

# CdTe-HgCdTe 界面的电导机制

张新昌 郑国珍 桂永胜 郭少令 褚君浩

(中国科学院红外物理国家重点实验室 上海 200083)

**摘要** 本文研究了 CdTe 和 n 型、p 型  $\text{Hg}_{0.53}\text{Cd}_{0.47}\text{Te}$  界面的电学特性。n 型 HgCdTe/MIS 结构强反型区开始处的电导峰是表面处禁带态辅助的间接隧穿引起的; 而 p 型 HgCdTe/MIS 结构的强反型区电导出现两个振荡峰, 是体陷阱辅助的价带电子到表面反型层二维子带的隧穿引起的, 而耗尽区的电导峰则为界面态产生复合。指出 p 型和 n 型 HgCdTe/MIS 结构隧穿电导的差别是: p 型 HgCdTe/MIS 结构隧穿对表面处的禁带态不敏感。并用电导法研究 CdTe/HgCdTe 界面态在禁带中的分布, 求得了界面态的时间常数和俘获截面。

**PACC:** 7340Q, 7325, 7320

## 1 前言

碲镉汞是一种窄禁带半导体, 不恰当的表面钝化处理很容易使表面能带弯曲与禁带宽度在同一量级, 表面钝化也就显得格外重要。目前普遍认为 CdTe 是 HgCdTe 光伏器件的优良钝化膜<sup>[1]</sup>, 但有关 CdTe/HgCdTe 界面电学参数的报道较少, 特别是其界面态电学参数的报道。对分析界面态而言, 电导法通常比电容法精度更高, 并能给出界面态的时间常数和俘获截面。然而到目前为止, 除 Zvara<sup>[2]</sup>和 Yang<sup>[3]</sup>用电导法分析了碲镉汞的阳极氧化膜、阳极硫化膜的界面态的密度、时间常数和俘获截面, 未见有电导法分析 CdTe/HgCdTe 界面态的报道。

## 2 实验

区熔法生长的  $\text{Hg}_{0.53}\text{Cd}_{0.47}\text{Te}$  材料, Cd 组分  $x$  由材料透射光谱吸收边决定<sup>[4]</sup>。表面经机械化学抛光后, 用 5% 的  $\text{Br}_2$ /乙醇腐蚀 1 分钟, 在  $1.33 \times 10^{-4}$  Pa 的真空下热蒸发 100nm 厚的 CdTe, 为保证 MIS 器件的绝缘性能, 接着又蒸发 200~300nm 厚的 ZnS。然后光刻剥离法制备栅极, 其直径为 0.4mm。器件封装后装入金属杜瓦瓶, 用数字电桥 HP4284A 在 80K 温度下测量 MIS 器件的  $C-V$  和  $G-V$  特性, 频率范围 1~10MHz, 小信号幅度 10mV。

张新昌 男, 1970 年出生, 博士研究生, 目前从事窄禁带半导体材料器件的输运特性研究  
郑国珍 女, 1942 年出生, 研究员, 目前从事半导体材料器件的磁输运特性研究  
褚君浩 男, 1946 年出生, 研究员, 博士生导师, 目前从事半导体材料的光电性质研究  
1997-05-03 收到, 1997-07-12 定稿

### 3 实验结果和讨论

#### 3.1 p 型 $Hg_{0.53}Cd_{0.47}Te$ MIS 器件电导机制

串联电阻修正后的  $C-V$  和  $G-V$  曲线如图 1 所示。由图可见在耗尽区高频电容小于低频电容,这是由于界面态能够响应低频小信号,而对高频小信号几乎不响应造成的。图 1(b) 中耗尽区电导表现为一组峰 A, 随测试频率升高, 峰值不断升高, 且峰位也逐渐移向积累区, 这是界面态产生复合电导的典型特征。从界面态的产生复合电导峰可求界面态密度以及时间常数和俘获截面。详见下节。

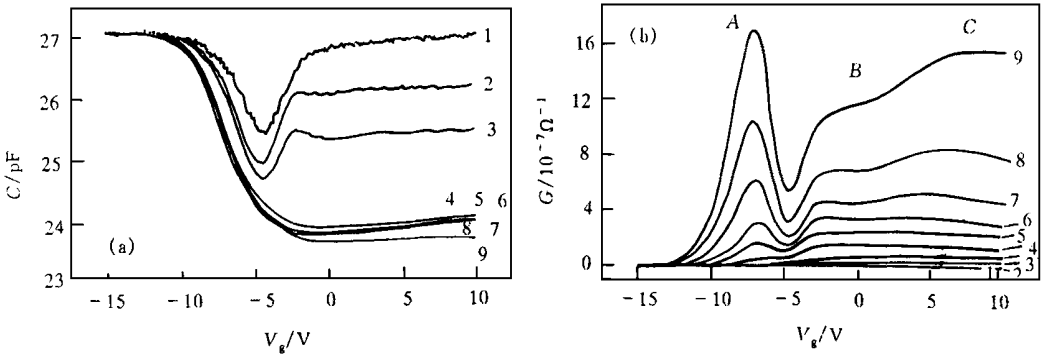


图 1 串联电阻修正后的 p 型  $Hg_{0.53}Cd_{0.47}Te$  MIS 器件的  $C-V$  特性(a)和  $G-V$  特性(b)

图中各序号代表不同的测试频率: 1: 1kHz; 2: 3kHz; 3: 5kHz;  
5: 30kHz; 6: 100kHz; 7: 300kHz; 8: 500kHz; 9: 1MHz

在强反型区电导存在两个峰, 峰 B 和峰 C。因为在强反型区, 耗尽区产生复合和体扩散电导均表现为平台形式, 所以这种随偏压发生振荡的电导与电子从价带到导带的隧穿过程有关, 隧穿过程具体过程如图 2 所示, 它有三种类型: 带-带直接隧穿, 深能级辅助间接隧穿和热辅助间接隧穿。由于  $x = 0.47$  的  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  禁带宽度较大, 直接隧穿不易发生。另外,

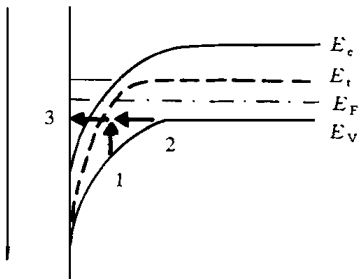


图 2 p 型  $HgCdTe$  MIS 器件反型层的三种隧穿过程示意图

直接隧穿:  $E_v-E_c$ ; 热辅助间接隧穿:  
2~3; 深能级辅助间接隧穿 1~3

由图可见, p 型  $HgCdTe$  反型层的热辅助间接隧穿对表面处的禁带态不敏感

由于 p 型  $HgCdTe$  在强反型区电子占据状态发生量子化, 并且隧穿电导与隧穿几率、表面二维子带态密度对能量的微分两者的乘积成正比<sup>[8]</sup>, 所以电导应为一系列位于各子带底的  $\delta$  函数, 实际过程由于能带非抛物性和能级展宽的影响, 电导表现为一系列振荡。已有作者<sup>[8,9]</sup>观察到  $x = 0.25$  的 p 型  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , 温度 50~120K 时强反型区的电导振荡现象, 而在如此大的禁带宽度和温度下观察到隧穿过程的报道还不多见。原因是碲镉汞的电子有效质量  $m^*$  较小, 导致较大的量子隧穿几率, 也导致表面二维子带的温度展宽效应减弱。因此在较高的温度下也能出现隧穿现象。至于为什么在如此大的禁带宽度下也能观察到隧穿现象, 可能与  $x = 0.47$  的 p 型  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  禁带中存在较高密度的深能级有关, 因为深能级辅助隧穿的几率与深能级密度成正比。对  $x = 0.48$  的 p 型  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , 已有文献

报道, 在禁宽的 1/2, 1/4 处发现了可与载流子浓度相比拟的高密度深能级<sup>[10]</sup>. 进一步的变温测量, 可区分这两种隧穿过程, 及深能级辅助间接隧穿和热辅助间接隧穿, 结果将另文报道

### 3.2 n 型 Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te M IS 器件电导机制

图 3 为 n 型 Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te M IS 结构 C-V 和 G-V 特性 C-V 曲线在 1 MHz 的测量频率下也没有完全达到高频, 表明存在一个较强的少子源, 足以响应 1 MHz 的测量信号. 低频电导曲线几乎恰好在强反型区的开始处存在一个峰, 峰位几乎不随频率发生变化, 而强反型区的平台是禁带态的产生复合造成的, 平台随频率逐渐抬高

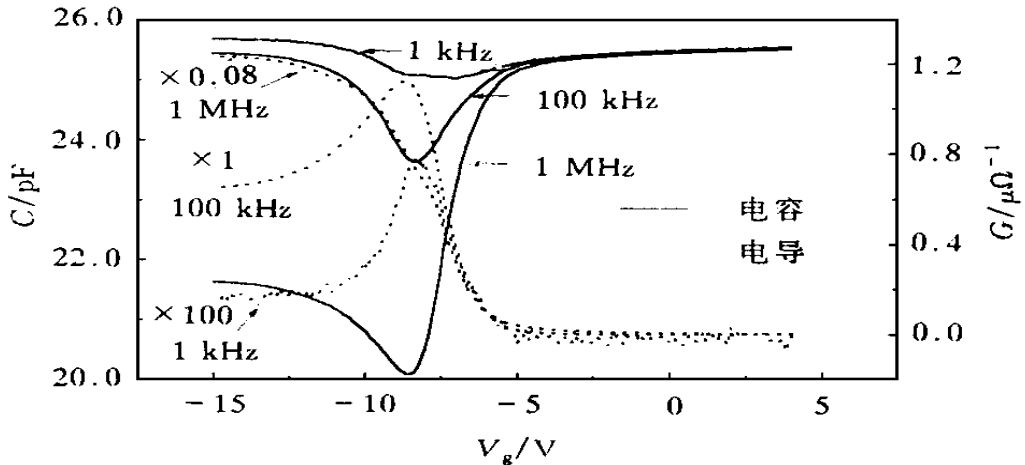


图 3 串联电阻修正后的 n 型 Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te M IS 器件的 C-V 和 G-V 特性曲线  
×0.08 表示实际实验值所乘以的系数, 其它同

强反型开始处的电导峰起因于通过界面态 (或表面附近的禁带态) 的热辅助间接隧穿, 这就产生一个问题, 为什么 p 型 HgCdTe M IS 器件的电导没有观察到类似的通过界面态的隧穿. 这可由图 2 来解释, 由图可见 p 型 HgCdTe M IS 结构的隧穿过程对界面态不敏感, 这是 p 型和 n 型碲镉汞 M IS 器件隧穿电导的重要区别

### 3.3 电导法分析界面态

由于 M IS 器件界面 Fermi 能级处的界面态, 可与能带间发生载流子的发射和俘获, 这可用并联电导  $G_p$  和并联电容  $C_{it}$  来表示,  $G_p$  的大小与界面态密度  $D_{it}$ , 界面态响应速度 (即载流子俘获几率  $C_n, C_p$ ) 和测量频率  $f$  有关. 假设界面态在禁带中连续分布, 则有<sup>[7]</sup>:

$$C_p(\omega) = C_d + C_{it}(\omega) = C_d + \frac{C_{it}}{\omega\tau_p} \tan^{-1}(\omega\tau_p) \tag{1}$$

$$\frac{G_p(\omega)}{\omega} = \frac{C_{it}}{2\omega\tau_p} \ln[1 + (\omega\tau_p)^2] \tag{2}$$

式中  $\tau_p$  为界面态响应时间;  $C_d$  为耗尽层电容. 在耗尽区, 界面态的产生复合造成一个电导峰, 作不同栅压下的  $G_p/\omega$  曲线, 在  $\omega = 1.98/\omega_p$  处<sup>[7]</sup>,  $G_p/\omega$  会出现峰值  $(G_p/\omega)_p$ , 峰值对应的频率为  $\omega_p$ , 从峰高和对应的频率  $\omega_p$ , 可由以下两式求界面态密度和响应时间:

$$D_{it} = 2.5 \frac{(G_p/\omega)_p}{qA} \tag{3}$$

$$\tau_p = 1.98/\omega\phi \tag{4}$$

其中  $A$  为栅极面积;  $q$  为单位电荷 但要准确求得界面态密度, 必须考虑界面电荷无规分布造成的表面势起伏<sup>[11]</sup>, 假设用 Gauss 分布来描述界面电荷的无规分布, 则界面态并联电导应该用下式表示<sup>[12]</sup>:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q^2 D_{it} (2\pi\sigma_s^2)^{-1/2}}{2\xi} \exp\left(\frac{\eta}{2\sigma_s^2}\right) e^{-\eta} \ln(1 + \xi^2 e^{-2\eta}) d\eta \tag{5}$$

其中  $\eta = \psi_s - \psi_s$ , 为归一化表面电势起伏,  $\sigma_s^2 = \eta^2$ ,  $\xi = \omega\tau_p$ , 用上式拟合实验数据, 得  $\eta = 1.0 \sim 4.4 (kT/q)$ . 不同栅压处的界面态密度  $D_{it}$  和时间常数  $\tau_p$  也可求出, 如图 4(a)、(b) 所示

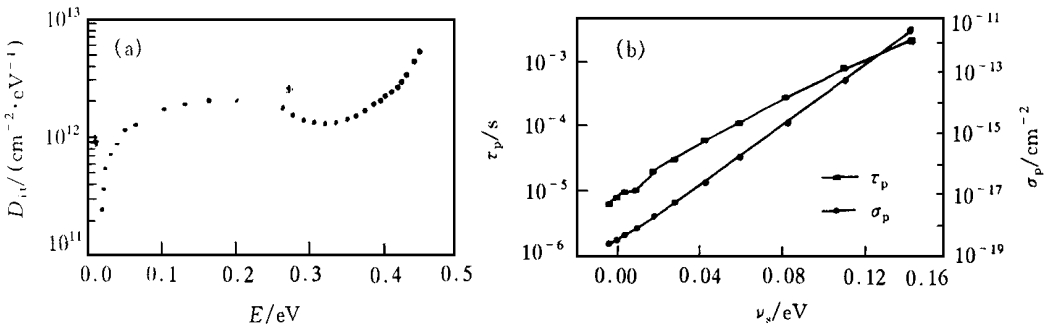


图 4 (a) 为界面态在禁带中的分布, 禁带下半部数据用电导法由 p 型 HgCdTe 求出, 禁带上半部数据用高低频电容法由 n 型 HgCdTe 求出; (b) 为界面态的时间常数和俘获截面与能带弯曲的关系

下一步是求出表面能带弯曲  $\psi_s$  与栅压  $V_g$  的关系 由高频  $C-V$  曲线在耗尽区的斜率可求载流子浓度  $p = 5.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ , 由  $p$  求出平带电容  $C_{fb}$ , 再由高频  $C-V$  曲线可求对应的平带电压为  $-8.9\text{V}$ , 然后再根据下式(6)由低频 (1kHz)  $C-V$  曲线求能带弯曲  $\psi_s$  和栅压  $V_g$  的关系:

$$\psi_s(V_g) = \int_{V_{fb}}^{V_g} (1 - C_{if}/C_{ins}) dV \tag{6}$$

从而可求界面态密度  $D_{it}$  和时间常数  $\tau_p$  在禁带下半部的分布, 如图 4(a)、(b) 所示, 同时也用高-低频电容法计算了 n 型 HgCdTe 禁带上半部界面态的分布 界面态在禁带中不呈通常的“U”分布, 而是越靠近价带边界面态密度越低, 越靠近导带边界面态密度却逐渐增大 界面态的时间常数基本与能带弯曲呈指数关系, 符合所谓的热发射模型

界面态的俘获截面  $\sigma_p$  可由下式计算:

$$\sigma_p = \frac{1}{\tau_p p_s V_p} \tag{7}$$

其中  $p_s$  为表面空穴浓度, 考虑到碲镉汞的导带非抛物性,  $p_s$  可由 FermiDirac 积分求出  $V_p$  为空穴平均热运动速度,  $T = 80\text{K}$  时,  $V_p = 8 \times 10^6 \text{cm/s}$  可求俘获截面  $\sigma_p$  在禁带中的分布如图 4(b) 所示, 俘获截面  $\sigma_p$  与能带弯曲  $\psi_s$  基本呈指数关系

## 4 结论

对 CdTe/Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te M IS 结构的电导机制的分析表明, n 型和 p 型 M IS 结构在强反型区的电导机制很不相同. n 型器件的电导表现为通过表面处的禁带态的间接隧穿, 而 p 型器件强反型区的电导对表面处的禁带态不敏感, 表现为受表面量子化效应调制的深能级辅助间接隧穿. 而 p 型器件在耗尽区的电导峰为界面态的产生复合, 通过对界面态产生复合电导的分析, 用电导法获得了 CdTe/HgCdTe 界面态密度, 以及界面态时间常数和俘获截面等参量在禁带中的分布.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] L. O. Babulac, W. E. Tennant *et al* , J. Electron. Mater , 1995, **24**(9): 1175.
- [ 2 ] M. Zvara, R. Griu and P. Hldek *et al* , Semicond. Sci. & Technol , 1995, **10**: 1145.
- [ 3 ] M. J. Yang, C. H. Yang and M. A. Kinch *et al* , Appl Phys Lett , 1989, **54**(3): 265.
- [ 4 ] J. H. Chu, S. Q. Xu and D. Y. Tang, Appl Phys Lett , 1983, **43**: 1064.
- [ 5 ] Paul Klocek, Handbook of Infrared Optical Materials, 1991, Marcel Dekker NC , 225.
- [ 6 ] Peter Capper, Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds, 1994, NSPEC, 433.
- [ 7 ] E. H. Nicollian and J. R. Brews, MOS Physics and Technology, (New York, Wiley), Chap 5, 1982.
- [ 8 ] M. J. Yang, C. H. Yang and J. D. Beck, Semicond. Sci. & Technol , 1990, **5**: S118.
- [ 9 ] M. Lang, J. Humberger and K. H. Gress *et al* , J. Cryst. Growth, 1992, **11**(7): 954.
- [ 10 ] C. A. Merilainen and C. E. Jones, J. Vac. Sci. & Technol , 1982, **21**: 187.
- [ 11 ] 郭维廉, Si-SiO<sub>2</sub> 界面物理, 北京: 国防工业出版社, 1982, 19.
- [ 12 ] 赵冷柱, 张希成, 高等半导体物理, 上海: 华东师范大学出版社, 1992, 324.

## Conductance Mechanisms of CdTe-Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te Interface

Zhang Xinchang, Zheng Guozhen, Gui Yongsheng, Guo Shaoling, Chu Junhao

(National Laboratory for Infrared Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

Received 3 May 1997, revised manuscript received 12 July 1997

**Abstract** We report Capacitance-Voltage (C-V) and Conductance-Voltage (G-V) study of Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te/CdTe interface. The conductance peak at the onset of strong inversion for n-type Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te M IS structure has been ascribed to indirect tunneling assisted by interface states. For p-type Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te M IS structure, the oscillatory conductance in strong inversion region is caused by bulk trap assisted tunneling from 3D valence band to 2D subbands of the inversion surface. This shows that tunneling for p-type M IS structure is insensitive to the interface states. From the generation-recombination conductance peaks in depletion region for p-type Hg<sub>0.53</sub>Cd<sub>0.47</sub>Te, we use conductance method to obtain the density, response time and capture cross-section of CdTe/HgCdTe interface states and their distributions in energy band gap.

PACC: 7340Q, 7325, 7320