

文章编号: 1672-8785(2011)06-0001-05

# “弱 p 型”和低迁移率 n 型碲镉汞体 材料的迁移率谱研究

张可锋 林杏潮 张莉萍 王 仍  
焦翠灵 陆 液 王妮丽 李向阳

(中国科学院上海技术物理研究所红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083)

**摘 要:** 详细分析了两类碲镉汞 (HgCdTe) 材料的磁输运特性, 并以此寻找两类材料的有效筛选方法。窄禁带 HgCdTe 是一种电子和空穴混合导电的多载流子体系材料。特别是“弱 p 型”材料, 由于电子的迁移率比空穴的大两个数量级 ( $b = \mu_e/\mu_h \approx 10^2$ ), 更容易受到少数载流子 (电子) 的干扰, 因此通过单一磁场的霍尔测试无法区分性能很差的低迁移率 n 型材料和“弱 p 型”材料。通过变温变磁场的霍尔测试对两种碲镉汞材料的磁输运特性进行了测试, 并结合迁移率谱技术分析了两者的差别。结果表明, 利用迁移率谱技术可以很好地区分这两种碲镉汞材料。

**关键词:** 霍尔测量; HgCdTe; 磁输运; 迁移率谱

**中图分类号:** TN215; TN304.25 **文献标识码:** A DOI: 10.3969/j.issn.1672-8785.2011.06.001

## Study of Mobility Spectra of Slight p-Type and Low Mobility n-Type Bulk HgCdTe Materials

ZHANG Ke-feng, LIN Xing-chao, ZHANG Li-ping, WANG Reng,  
JIAO Cui-ling, LU Ye, WANG Ni-li, LI Xiang-yang

(Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of  
Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

**Abstract:** The magneto-transport characteristics of two classes of HgCdTe materials are analyzed in detail so as to seek out an effective method for screening them. Narrow-gap HgCdTe is a multi-carrier semiconductor system material in which both electrons and holes contribute to conduction. Particularly in the slight n-type HgCdTe material, because the mobility of the electrons is two orders of magnitude greater than that of the holes ( $b = \mu_e/\mu_h \approx 10^2$ ), it is more likely to be interfered with minority carriers. Therefore, it is impossible to distinguish the low mobility n-type material from the slight p-type with excellent electric properties by using conventional single-field Hall measurements. The magneto-transport characteristics of both HgCdTe materials are measured by using a variable-field Hall measurement method at various temperatures and their differences are analyzed by using a mobility spectrum analysis (MSA) technique. The result shows that the MSA is a technique suitable for distinguishing above both HgCdTe materials.

**Key words:** Hall measurement; HgCdTe; magneto-transport; mobility spectrum

收稿日期: 2011-03-31

基金项目: 上海市自然科学基金资助项目 (10ZR1434500)

作者简介: 张可锋 (1978-), 男, 山东泰安人, 博士, 主要从事红外材料及探测器研究。E-mail: zhang78412@hotmail.com

## 0 引言

通过常规的磁输运测量获取半导体材料的各项电学参数,一直是表征半导体材料性能的重要手段。窄禁带碲镉汞半导体材料由于在热处理、表面氧化和晶片表面处理等工艺过程中容易使晶片内形成夹心层和表面反型层,因此会形成多种载流子共同参与导电的材料体系。此时,常规的磁输运测量结果已经不能准确表征该材料体系的真实电学性质。如在 77 K 时, p 型碲镉汞材料的  $\mu_p \approx 1 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , 而  $\mu_n \approx 2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ,  $\mu_n/\mu_p \approx 10^2$ , 即空穴和电子的迁移率相差约两个数量级。在采用常规磁输运测量方法时,测试结果往往显示为性能很差的 n 型材料(低迁移率,  $\mu \approx 1 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ),而实际上是性能优良的 p 型材料,因此测试结果变得很不可靠,甚至会得到错误的结果<sup>[1-3]</sup>。

近几年,在制备光导型碲镉汞探测器的过程中,我们注意到在采用由传统霍尔测试方法定义的“性能很差的 n 型材料”(迁移率  $\mu \approx 1 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ )做流片实验时,经常会得到性能很好的器件。我们为此也进行了很多实验和研究,想更加深入地理解和解释这一反常现象。但由于之前没有相关的文献报道,针对这种器件的工作机理的理论研究一直比较肤浅。经过最近一年的专项研究,我们逐渐意识到,所使用的性能很差的低迁移率 n 型材料,实际上是性能优良的 p 型材料。为了与高掺杂和未进行热处理的汞空位型强 p 型材料区分开来,本文将这类材料称为“弱 p 型”材料,并将迁移率很低、性能很差的 n 型材料称为低迁移率 n 型材料。另外 2009 年, Honeywell、Raytheon 等著名碲镉汞材料和焦平面器件制造商同时报道了采用“弱 p 型”碲镉汞材料制备的光导器件,其在功耗和响应率等探测器关键性能方面表现出了相当明显的优势<sup>[4,5]</sup>。

本文根据由变磁场的磁输运测量发展起来的迁移率谱技术,分析了窄禁带多载流子参与导电的碲镉汞体材料的电学参数。由于各种载

流子具有不同的迁移率,它们在不同磁场下也有着不同的电导贡献。通过分析不同温度下的材料迁移率与磁场强度的依赖关系,便可获得两种样品在导电过程中占主导地位的是电子还是空穴及其种类,从而分析出该样品是性能优良的“弱 p 型”材料还是性能较差的低迁移率 n 型材料。

## 1 迁移率谱的理论分析

欧姆定律一般可表示为

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

对于各向同性材料,电导张量  $\sigma$  为对角矩阵,且  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$ 。而当磁场穿过材料时,会破坏电导率张量的对称性。因此在进行霍尔测量时,磁场垂直于电流和电压引出屏幕,此时式(1)可简化为

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2)$$

由于在垂直于磁场方向的该平面内具有旋转对称性,可以证明  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$ ,因此电导率张量中只存在两个独立的矩阵元  $\sigma_{xx}$  和  $\sigma_{xy}$ 。

通过霍尔测试不能直接测得电导率张量,而只能直接给出电阻率  $\rho$  和霍尔系数  $R_H$ ,它们分别定义为

$$\rho = \frac{E}{j} \quad (3)$$

$$R_H = \frac{E_y}{j \cdot B} \quad (4)$$

由此可以推出电导率张量的表达式为

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{1}{\rho[(R_H \cdot B/\rho)^2 + 1]} \\ \sigma_{xy} &= \frac{R_H \cdot B}{\rho^2[(R_H \cdot B/\rho)^2 + 1]} \end{aligned} \quad (5)$$

众所周知,对于某一种载流子而言,

$$R_H = \frac{1}{nq} \quad (6)$$

$$\rho = \frac{1}{nq\mu} \quad (7)$$

电导率张量的表达式可简化为

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{en\mu}{1 + (\mu B)^2} \\ \sigma_{xy} &= \frac{en\mu^2 B}{1 + (\mu B)^2}\end{aligned}\quad (8)$$

对于多种载流子导电的情况, 由于不同种类的载流子具有不同的迁移率, 它们在不同磁场下对电导的贡献也不同。通过分析电导张量元与磁场强度  $B$  的依赖关系, 可获得样品中的电子和空穴的种类以及每种电子和空穴的迁移率与浓度。假定材料内存在  $N$  种载流子, 其浓度及迁移率分别为  $n_i$  和  $\mu_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, N$ ), 则电导张量可表示为

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \sum_{i=1}^N \frac{en_i\mu_i}{1 + (\mu_i B)^2} \\ \sigma_{xy} &= \sum_{i=1}^N \frac{en_i\mu_i^2 B}{1 + (\mu_i B)^2}\end{aligned}\quad (9)$$

在更普遍的情况下, 假定载流子的迁移率是连续分布的, 则式 (9) 可表示为

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}(B) &= \int_0^\infty \frac{S^p(\mu) + S^n(\mu)}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \\ \sigma_{xy}(B) &= \int_0^\infty \frac{[S^p(\mu) - S^n(\mu)]\mu B}{1 + \mu^2 B^2} d\mu\end{aligned}\quad (10)$$

式中,  $S^p(\mu)$  和  $S^n(\mu)$  分别为空穴和电子的电导密度函数, 即所谓的电导密度函数的迁移率谱, 其表达式为

$$\begin{aligned}S^p(\mu) &= ep(\mu)\mu \\ S^n(\mu) &= en(\mu)\mu\end{aligned}\quad (11)$$

式中,  $p(\mu)$  和  $n(\mu)$  分别为空穴和电子的浓度对迁移率的函数。迁移率谱分析的目的是经过一系列变换获得  $S^p(\mu)$  和  $S^n(\mu)$  的值。该方程实际上是一个对无限项的求和过程。如果利用有限的实验数据来求解该方程组, 那么得到的解不会是唯一的。Beck 和 Anderson 通过设定没有任何载流子对电导的贡献为负这一前提<sup>[6]</sup>, 发展了一种精确的数学过程, 得到了  $S^p(\mu)$  和  $S^n(\mu)$  的唯一的包络函数。通过分析这一包络函数, 便可判定样品中的载流子种类以及每种载流子的迁移率和对电导的贡献的相对值。

## 2 实验结果分析

根据迁移率谱的分析方法, 分析了大量“弱 p 型”材料和低迁移率 n 型材料的测试结果。通过样品电导张量对磁场强度的依赖关系, 获得了样品中的电导随迁移率连续变化的谱图。在谱图中, 每一个峰值对应于一种载流子。通过迁移率正负性便可判断载流子种类和样品类型。

首先看一下传统霍尔测试的结果。图 1 给出了两类材料的迁移率随温度的变化关系。测试采用磁场强度  $B=2000$  Gauss。迁移率值前的负号表示参与导电的各种载流子的综合效果表现为电子导电, 对应的材料类型为 n 型, 两类  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  材料的组分均为  $x=0.2$ 。从图 1 中可以看出, 两种材料在整个温度区间均表现为 n 型材料, 且其迁移率在室温 (300K) 和液氮温度 (77K) 时均较低 ( $\mu < 2 \times 10^4$   $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ )。一般这样的样品会被认为是性能参数很差的 n 型材料而被抛弃掉。从图 1 中还可以看出不同载流子机制和散射机制在不同温区的作用。在高温端, sml0643-39 样品主要表现为本征热激发载流子导电。由于电子迁移率远高于空穴迁移率, 材料以电子导电为主, 迁移率大约为  $1 \times 10^4 \sim 2 \times 10^4$  量级; 随着温度的降低, 本征激发电子浓度迅速下降 ( $n_i \propto e^{-E_g/2KT}$ ), 迁移率随温度的变化关系相对于浓度随温度的变化关系较弱 ( $\mu \propto T^{-m}, 1.5 < m < 2$ ), 散射机制主要为光学声子散射和合金散射, 其综合效果表现为迁移率逐渐增大。随着温度的进一步降低, 材料中的空穴参与导电的比例逐步增加, 电子对电导的贡献逐渐被抑制, 表现为迁移率值逐渐降低。在深低温端 ( $< 50$  K), 杂质散射占主导地位, 所以其迁移率基本保持不变。sml0317-20 样品的迁移率随温度的变化趋势与 sml0643-39 样品的基本一致。采用这种传统的固定磁场霍尔测试是不能得到两者区别的, 因此就无法进行样品筛选, 最终会造成很大的浪费和很低的器件成品率。

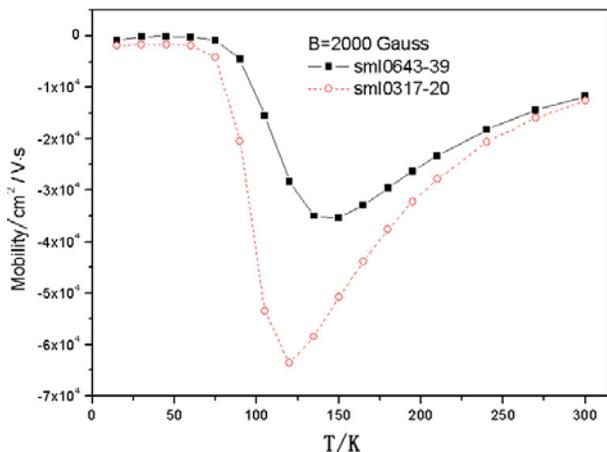


图1 两类HgCdTe材料的迁移率随温度的变化关系

图2和图3分别给出了采用迁移率谱技术对前面两类材料的分析结果。测试温度为77 K。测试系统为变温变磁场的霍尔测试系统，其温度的调节范围为12~350 K，磁场的调节范围为0~16000 Gauss。在谱图中，每一个峰值对应于一种载流子，峰值强弱代表该种载流子对样品电导的相对贡献。

从图2中可以看出，在77 K温度下，sml0643-39样品的空穴对电导的贡献变得非常明显，甚至超过了电子，且其空穴迁移率谱线有两个明显的峰值： $p_1$ 为 $7.5 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ， $p_2$ 为 $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。其中，空穴 $p_1$ 对电导的贡献占据明显优势。该材料的电学参数更倾向于p型材料，因此可以将其确定为“弱p型”材料。 $p_1$ 为通常所讲的体空穴，其迁移率约为 $10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。 $p_2$ 峰处代表的空穴令人困惑，该空穴的迁移率要远远大于体空穴的迁移率，最高可以大于 $10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。这么高的迁移率的可能来源有两种。一是轻空穴，其有效质量远远小于重空穴的有效质量。从理论上讲，由于载流子的迁移率 $\mu \propto (m^*)^{-1}$ 和载流子的浓度 $n \propto (m^*)^{3/2}$ ，轻空穴应当具有比重空穴高得多的迁移率和低得多的载流子浓度。另一种可能是材料界面处的二维空穴。同样，电子的迁移率谱图上也有两个明显的峰值： $n_1$ 为 $8.3 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ， $n_2$ 为 $2.7 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。其中， $n_1$ 为表面电子， $n_2$ 为体电子。本文不再对这类“弱p型”材料进行更详细的分析，以后

我们将会进行更加深入的研究。

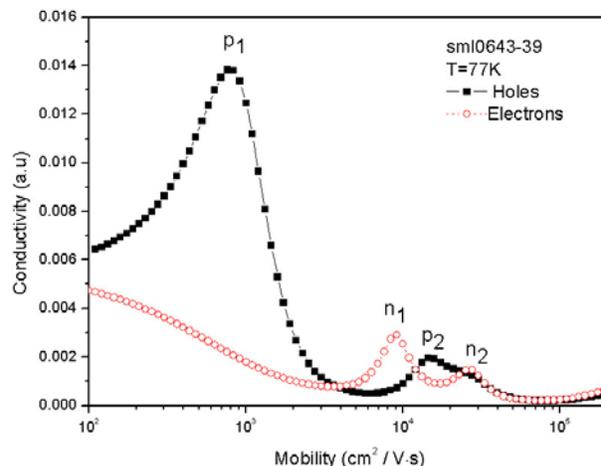


图2 sml0643-39样品在77 K时的迁移率谱

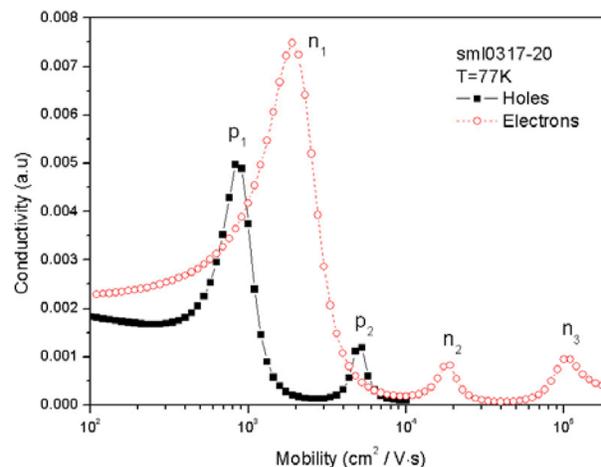


图3 sml0317-20样品在77 K时的迁移率谱

从图3中可以看出，在77 K温度下，sml0317-20样品的电子对电导的贡献明显高于空穴。这一点与sml0643-39样品存在明显差别，该材料的电学参数表现为n型材料，但此温度下其迁移率又非常低。结合图1可知，其迁移率在从高温到低温的整个范围内都明显低于正常n型材料的迁移率，因此可以将该样品确定为低迁移率n型材料。sml0317-20样品的电子迁移率谱线有三个明显的峰值： $n_1$ 为 $1.9 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ， $n_2$ 为 $2.0 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ， $n_3$ 为 $1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ，分别对应于表面电子、体电子和界面处的二维电子。该样品的空穴迁移率谱线也有两个峰： $p_1$ 为 $8.3 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ， $p_2$ 为 $5.2 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。

图 4 和图 5 分别给出了 300 K 时两片材料的迁移率谱的分析结果。从图 4 和图 5 中可以看出, 两种材料在高温端的表现基本一致, 均表现为本征热激发载流子导电。由于电子的迁移率远高于空穴的迁移率, 体电子对材料电导的贡献占据绝对优势。此时, 该材料表现为 n 型材料, 其迁移率约为  $1 \times 10^4 \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , 这与前面的分析相一致。

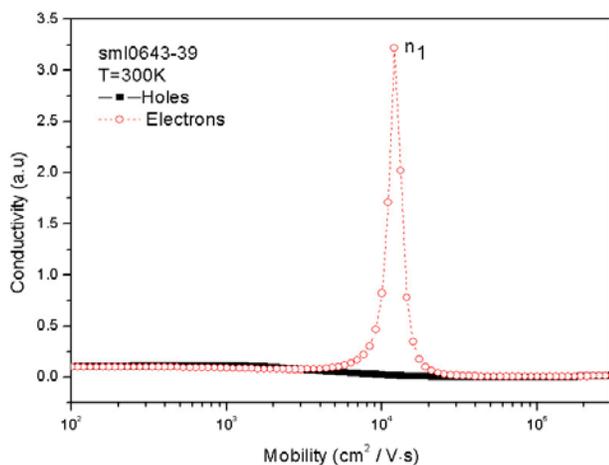


图 4 sml0643-39 样品在 300K 时的迁移率谱

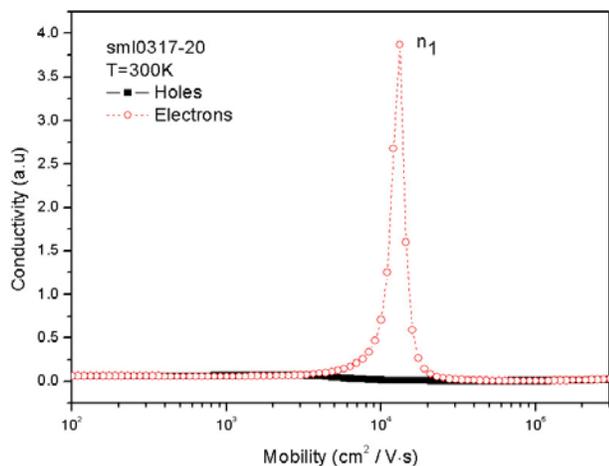


图 5 sml0317-20 样品在 300K 时的迁移率谱

### 3 结论

采用传统的固定磁场霍尔测试方法不能有效区分“弱 p 型”材料和低迁移率 n 型材料, 这

在实际工作中会造成很大浪费。通过在低温端进行变磁场霍尔测试并结合迁移率谱技术, 可以非常准确、有效地区分两种材料。其中, 在“弱 p 型”材料的迁移率谱图上, 体空穴的迁移率要远远低于电子的迁移率。但是即便如此, 在迁移率谱上, 体空穴对电导的贡献依然非常明显, 甚至大于电子的贡献, 表现为空穴迁移率谱的峰值明显高于电子迁移率谱的峰值。而低迁移率 n 型材料则表现出完全不同的情况。在迁移率谱上, 电子对电导的贡献仍然占据主导地位, 但其迁移率在从高温到低温的整个范围内都要明显低于正常 n 型材料的迁移率。采用迁移率谱分析方法不仅可以准确描述材料的电学参数, 而且还可以将材料中参与导电的各种载流子明显区分开 (在迁移率谱图上, 每一个峰值代表一种载流子)。

### 参考文献

- [1] Meyer J R, Hoffman C A, Bartoli F J, et al. Advanced Magneto-transport Characterization of LPE-grown  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  by Quantitative Mobility Spectrum Analysis [J]. *Journal of Electronic Materials*, 1996, **25**(8): 1157-1164.
- [2] Antorszewski J, Seymour D J, Faraone L, et al. Magneto-transport Characterization Using Quantitative Mobility-spectrum Analysis [J]. *Journal of Electronic Materials*, 1995, **24**(9): 1255-1262.
- [3] Lou L F, Frye W H. Hall Effect and Resistivity in Liquid-phase-epitaxial Layers of  $\text{HgCdTe}$  [J]. *J Appl Phys*, 1984, **56**(8): 2253-2267.
- [4] Joe Schmit, Paul Kruse, Ernie Stelzer. Development of a 0.1 eV Bandgap Semiconductor at the Honeywell Research Center [C]. SPIE, 2009, 7298: 7298R-1.
- [5] Bratt P R, Johnson S M, Rhiger D R. Historical Perspective on  $\text{HgCdTe}$  Material and Device Development at Raytheon Vision Systems [C]. SPIE, 2009, 7298: 7298U-1.
- [6] Beck W A, Anderson J R. Determination of Electrical Transport Properties Using A Novel Magnetic Field-dependent Hall Technique [J]. *J Appl Phys*, **62**(2): 541-545.