

Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件 G-V 特性

黄 河 童斐明 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海)

摘要——基于 $G-V$ 关系分析了 Hg_{1-x}Od_xTe MIS 器件的少数载流子暗电流机制。对于 N 型 Hg_{1-x}Od_xTe MIS 器件, 当温度 $T < 130\text{K}$ 时, 占优势的暗电流机制是通过禁带态的间接隧道电流; 而当 $T > 130\text{K}$ 时则是耗尽区的产生-复合电流。在低温区, 从价带到禁带态的电子热激发限制了间接隧道电流, 根据 R_0A 对温度的依赖关系推算出禁带态位置约在价带顶上面 50 meV 处。在 P 型样品中, 反型层量子化效应强烈地影响少子暗电流的大小。

关键词——Hg_{1-x}Od_xTe MIS 器件, $G-V$ 特性, 少子暗电流。

1. 引 言

电导-电压 ($G-V$) 关系与电容-电压 ($C-V$) 关系一样^[1], 也是 MIS 器件的重要电学特性。少数载流子暗电流的大小是决定 Hg_{1-x}Od_xTe MIS 红外光电探测器性能的关键参数^[2]。对于象 Hg_{1-x}Od_xTe 这一类窄禁带半导体, 通过禁带态的间接隧道电流是十分重要的少子暗电流来源。在 P 型 MIS 器件中, 这种间接隧道电流的大小受到反型层量子化的调制^[3]。

本文报道了热平衡状态下 Hg_{1-x}Od_xTe MIS 器件的 $G-V$ 特性测量数据, 估算了少子暗电流大小, 分析了不同温度下的少子暗电流机理。并对 N 型和 P 型 Hg_{1-x}Od_xTe 衬底的结果作了比较, 强调了通过禁带态的间接隧道过程对少子暗电流有重要贡献。

2. 理 论

理想的 MIS 器件在电学性质上应为一个绝缘层电容 C_{ox} 与一个纯半导体电容 C_s 的串联组合, 但实际上, 由于少数载流子暗电流影响了 MIS 器件的频率响应, MIS 结构在电学上存在一定的交流阻抗。对于一个偏置到强反型状态的 Hg_{1-x}Od_xTe MIS 器件来说, 其交流小信号等效电路如图 1 所示, 图中 R_D 是与反型层少子暗电流相联系的电阻。根据 MIS 器件的外电路, 测得的交流导纳为

$$Y = G_m + j\omega C_m$$

$$= \frac{\omega^2 R_D C_{ox}^2}{1 + \omega^2 R_D^2 (C_{ox} + C_D)^2} + \frac{j\omega C_{ox} [1 + \omega^2 R_D^2 C_D (C_{ox} + C_D)]}{1 + \omega^2 R_D^2 (C_{ox} + C_D)^2}, \quad (1)$$

式中 ω 为测量角频率, C_D 为半导体耗尽层电容, C_{ox} 为绝缘层电容, G_m 、 C_m 为外电路测量电导和电容。

在低频测量条件下 ($\omega R_D (C_{ox} + C_D) \ll 1$), 有

$$\begin{cases} C_m = C_{ox}, \\ G_m = \omega^2 C_{ox}^2 R_D. \end{cases} \quad (2)$$

而在高频测量条件下 ($\omega R_D (C_{ox} + C_D) \gg 1$), 有

$$\begin{cases} C_m = C_{ox} C_D / (C_{ox} + C_D), \\ G_m = R_D^{-1} C_{ox}^2 / (C_{ox} + C_D)^2. \end{cases} \quad (3)$$

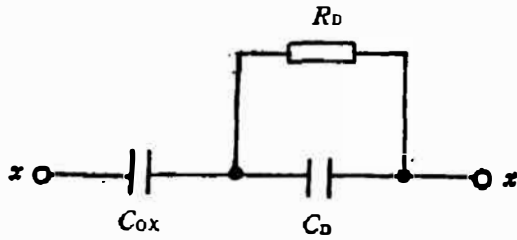


图 1 偏置到强反型状态的 MIS 器件的等效电路

Fig. 1 Equivalent circuit of a MIS device for strong inversion.

测量强反型状态下 MIS 器件的导纳特性可以估算衬底杂质浓度 (由 C_D 测量)^[1], 同时从 R_D 还可获得与少数暗电流 J_D 有关的信息^[4, 5], 即

$$J_D = \frac{kT}{q} \left(\frac{1}{R_D A_D} \right). \quad (4)$$

式中 k 是玻尔兹曼常数, T 是温度, q 是电子电荷, A_D 是 MIS 器件面积, $R_D A_D$ 是反映 $Hg_{1-x}O_dTe$ MIS 探测器性能的重要参量。

对于偏置到强反型状态的 N 型 $Hg_{1-x}O_dTe$ MIS 器件, 其暗电流为

$$J_D = J_{diff} + J_{depl} + J_s + J_\phi + J_t, \quad (5)$$

式中各项分别表示来自体内的少数扩散电流、耗尽区的产生-复合电流、通过表面态的产生-复合电流、入射光子通量产生的电流和由于隧道过程产生的电流。有^[4]

$$J_{diff} = \frac{q n_i^2}{n_0} \left[\frac{kT}{q} \left(\frac{\mu_p}{\tau_p} \right) \right]^{1/2} \propto n_i^2 \propto \exp(-E_g/kT), \quad (6)$$

$$J_{depl} = qW n_i / 2\tau_0 \propto n_i \propto \exp(-E_g/2kT), \quad (7)$$

$$J_s = \frac{1}{2} q n_i S, \quad (8)$$

$$J_\phi = q\eta\phi. \quad (9)$$

这里 W 是耗尽区宽度, η 是量子效率, ϕ 是入射光子通量, S 是表面复合速度。

隧道电流 J_t 在窄禁带半导体的少数暗电流中起到重要作用。由于热平衡工作条件, MIS 器件中的半导体能带交迭并不严重, 因而在非平衡深耗尽状态下起重要作用的带-带直接隧道电流显得并不重要, 起主要贡献的是通过禁带态的热辅助间接隧道过程。 $Hg_{1-x}O_dTe$ 半导体导带具有相对低的态密度, 电子从近中央的禁带态到导带的热发射几率要比从价带到禁带态的热发射几率低得多。对于热平衡状态下的 MIS 器件, 间接隧道过程主要是由电子从价带热激发到禁带态、随之贯穿禁带态隧道进入导带的过程组成, 如图 2 所示。

通过禁带态 N_T 的间接隧道电流为

$$J_t^{S-R} = \frac{q N_T (\tau_p p_1) (\omega N_c) W}{(\tau_p p_1 + \omega N_c)}, \quad (10)$$

N_T 为禁带态密度, $\tau_p p_1$ 为热发射几率, ωN_c 是通过 N_T 的隧道电流几率。如果是隧道几率限制过程 (即 $\tau_p p_1 \gg \omega N_c$), 有

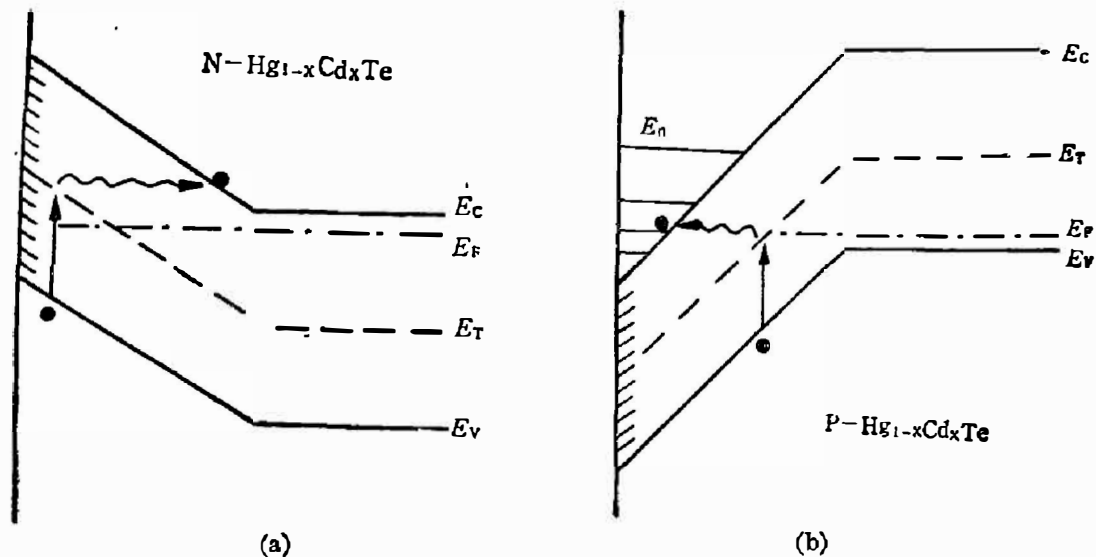


图 2 通过禁带态的间接隧道过程

Fig. 2 Indirect tunneling process via band-gap states.

$$J_i^{S-R} = qN_T W (\omega N_c), \quad (11)$$

如果为热发射几率限制过程 ($r_p p_1 \ll \omega N_c$), 则有

$$J_i^{S-R} = qN_T W (r_p p_1). \quad (12)$$

对于一个三角形势垒和中性中心, 隧道几率为^[13]

$$\omega N_c = \frac{\pi^2 q^2 m^* E M^2}{h^3 (E_g - E_T)} \exp \left[- \frac{4(2m^*)^{1/2} (E_g - E_T)^{3/2}}{3q\hbar E} \right], \quad (13)$$

其中 E 为电场强度, E_g 为禁带宽度, E_T 为禁带态离开价带顶 E_V 的能隙, M 是与陷阱势有关的矩阵元. 这一模型能扩展成更实际的抛物势垒情况, 可修正指数部分^[6], 即

$$\left[- (m^*/2)^{1/2} E_g^{3/2} F(a) / 2qE\hbar \right]. \quad (14)$$

其中 $a = 2(E_T/E_g) - 1$, 且 $F(a) = (\pi/2) - a(1-a^2)^{1/2} - \sin^{-1}(a)$.

对于 N 型 MIS 器件, 通过禁带态的间接隧道过程对靠近界面的禁带态比 P 型器件更敏感, 而 P 型器件则由于反型状态下导带能级分裂成量子化子能级, 间接隧道电流将受到反型层量子化的调制, 即只有当半导体中的费密能级越过那些反型层量子化子能级时, 才可能产生较大的隧道电流, 如图 2 所示. 同时, 库仑中心效应将显著地增加这些隧道几率^[3].

3. 实验与讨论

选择不同组份 ($x=0.2 \sim 0.56$) 的 N 型或 P 型 Hg_{1-x}Od_xTe 材料作为 MIS 器件的衬底, 采用阳极氧化层和 ZnS 层作为绝缘层. 阳极氧化膜的厚度为 70~100 nm, 上面覆盖厚度为 200~400 nm 的 ZnS 层. Au 构成的金属栅的面积为 $1.6 \sim 2.0 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$. 样品装入杜瓦瓶或致冷机, 用 MODEL410 电桥和 MIS 器件导纳自动测量装置测量导纳谱.

图 3 为测得的 $x=0.3$ N 型 Hg_{1-x}Od_xTe MIS 样品在 80K 温度 ($E_g \sim 0.25 \text{ eV}$) 不同频率下的 $C-V$ 曲线和 $G-V$ 曲线, 图中虚线为 130K 测量结果. 随着测量频率从 10 kHz 增加到 1 MHz, $C-V$ 曲线和 $G-V$ 曲线都发生了由低频形式向高频形式的变化. 低频电导峰 ($f =$

10 kHz) 出现在强反型区, 这显然不是由于快表面态的产生-复合电流造成的. 测得的电导随偏压(即半导体表面电场)变化显著. 低频电导反比于少子暗电流, 而高频电导正比于少子暗电流, 说明 MIS 器件的少子暗电流随着趋向更深的反型状态(表面电场增强)而增加. 对普通的半导体 Si MIS 器件, 这种电导随偏压变化有很大的差异^[9]. Si 半导体内控制导电性的少子暗电流机理或是耗尽区的产生-复合、或是来自于体内的扩散过程, 它们决定的强反型层电导都为平台形式, 即基本上不随偏压变化, 而且其大小随温度有明显的指数变化规律. 对于 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 窄禁带半导体, 隧道电流是一种重要的少子暗电流来源. 这种电流机构随温度变化不明显, 但受表面电场的强烈控制(参见式(13)), 表面场越强, 隧道几率越大.

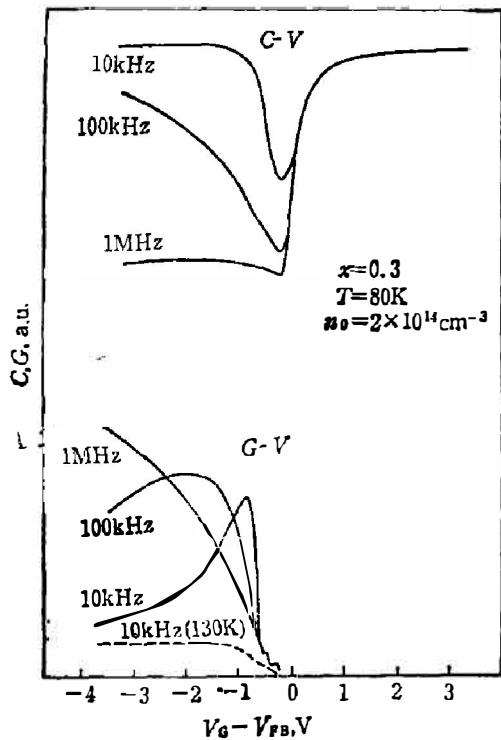


图 3 N 型 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ MIS 器件的变频 $C-V$ 和 $G-V$ 特性曲线.
Fig. 3 Capacitance and conductance versus gate bias with variable frequency for N-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ MIS device.

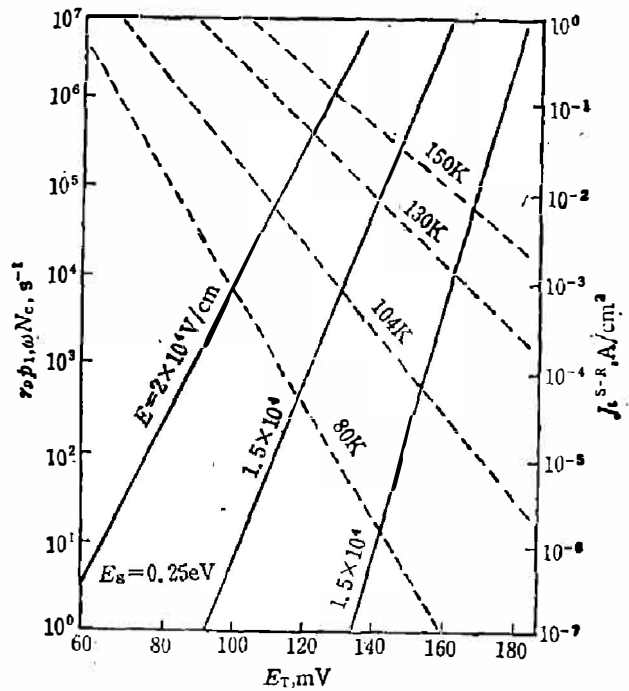


图 4 计算的通过禁带态的隧穿几率(实线)和热发射几率(虚线)与禁带态能量的关系
Fig. 4 Calculated thermal emission and tunneling probabilities via band-gap states as functions of trap energy from the valence band.

图 4 为理论计算的隧道几率 ωN_o 和热发射几率 $\tau_p p_1$ 与禁带态能量 E_T (由价带顶计算) 的关系, 计算采用修正式 (14), 取 $\tau_p = 5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $N_T = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $p_1 = N_T \exp(-E_T/kT)$, 隧道矩阵元 $M^2 (m^*/m_0) \sim 6.7 \times 10^{-22} \text{ eV}^2 \cdot \text{cm}^3$ ^[10]. 图 4 右坐标的 J_i^{S-R} 是在隧道几率限或热几率限条件下计算的间接隧道电流. 从式 (10) 可以看出, 通过禁带态 N_T 的间接隧道电流 J_i^{S-R} 取决于隧道几率 ωN_o 和热发射几率 $\tau_p p_1$. 在一定的温度下, 选定样品的 $\tau_p p_1$ 值是固定的. 调节表面电场 E , 使 $\omega N_o = \tau_p p_1$ 时, 才可能有最大的隧道电流 J_i^{S-R} , 这种由于隧道过程产生的少子暗电流, 反映在电导随外偏压(即表面电场)变化很明显. 对于一定的表面电场 E , 可能存在某一特殊能级 E_T 使得 $\omega N_o = \tau_p p_1$, 这时也有最大的间接隧道电流 J_i^{S-R} . 如 $E = 1.5 \times 10^4 \text{ V/cm}$ 时, 从图 4 计算的特殊能级 $E_T \sim 120 \text{ meV}$, 得

到 $J_i^{-R} \sim 2.4 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$. 因此, 只要表面电场足够强, 那些位于禁带中央位置以下的禁带态也能产生较大的隧道电流. 我们同时对各种可能的少子暗电流机理进行定量估算, 以便于区别各种少子暗电流机构. 对我们制备的 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件在 $T=80 \text{ K}$ 时, 取 $n_i = 1.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\tau_{A1} = 10^5 \text{ s}$, $\mu_p = 500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $n_0 = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_0 = (\tau_p N_T)^{-1} = 4 \times 10^{-8} \text{ s}$ (与隧道计算的值相同), $W = 1.2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ 和 $S = 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$, 则各种热过程电流项为: $J_{\text{depl}} =$

$$\frac{qn_i W}{2\tau_0} \sim 10^{-7} \text{ A/cm}^2, J_{\text{diff}} = qn_i \left[\frac{KT\mu_p}{2q\tau_{A1}} \right]^{1/2} \sim 10^{-13} \text{ A/cm}^2, J_s = \frac{1}{2} qn_i S \sim 10^{-8} \text{ A/cm}^2.$$

上面的计算中, 各参量的取值有些偏高, 使得计算值比实际值要严重些. 即使这样, 这些热过程仍要比相同参量下计算的间接隧道电流小得多. 测量是在暗背景 $\phi_B \sim 0 \text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s}$ 入射下进行, 因而可以不考虑由于光子入射产生的少子暗电流 ($J_s \sim 0$). 由测量的峰值电导算得 $R_D A_D \sim 3.8 \times 10^2 \Omega \cdot \text{cm}^2$, 对应于少子暗电流 $J_s \sim 1.8 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$. 显而易见, 我们制备的 $x=0.3$ 的 N 型 MIS 器件在 80K 温度下控制少子暗电流的机理是隧道过程, 起作用的是通过那些靠近表面的禁带态的间接隧道过程. 并且, 随着表面电场的变化(通过外偏压来控制), 间接隧道电流也发生改变, 从而导致低频电导特性在反型区存在峰值, 这说明 $R_D A_D$ 与外偏压有关.

在不同的温度区域, 控制少子暗电流的机理是不同的. 从图 3 可见, 在 80K 时, $G-V$ 特性出现反型区峰值特征, 而在 130K, $G-V$ 特性却呈现为电导平台形式. 图 5 为测得的 MIS 器件的 $R_D A_D$ 值(强反型状态 $V_G - V_{FB} = -3.5 \text{ V}$) 与温度倒数的关系.

在较低温区 ($T < 130 \text{ K}$), $R_D A_D$ 值与温度的关系很弱, 此时控制少子暗电流的机理为通过禁带态的间接隧道过程, 并且是隧道几率限制过程 $\tau_p p_1 \gg \omega N_0$. 在较高温区 ($T > 130 \text{ K}$), $R_D A_D$ 值与温度倒数有明显的指数关系. 对激活能的估算表明激活能 $\Delta E_T \sim 140 \text{ meV}$ (离开价带顶位置), 大致等于禁带宽度的一半 ($E_g/2$), 说明在这个温度范围内, 限制少子暗电流机理的是耗尽区的产生-复合过程. 对于 $x=0.27$ 的 N 型器件也有类似的结果, 其激活能的估算值 $\Delta E_T \sim 120 \text{ meV}$ (参见图 5).

图 6 给出 $x=0.34$ 的 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件在 80K 测量的变频 $C-V$ 曲线和 $G-V$ 曲线. 实验曲线在强反型区呈现强烈的振荡形式. 这说明控制少子暗电流的机理是通过禁带态的间接隧道过程. 电容和电导曲线上的强烈振荡是由于反型层量子化调制所致. 在外偏压调制下, 当费密能级通过那些量子化的子能级时, 才能产生较大的间接隧道电流. 此时

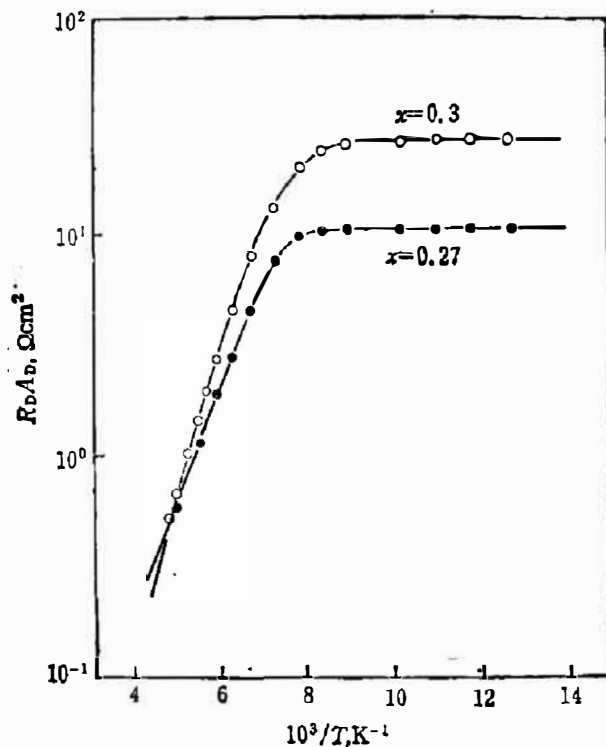


图 5 测量的 N 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件的 $R_D A_D$ 与温度倒数的关系

Fig. 5 Measured $R_D A_D$ versus reciprocal temperature for N-type Hg_{1-x}Cd_xTe MIS device.

高频电导出现峰值，而低频电导则表现为波谷。显然其它形式的少子暗电流机理不受反型层量子化调制，因而，这些暗电流机构所决定的电导特性不具有随偏压的强烈振荡形式。

图 7 为测得的样品的 $R_D A_D$ 值(强反型状态 $V_G - V_{FB} = 6.5 \text{ V}$) 与温度倒数的关系，从图可以看出，在中温区 ($175 \sim 60 \text{ K}$)， $R_D A_D$ 值与温度倒数有明显的指数关系，对应的激活能 $\Delta E_T \sim 50 \text{ meV}$ 。分析表明，在此温度范围限制少子暗电流的机理正是通过禁带态的间接过程(参见图 6)。此时器件处于很深的反型状态，表面电场很强，因而可能有很大的隧道几率，其隧道过程是一个热几率限制过程 $\omega N_c \gg \tau_p p_1$ (见式(12))。禁带态的位置在离价带顶约 50 meV 处，与 Kinch 等人^[2]的结果吻合，该能级被认为是第 II 类 Hg 空位缺陷造成的禁带态能级。温度升高时 ($T > 150 \text{ K}$)，限制少子暗电流的机理仍是通过禁带态的间接隧道过程，但这时是隧道几率限制过程 $\tau_p p_1 \gg \omega N_c$ 。从图 7 可见，此时的 $R_D A_D$ 值与温度关系很弱，而当温度降低时 ($T < 50 \text{ K}$)， $R_D A_D$ 值又几乎与温度无关了。这时的 $G-V$ 特性表现为平台形式，不再出现较高温区由于反型层量子化调制所引起的电导振荡， $R_D A_D$ 值大于 10^4 。

图 8 给出了 $x=0.205$ 的 N 型和 P 型样品在 80 K 下测得的 $G-V$ 曲线。与 $x=0.3$ 样品相比，其禁带宽度更窄 ($E_g \sim 0.1 \text{ eV}$, 80 K)。P 型样品电导呈现受反型层量子化调制的振荡形式，此时仍然是通过禁带态的间接隧道过程限制少子暗电流。而 N 型样品的 $G-V$

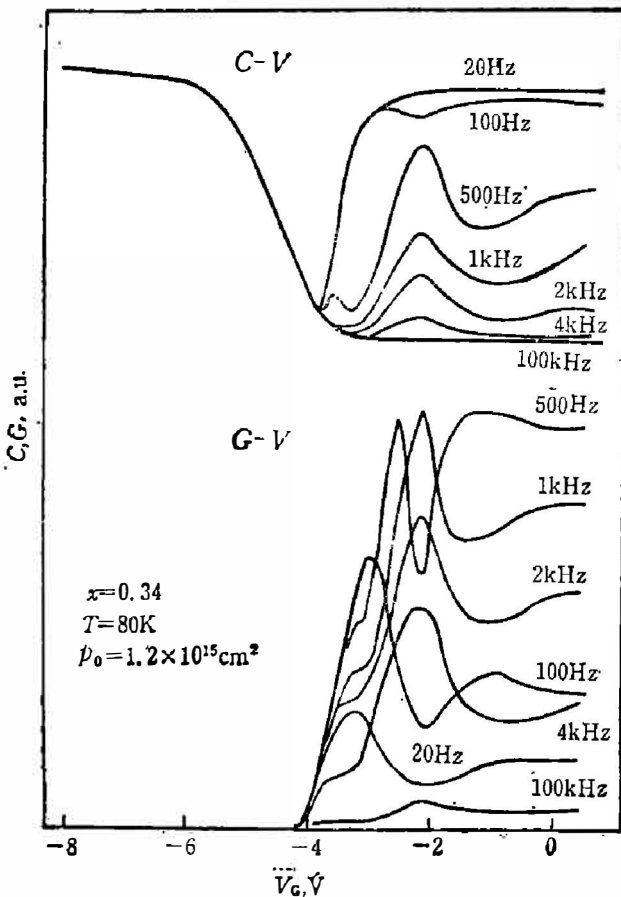


图 6 测量的 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS 器件的变频 $C-V$ 和 $G-V$ 特性曲线
 Fig. 6 Measured capacitance and conductance versus gate bias with variable frequency for P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS device.

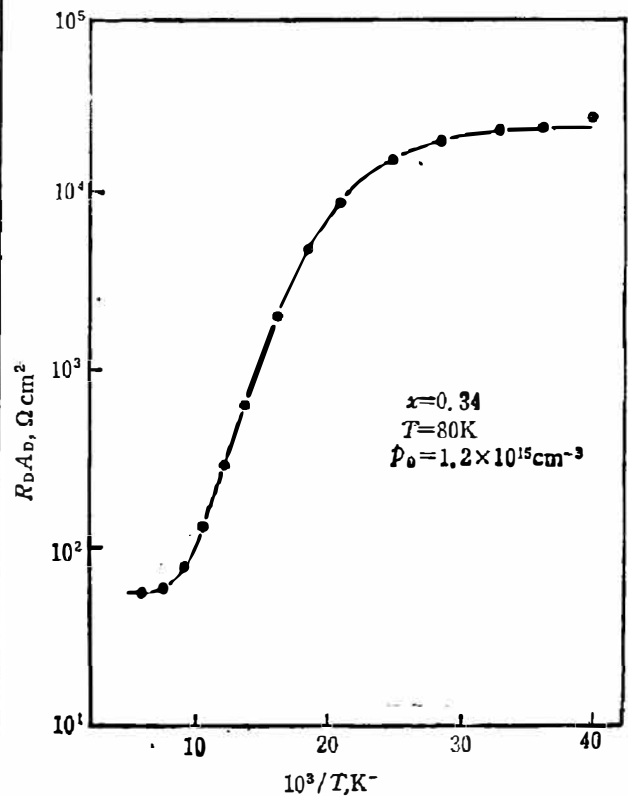


图 7 测量的 P 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS 器件的 $R_D A_D$ 与温度倒数的关系
 Fig 7 Measured $R_D A_D$ versus reciprocal temperature for P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS device.

特性也出现电导峰,但峰的位置在耗尽区域,这说明此时快表面态对电导有贡献.在同样的快表面态密度下,禁带越窄的半导体,其快表面态的响应速率越快^[4],快表面态的作用也就越明显.因此,对于 $x=0.2$ 的 N 型样品,降低其快表面态密度对提高器件性能更加重要.而在反型区,N 型样品的 $G-V$ 特性呈平台状.定量估算得到 $R_D A_D \sim 0.7 \Omega \cdot \text{cm}^2$, 对应于少子暗电流 $J \sim 10^{-9} \text{ A/cm}^2$. 此时限制少子暗电流的机理是来自耗尽区的产生-复合过程.

一般情况下,对 $x=0.2$ 的 N 型样品,在 80 K 下,隧道电流是限制少子暗电流的主要机理^[4]. 要使产生-复合电流达到 10^{-2} A/cm^2 量级,则要求少子寿命 $\tau_0 \sim 10^{-9} \text{ s}$. 这说明,我们使用的 $x=0.2$ 的 N 型 Hg_{1-x}Cd_xTe 材料中,产生-复合中心浓度很高 ($N_T = 10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$),这样高的深能级密度严重地限制了器件的性能.

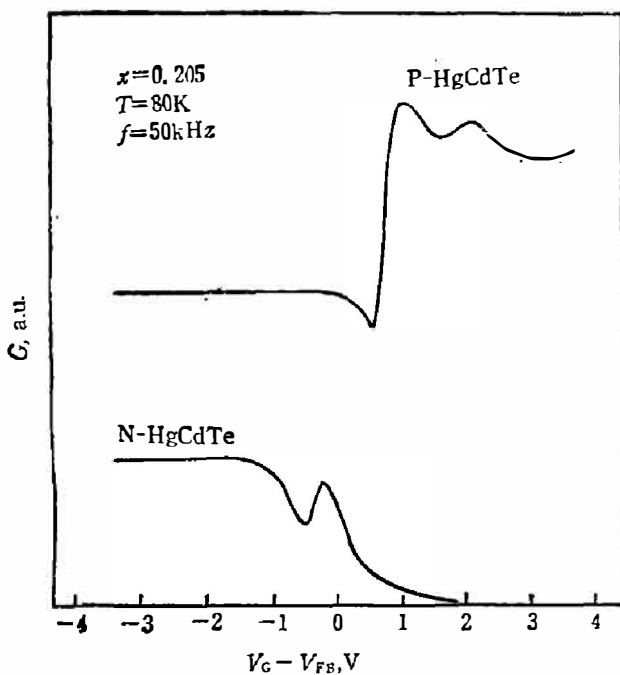


图 8 测量的 $x=0.205$ 的 N 型和 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件的 $G-V$ 特性曲线.
Fig. 8 Measured conductance versus gate bias at 80K for N-type and P-type Hg_{1-x}Cd_xTe MIS devices.

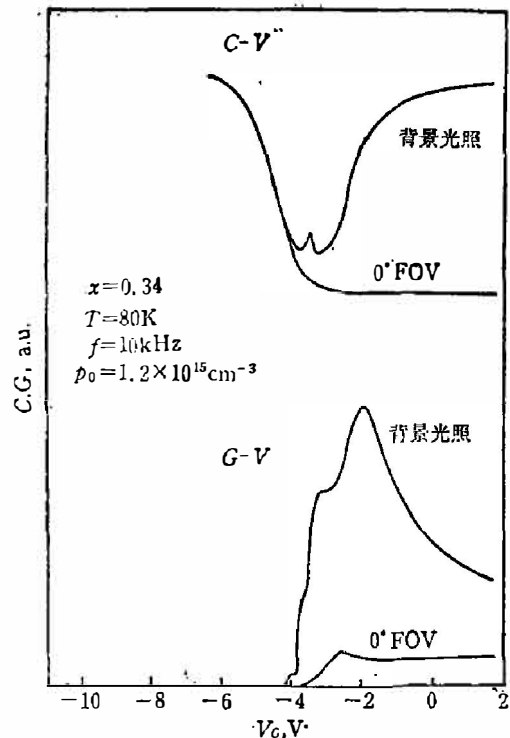


图 9 有背景光照条件下测量的 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件的 $C-V$ 和 $G-V$ 特性
Fig. 9 Measured capacitance and conductance versus gate bias for P-type Hg_{1-x}Cd_xTe ($x=0.34$) MIS device under background flux.

上述测量都是在暗背景下进行的.图 9 给出一个 P 型 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件在有光照背景时测得的 $C-V$ 曲线和 $G-V$ 曲线.当有背景光照时,光生载流子增加了少子暗电流,加快了少子响应速度,造成 $C-V$ 曲线和 $G-V$ 曲线明显地向低频形式变化.在无背景光照时,可由电导值估算得到少子暗电流 $J_s \sim 1.4 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$. 有光照时,峰值电导处对应的 $J_s \sim 2 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$. 显然,背景光照使得少子暗电流增大了一个数量级,这表明用 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件可制成一种实用的光电探测器^[4].

4. 结 论

通过对 Hg_{1-x}Cd_xTe MIS 器件 $G-V$ 特性的测量分析,可以了解器件的少子暗电流机

理. 对于在热平衡状态下工作的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS 器件来说, 通过禁带态的间接隧道过程是重要的少数暗电流来源. 减少禁带态的密度可以降低这种间接隧道电流, 提高器件的 $R_D A_D$ 值, 从而提高了器件的性能. 对于不同的温度区域, 限制少数暗电流的机理是不同的. 对于 $x=0.3$ 的 N 型 MIS 器件, 当 $T < 130\text{K}$ 时, 少数暗电流主要为通过禁带态的间接隧道电流; 而 $T > 130\text{K}$ 时, 则表现为耗尽区的产生-复合电流.

参 考 文 献

- [1] 黄河、童斐明、汤定元, 红外研究, **7A** (1988), 89.
- [2] Kinch M. A., *J. Vac. Sci. Technol.*, **21** (1982), 1: 215.
- [3] Beck J. D. et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, **21** (1982), 1:172.
- [4] Kinch M. A., *Semiconductors and Semimetals*, **18** (1981), 313.
- [5] Syllaios A. J. and Colombo Luigi, *Technical Digest. IEDM*, (1982), 137.
- [6] Kinch M. A., Beck J. D. and Zwirble W. T., *Technical Digest IEDM*, (1980), 508.
- [7] Sah C. T., *Phys Rev.*, **123** (1961), 1594.
- [8] Anderson W. W., *Infrared Phys.*, **17** (1977), 147.
- [9] Nicollian E. H. and Brews J. R., *MOS Physics and Technology*, (1982), 134.
- [10] Anderson W. W. and Halfman H. J., *J. Appl. Phys*, **53** (1982), 12: 9130.

CONDUCTANCE-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS DEVICES

HUANG HE, TONG FEIMING, TANG DINGYUAN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai, China)

ABSTRACT

The mechanism of minority-carrier dark current of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS devices is analysed based on the conductance-voltage characteristics. For N-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ MIS devices, it is revealed that the dominating dark current mechanism for $T < 130\text{K}$ is the indirect tunneling current via band-gap states and that for $T > 130\text{K}$ is the generation-recombination current. In low temperature region, the indirect tunneling current is limited by electron thermal excitation from valence band to intermediate band-gap states. From the temperature dependence of $R_D A_D$, it is derived that the band-gap state is located at about 50 meV above the top of the valence band. The inversion layer quantization effect strongly modulates the value of dark current in P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.