

直接带间隧道对长波 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的影响*

袁皓心 童斐明 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——基于 Kane 隧道电流模型并考虑费密-狄拉克分布函数的影响, 导出了直接带间隧道电流及相应的零偏压电阻-面积乘积 R_0A 的表达式。对 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN 结的计算结果表明, 直接带间隧道是限制结特性的一种重要的电流机构。分析了这种电流机构对 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN 结伏-安特性及 R_0A 的影响, 以及它们与 PN 结两侧掺杂浓度和工作温度的依赖关系。对 N^+P 和 P^+N 这两种结构的器件进行了比较。为了计算隧道电流, 对结两侧的准费密能级也作了计算。

一、引 言

$\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN 结伏-安曲线常常表现出击穿电压小、反向软击穿、 R_0A 值低等特性。PN 结特性是受到扩散电流、空间电荷区产生-复合电流、表面漏电流和带间隧道电流等电流机构限制的, 其中与表面有关的漏电流原则上是能够被减小的, 因而本文只着重研究体内的直接带间隧道电流。直接带间隧道电流是在二极管反向齐纳击穿和隧道二极管中起决定作用的电流机构^[1,2]。近年来人们^[3,4]认识到它也是限制 HgCdTe PN 结性能的重要电流机构, 但定量分析尚不够完善。Anderson^[5]曾对 HgCdTe 单边突变结进行过定量分析和计算。最近 Beck 和 Byer^[6]又将 Anderson 的结果推广到线性缓变结情况。但是他们在计算隧道电流时, 都是采用绝对零度近似, 把费密-狄拉克分布函数算作阶跃函数, 而且 Anderson 在计算中假定准费密能级位于能带边, 这是不够合理的。实际上, HgCdTe PN 结和一般隧道二极管是不同的, 它的 N 区往往是简并的, 而 P 区则是非简并。即使 P 区非简并, 直接带间隧道仍可能是重要的^[7], 在零偏压附近也仍然会有隧道电流产生。因此通常隧道电流计算中采用的绝对零度近似不再适用, 应作适当修正。我们基于 Kane^[8]的隧道电流模型, 对费密-狄拉克分布函数作了比较合理的近似, 导出了隧道电流及相应的 R_0A 表达式。对

本文 1986 年 4 月 30 日收到。

* 中国科学院科学基金资助课题。

Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te 器件在再计入扩散电流和产生-复合电流后, 计算了几种不同掺杂浓度、不同温度下 PN 结的伏-安特性、动态电阻-电压特性以及零偏压电阻-面积乘积与温度、掺杂的关系曲线, 据此可以选择较好的掺杂浓度范围。还对 N⁺P 和 P⁺N 两种器件进行了比较。

二、准费密能级

为了计算隧道电流, 首先需要知道 N 区和 P 区的准费密能级位置。HgCdTe 能带可用 Kane 的 $k \cdot p$ 微扰理论^[9] 描述, 导带为非抛物型带, 价带由一个与导带成镜像反演的轻空穴价带和一个抛物型重空穴价带组成。导带电子浓度一般可表示为^[10]

$$n = N_c F(\phi, \eta), \quad (1)$$

式(1)中, $F(\phi, \eta)$ 为广义费密-狄拉克积分, $\phi = \frac{E_g}{kT}$ 为简约禁带宽度, $\eta = (F_F - E_c)/kT$ 为简约费密能量; $N_c = 2(2\pi m_e^* kT/h^2)^{3/2}$ 为导带有效态密度, $m_e^* = \frac{3\hbar^2 E_g}{4P^2}$ 为导带底电子有效质量 (P 为动量矩阵元)。价带空穴浓度是我们熟知的, 即

$$p = N_v F_{\frac{1}{2}}(-\phi - \eta),$$

其中 $F_{1/2}(-\phi - \eta)$ 为 $\frac{1}{2}$ 阶费密-狄拉克积分, $N_v = 2(2\pi m_h^* kT/h^2)^{3/2}$ 为价带有效态密度, $m_h^{*3/2} = m_{hh}^{*3/2} + m_{lh}^{*3/2}$, 由于轻空穴有效质量远小于重空穴有效质量, 故实际上主要是重空穴价带态密度的贡献。如果是非简并情况, 则有

$$p = N_v \exp(-\phi - \eta).$$

对 N 型 HgCdTe, 一般认为施主全电离, 而价带非简并, 因而电中性条件为 $n = p + N_D$, 即:

$$N_c F(\phi, \eta) = N_v \exp(-\phi - \eta) + N_D. \quad (2)$$

对于 P 型 HgCdTe, 近年来已有实验证明存在受主冻出, 并已有好几位作者给出了受

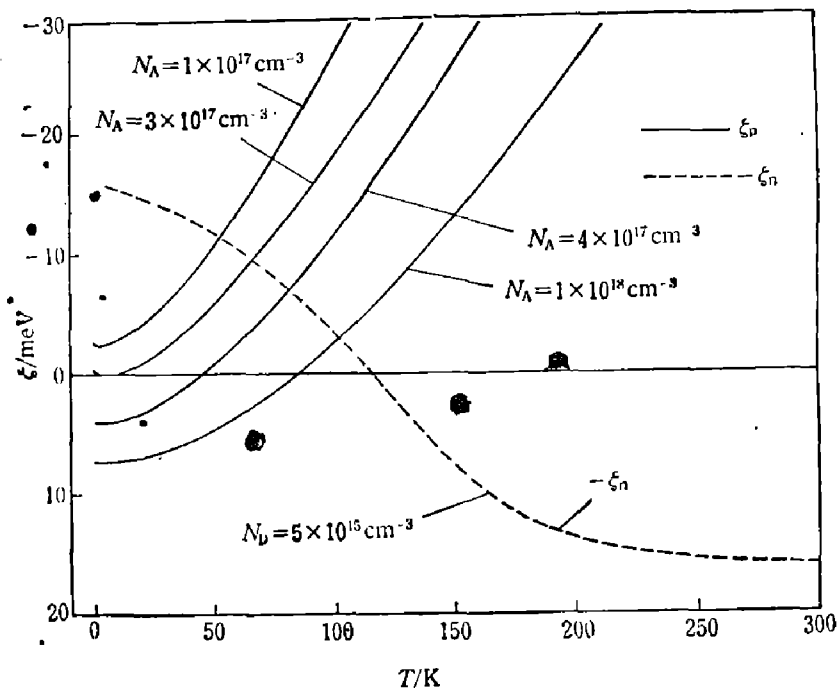


图 1 N 型和 P 型 Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te 的费密能级和温度的关系

Fig. 1 Calculated temperature dependence of Fermi Levels for N- and P-type Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te.

主电离能的数据^[7,11]。我们的拟合结果表明,尽管 α 值不同,这些实验数据基本上都能较好地符合 $\Delta E_A = [16.5 - (2.4 \times 10^{-5} \text{cm}) (p)^{\frac{1}{3}}] \text{meV}$ 的经验规律。我们根据这一规律,对不同空穴浓度选取相应的 ΔE_A 值。对 P 型半导体,电中性条件为 $p = n + N_A^-$, 即

$$N_v F_{\frac{1}{2}}(-\phi - \eta) = N_c F(\phi, \eta) + N_A / \left[1 + \beta \exp\left(\frac{\Delta E_A}{kT} - \phi - \eta\right) \right], \quad (3)$$

式中 $\beta = 4$ 为受主自旋简并度^[12]。

对超越方程(2)、(3)分别进行数值求解,就可得出 N 区简约费密能级 η 和 P 区相对价带顶的简约费密能级 $\eta' (= -\phi - \eta)$, 相应的准费密能级分别为 $\xi_n = E_{Fn} - E_o = kT\eta$ 和 $\xi_p = E_v - E_{Fp} = kT\eta'$ 。图 1 给出了对 $N_D = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 的 N 型 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ 和几种受主浓度下的 P 型 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ 计算得到的 ξ_n 和 ξ_p 对温度 T 的关系。可以看出,对这种 N_D 值的 N 型 HgCdTe , 在 77K 以下时 $\xi_n > 0$, 是简并的, 温度升高后, ξ_n 变成负值, 成为非简并状态。对 P 型 HgCdTe , 当 N_A 较低时(例如 $N_A \leq 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$), 价带在任何温度下都是非简并的; 当 N_A 较高, 但尚未使电离能消失时, 价带在深低温处的某一小段温区内简并; 当 N_A 高到使电离能消失时, 价带在整个低温区简并。参考文献[13]曾定性地讨论过这种情况。

三、隧道电流计算

按照 Kane^[8] 的计算, 直接带间隧道是电子在 N 区导带和 P 区轻空穴价带之间的跃迁, 跃迁过程中横向动量守恒, 由此产生的电流密度可表示为

$$J_t = \frac{qm_e^*}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{E_g}{4\bar{E}}\right) D(V), \quad (4)$$

式中 $\bar{E} = q\hbar\epsilon / (\sqrt{2} \pi m_e^* \frac{1}{2} E_g \frac{1}{2})$

表示横向动量有意义的范围, 如果 \bar{E} 很小, 那么只有横向动量很小的那部分电子能够产生隧道, 其中 ϵ 为势垒区场强, 在计算时我们采用了突变结恒定电场近似, 因为只要选取有效恒定电场为结区中最大电场与平均电场之间的某一适当数值, 则可发现恒定电场近似与 Anderson 的均匀电荷分布近似所得结果相同。经过比较后, 选取有效恒定电场为最大电场的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍, 就有

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_{\max} = \left[\frac{qN_B}{\epsilon_0 \epsilon_s} (V_{bi} - V) \right]^{\frac{1}{2}},$$

其中 $N_B = N_A N_D / (N_A + N_D)$ 为有效掺杂浓度, V_{bi} 为内建电势。

图 2 是 PN 结能带图, 图中

$$V_{bi} = E_g + \xi_n + \xi_p.$$

式(4)中 $D(V)$ 是一个交迭积分, 可表示为

$$D(V) = \pm \iint [f_c(E) - f_v(E) \exp\left(-\frac{E_{\perp}}{E}\right)] dE_{\perp} dE, \quad (5)$$

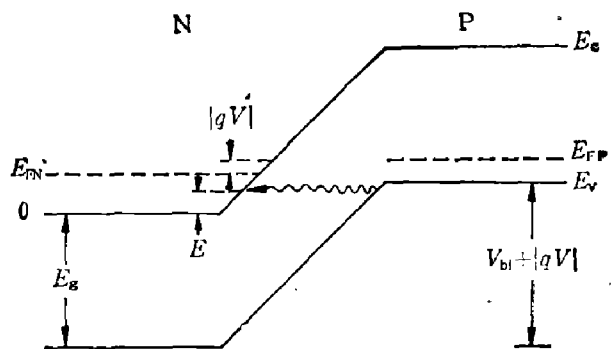


图 2 反向小偏压下 N+P 结的能带图

Fig.2 Energy diagram of an N+P junction at small reverse-bias.

式中正负号分别表示正反向隧道过程, $f_o(E)$ 、 $f_v(E)$ 分别为 N 区导带和 P 区价带的费密-狄拉克分布函数。选取 N 区导带底为能量零点, E_v 为 P 区价带顶能量, 则式(5)的积分范围是: 总能量为 $0 \leq E \leq E_v$; 横向能量当 $E < \frac{E_v}{2}$ 时为 $0 \leq E_{\perp} \leq E$, 当 $E > \frac{E_v}{2}$ 时为 $0 \leq E_{\perp} \leq E - E_v$ 。严格求式(5)的积分是无法得到 $D(V)$ 的解析表达式的, 因此 Kane 在隧道二极管计算中采用了绝对零度近似, 这样 $f_o(E)$ 和 $f_v(E)$ 都是阶跃函数, 可以从积分号中移出, 从而很容易求得 $D(V)$ 。

对于 PN 结两侧都简并或非简并的情况, 当 $|qV| \gg kT$ 时, 绝对零度近似^[1]符合实际。但对于 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN 结, 则有两点不同: 一是在 77K 往往是 N 区简并, P 区非简并, 这时只要 $T > 0$, 那么当 $0 \leq E_v \leq \xi_n$ 时, 由于 P 区和 N 区都有一些空态, 也应有隧道电流产生, 其值与分布函数有关; 二是在零偏压附近其伏-安特性是重要的, 而在零偏压附近分布函数对伏-安曲线的斜率会有强烈影响, 这应在计算 R_0A 值时予以考虑。对于前一种情况, 为了求出 $D(V)$ 的解析表达式, 我们采用低温近似来取代绝对零度近似。假设 $E_{Fn} - E$ 、 $E_{Fp} - E \gg kT$, 则可以展开成

$$f_o(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{kT}\right)} \doteq 1 - \exp\left(\frac{E - \xi_n}{kT}\right),$$

$$f_v(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fp}}{kT}\right)} \doteq 1 - \exp\left(\frac{E - E_v + \xi_p}{kT}\right).$$

由于 $E_v = \xi_n + \xi_p - qV$, 故有

$$f_o(E) - f_v(E) = \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \exp\left(\frac{E - E_v + \xi_p}{kT}\right),$$

将其代入式(5)积分即可求出 $D(V)$ 。下面分几种情况给出 $D(V)$ 的表达式。

1. N 区、P 区都非简并 ($\xi_n, \xi_p \leq 0$), 仍采用绝对零度近似, 可得

$$D(V) = \bar{E} \left\{ qV - \xi_n - \xi_p + 2\bar{E} \left[1 - \exp\left(\frac{qV - \xi_n - \xi_p}{2\bar{E}}\right) \right] \right\}, \quad qV \leq \xi_n + \xi_p.$$

2. N 区简并, P 区非简并 ($\xi_n > 0, \xi_p < 0$), 在外加偏压下, 当 $E < \xi_n$ 时采用低温近似, $E > \xi_n$ 时采用绝对零度近似, 即把 $0 \leq E \leq E_v$ 分为 $0 \leq E \leq \xi_n$ 和 $\xi_n \leq E \leq E_v$ 两部分积分, 由此求得各偏压范围下的 $D(V)$ 表达式为: $qV \leq \xi_p - \xi_n$ ($E_v \geq 2\xi_n$) 时,

$$D(V) = \bar{E} \left\{ qV - \xi_p + \bar{E} \left[1 + \exp\left(-\frac{\xi_n}{\bar{E}}\right) - 2\exp\left(\frac{qV - \xi_n - \xi_p}{2\bar{E}}\right) \right] \right\} +$$

$$+ kT \bar{E} \exp\left(\frac{\xi_p}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \cdot$$

$$\cdot \left\{ \exp\left(\frac{\xi_n - E_v}{kT}\right) - \frac{kT}{kT - \bar{E}} \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\bar{E}}{kT - \bar{E}} \exp\left[\left(\frac{1}{kT} - \frac{1}{\bar{E}}\right)\xi_n - \frac{E_v}{kT}\right] \right\};$$

$\xi_p - \xi_n \leq qV \leq \xi_p$ ($\xi_n \leq E_v \leq 2\xi_n$) 时,

$$D(V) = \bar{E} \left\{ qV - \xi_p + \bar{E} \left[1 - \exp\left(\frac{qV - \xi_p}{\bar{E}}\right) \right] \right\} + kT \bar{E} \exp\left(\frac{\xi_p}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \cdot \left\{ \exp\left(\frac{\xi_n - E_v}{kT}\right) - \frac{\bar{E}}{kT + \bar{E}} \exp\left[\left(\frac{1}{kT} + \frac{1}{\bar{E}}\right)(\xi_n - E_v)\right] - \frac{kT}{kT - \bar{E}} \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right) + \frac{2kT\bar{E}}{(kT)^2 - \bar{E}^2} \exp\left[-\left(\frac{1}{kT} + \frac{1}{\bar{E}}\right) \cdot \frac{E_v}{2}\right] \right\};$$

$\xi_p \ll qV \ll \xi_n + \xi_p$ ($0 \ll E_v \ll \xi_n$) 时,

$$D(V) = kT \bar{E} \exp\left(\frac{\xi_p}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \cdot \left\{ \frac{kT}{kT + \bar{E}} - \frac{kT}{kT - \bar{E}} \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right) + \frac{2kT\bar{E}}{(kT)^2 - \bar{E}^2} \exp\left[-\left(\frac{1}{kT} + \frac{1}{\bar{E}}\right) \frac{E_v}{2}\right] \right\}$$

3. N区、P区都简并 ($\xi_n, \xi_p > 0$) 情况下的 $D(V)$ 表达式早已由 Kane 详细推导过^[8], 在 HgCdTe PN 结中一般不会出现这种情况。

在以上各种情况中, 当 $qV \geq \xi_n + \xi_p$ 时, $D(V) = 0$, 无隧道电流通过, 因为这时 N 区导带底与 P 区价带顶已不再交迭。

由隧道电流密度 J_t 决定的 R_0A 乘积是

$$(R_0A)_t^{-1} = \left(\frac{dJ_t}{dV} \right) \Big|_{v=0} \quad (6)$$

这里有必要指出, 当 $\xi_n > 0$ 和 $\xi_p \geq -2kT$ 时, 不能用上面给出的 $D(V)$ 公式计算 $(R_0A)_t$, 因为在零偏压附近, $|E - E_F|$ 与 kT 相差不多, 使绝对零度近似和低温近似都不合适。对于这种情况, 我们采用 Karlovsky 近似^[14], 即当满足 $|E - E_{Fn}| < 2kT$ 和 $|E - E_{Fp}| < 2kT$ 时, 近似有

$$\left. \begin{aligned} f_o(E) &\doteq \frac{1}{2} - (E - E_{Fn})/4kT, \\ f_v(E) &\doteq \frac{1}{2} + (E_{Fp} - E)/4kT. \end{aligned} \right\}$$

故有

$$f_o(E) - f_v(E) \doteq \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{4kT} = \frac{qV}{4kT},$$

将其代入式(5), 可求得零偏压附近的 $D(V)$, 再由式(6)即可求得 $(R_0A)_t$ 。当 $\xi_p \ll -2kT$, $\xi_n \gg |\xi_p|$ 时, 零偏压附近低温近似仍很好成立, 故这时可直接由前面导出的 $D(V)$ 公式计算 $(R_0A)_t$ 。下面给出各种可能情况下 $(R_0A)_t$ 的表达式。

1. N区简并, P区弱简并 ($\xi_n \geq 2kT$, $-2kT \leq \xi_p \leq 2kT$) 有两种情况: 当 $0 \leq \xi_n - \xi_p \leq 4kT$ 时,

$$(R_0A)_t^{-1} = \frac{(R_0A)_k^{-1}}{4kT} \left\{ \xi_p + 2kT - \bar{E}_0 \left[1 - 2 \exp\left(-\frac{\xi_n + \xi_p}{2\bar{E}_0}\right) + \exp\left(-\frac{\xi_n - 2kT}{\bar{E}_0}\right) \right] \right\},$$

式中

$$(R_0A)_k^{-1} = \frac{q^2 m_e^*}{2\pi^2 \hbar^3} \bar{E}_0 \exp\left(-\frac{E_g}{4\bar{E}_0}\right)$$

是从 Kane 的隧道电流公式求出的, $\bar{E}_0 = \bar{E}|_{v=0}$; 当 $\xi_n - \xi_p \geq 4kT$ 时,

$$(R_0A)_t^{-1} = \frac{(R_0A)_k^{-1}}{4kT} \left\{ \xi_p + 2kT - \bar{E}_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\xi_p + 2kT}{\bar{E}_0}\right) \right] \right\}.$$

2. N区、P区都为弱简并 ($-2kT \leq \xi_p \leq 0$, $|\xi_p| \leq \xi_n \leq 2kT$ 或 $0 \leq \xi_n, \xi_p \leq 2kT$) 时,

$$(R_0A)_i^{-1} = \frac{(R_0A)_k^{-1}}{4kT} \left\{ \xi_n + \xi_p - 2\bar{E}_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\xi_n + \xi_p}{2\bar{E}_0}\right) \right] \right\}.$$

3. N区简并, P区非简并 ($\xi_p \leq -2kT$, $\xi_n \geq |\xi_p|$),

$$(R_0A)_i^{-1} = (R_0A)_k^{-1} \exp\left(\frac{\xi_p}{kT}\right) \left\{ \frac{kT}{kT + \bar{E}_0} - \frac{kT}{kT - \bar{E}_0} \exp\left(-\frac{\xi_n + \xi_p}{kT}\right) + \frac{2kT\bar{E}_0}{(kT)^2 - \bar{E}_0^2} \exp\left[-\left(\frac{1}{kT} + \frac{1}{\bar{E}_0}\right)\frac{\xi_n + \xi_p}{2}\right] \right\},$$

4. N区弱简并或非简并, P区非简并 ($\xi_p \leq 0$, $\xi_n \leq |\xi_p|$),

$$(R_0A)_i^{-1} = 0.$$

对于 HgCdTe PN 结, 一般可以不考虑 N 区、P 区都强简并 ($\xi_n > 2kT$, $\xi_p > 2kT$) 的情况。通常的 P⁺N 结常常是前两种情况, 而 N⁺P 结往往是第三种情况。因此, 可以认为当满足条件

$$\xi_n, \xi_p \geq 0 \text{ 或 } \xi_p < 0, \xi_n > |\xi_p| \quad (7)$$

时, 隧道电流对 R_0A 有贡献。

四、PN 结的伏-安特性和动态电阻

基于前面给出的隧道电流密度 J_t 及由 J_t 决定的 R_0A 表达式, 我们计算了不同掺杂浓度下 PN 结的伏安特性。计算时除 J_t 外, 还考虑了扩散电流和耗尽区的产生-复合电流。扩散电流密度为

$$J_d = J_{0d} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right],$$

其中
$$J_{0d} = qn_i^2 \left(\frac{kT}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{\mu_e}{\tau_e}\right)^{\frac{1}{2}} N_A^{-1} + \left(\frac{\mu_h}{\tau_h}\right)^{\frac{1}{2}} N_D^{-1} \right].$$

由它决定的 R_0A 乘积为

$$(R_0A)_d^{-1} = q^2 (kTq)^{-\frac{1}{2}} n_i^2 \left[\left(\frac{\mu_e}{\tau_e}\right)^{\frac{1}{2}} N_A^{-1} + \left(\frac{\mu_h}{\tau_h}\right)^{\frac{1}{2}} N_D^{-1} \right],$$

式中 τ_e, τ_h 分别为 P 区和 N 区少子寿命, μ_e, μ_h 分别为 P 区和 N 区少子迁移率。耗尽区产生-复合电流密度为

$$J_{g-r} = \frac{qn_i W}{\sqrt{\tau_n \tau_p}} \cdot \frac{\text{sh}(-qV/2kT)}{q[(V_{bi} - V)/2kT]} f(b), \quad (8)$$

$$(R_0A)_{g-r}^{-1} = \frac{qW_0 n_i f(b)}{\sqrt{\tau_n \tau_p} V_{bi}}. \quad (9)$$

式(8)、(9)中

$$f(b) = \int_0^\infty \frac{du}{u^2 + 2bu + 1},$$

$$b = \exp\left(-\frac{qV}{2kT}\right) \text{ch}\left[\frac{E_i - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\tau_p}{\tau_n}\right)\right],$$

$$W = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon_s(V_{bi} - V)}{qN_B} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad W_0 = W|_{v=0},$$

这里, W 为耗尽区宽度, τ_{n_0}, τ_{p_0} 分别为 SRH 复合决定的电子、空穴寿命, E_i 为本征费密能级, E_t 为复合中心能级。如果假设 $\tau_{n_0} = \tau_{p_0} = \tau_0, E_t = E_i$, 则式(9)可简化为

$$(R_0A)_{g-r}^{-1} = \frac{qW_0n_i}{\tau_0V_{bi}},$$

如果再有 $|qV| \gg kT$, 那么式(8)可写成

$$\left. \begin{aligned} J_{g-r} &= J_{0,g-r} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right], \\ J_{0,g-r} &= \frac{qWn_i}{2\tau_0}. \end{aligned} \right\}$$

流经 PN 结的总电流为

$$I = AJ = A(J_d + J_{g-r} + J_t).$$

总的 R_0A 为 $(R_0A)^{-1} = (R_0A)_d^{-1} + (R_0A)_{g-r}^{-1} + (R_0A)_t^{-1}.$

PN 结的微分电阻可由下式求出:

$$R^{-1} = \frac{dI}{dV} = R_d^{-1} + R_{g-r}^{-1} + R_t^{-1}.$$

数值计算时, 采用的禁带宽度为^[15]

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

本征载流子浓度为^[16]

$$n_i = [5.585 - 3.820x + 1.753(10^{-8})T - 1.364(10^{-8})xT]$$

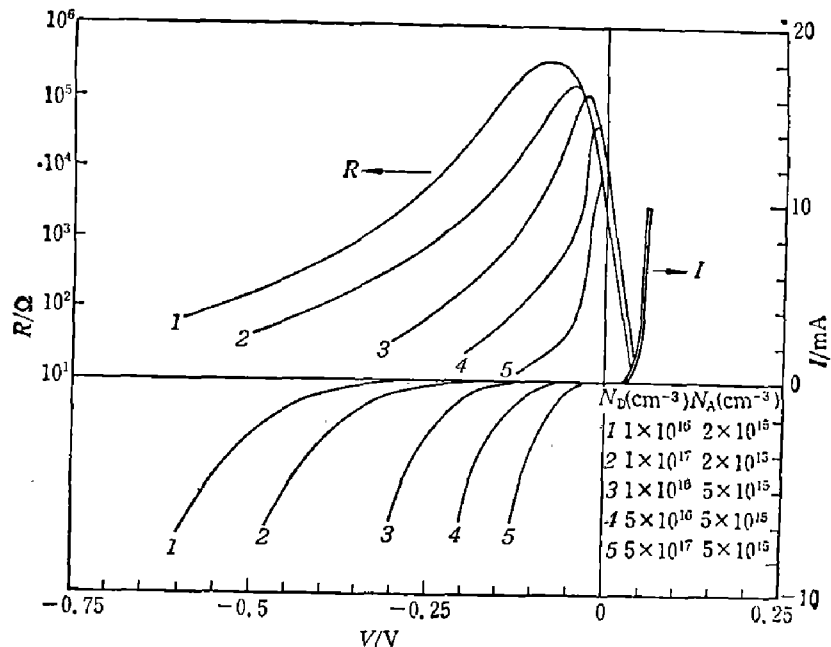


图3 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ N⁺P 结在 77K, 不同掺杂浓度下的 $I-V$ 和 $R-V$ 特性
 Fig. 3 Calculated $I-V$ and $R-V$ characteristics of $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ N⁺P junction with different doping concentrations at 77K.

$$\cdot [(10^{14}) E_p^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2kT)].$$

所用参数如下: 动量矩阵元 $P = 8.49 \times 10^{-8} \text{cm} \cdot \text{eV}$, 空穴有效质量 $m_a^* = 0.5 m_0$, 相对介电常数 $\epsilon_s = 17$, PN 结面积 $A = 5 \times 10^{-4} \text{cm}^2$, 耗尽区载流子寿命 τ_0 , P 区电子寿命 τ_e , N 区空穴寿命 $\tau_h = 10^{-7} \text{s}$, P 区电子迁移率 $\mu_e = 1 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, N 区空穴迁移率 $\mu_h = 300 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

图 3 和图 4 给出了 N^+P 结在 77 K, 几种不同掺杂浓度下的伏-安特性和动态电阻-电压特性。图 5 是三种电流分量(扩散电流 I_d 、产生-复合电流 I_{g-r} 和隧道电流 I_t)与电压的关系。图 6 给出了 P^+N 和 N^+P 结在 77 K 几种不同离子注入浓度时的 $R_0 A$ 与衬底浓度 N_s 的关系曲线。为了便于看出隧道电流的贡献, 图 7 示出了由隧道电流决定的 $(R_0 A)_t$ 与 PN 结两边掺杂浓度比的关系, 图中虚线是用 Anderson^[6] 导出的公式算得的结果, 实线是本文公式计算结果。图 8 是 P^+N 和 N^+P 结在几种不同掺杂浓度下 $R_0 A$ 随温度的变化曲线。

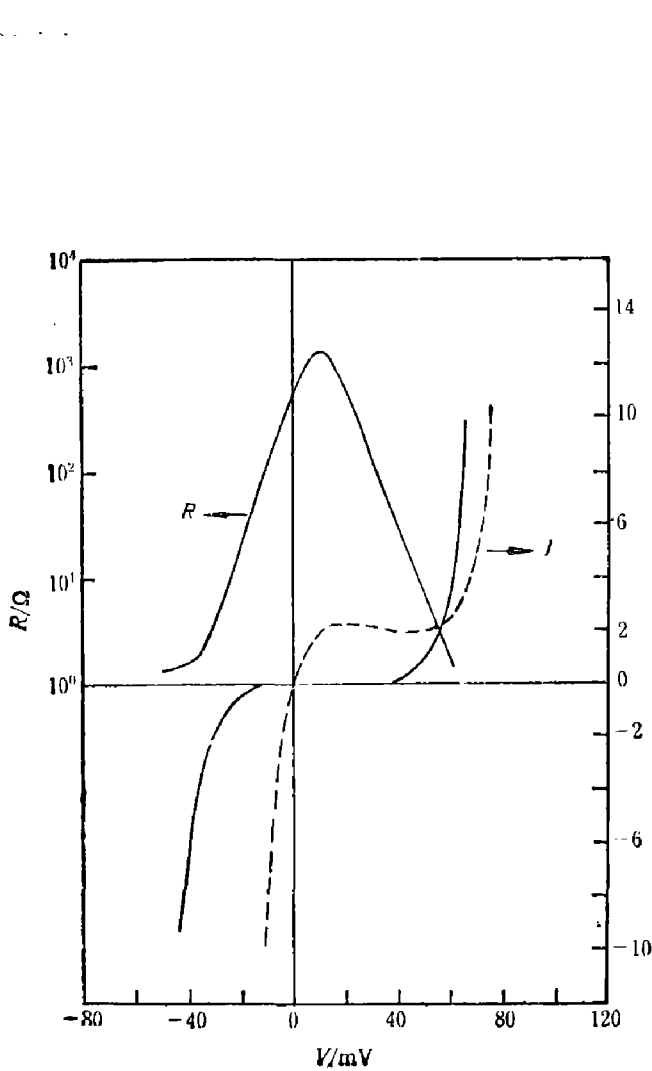


图 4 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ N^+P 结在 77 K 下的 I - V 和 R - V 特性

—: $N_A = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$;
 - - -: $N_A = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$

Fig. 4 Calculated I - V and R - V characteristics of $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{T}$ N^+P junction at 77 K.

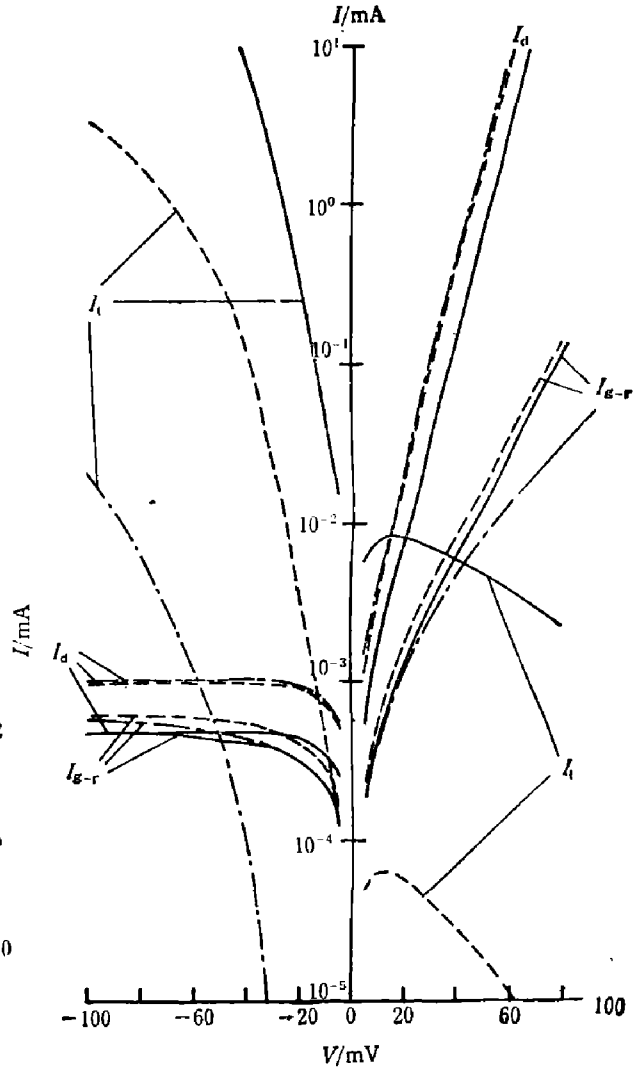


图 5 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ N^+P 结在 77 K 下三种电流分量的比较

—: $N_A = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$;
 - - -: $N_A = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$;
 - · -: $N_A = 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$

Fig. 5 Comparison of three calculated current components of $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ N^+P junction at 77 K.

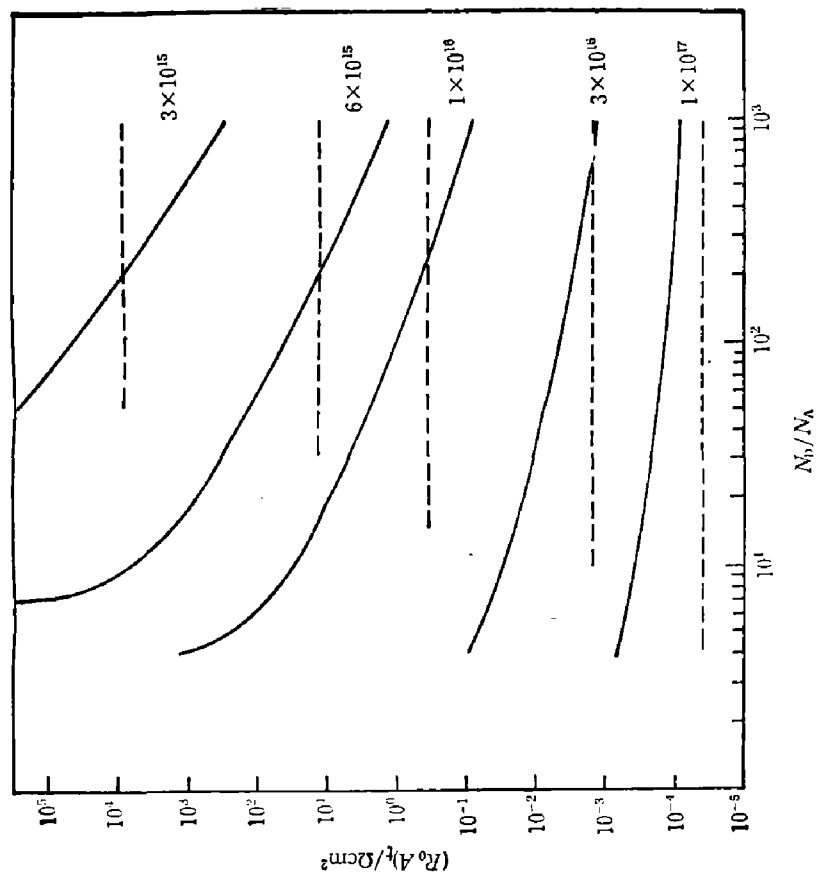


图7 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ N^+P 结在不同衬底掺杂浓度 N_A (cm^{-3}) 下的 R_{0A} 乘积与结两侧掺杂浓度比的关系 ($\lambda_{\infty} = 12\mu\text{m}$, $T = 77\text{K}$)。图中实线代表本文计算结果, 虚线是 Anderson 的计算结果^[5]。

Fig. 7 The dependence of calculated R_{0A} product on the ratio of N and P side doping concentrations for $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ N^+P junction ($\lambda_{\infty} = 12\mu\text{m}$, $T = 77\text{K}$) with different substrate doping concentrations. The solid lines are this paper's results, and the dashed lines are Anderson's^[5].

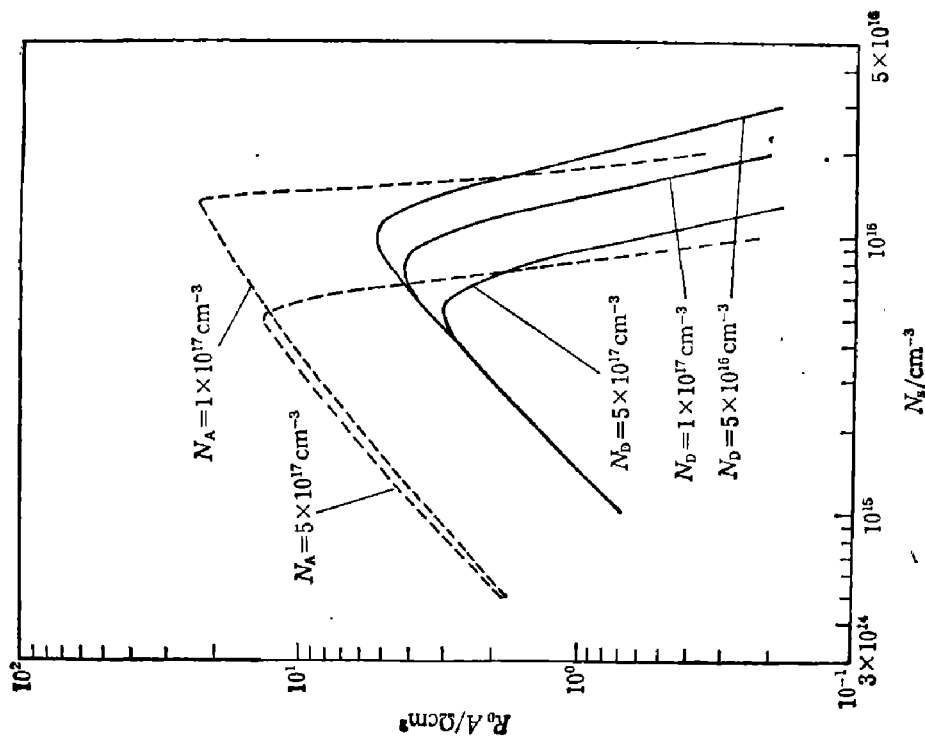


图6 在不同的离子注入掺杂浓度下, R_{0A} 乘积和衬底掺杂浓度 N_A 的关系
Fig. 6 The dependence of calculated R_{0A} product on substrate doping concentration for different doping concentrations in ion-implanted layer at 77K.

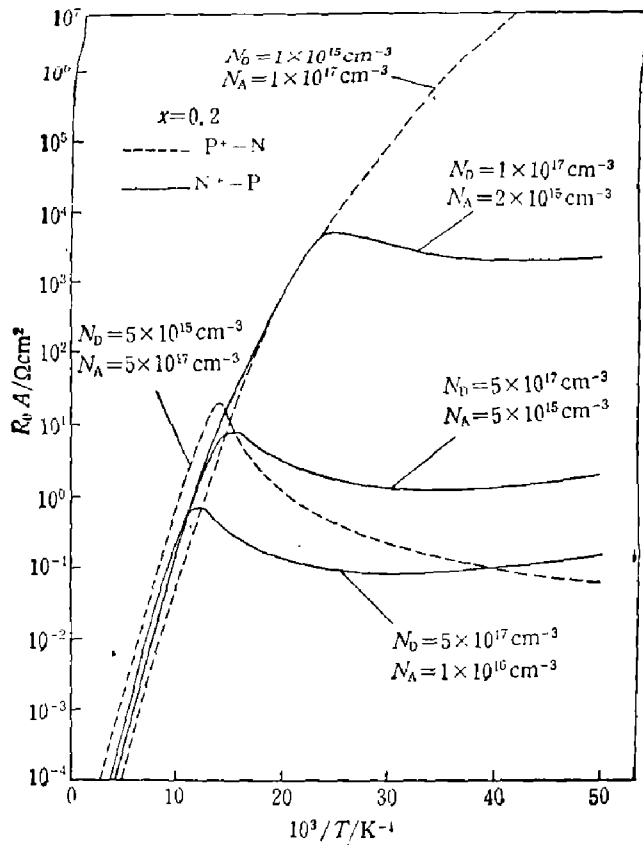


图 8 在不同掺杂浓度下 R_0A 乘积和温度的关系

Fig. 8 Calculated P_0I product versus reciprocal temperature for different doping concentrations.

五、讨 论

由隧道电流密度 J_t 计算得出, 对于 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN 结, 当满足不等式(7)时, J_t 对 R_0A 产生贡献。因此, 如果保持 $\xi_p < 0$ 以及 $\xi_n < |\xi_p|$, 那么 J_t 对 R_0A 就没有贡献。从图 3 可以看出, 在低掺杂浓度下, PN 结特性是比较好的。随着 PN 结两侧掺杂浓度增加, 击穿电压降低, 动态电阻峰值下降并向零偏压处移动, 但对零偏压电阻尚无明显影响, 因为这时不满足条件(7), 或者隧道电流 I_t 在零偏压附近还很小, 远小于扩散电流 I_d 和产生-复合电流 I_{g-r} , 这在图 5 中可清楚地看出。由图 5 还可以看到, 随着反向偏压增加, I_t 很快就超过 I_d 和 I_{g-r} , 表明此时隧道电流已使反向特性严重变坏、使工作范围大大减小。

当掺杂浓度更高时, $\xi_n > |\xi_p|$, 在正向也有明显隧道电流, 在零偏压附近 I_t 超过 I_d 和 I_{g-r} (参看图 5)。此时零偏电压电阻受到隧道电流限制而大大降低, 动态电阻峰值移到正向, 伏-安曲线呈现反向二极管特性, 甚至在正向还会出现负阻现象(参看图 4)。显然, 这种情况是应当绝对避免的。

图 6 表明当衬底掺杂浓度 N_s 较低时, R_0A 受限于扩散电流和产生-复合电流, 它们是随着 N_s 的增加而增大的, 当 N_s 增加到某一临界浓度 N_c 后, R_0A 开始受到隧道电流的限制而急剧下降。由于隧道电流有赖于 PN 结两边掺杂浓度(图 7), N_c 会随着离子注入掺杂浓度 N_{im} 的增大而减小, 这在图 6 中已清楚地示出。再比较图 6P⁺N 和 N⁺P 这两种类型结, 我们发现在相同的 N_{im} 下, P 型衬底的临界浓度 $N_{c,p}$ 小于 N 型衬底的临界浓度 $N_{c,n}$ 。这

是由于 N^+P 结比 P^+N 结更容易导致 $\xi_n > |\xi_p|$, 随着 N_{im} 的增大, $N_{o,p}$ 将逐渐接近 $N_{o,n}$ 。因此, 从避免隧道电流的角度来说, P^+N 结构比 N^+P 结构有利。然而一旦隧道电流起作用后, P^+N 结的 R_0A 要比 N^+P 结的 R_0A 下降得更快。因此, 对于长波 $HgCdTe$ PN 结, 为了避免隧道电流, 必须控制 P 区、N 区的掺杂浓度不能过高, 才有可能获得高质量的器件。

除掺杂浓度外, R_0A 也强烈依赖于温度(参看图 8)。在高温区, R_0A 受扩散电流或产生-复合电流的限制, 随温度下降而指数上升。达到某一温度时, 隧道电流开始起作用, 此后随着温度进一步降低, R_0A 开始减小。若增加结两侧掺杂浓度, 则 R_0A 极大值降低, 并移向高温区。在低温区 N^+P 结的 R_0A 比起 P^+N 结要下降得缓慢, 并且在经过极小值后又开始缓慢上升。Reine 等人^[7] 曾指出, 在低温下 P 区空穴冻出会导致隧道电流减小, 使得 R_0A 又开始增大。对于 P^+N 结, 由于 P^+ 区高掺杂, 电离能很小甚至消失, 基本上无空穴冻出, 因此 R_0A 在低温无极小值。

最后, 值得提出的是 Wong^[17] 在考虑了陷阱辅助隧道电流后得出 R_0A 在低温有平台。我们的结果表明, 如果在计算直接带间隧道电流时考虑费密-狄拉克分布函数的影响, 那么, 即使不计算陷阱辅助隧道电流, R_0A 也会在低温出现平台。

参 考 文 献

- [1] Moll J. L., *Physics of Semiconductors*, Mc Graw-Hill, New York, 1964, chap 12.
- [2] Sze S. M., *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Ed., Wiley, New York, 1981, Chap. 9.
- [3] Tobin S. P. et al., *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-27**(1980), 2202.
- [4] Becla P. and Placzek-Popke E., *Infrared Phys.*, **21**(1981), 323.
- [5] Anderson W. W., *Infrared Phys.*, **20**(1980), 353.
- [6] Beck W. A. and Byer N. E., *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-31**(1984), 292.
- [7] 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.
- [8] Kane E. O., *J. Appl Phys.*, **32**(1961), 83.
- [9] Kane E. O., *J. Phys. Chem. Solids*, **1**(1957), 249.
- [10] Bebb H. B. and Ratliff C. R., *J Appl. Phys.*, **42**(1971), 3189.
- [11] Scott W. et al., *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 1408.
- [12] Blakemore J., *Semiconductor Statistics*, Pergamon Press Inc., 1962, P 120.
- [13] 陈仲甘, *红外技术情报*, **4**(1978), 9.
- [14] Karlovsky J., *Phys Rev.*, **127**(1962), 419.
- [15] 诸君浩等, *科学通报*, **27**(1982), 403.
- [16] Hanser G. L. and Schmit J. L., *J. Appl. Phys.*, **54**(1983), 1639.
- [17] Wong J. Y., *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-27**(1980), 48.

EFFECT OF DIRECT INTERBAND TUNNELING ON THE CHARACTERISTICS OF LONG-WAVELENGTH $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN JUNCTION

YUAN HAOXIN, TONG FEIMING, TANG DINGYUAN

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

ABSTRACT

Based on Kane's model of tunneling current, considering the influence of Fermi-Dirac distribution function, the expressions of direct interband tunneling current and tunneling-limited (R_0A) product are deduced. The calculated results for $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN junction show that the direct interband tunneling is an important current mechanism which limits junction characteristics. The effects of this current mechanism on I - V characteristics and R_0A product of $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PN junction, and their dependence on P- and N-side doping concentration and operating temperature are analyzed. Comparisons of N^+P and P^+N configuration are given. In order to calculate tunneling current, the quasi Fermi levels on both sides of the junction are also calculated.