 在最外层有一覆盖层 (Cap), 主要是为了保证材料的稳定性和组分不变性以及电学性能的提高, 但在偏重于表面电子能态结构的 PR 测试中需要先对该层进行腐蚀, 这是因为激发用 Ar^+ 激光的 514nm 谱线在 CdTe 中会有大的衰减, 以至于到达 HgCdTe 层的有效激发功率很小, 影响调制效果。

为了研究杂质缺陷对电子能带结构的影响, 实验选用的四片 MBE 样品的 As 掺杂浓度和退火工艺有所不同, 其中 M1~M3 均未进行退火处理, 但掺杂浓度不同; 而对 M4 样品进了 N 型退火处理——在 240℃ 下连续进行 48 小时退火。退火前 M4 样品由于 V_{Hg} 的大量存在呈 P 型, 退火后 V_{Hg} 的浓度被大大降低^[12], As 原子大量占据了 Hg 空位 (As_{Hg}) 并起施主作用^[13,14], 整个样品也因此呈 N 型^[7,15]。与 M1~M3 相比, 预期 L1 与 M4 样品的杂质能级要相对简单, 更便于拟合分析和能级指认。故将实验分为两组, M1~M3 作为第一组, 样品的相关参数见表 4.1 所示; L1 与 M4 作为第二组, 样品的相关参数如表 4.2 所示。表中组分 x 根据低温吸收谱及公式(1.1)计算得到, n 为 77K 时载流子浓度。

表 4.1 M1~M3 样品的基本参数

样品编号	M1	M2	M3
组分 x	0.287	0.317	0.31
掺杂浓度/ cm^{-3}	6×10^{18}	2×10^{17}	$< 4 \times 10^{16}$

表 4.2 L1 和 M4 样品相关参数和 PR 光谱能级拟合结果

样品编号	x	$n / 10^{15} \text{cm}^{-3}$	E_0 / meV	E_1 / meV	E_2 / meV	E_3 / meV
L1	0.235	4.14	145 ± 3	131.0 ± 0.1	—	—
M4	0.304	-0.95	263.4 ± 0.6	256.5 ± 0.5	245.8 ± 0.7	226.2 ± 0.4

4.3 用 PR 方法研究碲镉汞的电子能带结构

为了完成 HgCdTe 所在波段的 PR 测试,按照 3.3.1 节的叙述设置实验条件和参数。FTIR 系统配备硅碳棒光源、KBr 分束器、液氮冷却的 HgCdTe 探测器,激发光波长设定为 514.5nm, PR 实验中激发功率为 50mW。为了比较,我们对一些样品进行了 PL 实验,采用了同样基于步进扫描 FTIR 光谱仪的调制 PL 方法得到^[16]。在 PR 和 PL 实验中,样品均置于一个液氮冷却的杜瓦中,在没有外部干扰(如强激光照射)时温度可认为保持在 77K 不变。

4.3.1 初步实验

为了确保 PR 方法能有效的应用于 HgCdTe 材料的研究,首先进行第一组初步实验,对 M1~M3 样品进行 77K 下的 PR 实验。

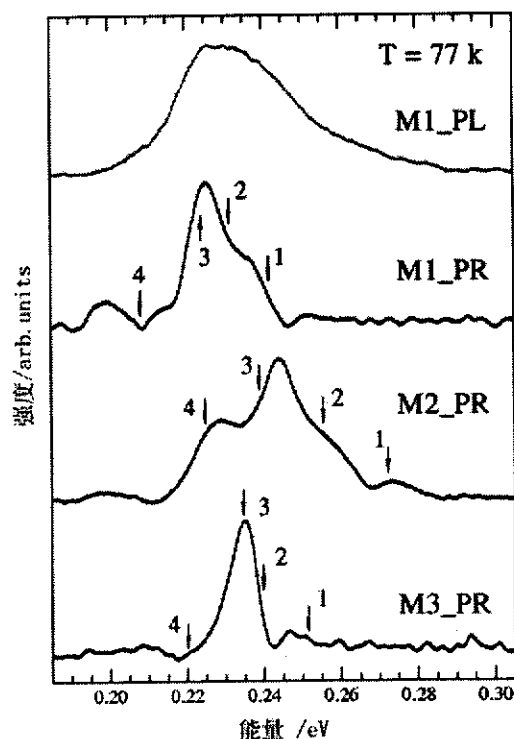


图 4.2 M1~M3 样品 77K 下的 PR 光谱, M1 样品的相同温度下的 PL 光谱作为比较也在图中给出。

图 4.2 所示为 M1~M3 样品在 77K 温度下的 PR 光谱。为了比较, M1 样品

的相同温度相同激发功率下的 PL 光谱也在图中给出。PL 光谱作为一个常用的光谱检测手段, 其峰位对应着带间跃迁和禁带内能级之间跃迁, 能一定程度上反映电子能带结构^[16]。比较 M1 样品的 PL 和 PR 光谱, 可以看出: 在对应于 PL 光谱峰位的波段内 (0.20eV~0.26eV), PR 光谱同样也表现出明显的特征。这一结果表明, 我们所获得的 HgCdTe 材料的 PR 光谱同样也是带间跃迁相关的, 因而可望作为表征 HgCdTe 材料带边电子能带结构的一个有效手段。

由于 PR 光谱具有物理微分的特征, 相比 PL 光谱更能揭示由于态密度变化引入的微弱特征结构。前文提到基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法显著提高了光谱信噪比, 这为后期的线型拟合和定量分析奠定了基础。为了获取光谱中的带隙和杂质缺陷能级的相关信息, 采用公式(3.2)对曲线进行拟合。经过数值拟合, 可确定 M1~M3 样品的 PR 光谱对应的特征能级, 其位置在图 4.2 中以箭头和序号标出。

材料在生长过程中杂质和缺陷的引入改变了原有的能带结构。随着掺杂的改变, 其对半导体性能的影响也随之改变。从图 2 可看到, 不同掺杂浓度的样品, 其 PR 光谱的形状也对应的不同, 反映的跃迁能级也不同。由于实验 M1~M3 样品生长工艺相同而 As 掺杂浓度不同 (见表 4.1), 由此可断定图 4.2 中 PR 光谱所反映的特征与样品中的杂质和缺陷密切相关。

4.3.2 碲镉汞材料的电子能带结构研究^{*}

为了进一步研究杂质缺陷的对能带结构的影响, 确定其在禁带中形成的能级位置, 我们进行第二组实验, 对 L1 和 M4 两个样品分别进行了 PL 和 PR 光谱测试。在 PL 实验中, M4 样品的激发光功率依然设定为 50mW, 但为了保证 L1 样品的 PL 光谱质量, 将其激发功率设定为 120mW^[16]。

L1 和 M4 两个样品 77K 下的 PR 光谱如图 4.3 所示, 根据公式(3.2)对光谱进行拟合, 得到的能级数值在表 4.2 中列出, 光谱及其能级位置在图 4.3 中用 E_i ($i=0\sim3$) 和箭头标出。为了与 PR 拟合结果进行对照, 两个样品在 77K 下的 PL 光谱及其

^{*} 部分结果是红外物理国家重点实验室邵军研究员、吕翔副研究员等多人共同获得的, 作者参与了相关工作。

拟合结果也在图 4.3 中同时给出, PL 光谱根据公式(4.1)和(4.2)采用洛仑兹和高斯的混合线型进行拟合。从光谱上可以看到两个样品在 0.14eV 到 0.26eV 的区域内, 有明显特征结构。

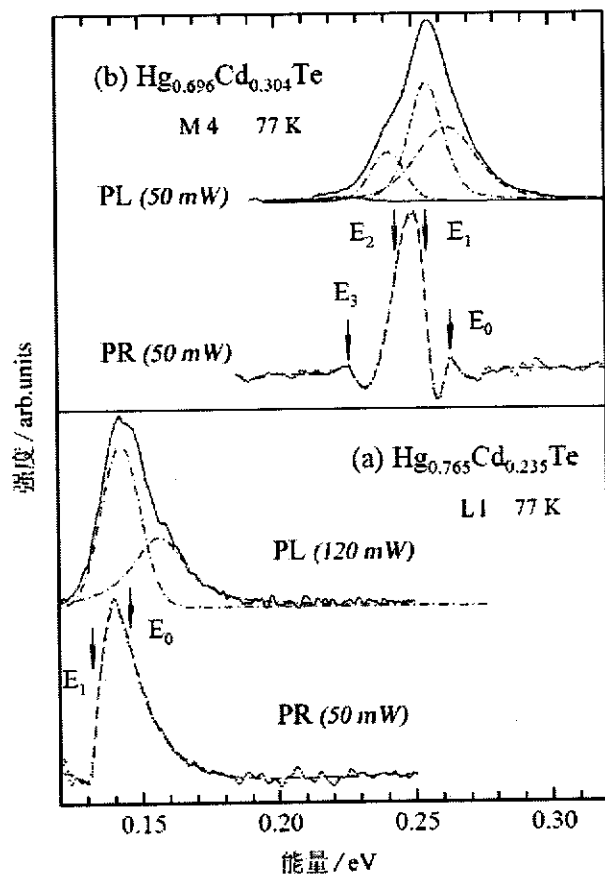


图 4.3 L1 和 M4 样品在 77K 下的 PR (用虚线表示) 与 PL 光谱 (用实线表示)。PR 光谱的用洛仑兹线型拟合的能级位置已用箭头在对应的位置标志, PL 光谱的拟合结果在图中以中心线绘制的曲线表示。

对于 L1 样品, 经过线型拟合确定有两个能级位置, 在图 4.3.a 中分别以 E_0 、 E_1 箭头来表示, 其能量差为 $14 \pm 3.1 \text{ meV}$ 。L1 样品的 PL 光谱拟合也确定了两个能级位置, 其能量差与 PR 两能级的能量差基本一致, 两个拟合结果符合的很好。由此可确定, 该样品存在着两个能级位置接近的跃迁。然而, 从图 4.3 中可看出, PL 光谱的两个能级比 PR 更靠近高能端, 约有 10meV 左右的蓝移, 这个问题可

以从不同的激发光强度来解释。上文提到, 该样品的 PR 实验采用了 50mW 的激光激发, 而为了保证 PL 光谱质量, PL 实验采用了 120mW 的强激光。

由于带边电子有效质量值很小 ($m^* < 0.02m_0$), 在强激发下材料的导带填充效应显著, 费米能级上升, 产生了 Burstein-Moss 效应。B-M 效应是指在 HgCdTe 材料中, 由于载流子浓度增加引起费米能级进入导带后, 导带中费米能级以下的能量状态几乎已被电子占据, 因此电子只能向导带边上较高的位置跃迁, 使得跃迁对应能量大于最小带隙^[17,18]。另一方面由于强激发, 样品被一定程度上加热, 使得 HgCdTe 材料的禁带宽度变大。这两个原因均导致相应的跃迁能级位置的蓝移^[19]。光谱中 E_0 所对应的为价带到导带的跃迁, 即禁带宽度。由于该样品在富 Te 环境中通过 LPE 方法生长, 存在着大量 Hg 空位缺陷作为受主^[20], 使样品呈 P 型, 故 E_1 可归于 V_{Hg} 能级到导带的跃迁。 E_0 和 E_1 的能级差约为 14meV, 这与理论计算结果^[2]和变温吸收谱观察到的 V_{Hg} 能级结果^[7]非常相似。

对于 M4 样品, 经过拟合得到了四个能级, 具体位置在图 4.3.b 中以 $E_0 \sim E_3$ 和箭头标志。我们尝试过用较少的能级数和更多的能级数来拟合曲线, 都不能更好的与实验光谱相符合。为了进一步检验 PR 光谱的拟合结果, 我们对相同温度下的 PL 光谱也进行了拟合, 结果如图 4.3.b 的中心线曲线所示。值得注意的是, 两个光谱的拟合结果几乎完全一致, 不仅能级差相同, 各个能级的位置也符合的很好。由于本样品 PR 与 PL 光谱实验中激发功率均为 50mW, 没有出现上面 LPE 样品的蓝移情况。从 PL 拟合结果中可以看到, E_0 对应的发光峰宽且强, E_1 对应的峰最强, 而 E_3 对应的峰很弱。

关于碲镉汞的第一性原理计算研究表明^[4]: 除了 V_{Hg} 表现出双受主能级外, Te 占 Hg 位 (Te_{Hg}) 也是碲镉汞材料中一个主要的杂质缺陷, 对于组分 x 为 0.2 的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$, 它位于导带下约 25meV 处。在 MBE 生长过程中如加入 250℃ 富 Hg 环境下的退火过程, 能有效的减少材料中的 V_{Hg} 缺陷, 但却不能有效的去除 Te_{Hg} 。对于原位 As 掺杂的 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 样品, 理论计算结果表明在 185℃ 的富 Te 生长环境下, As 原子大量占据 Hg 空位 (As_{Hg}), 其中还存在部分由 As_{Hg} 浅施主

能级与 V_{Hg} 浅受主能级形成的 $\text{As}_{\text{Hg}}\text{-}V_{\text{Hg}}$ 复合体^[4]。

结合上文提到的该样品的生长和热处理工艺,我们对 PR 和 PL 光谱中反映的跃迁能级做以下分析。 E_0 对应于价带到导带的跃迁。 E_1 与 E_0 相差 $6.9\pm 1.1\text{meV}$, 可归为 As_{Hg} 引入的浅施主能级,这与常勇等人用 PL 光谱方法得到的 8meV 的结果非常接近^[8]。对于 E_2 , 尽管它与 E_0 的能量差 ($17.6\pm 0.3\text{meV}$) 既与 V_{Hg} 浅受主能级接近,也与上文提到的 Te_{Hg} 的能量 (对于 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ 为 25meV) 相似,但结合材料的退火消除 Hg 空位的过程,可以初步判定 E_2 对应于 Te_{Hg} 浅能级相关跃迁。 E_3 与 E_0 的能量差为 $37.2\pm 1.0\text{meV}$, 我们初步将其判定为 $\text{As}_{\text{Hg}}\text{-}V_{\text{Hg}}$ 复合物的跃迁发光,这个结果与 Berding 等人的计算结果非常相近。Berding 等人根据计算预测^[4]: $\text{As}_{\text{Hg}}\text{-}V_{\text{Hg}}$ 复合物在消除 Hg 空位的退火过程依然保留下来,使得其最终浓度大于 V_{Hg} 浓度,我们的光谱实验结果为这一理论计算提供了很好的支持。

要形成这一复合物,是以降低材料系统本身的势能为前提的。考虑到 V_{Hg} 引入的浅受主能级约为 $14\pm 3\text{meV}$,可以估算 $\text{As}_{\text{Hg}}\text{-}V_{\text{Hg}}$ 复合物的形成能约为 $16\pm 5\text{meV}$ 。

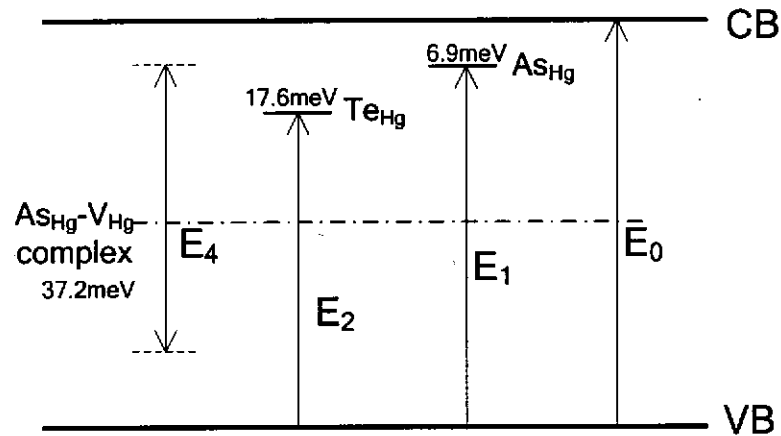


图 4.4 M4 样品的 PR 光谱经拟合分析得到的电子能带结构和对应的跃迁机制。图中在禁带中线 (以中心线表示) 以上的能级旁注明离开导带底的距离,在中线以下的能级旁注明离开价带顶的距离。 $\text{As}_{\text{Hg}}\text{-}V_{\text{Hg}}$ 能级的机理尚不清楚,图中的表示方法仅作为示意。

4.4 碲镉汞光谱表征与光电响应

HgCdTe 材料由于其自身的优越性被广泛的用作制备红外探测器。作为一种电学功能材料,除了光电响应效率(探测率)备受关注外,光电响应的有效波段同样至关重要。测定材料光电响应最直接的方法是 PC 谱测试,利用 HgCdTe 光电流测试电路,配合 FTIR 光谱仪和前置放大器等设备,能有效的完成 HgCdTe 材料的光电响应测试,这对于 HgCdTe 材料的理论和应用研究有很大作用。

不仅如此,各种光谱方法原理不同,侧重也不同;然而各种方法都与半导体内部跃迁等物理机制相关,它们又是互相联系、互相补充的。将 PC 谱这一电学实验结果与 PR、透射等多种光谱实验结果进行比较和分析,不仅能够对材料的有更综合的认识,对于进一步了解各种光谱方法的本质和特性也有一定的意义。

实验室邵军等人通过对 HgCdTe 材料的 PC 谱、PR 光谱、吸收/透射谱实验结果的分析与比较,尝试对 1.3 节提到的 HgCdTe 研究中的一个重要问题作出解答,提出了用 PR 光谱预测材料光电响应截止波长的方法。^{[21]*}

在材料生长和器件制备过程中,往往需要根据预期的器件响应波段来设计 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料参数,如组分 x 、掺杂和退火工艺等。然而实际情况中,得到材料的光电响应截止波长往往与预期的有差异。PC 谱测量光电响应对样品有损,需要对材料制作电极,样品准备麻烦而且对样品的大小形状有要求,因此希望寻找一种无损的光谱方法能对材料的光电响应截止波长进行可靠的预测。目前工程中常用透射光谱来对材料的光电响应截止波长进行无损的预测。1.3 节提到过,常用的吸收/透射谱在决定禁带宽度时有许多有争议的不同观点;不仅如此,实验表明,用吸收/透射谱方法预测得到的光电响应的截止波长与通过电学实验测得的真实值往往有一定的偏差。

对 M4 样品进行了 77K 下的透射谱(T)和光电流谱(PC)实验。透射光谱实验中保持样品处于真空环境,PC 谱采用 HgCdTe 光电流谱专用测试电路配合

* 相关的光谱及分析(63 页-64 页)已由红外物理国家重点实验室邵军研究员等人在《*Appl. Phys. Lett.*》杂志上发表,见本章参考文献 21。本文作者参与了其中的大部分实验工作。

FTIR 光谱仪测量。M4 样品的透射和 PC 实验光谱如图 4.5 所示^[21]。为了准确的判断光谱的临界点，透射谱和 PC 谱的三阶导数谱也在图 4.5 中以虚线曲线表示。图中，透射谱透射边中点和 PC 谱的上升沿中点分别以垂直的实线和虚线表示。

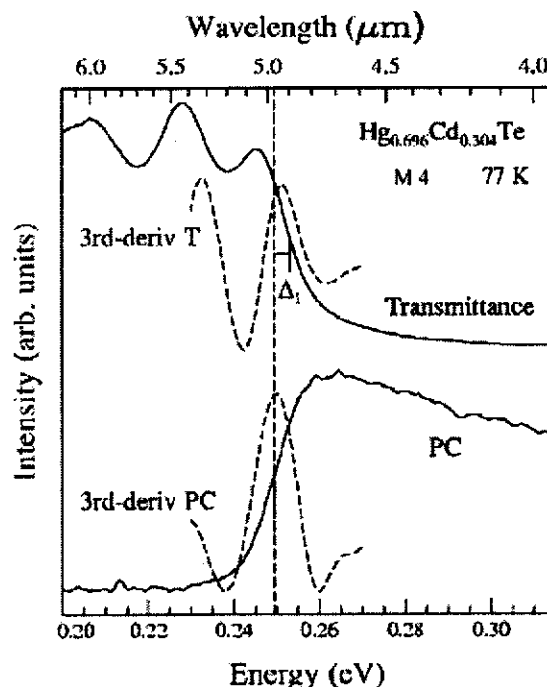


图 4.5 M4 样品的 77K 下的透射谱和 PC 谱。图中实验光谱以实线表示，虚线表示的曲线是将实验光谱经过数据处理得到的三阶导数谱。^[21]

吸收/透射谱的中点常被用于预测材料的光电响应的截止波长，从图 4.5 可以看出吸收谱的预测结果与 PC 谱测到的实际结果相比有一定的蓝移，能量差 $\Delta_1=4.5\text{meV}$ 。这一偏差同样也反映在两条谱线的三阶导数谱上。由此可见，用传统的透射谱方法预测材料的光电响应截止波长时的确存在着不准确性。

为了探索 PR 光谱特征与材料光电响应截止波长的关系，M4 样品 77K 下的 PR 和 PC 光谱如图 4.6 所示^[21]。为了更好的确定特征临界点和比较，PC 光谱经数据处理得到的三阶导数谱在图中以虚线绘制的曲线给出。从图中可以看出，PR 光谱与 PC 光谱的三阶导数谱在形状上非常相似。PR 光谱的本质是对反射光谱的物理微分实现三阶导数，而这里 PC 光谱是用数据处理的方法实现三阶导数，两种方法得到的导数谱在这里表现出了相当程度的一致。不仅如此形状相似，PC

光谱定义的光电响应截止波长与 PR 光谱中最强的峰位对应的波长也基本一致。这意味着 PR 光谱特征与光电响应截止波长存在着联系, PR 方法可以作为一种无损的光谱方法来预测材料的光电响应截止波长。

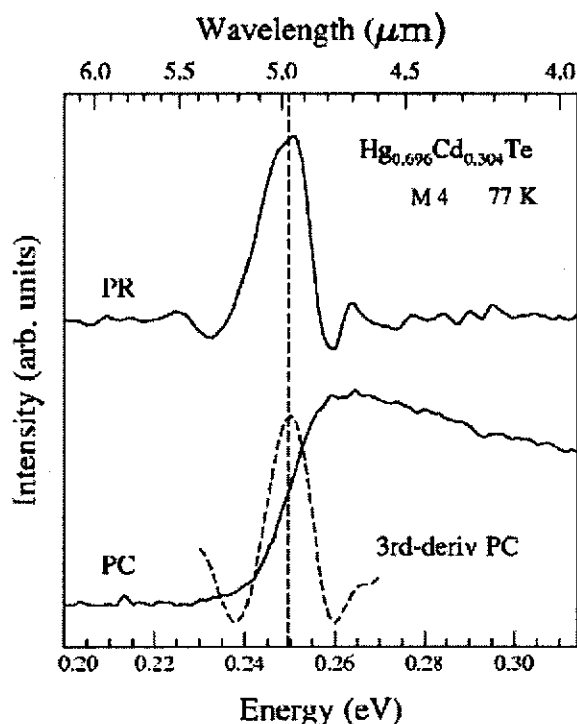


图 4.6 M4 样品的 77K 下的 PR 谱和 PC 谱。虚线表示的曲线是将 PC 谱经过数据处理得到的三阶导数谱。[21]

根据以上的 PC、PR 和透射光谱的分析和比较结果, 针对于用来预测和测量材料光电响应的几种光谱和方法, 我们做如下的讨论:

首先, 通过透射光谱等方法确定禁带宽度 E_g , 然后再根据 E_g 来判断截止波长的方法可能不够准确。这是因为材料的截止波长不仅取决于 E_g , 还跟杂质/缺陷等引入的能级有关。在材料吸收光电子产生跃迁的过程中, 除了价带到导带的本征跃迁外, 还存在着其它的非本征跃迁, 这两种跃迁对材料的光电响应都有贡献, 所以只考虑 E_g 来判断光电响应截止波长是不妥的。不仅如此, 由于通过透射光谱方法确定 E_g 的方法有很多, 且存在许多争议, 这无疑增加了这种方法的不确定性。

其次, 用透射谱的实验结果 (如透射边中点) 直接判断截止波长的方法也有

一定不准确性。透射谱测量的是材料生长方向上整体的平均效应,而光电流谱中测量的主要是材料靠近表面部分的响应。这可能也是用透射光谱直接预测截止波长时出现偏移的一个原因。

PR 光谱方法是反射谱的调制光谱,反映了包括禁带宽度、缺陷/杂质能级等各个方面的综合信息,而且 PR 方法与光电流谱一样也注重于反映材料靠近表面部分的性能,这也从一个方面解释了上面提到的 PR 光谱与 PC 光谱结果非常相似的现象。基于这两点的考虑,加上 PR 实验对样品完全无损,我们认为红外 PR 方法将会成为一种更准确的、无损的预测 HgCdTe 材料光电响应截止波长的光谱手段。

4.5 本章小结

本章利用基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法对碲镉汞材料进行了初步分析,结合 PL 等其它光谱手段和相关领域的一些研究结果,对实验结果进行了处理。

对 LPE 生长和 As 掺杂 MBE 生长的两组 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品进行了 77K 下的 PR 实验,通过分析确定 PR 新方法能有效反映带带跃迁和禁带内跃迁,其光谱特征与材料中杂质缺陷引入的浅能级密切相关。根据公式对实验光谱进行了拟合与分析,参照 PL 光谱实验结果和材料制备参数,判定了材料中杂质和缺陷引入的一些浅能级。相关分析表明, Hg 空位能级位于价带上约 14meV 处, As_{Hg} 和 Te_{Hg} 分别在导带下约 6.9meV 和 17.6meV 处,这与理论计算和其它的光谱研究结果非常接近。实验还观测到禁带内 37meV 的跃迁,初步估计为由 As_{Hg} 与 V_{Hg} 形成的 $\text{As}_{\text{Hg}}\text{-V}_{\text{Hg}}$ 复合体的跃迁,根据 Hg 空位能级估算该复合体的形成能为 16meV 左右。

应用 HgCdTe 光电谱测试电路,配合 FTIR 光谱仪等设备对材料进行了 PC 谱测试,通过与相同温度下的吸收/透射光谱、PR 光谱进行比较和分析,讨论了几种用于预测 HgCdTe 材料光电响应截止波长的方法。结果表明:用传统透射谱和禁带宽度的方法预测材料的光电响应截止波长存在一定不确定因素。PR 方法由于其独特的优点,可用于无损的、更准确的预测 HgCdTe 材料的光电响应截止波长。

本章参考文献

- 1 Chu J H, Mi Z Y, Tang D Y. *J. Appl. Phys.*, 1992, 71:3955
- 2 Chakraborty P K, Bhattacharya S, Ghatak K P. *J. Appl. Phys.*, 2005, 98:053517
- 3 Berding M A, Schilfgaarde M V and Sher A 1994 *Phys. Rev. B* **50** 1519
- 4 Berding M A, Sher A, Schilfgaarde M V, Chen A C, Arias J. *J. Electronic Mat.*, 1998, 27:606
- 5 Berding M A, Sher A. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 74:685
- 6 Bodart J R, Feldman B J. *Solid State Commum.*, 1985, 54:579
- 7 Yue F Y, Shao J, Lü X, Huang W, Chu J H, Wu J, Lin X C, He L. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89:021912
- 8 Chang Y, Chu J H, Tang W G, Shen W Z, Tang D Y, Guo S P, Yuan S X. *Acta. Physica Sinica*, 1995, 4:606
- 9 沈学础. 半导体光谱和光学性质. 第二版. 北京: 科学出版社, 2002
- 10 越方禹. 掺杂碲镉汞中长波红外发光和吸收谱研究. 上海技术物理研究所博士学位论文, 2007
- 11 王庆学, 杨建荣, 魏彦峰. 物理学报, 2005, 54:5814
- 12 Aqariden F, Shih H D, Kinch M A, Schaake H F. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 78:3481
- 13 Selamet Y, Grein C H, Lee T S, Sivananthan S. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 2001, 19:1488
- 14 Edwall D, Piquette E, Ellsworth J, Arias J, Swartz C H, Bai L, Tompkins R P, Giles N C, Myers T H, Berding M, *J. Electron. Mater.*, 2004, 33:752
- 15 He L, Yang J R, Wang S L, Guo S P, Yu M F, Chen X Q, Fang W Z, Qiao Y M, Zhang Q M, Ding R J, Xin T L. *J. Cryst. Growth*, 1997, 175/176:677
- 16 Shao J, Lu W, Lü X, Yue F Y, Li Z F, Guo S L, Chu J H. *Rev. Sci. Instrum.*, 2006, 77:063104
- 17 Burstein E. *Phys. Rev.*, 1954, 93:632
- 18 Moss T S. *Proc. Phys. Soc. B*, 1954, 67:775
- 19 Chu J H, Xu S Q, Tang D Y. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, 43:1064

- 20 Zandian M, Chen A C, Edwall D D, Pasko J G, Arias J M. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, 71:2815
- 21 Shao J, Lü X, Lu W, Yue F Y, Huang W, Li N, Wu J, He L, Chu J H. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90:171101

第5章 总结

本文围绕着碲镉汞材料的光谱表征方法开展工作, 根据实验需求研制了 HgCdTe 材料光电流谱测试电路; 摸索了基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法的优化实验条件设置; 并利用 PR 方法对 HgCdTe 材料进行了初步研究。得到了以下结果:

(1) 研制并优化了 HgCdTe 材料的光电流谱测试电路, 并配合 FTIR 光谱仪对材料的光电响应进行了测试。电路以单片机作为控制核心, 包括电源模块、A/D 转换模块和 LCD 显示模块, 各功能模块之间的隔离既保证了测试样品不受到电路高频数字部分的干扰, 又节省了电路功耗。HgCdTe 的光电流谱测试电路不仅为光电流谱实验提供了低噪声、高稳定性的电学测试环境, 还具备了友好的人机交互接口, 可实时的完成对测试条件进行控制和监视。结果表明, 测试电路工作性能良好, 满足功能设计的要求。

(2) 针对于传统 PR 方法的种种弊端和中远红外区的实验需求, 我们实验室发展了一种基于步进扫描傅立叶变换红外光谱仪的光调制反射光谱方法。PR 新方法将 PR 光谱信噪比提高近两个数量级, 并开拓性的将测量波段拓展到中远红外区, 使 PR 方法用于 HgCdTe 材料研究成为可能。本文经过分析和比较, 选择该方法对 HgCdTe 材料进行研究, 并摸索了 PR 新方法的优化实验条件设置, 积累了实验经验和技巧, 使 PR 光谱的质量有明显改善。PR 新方法在不同材料上的成功应用证明了新方法的优越性, 同时也表明了用新方法研究 HgCdTe 材料的可靠性。

(3) 利用基于步进扫描 FTIR 的 PR 新方法对碲镉汞材料进行了研究, 结合 PL 等其它光谱手段和相关领域的一些研究结果, 对实验结果进行了处理和分析。对 LPE 生长和 As 掺杂 MBE 生长的两组 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 样品进行了 77K 下的 PR 实验, 通过分析确定 PR 新方法能有效反映带带跃迁和禁带内跃迁, 其光谱特征与材料中杂质缺陷引入的浅能级密切相关。根据公式对实验光谱进行了拟合与分析, 初步判定了材料中杂质和缺陷引入的一些浅能级。分析表明, Hg 空位能级位于价带上约 14meV 处, As_{Hg} 和 Te_{Hg} 分别在导带下约 6.9meV 和 17.6meV 处。

(4) 利用 HgCdTe 光电流测试电路对材料进行了 PC 谱实验, 通过与相同温度下的吸收/透射光谱、PR 光谱的比较和分析, 讨论了几种用于预测 HgCdTe 材料光电响应截止波长的方法。结果表明: 用传统透射谱和禁带宽度的方法预测材料的光电响应截止波长存在一定不确定因素。PR 方法由于其独特的优点, 可用于无损的、准确的预测 HgCdTe 材料的光电响应截止波长。