

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 光电二极管反向 漏电机制分析

袁皓心 童斐明 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海, 200083)

摘要——分析了可能导致 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ P-N 结反向软击穿的若干漏电机制。位于结区中的深能级和沉淀及混晶材料中的组份涨落和杂质浓度涨落等都可能产生过量隧道电流。用一些理论模型对实验数据进行了拟合和比较。对于我们的离子注入 N^+ -P 结, P 型材料的高补偿度可能是导致漏电的主要原因。

关键词—— $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 光电二极管, 漏电流。

1. 引 言

在 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 光伏探测器的制备中, 常常观察到 P-N 结反向伏安特性呈现软击穿。这类器件的零偏压电阻与面积的乘积 R_0A 很小, 有过量噪声, 不能在反向偏置状态工作。反向软击穿是由于 P-N 结体内或表面的某些漏电流造成的, 因此, 认识漏电起因对提高探测器性能至关重要。目前一般认为, 结反向软漏电主要来自表面漏电流和带间隧道电流^[1]。表面漏电可通过适当的表面钝化工艺或外加场栅极予以消除, 然而, 我们的栅控二极管实验表明^[2], 即使消除表面漏电, 结特性仍然受到体漏电的限制。在软击穿区域内的反向漏电流比理想带间隧道电流公式预期的数值仍大几个数量级, 我们称之为过量隧道电流。

本文将证明一些材料缺陷是导致过量隧道电流的主要原因, 这些缺陷包括: 较高浓度的深能级中心, 组份空间分布不均匀, 杂质浓度空间分布不均匀及沉淀物(如 Te、HgTe 或金属杂质)的存在。本文给出了 HgCdTe P-N 结反向伏安特性实验结果及与直接带间隧道电流理论比较, 并对上述几种缺陷情况逐一进行分析, 尽可能用已知理论拟合实验结果, 以获得一些定量认识。

2. 实 验 结 果

本文分析的反向伏安特性取自栅控二极管的实验数据^[2]。 N^+ -P 栅控二极管是在未掺杂质 P 型衬底材料上注入 B^+ 离子制备的, P 型衬底材料的电学性质由本征点缺陷(一般认为

是汞空位)决定, 77 K 温度下的空穴浓度约为 $N_A - N_D \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 室温离子注入能量 125 keV, 注入剂量 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. 没有作专门的注入后退火, 一般认为 N^+ 层导电性由注入损伤引起, 注入区电子浓度可以达到 $10^{18} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [1]. 二极管截止波长为 $3 \sim 5 \mu\text{m}$. 当外加栅压使 N^+ -P 结表面接近平带状态时, 达到最佳伏安特性, 可以认为这时的表面漏电已基本消除. 图 1 给出了 $x=0.29, 0.32, 0.38$ 三种组份的器件在这种状态下的反向伏安特性, 用“●”表示.

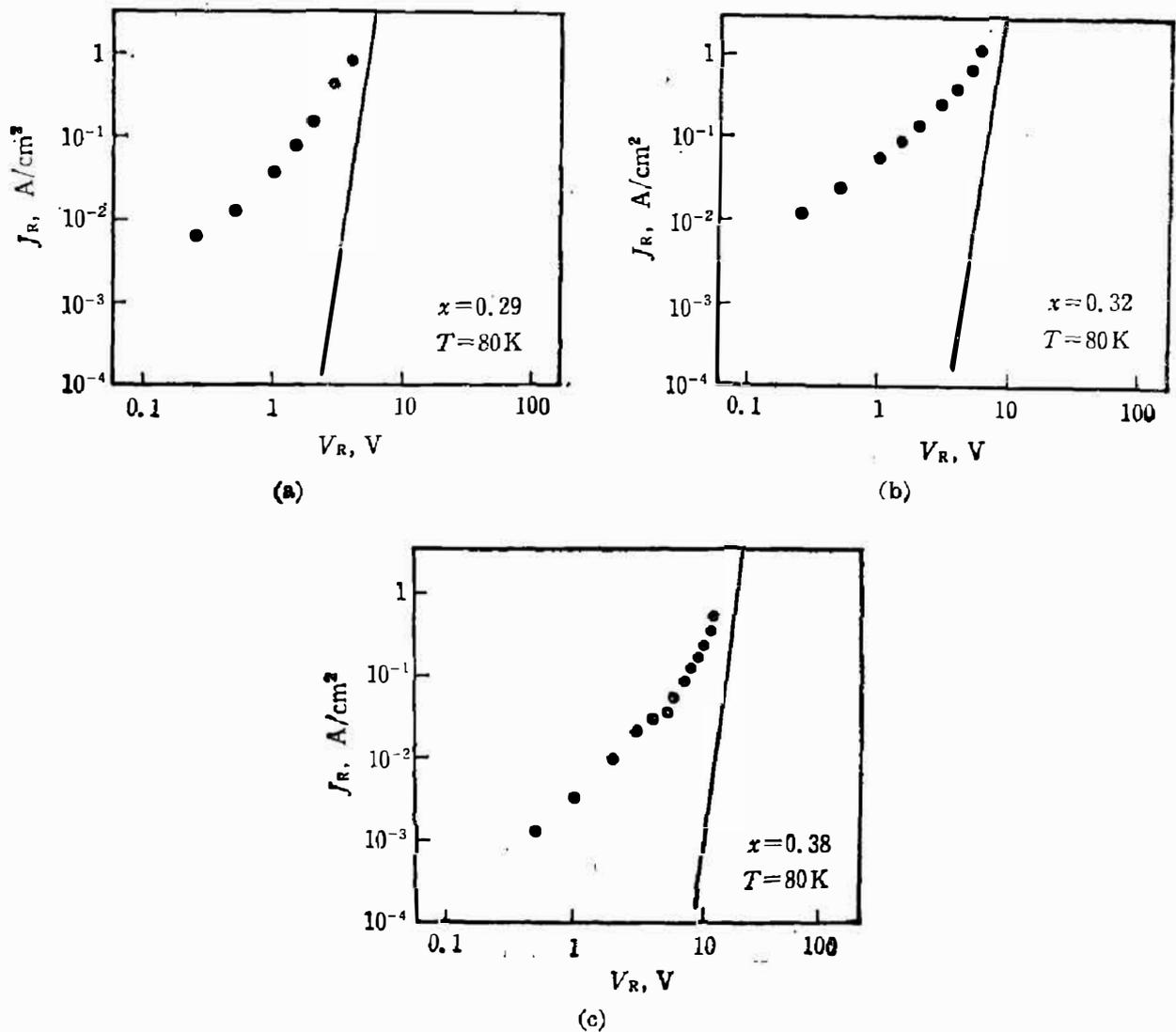


图 1 三种组份的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ N^+ -P 光电二极管在 80 K 温度下的反向伏安特性
 (“●”代表实验数据, 实线是计算的直接带间隧道电流)

Fig. 1 Reverse current-voltage characteristic of three $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ N^+ -P photodiodes with different composition at 80 K.

由非抛物能带和恒定电场模型, 得到直接带间隧道电流的表达式^[3]

$$j_t = A e^{-B} D(V). \quad (1)$$

其中 $A = \frac{q^2 m_e^*}{2\pi^2 \hbar^3}$, $B = \frac{E_g}{4\bar{E}}$, $\bar{E} = \frac{q\hbar s}{\sqrt{2\pi m_e^*{}^{1/2} E_g^{1/2}}}$, 这里, m_e^* 是隧道电子有效质量, $m_e^* \approx \frac{3\hbar^2 E_g}{4P^2}$ (P 为动量矩阵元); $D(V)$ 是一个交迭积分, 参考文献[4]给出了 $D(V)$ 的一个近似表

达式; s 是结区有效恒定电场, 一般取为最大电场的 $\frac{2}{3}$ 倍^[5]. 对 N⁺-P 突变结, 有

$$s = \frac{2}{3} \left(\frac{2qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s} \right)^{1/2} (V_{bi} - V)^{1/2}, \quad (2)$$

式中, V_{bi} 是 P-N 结内建电势, $qV_{bi} = E_g + \xi_n + \xi_p$ (ξ_n, ξ_p 分别为 N 区一侧和 P 区一侧的准费密能级, 计算方法见[4]). 式(1)表明隧道电流与电场 s 有强烈的依赖关系. 在小反偏压 ($V_R \leq V_{bi}$) 范围, 结电场主要为 V_{bi} . 对窄禁带 HgCdTe N⁺-P 结, 通常 $\xi_p < 0, \xi_n > 0$, 其数值与 E_g 相比不一定能忽略不计. 因此, 当 $V_R \leq V_{bi}$ 时, j_t 不仅依赖于衬底受主浓度 N_A , 而且依赖于注入区施主浓度 N_D .

图 1 中实线是由式(1)计算的理论曲线, 计算中使用的衬底受主浓度取自晶片的霍尔测量数据, 注入区施主浓度假定为 $N_D = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. 比较理论和实验曲线可见, 在反向电流 $j_R < 1 \text{A/cm}^2$ 的整个反向偏压范围内, 电流实验值都远大于理论值(相差几个数量级), 且实验 j_R-V_R 曲线远没有理论曲线那样陡峭, 表现出明显的软漏电.

3. 深能级辅助带间隧道电流

众所周知, 位于结区的深能级中心能够引起 SRH 产生-复合电流. 业已证明, 对于 HgCdTe P-N 结, 在正向偏压和零偏压附近, 通过深能级的隧道-复合过程对结电流也有相当贡献^[6]. 其实, 在反向偏压下, 当 N 区导带和 P 区价带交迭后, 带间隧道不仅能够直接发生(见图 2(a)), 而且也可以通过深能级进行, 即电子从价带到深能级再到导带的跃迁都为隧道过程(见图 2(b)), 这时, 载流子在深能级-带间的隧道跃迁速率远大于热跃迁速率. 由于深能级-带间隧道势垒高度 E_T 或 $E_g - E_T$ 总是小于直接带间隧道势垒高度 E_g , 因此, 当深能级

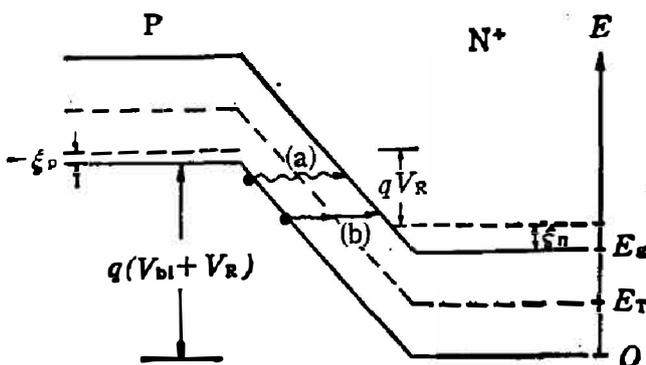


图 2 两种带间隧道机制

(a) 直接过程, (b) 深能级辅助过程.

Fig. 2 Two mechanisms for interband tunneling.

(a) direct process; (b) deep level assisted process.

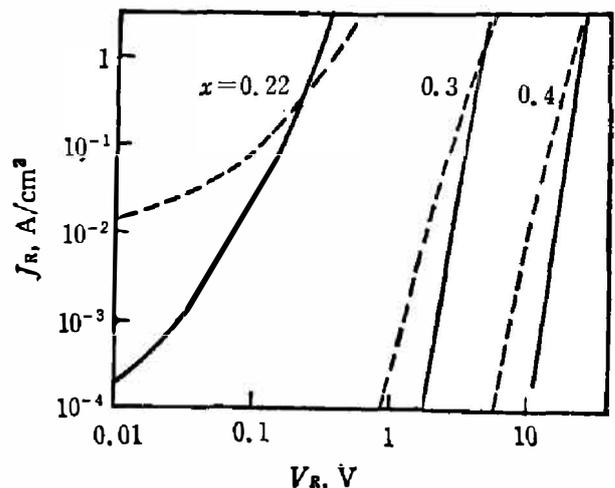


图 3 对三种不同组份的 Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P 结在 77 K 温度下计算得直接带间隧道电流(实线)与深能级辅助带间隧道电流(虚线)的比较

Fig. 3 Comparison of direct interband tunneling current (the solid lines) with deep level assisted interband tunneling current (the dashed lines) for Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P junctions with different compositions at 77 K.

密度 N_T 较大时,在一定偏压范围内深能级辅助带间隧道电流 j_i^{DL} 有可能超过直接带间隧道电流 j_i^{dr} 而居主导地位.

在恒定电场近似下, j_i^{DL} 可表示成

$$j_i^{DL} = qN_T \frac{V_{bi} - V - E_g/q}{\varepsilon} \frac{R_c R_o}{R_c + R_o}, \quad (3)$$

式中 R_c 、 R_o 分别表示载流子从深能级到导带和价带的隧道跃迁速率. 根据文献[6]的推导, 有

$$R_o = A' e^{-B'}, \quad (4)$$

式中 $A' = \frac{m_0^{*3/2} \bar{E} W_c^2}{\sqrt{2} \hbar^4 E_g^{1/2} (1-\alpha)^{1/2} F(\alpha)}$, $B' = \frac{E_g F(\alpha)}{4\pi \bar{E}}$. 这里, \bar{E} 的定义同上节, $\alpha = E_T/E_g$, E_T 是从价带顶计算的深能级位置,

$$F(\alpha) = \frac{\pi}{2} + 2(1-\alpha) \sqrt{\alpha(1-\alpha)} + \sin^{-1}(1-2\alpha),$$

W_c 是跃迁矩阵元, 对库仑势阱有

$$W_c = \frac{2\sqrt{2\pi} \hbar^2}{m_0} \left(\frac{2m_0}{\hbar^2} \right)^{1/4} \frac{E_g^{1/4}}{\alpha^{3/4}}, \quad (5)$$

其中 m_0 为自由电子有效质量. 同样, 我们可以得到 R_c 的类似表达式, 只要做替换 $\alpha \rightarrow 1-\alpha$. 深能级-价带隧道受轻空穴支配, 其有效质量与导带电子相同. 由式(3), 对于使 $R_c \approx R_o$ 的禁带中央能级, 显然电流最大. DLTS 实验已证实 HgCdTe 材料中存在着一个 $E_T \approx E_g/2$ 的深能级, 与本征点缺陷有联系^[7]. 因此本文计算只对单一禁带中央能级 ($\alpha=1/2$) 进行, 则 $F(\alpha) = \pi/2$. 比较式(1)和式(4)的指数因子, 可见后者比前者小 2 倍, 表明深能级-带间隧道几率大于直接带间隧道几率.

图 3 给出了对几种不同组份的 N⁺-P 结用式(1)和(3)的计算结果, 计算参数取为 $T=77\text{ K}$, $N_A=5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $N_D=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_T=N_A$, $E_T=E_g/2$. 比较 $j_i^{dr}-V$ 和 $j_i^{DL}-V$ 曲线可见, 后者的斜率小于前者, 且 $j_i^{DL} > j_i^{dr}$, 直到超过某一反向偏压为止. 因此, 深能级的存在也是使 P-N 结反向特性变软的一个原因. 但即使是在 $N_T=N_A$ 的条件下, 计算结果与实验数据仍有很大的差距. 如果假设 N_T 更高, 由于 j_i^{DL} 正比于 N_T , 也不能改变 $j_i^{DL}-V$ 曲线的斜率使之与实验曲线重合, 这表明我们的器件中还存在着其它更为严重的漏电.

4. 组份涨落

在三元混晶 HgCdTe 固体中, 不可避免地会出现组份的空间涨落, 从而引起禁带宽度的变化. 如果 \bar{E}_g 表示禁带宽度在整个样品中的平均值, 则 $E_g < \bar{E}_g$ 区域中的电流将远大于 $E_g > \bar{E}_g$ 处的电流, 而总电流将大于 $E_g = \bar{E}_g$ 的均匀 P-N 结电流. 参考文献[8]曾经对组份涨落导致 P-N 结反向过量电流进行了理论分析, 结果表明: 对载流子热产生过程, E_g 涨落引起结电流温度依赖关系改变, 而对隧道击穿, 涨落的存在改变了电流的电场(或电压)依赖特性. 仿照文献[8], 假定 E_g 的涨落服从高斯型随机分布 $\exp[-(E_g - \bar{E}_g)^2/\Delta^2]$, 则直接带间隧道电流为

$$j_t = j_{t0} \exp\left(\frac{\pi^2 m_e^* \bar{E}_g \Delta^2}{8q^2 \hbar^2 \varepsilon^2}\right), \quad (6)$$

式中, j_{t0} 、 m_e^* 都对应 $E_g = \bar{E}_g$ 时的数值, j_{t0} 由式 (1) 给出, Δ 为 E_g 的标准偏差 ($\Delta \ll E_g$), 该式最后一项表示涨落对隧道电流的修正. 显然, 在电场未达到足够高时, 将会产生一定的过量电流, 且 Δ 愈大, 过量电流愈大.

图 4 是对 $x=0.22$ 、 0.3 两种组份 N⁺-P 结 ($T=77$ K, $N_A=5 \times 10^{15}$ cm⁻³, $N_D=1 \times 10^{18}$ cm⁻³) 用式 (6) 计算的电流-电压关系, 图中给出了不同涨落的结果. 我们看到, 当涨落达到禁带宽度的十分之一 ($\Delta=0.1 E_g$) 时, 击穿电压的下降和击穿特性的变软已十分明显. 随着反向偏压的增加, 过量电流逐渐减小. 虽然 $E_g \approx \bar{E}_g - \Delta$ 的区域在整个结面积中只占很小一部分, 但却决定了 P-N 结总的反向电流. 然而, 与实验数据 (图 1) 的比较表明, 组份涨落还没有成为我们器件的主要漏电机制.

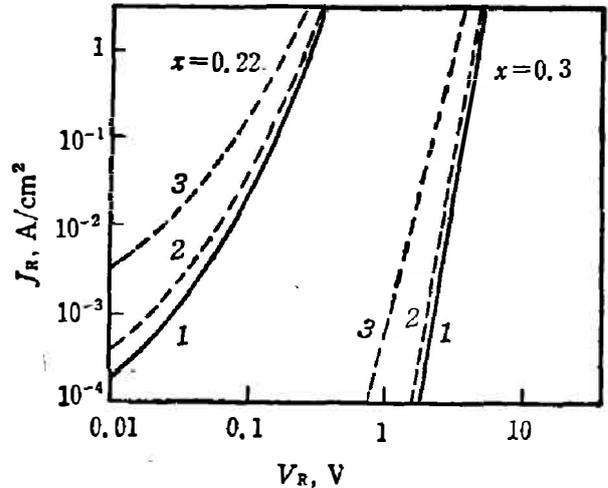


图 4 两种组份的 Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P 结在 77 K 温度下禁带宽度涨落对直接带间隧道电流影响的计算结果 (曲线 1: $\Delta=0$; 2: $\Delta=0.05 E_g$; 3: $\Delta=0.1 E_g$)

Fig. 4 Effect of fluctuations of the band gap on direct interband tunneling current, calculated for Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P junctions with two compositions at 77 K.

5. 沉淀感应漏电

当 P-N 结界面处存在导体沉淀时, 将产生 P-M-N 微结构, 与 P-N 结并联, 这个微结构可看作是两个相串联的肖特基势垒二极管^[9,10]. 虽然目前尚难肯定 HgCdTe 材料中是否存在金属沉淀, 但 Te 沉淀却是普遍存在的^[11], 其含量依赖于热处理条件, 尺寸约为 100~300 nm. 光吸收实验证实我们的材料含有 Te 和 HgTe 沉淀^[12], 这些沉淀对光伏器件性能的影响已有过报道^[13].

沉淀对 HgCdTe 的 N⁺-P 结和 N-P⁺ (或 N⁻-P) 结的影响程度是不一样的. 对 HgCdTe 金属-半导体接触的新近研究表明^[14], 在 $x < 0.4$ 的 N 型材料上的金属接触是本征欧姆的, 而在 P 型材料上为肖特基势垒, 与组份无关. 因此, 在沉淀产生的 N-M-P 微结构中, N-M 为欧姆接触, M-P 接触为肖特基势垒, 外加偏压几乎全部降在 M-P 势垒上, 它决定了微结构的伏安特性. M-P 势垒电场 ε_B 由 P 区净受主浓度和场增强因子 β 决定. 对 N⁺-P 结, ε_B 比结区背景电场 ε_0 大 β 倍; 对 N-P⁺ (或 N⁻-P) 结, ε_0 由轻掺杂 N 区一侧的施主浓度决定, 这时即使不考虑 β 因子, ε_B 也远大于 ε_0 . 因此, 沉淀对 N-P⁺ (或 N⁻-P) 结的影响比对 N⁺-P 结要大得多. 对于 N-P⁺ 结, M-P⁺ 接触实际上已成为非本征欧姆的, 故沉淀的存在将使 P-N 结两侧短路, 导致欧姆漏电.

对反向肖特基势垒, 热场发射区和场发射区的伏安特性分别为^[15]

$$J_i^{TFE} = A_1 e^{A_2 V_R} \quad (7)$$

$$J_i^{FE} = B_1 V_R e^{-B_2 V_R^{1/2}}, \quad (8)$$

式中 A_1 、 A_2 、 B_1 、 B_2 都基本与偏压无关。检验热场发射或场发射模型是否适用的最简单方法是将实验数据按 $\ln J_R - V_R$ 或 $\ln(J_R/V_R) - V_R^{-1/2}$ 作图, 看是否得到直线关系。将图 1 实验数据按此方法重新作图, 得到图 5, 没有看到明显的直线关系, 说明在我们的离子注入 N^+ -P 结中, 沉淀感应漏电不占主导地位。而对 Hg 扩散 N-P⁺ 结, 曾观察到器件性能强烈依赖于沉淀的大小和浓度^[13]。这一结果与前面的讨论是一致的。

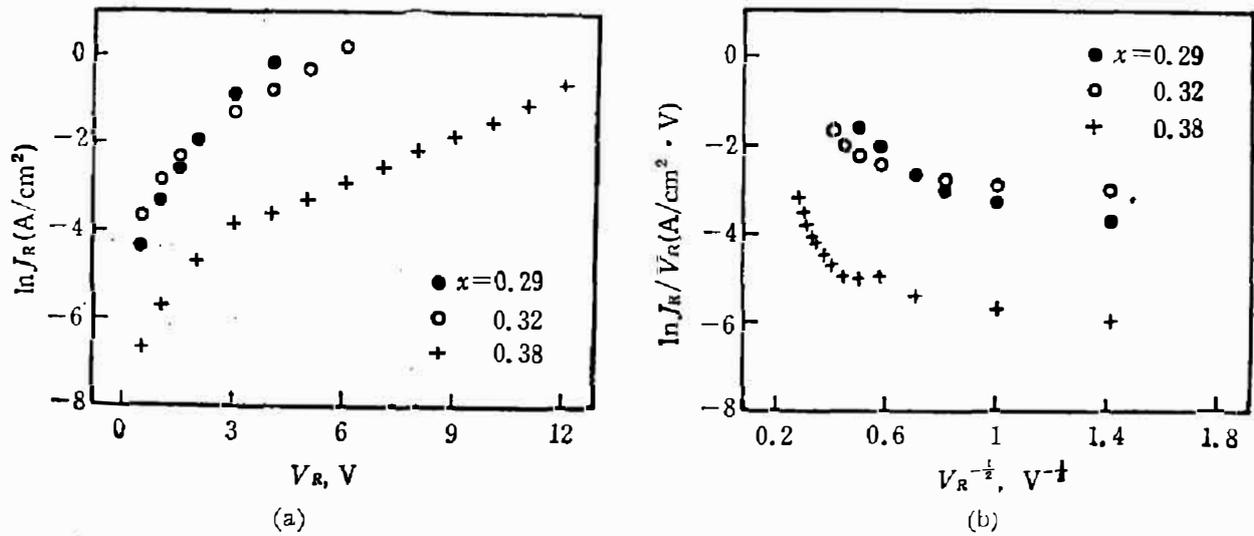


图 5 Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P 光电二极管反向伏安特性实验数据分析
(a) $\ln J_R - V_R$ 特性, (b) $\ln(J_R/V_R - V_R)^{-1/2}$ 特性

Fig. 5 Analysis of experimental current-voltage characteristic of Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P photodiodes

6. 杂质浓度涨落

导致过量隧道电流的另一可能机制是: 由于杂质浓度涨落, 使 P-N 结中出现含有高浓度载流子的微区, 使局部隧道几率远远大于整个 P-N 结的平均值。虽然这类微区只占整个结区的很小一部分, 因而不会改变结电容, 但却主导了 P-N 结的总电流。

不久前 M. É. Raïkh 等人^[16, 17] 建立了杂质浓度涨落引起过量隧道电流的理论, 并用来解释 III-V 族半导体 P-N 结的反向伏安特性^[18]。该理论的基本思想是: 由于结势垒的隧道穿透几率是势垒高度和厚度的指数函数, 因此强烈依赖于势垒参数的涨落。在组份均匀的情况下, 势垒高度是固定的且等于禁带宽度 E_g , 而势垒厚度却可能由于施主和受主浓度的涨落而出现涨落。对 N⁺-P 结, 假定在结平面的某些部分, 在电子隧道长度范围内, $N_A - N_D$ 大于平均净受主浓度 N_0 , 则这些区域的势垒变窄从而导致隧道几率指数上升。显然, 穿过势垒的平均隧道几率 (因而平均隧道电流) 是由电荷密度高于平均值的少数区域所决定。这些区域被称为“穿孔”(Puncture)。尽管形成穿孔的几率随涨落幅度的增大而指数下降, 但它们却决定了总的隧道电流, 因为其隧道几率与正常值相比呈指数上升。在重补偿半导体中, 涨落效应是极为重要的^[19]。假设 P 区是重补偿的, 即 $N_0 = \bar{N}_A - \bar{N}_D \ll \bar{N}_A, \bar{N}_D$, 或补

偿度 $K = \bar{N}_D / \bar{N}_A \rightarrow 1$, 其中 \bar{N}_A 、 \bar{N}_D 分别表示 P 区受主和施主浓度的平均值. 这时, 杂质浓度在隧道区域内即使有很小一点 (与 \bar{N}_A 相比) 涨落 (如果可与 N_0 相比较), 也能够大大减少 N^+ -P 结的势垒宽度.

参考文献 [14] 采用最可几涨落方法, 经过复杂的理论推导, 得到过量隧道电流的下述形式:

$$j_t \propto \exp[-W_0 \varphi(\tau)], \quad (9)$$

其中, W_0 等于式 (1) 中的指数因子 B , 由 N_0 决定; $\varphi(\tau)$ 是偏压 V_R 和材料参数的函数, 具有渐近形式

$$\varphi(\tau) = \frac{4\Gamma^2\left(\frac{1}{4}\right)}{3\pi^{3/2}} \sqrt{\tau} - \frac{16\tau}{\pi}, \quad \tau \ll 1 \quad (10)$$

$$\varphi(\tau) = 1 - \frac{1}{3\pi\tau}, \quad \tau \gg 1 \quad (11)$$

式中, $\tau = N_0 V_R / 4(\bar{N}_A + \bar{N}_D) \sqrt{E_g E_B}$, $E_B = m_e^* q^4 / 2\hbar^2 \epsilon_s^2$ 是有效玻尔能量, $\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)$ 的数值可由 Γ -函数表查得.

上面两种极端情况 ($\tau \gg 1$ 和 $\tau \ll 1$) 分别对应高压和低压范围. 如果设 $\bar{V} = V_R / \tau$, 则 \bar{V} 表示隧道电流-电压关系发生变化时的转折偏压. 在高压极限 $V_R \gg \bar{V}$, 穿孔的形成对势垒剖面分布只有微弱影响, 因此隧道电流的相对变化很小, 尽管其绝对值很大, 故式 (9) 接近于式 (1). 在低压极限 $V_R \ll \bar{V}$, 穿孔的存在使隧道电流大大高于式 (1) 的计算值. 式 (9)~(11) 是在 $V_R \gg V_{bi}$ 的条件下推出的. 容易证明, 只有在重补偿情形下 ($\bar{N}_A / N_0 \gg (E_g / E_B)^{1/2} \gg 1$) 才存在不等式 $E_g \ll V_R \ll \bar{V}$, 在这一偏压范围, 涨落效应最强 [17].

将式 (10) 代入式 (9) 后取对数, 并考虑到指数前因子只有微弱偏压依赖关系, 则近似得到线性关系

$$\ln j_t = -A_1 + A_2 \sqrt{V_R}, \quad V_{bi} \ll V_R \ll \bar{V}. \quad (12)$$

如果将图 1 实验数据按 $\ln j_{exp} - \sqrt{V_R}$ 重新作图, 见图 6, 则在相当宽一段反向偏压区域都基本得到一直线关系, 与式 (12) 相吻合, 表明我们的实验结果可以用重补偿材料中的杂质浓度涨落模型进行解释. 图 6 中使用的最小二乘法拟合参数列于表 1. 我们看到, 若要符合 j_R 的绝对值, 则要求 $\bar{N}_D + \bar{N}_A$ 达到 $10^{18} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 比空穴浓度 N_0 高 3 个数量级. 这表明制造这些器件的材料有极高的补偿.

未掺杂 P 型 HgCdTe 是补偿的这一事实早已为变温霍尔测量所证实. 许多研究表明 [20-24], 弱 P 型 HgCdTe ($N_A \sim N_D = 15^{15} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) 中的施主

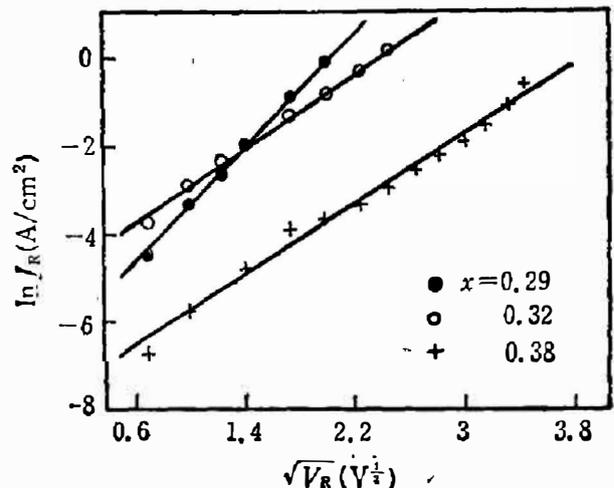


图 6 三个 Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P 光电二极管的 $\ln J_R - V_R^{1/2}$ 特性 (“○”, “●”, “×”表示实验结果, 实线是用式 (12) 拟合计算结果)

Fig. 6 $\ln J_R - V_R^{1/2}$ for three Hg_{1-x}Cd_xTe N⁺-P photodiodes.

表 1 对应图 6 的拟合参数
Table 1 Fitting parameters corresponding to Fig. 6

x	$N_0(\text{cm}^{-3})$	$\bar{N}_A + \bar{N}_D(\text{cm}^{-3})$	$\bar{V}(\text{V})$
0.29	3.2×10^{15}	3×10^{18}	60
0.32	4.0×10^{15}	6×10^{18}	117
0.38	4.9×10^{15}	9×10^{18}	196

浓度 N_D 可达 10^{17}cm^{-3} 。由于这些 P 型材料很易热处理成低浓度的 N 型材料 ($N_D = 10^{14} \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$)，因此，目前倾向于认为^[24] 高补偿度是未掺杂 P 型 HgCdTe 的固有性质，由自身点缺陷引起，而与施主杂质或长晶方法无关，也不会受退火或其它工艺影响而明显改变。自身点缺陷的起因尚不清楚，可能包括 Hg 或 Cd 填隙(施主)、Hg 或 Cd 空位和 Te 填隙(受主)、及反位和复合体。最终的低空穴浓度是由化学配比受主和施主的精确补偿得到的。

从上述理论看，高补偿 P 型材料的浓度涨落可以是过量隧道的起源，这对制造离子注入 N^+ -P 结是极为不利的。我们以为，用掺杂 P 型材料(如掺 As、Au、Sb 等)取代未掺杂 P 型材料，以避免自身点缺陷；及改进离子注入成结工艺以获得 N^+ - N^- -P 结构，使结区位于 N^- 区一侧可能是解决这一问题的两种有效途径。

7. 结 论

我们对 HgCdTe P-N 结反向软漏电的若干可能机制进行了仔细分析。例举的深能级中心、组份空间涨落、沉淀物和杂质浓度空间涨落四种缺陷都有可能导致过量隧道电流。但从理论计算与实验结果比较，可以认为前三种缺陷还不足以解释我们的 N^+ -P 二极管实验结果。只有杂质浓度空间涨落有可能引起足够与实验数据相符的漏电流，只要 P 型材料的补偿度达到 $\frac{\bar{N}_A - \bar{N}_D}{\bar{N}_A} \approx 10^{-3}$ 。对于我们所用的未掺杂 P 型材料，这种重补偿情况有可能发生。本文结果说明要降低软漏电，必须设法避开自身点缺陷，用杂质导电成结取代缺陷导电成结。

参 考 文 献

- [1] Reine M. B. et al., in *Semiconductors and semimetals*, Vol. 18, Ed R. K. Willardson and A. C. Beer. Academic Press, New York, 1981, Chap. 6.
- [2] 袁皓心等, 红外研究, **A5** (1986), 351.
- [3] Kane E. O., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 83.
- [4] 袁皓心等, 红外研究, **A6** (1987), 3.
- [5] E. O. Kane, *Phys. Rev.*, **131** (1963), 79.
- [6] Anderson W. W. et al., *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 9130.
- [7] Jones C. E. et al., *J. Voc. Sci. Technol.*, **A3** (1985), 131.
- [8] Petrosyan S. G. et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **17** (1983), 1002.
- [9] Ivashchenko A. I. et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **11** (1977), 1177.
- [10] Lal R. et al., *Sol. Stat. Phys.*, **29** (1986), 1015.
- [11] Williams D. J., in *Properties of Mercury Cadmium Telluride*, EMIS Datareviews Series No. 3, Ed J. Brice and P. Capper, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London and New York, 1987, p.97.
- [12] Qian Dingrong, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **94** (1986), 573.
- [13] Tong Feiming et al., *SPIE*, **819** (1987), 329.
- [14] Spicer W. E. et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, **A6** (1988), 2746.
- [15] Rhoderick E. H., *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon Press, Oxford, 1978, Chap. 3.
- [16] Gusyatnikov V. N. et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **18** (1984), 670.
- [17] Raikh M. É. et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **19** (1985), 745.
- [18] Vul' A. Ya. et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **20** (1986), 285.
- [19] Shklovskii B. I. and Efros A. L., *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 45, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1984.
- [20] Scott W. et al., *J. Appl. Phys.*, **47** (1976), 1408.
- [21] Schmit J. L. et al., *J. Electron. Mater.*, **7** (1978), 65.
- [22] Chu M., *J. Appl. Phys.*, **51** (1980), 5876.
- [23] Caporaletti O. et al., *Phys. Lett.*, **89** A (1982), 151.
- [24] Edwall D. D. et al., *J. Electron. Mater.*, **14** (1985), 245.

ANALYSIS OF REVERSE LEAKAGE CURRENT MECHANISMS IN $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PHOTODIODES

YUAN HAOXIN, TONG FEIMING, TANG DINGYUAN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai 200083, China)

ABSTRACT

An analysis is made of some leakage current mechanisms which may be responsible for the soft reverse breakdown characteristics of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ P-N junctions. It is shown that all the imperfections of the P-N junction, such as deep levels, precipitates, composition and impurity-concentration fluctuations in the alloy system may give rise to excess tunneling currents. The experimental data have been fitted to or compared with a few theoretical models. It seems that the leakage current in the ion-implanted $\text{N}^+\text{-P}$ junctions is mainly due to the high degree of compensation in P-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.