

隧道二极管伏安特性的温度关系*

謝希德 謝行濱 施錦行

摘 要

本文計算了在不同温度下的直接隧道电流及間接隧道电流与偏压的关系,后者包括了声子参予及电离杂质散射两种跃迁过程,并将計算結果与 Esaki、Byл 以及 Yoshitaka 等的实验結果进行了比較。

一、引 言

Esaki 最先研究了隧道二极管的伏安特性与温度的关系^[1]。他以磷作 n 区杂质,以镓作 p 区杂质制成的鍺隧道結, n 区及 p 区的浓度約为 1.8×10^{19} 厘米⁻³ 及 5×10^{19} 厘米⁻³。实验发现隧道电流峯值随温度增加而减小,而且下降速度随温度增高而增大。

Byл 等对掺砷的鍺隧道結进行了温度关系的研究^[2], 得到当 n 区杂质浓度較高时 ($n_D = 4 \times 10^{19}$ 厘米⁻³), 峯值电流具有負的温度系数, 杂质浓度較低时 ($n_D = 1 \times 10^{19}$ 厘米⁻³) 电流却有正的温度系数(即峯值电流随温度的增加而增加)。杂质浓度在居間范围时 ($n_D = 3.7 \times 10^{19}$ 厘米⁻³), 情况較为复杂, 在低温时(小于 150°K), 电流的温度系数为正; 在高温(大于 300°K) 电流温度系数为負, 在中間温度, 电流几乎不随温度而变化^[1]。

Yoshitaka 也对掺砷及銻的鍺隧道二极管进行了温度效应的研究^[3]。得到对含銻(浓度为 $5-6 \times 10^{18}$ 厘米⁻³) 的隧道結, 电流的温度系数始終为正, 而含砷(浓度約为 $0.6-2.5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³) 的隧道結, 低温时峯值电流的温度系数为正; 高温时温度系数为負, 轉变温度約为 $170-200^\circ\text{K}$ 。

此外, Nanavati^[4] 注意到隧道电流峯值所对应的偏压随温度增加而向低偏压方向移动。

在理論方面, Esaki 利用熟知的 Esaki 公式:^[5]

$$I = A \int_{E_c}^{E_v} [f_c(E) - f_v(E)] Z \rho_c(E) \rho_v(E) dE \quad (1)$$

計算了电流与温度的关系。上式的 $f_c(E)$ 及 $f_v(E)$ 是导带与价带中的費米-狄拉克分布函数, $\rho_c(E)$ 及 $\rho_v(E)$ 是导带和价带的状态密度, Z 为跃迁几率, A 为与結面积等有关的常数。Esaki 設 Z 为常数, 所得的計算結果能說明負的温度系数。

理論考虑^[6]与实验研究^[7]都說明具有复杂能带结构的半导体(例如鍺、硅等)所作成的隧道結中, 存在着直接隧道过程与間接隧道过程。在間接隧道过程中, 电子可能通过与晶格振动相互作用(即声子作用)或电离杂质散射而滿足准动量守恒, 在 Esaki 公式中, 显然不能区别上述的几种过程。

* 1962年8月6日收到。

1) 在他的实验中, p 区杂质浓度与杂质类型都不詳。

本文利用 Kane^[8] 的隧道电流公式, 以及朱荣华^[9] 及 Серебренников^[10] 的电离杂质散射的間接隧道电流公式, 計算了直接跃迁隧道电流, 声子散射及电离杂质散射的間接隧道电流与溫度的关系, 并将結果与实验进行了比較.

二、溫度关系的定性討論

对于直接跃迁过程, Kane 得到的隧道电流公式为^[8]

$$j = \frac{em^*}{18\hbar^3} \exp \left\{ \frac{-\pi m^{*1/2} E_g^{3/2}}{2\sqrt{2}\hbar F} \right\} \frac{\bar{E}_\perp}{2} D, \quad (2)$$

其中 m^* 是电子的有效质量, E_g 是禁带宽度.

$$D = \int [f(E_1) - f(E_2)] \left[1 - \exp \left(-\frac{2E_g}{\bar{E}_\perp} \right) \right] dE, \quad (3)$$

(3) 中 $f(E_1)$ 及 $f(E_2)$ 是費米-狄拉克分布, 如令 $\beta = \frac{1}{kT}$, 則

$$f(E_1) = \frac{1}{e^{\beta(E_1 - \zeta_n)} + 1},$$

$$f(E_2) = \frac{1}{e^{\beta(\zeta_p - E_2)} + 1},$$

E_g 是 E_1 及 E_2 中較小的一个值, $E_1, E_2, \zeta_n, \zeta_p$, 如图 1 所示. ζ_n 及 ζ_p 分别代表和 n 区及 p 区費米能級有关的能量.

$\bar{E}_\perp = \frac{\sqrt{2}\hbar F}{\pi m^{*1/2} E_g^{1/2}}$, 其中設 $m^* = m_c^* = m_v^*, m_c^*, m_v^*$ 是电子与空穴的状态密度有效质量. F 是平均結电场: $F\omega = e(V_d - V)$; V_d 是 p - n 結中的自建电压: $V_d = \frac{E_g + \zeta_n + \zeta_p}{e}$; ω 是結的宽度: $\omega = \left[\frac{(n+p)e(V_d - V)}{2\pi enp} \right]^{1/2}$; n, p 分别为 n 区电子与 p 区空穴的浓度; ϵ 为介电常数; V 为所施的电压.

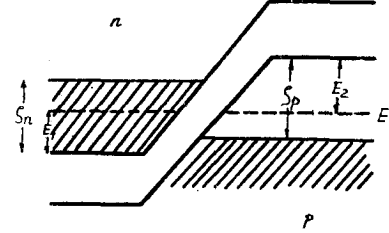


图 1 隧道結能帶图

对于声子参予的正向間接隧道电流, Kane^[8] 利用 Келдиш^[6] 的結果, 得到

$$j_p = \frac{e(\bar{E}_\perp)^2 \prod_{i=1}^3 (m_{ic} m_{iv})^{1/2} M^2 V D}{4 \cdot 2^{3/4} \pi^{5/2} \hbar^{13/2} m_{rx}^{1/4} E_g^{3/4} F^{1/2}} \left\{ (\bar{n} + 1) \exp \left[\frac{-4\sqrt{2}m_{rx}}{3\hbar F} (E_g - \hbar\omega)^{3/2} \right] + \bar{n} \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2}m_{rx}}{3\hbar F} (E_g + \hbar\omega)^{3/2} \right] \right\}, \quad (4)$$

$$D = \int_{E_c}^{E_v} [f_1(E) - f_2(E)] \left[1 - \exp \left(-\frac{E_1}{\bar{E}_\perp} \right) \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{E_2}{\bar{E}_\perp} \right) \right] dE, \quad (5)$$

m_{ic}, m_{iv} 分别为 i 方向导带底及价带頂載流子有效质量张量的主值; m_{rx} 是沿 x 方向 (結电场方向) 的电子折合质量 (在右面的計算中設 x 方向是椭球的短軸方向); $\bar{n}$ 是平均声子数; $\hbar\omega$ 为与之对应的声子能量; M 是在稳相点 k_{rx} 处, 由于声子散射从一个极值到另一个极值的声子散射矩陣元; $k_{rx} = -i(2m_{rx}E_g)^{1/2}/\hbar$, V 是晶体的体积.

对于电离杂质散射,如设电离杂质的势场为屏蔽的库仑势, $\frac{1}{\epsilon r} e^{-\frac{r}{R}}$, R 是屏蔽长度^[11], ϵ 是介电常数,可以得到由电离杂质散射的间接隧道电流是

$$j_I = \left[\frac{2^{11/8} \pi^2 e^{5/2} R^2}{\hbar^{9/4} \epsilon (1 + R^2 k_{0i}^2)} \right]^2 \left| \frac{V}{Q_0} M_{cv} \right|^2 \prod_{i=1}^3 \frac{(m_{ic} m_{iv})^{1/2}}{(m_{rx})^{5/4}} \frac{F^{3/2}}{(E_g - \epsilon_\varphi)^{1/4}} n_i \cdot D \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_{rx}}(E_g - \epsilon_\varphi)^{3/2}}{3\hbar F} \right], \quad (6)$$

式中 $R = \frac{\hbar \epsilon^{1/2}}{4(3)^{1/6} \pi^{5/3} \sqrt{m_p^*} (Ze^2)^{1/2} p^{1/6}}$ 是屏蔽长度; p 是空穴浓度; $M_{cv} = N \int u_{c,\mathbf{k}} u_{v,\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{0i}} d\tau$; $k_s = \frac{-i}{\hbar} \sqrt{2m_{ii}^* [\epsilon_c(\mathbf{k}_\perp) - \epsilon_v(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_{0i}) - \epsilon_\varphi]}$; ϵ_φ 由于高浓度杂质形成的尾巴态,而使禁带宽度减小的值; $\mathbf{k}_{ii}$, $\mathbf{k}_\perp$ 是平行及垂直于结电场的波矢分量; $\mathbf{k}_{0i}$ 是导带底与价带顶在 $\mathbf{k}$ 空间的距离; Q_0 为原胞体积; n_i 是杂质浓度. 在推导(4)式时,曾假设 p 区与 n 区的浓度相等,否则电流的表示式当更复杂.

由(2)式,(4)及(6)式,可以看出隧道电流的温度关系主要取决于下面几个因素:

1. 费米能级的移动

当温度升高时,对一定浓度的半导体,简并度减小,费米能级位置向带边缘移,即图 1 所示的 ζ_n 及 ζ_p 的值随温度上升而减少,温度越高,费米能级下降越多. 对浓度较低的半导体,费米能级随温度上升而下降的速度也越快. 对相同的浓度,由于电子空穴的状态密度有效质量不同, ζ_p 比 ζ_n 大得多,而且下降的速度也比较慢. 由于当温度升高,费米能级下降,对隧道电流有贡献的电子和空穴数减少,因此隧道电流将随温度的上升而下降.

2. 禁带宽度 E_g 的变化

实验证明,半导体的禁带宽度 E_g 随温度的改变而变化,例如锗硅的禁带宽度随温度增高而减小,近似地可写成

$$E_g(T) = E_g(0) - \beta T. \quad (7)$$

对于锗, $E_g(0) = 0.78$ 电子伏, $\beta = 4 \times 10^{-4}$ 电子伏/度. 由电流密度的表示式可以看出,禁带宽度的变小使隧道电流随温度的上升而增加. 但是由于 E_g 虽然出现在指数项的分子内,但分母中的平均电场也与 E_g 有关,因此禁带宽度的变化对隧道电流的影响并不很显著. 尤其是在间接跃迁的情况,后面将看到费米能量及平均声子数的变化是决定隧道电流温度关系的主要因素.

3. 平均声子数随温度的增加

对应于能量为 $\hbar\omega$ 的声子,在温度 T 时的平均声子数为

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1},$$

因此 $\bar{n}$ 随温度的升高而增加. 下面将看到对有声子参予的间接隧道跃迁,温度变化主要取决于 $\bar{n}$.

三、计算结果

许多作者^[12-15] 用不同的近似方法计算了 Esaki 的近似表示式,所得的结果仅在一定

的温度及偏压范围内适用。本文在计算电流表示式时,也对费米-狄拉克分布函数作了一定的近似。令 $f(x) = \frac{1}{e^{\beta x} + 1}$, 在不同的能量范围,用折线来代替 $f(x)$,如图 2 所示,即

設

$$\begin{aligned} x &\leq -a, f(x) = 1, \\ x &\geq a, f(x) = 0, \\ -a &\leq x \leq a, f(x) = 0.5 - sx, \end{aligned}$$

a 及 s 的值随温度而异,表 1 列出在不同温度时,所用的 s 与 a 的值(参看图 2)。

表 1

溫 度 T	s	a
100°K	22.73	0.0220
200°K	12.50	0.0400
300°K	8.622	0.0580
400°K	6.250	0.0800

下面给出直接跃迁和间接跃迁的 D 因子。

1. 直接跃迁的 D 因子

$$\begin{aligned} D &= \int_0^{\Delta E} [f(E_1) - f(E_2)] [1 - e^{-\frac{2E_1}{E_\perp}}] dE_1 + \\ &+ \int_0^{\Delta E} [f(E_1) - f(E_2)] [1 - e^{-\frac{2E_2}{E_\perp}}] dE_2, \end{aligned}$$

式中 $\Delta E = \frac{\zeta_n + \zeta_p - eV}{2}$ 。

如将 D 写成 $D = D_0 - D_1$, D_0 是可积分的:

$$\begin{aligned} D_0 &= \int_0^{\Delta E} [f(E_1) - f(E_2)] dE_1 + \int_0^{\Delta E} [f(E_1) - f(E_2)] dE_2 = \\ &= \frac{1}{\beta} \ln \frac{(1 + e^{-\beta \zeta_n})(1 + e^{\beta \zeta_p})}{[1 + e^{\beta(eV - \zeta_n)}][1 + e^{\beta(\zeta_p - eV)}]}, \\ D_1 &= \int_0^{\Delta E} f(E_1) e^{-\frac{2E_1}{E_\perp}} dE_1 - \int_0^{\Delta E} f(E_2) e^{-\frac{2E_1}{E_\perp}} dE_1 + \\ &+ \int_0^{\Delta E} f(E_1) e^{-\frac{2E_2}{E_\perp}} dE_2 - \int_0^{\Delta E} f(E_2) e^{-\frac{2E_2}{E_\perp}} dE_2 = \\ &= D_{11} - D_{12} + D_{13} - D_{14}. \end{aligned}$$

将 $f(E_1)$ 的近似式代入,就可以得到 D_{1i} 的值。如将 D_{1i} 写成

$$\begin{aligned} D_{1i} &= A_i \int_{a_i}^{b_i} \frac{e^{-c_i x}}{e^{\beta x} + 1} dx \\ x &\leq -a, D_{1i} = \frac{A_i}{c_i} [e^{-c_i a_i} - e^{-c_i b_i}], \\ -a &\leq x \leq a, D_{1i} = \frac{A_i}{c_i} \left[-sa_i - \frac{s}{c_i} + \frac{1}{2} \right] [e^{-c_i a_i} - \\ &- \frac{A_i}{c_i} \left[-sb_i - \frac{s}{c_i} + \frac{1}{2} \right] e^{-c_i b_i}, \\ x &\geq a, D_{1i} = 0. \end{aligned}$$

表 2 列出为 D_{1i} ($i = 1, 2, 3, 4$) a_i, b_i, c_i , 及 A_i 的值。

表 2

i	D_{1i}	A_i	c_i	a_i	b_i
1	D_{11}	$e^{-\frac{2}{E_{\perp}} \zeta_n}$	$\frac{2}{E_{\perp}}$	$-\zeta_n$	$\Delta E - \zeta_n$
2	D_{12}	$e^{-\frac{2}{E_{\perp}} (\zeta_n - eV)}$	$\frac{2}{E_{\perp}}$	$eV - \zeta_n$	$\frac{\zeta_p - \zeta_n + eV}{2}$
3	D_{13}	$e^{-\frac{2}{E_{\perp}} (\zeta_p - eV)}$	$-\frac{2}{E_{\perp}}$	$\zeta_p - eV$	$\frac{\zeta_p - \zeta_n - eV}{2}$
4	D_{14}	$e^{-\frac{e}{E_{\perp}} \zeta_p}$	$-\frac{2}{E_{\perp}}$	ζ_p	$\zeta_p - \Delta E$

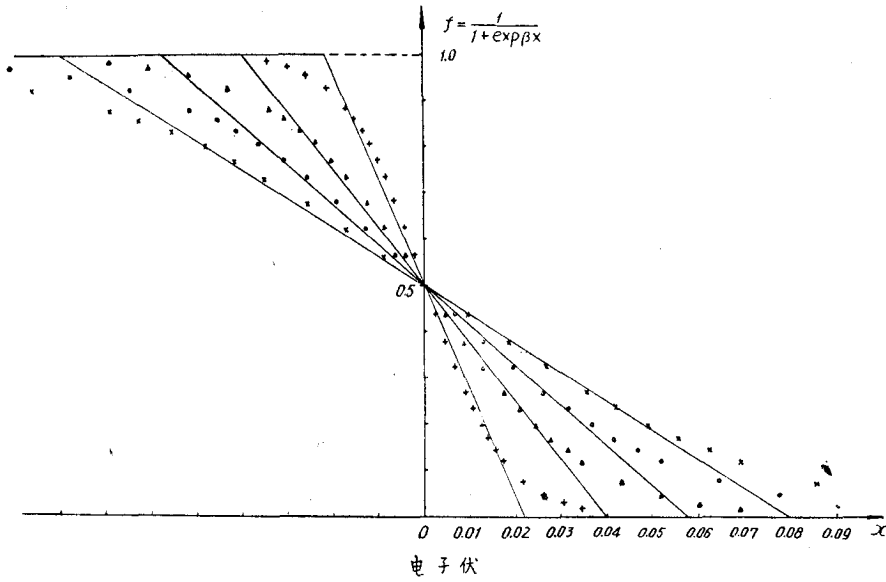


图 2 费米-狄拉克函数近似

2. 间接跃迁的 D 因子

$$\begin{aligned}
 D &= \int [f(E_1) - f(E_2)] \left[1 - \exp\left(-\frac{E_1}{E_{\perp}}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{E_2}{E_{\perp}}\right) \right] dE = \\
 &= \int [f(E_1) - f(E_2)] \left[1 + \exp\left(-\frac{E_1 + E_2}{E_{\perp}}\right) \right] dE + \\
 &\quad + \int [f(E_1) - f(E_2)] \left[1 - \exp\left(-\frac{E_1}{E_{\perp}}\right) - \exp\left(-\frac{E_2}{E_{\perp}}\right) \right] dE = \\
 &= D_0 + D_1
 \end{aligned}$$

D_0 是可积的:

$$\begin{aligned}
 D_0 &= \left[1 + \exp\left(\frac{eV - \zeta_n - \zeta_p}{E_{\perp}}\right) \right] \int [f(E_1) - f(E_2)] dE = \\
 &= \left[1 + \exp\left(\frac{eV - \zeta_n - \zeta_p}{E_{\perp}}\right) \right] \frac{1}{\beta} \ln \frac{[e^{\beta eV} + e^{(eV + \zeta_n)\beta}][1 + e^{\beta \zeta_p}]}{[e^{\beta eV} + e^{\beta \zeta_n}][e^{eV\beta} + e^{\beta \zeta_p}]}
 \end{aligned}$$

利用 $f(E)$ 的近似表示式, 得到 D_1 的值如下:

$$a \leq eV \leq \zeta_n - a,$$

$$D_1 = \bar{E}_\perp [e^{aeV} - 1] \{ [s(a + \bar{E}_\perp) - 0.5] [e^{-a(a+\zeta_n)} + e^{-a(a+\zeta_p)}] + [s(a - \bar{E}_\perp) - 0.5] [e^{a(a-\zeta_n)} + e^{a(a-\zeta_p)}] \}$$

其中

$$\alpha = \frac{1}{\bar{E}_\perp},$$

$$\zeta_n - a \leq eV \leq \zeta_n + a,$$

$$D_1 = \bar{E}_\perp \{ [s(a + \bar{E}_\perp) - 0.5] [(e^{aeV} - 1)e^{-a(a+\zeta_n)} + e^{a(eV-a-\zeta_p)}] + [s(a - \bar{E}_\perp) - 0.5] [(e^{aeV} - 1)e^{a(a-\zeta_p)} - e^{a(a-\zeta_n)}] + [s(\zeta_n + \bar{E}_\perp - eV) - 0.5] [1 - e^{a(eV-\zeta_n-\zeta_p)}] - 2s\bar{E}_\perp \}$$

$$\zeta_n + a \leq eV \leq \zeta_p - a,$$

$$D_1 = \bar{E}_\perp \{ [s(a + \bar{E}_\perp) - 0.5] [e^{a(eV-a-\zeta_p)} - e^{-a(a+\zeta_n)}] + [s(a - \bar{E}_\perp) - 0.5] [e^{a(eV+a-\zeta_p)} - e^{a(a-\zeta_n)}] + e^{a(eV-\zeta_n-\zeta_p)} - 1 \},$$

$$\zeta_p - a \leq eV \leq \zeta_p + a,$$

$$D_1 = \bar{E}_\perp \{ [1.5 - s(\bar{E}_\perp + \zeta_p - eV)] e^{a(eV-\zeta_n-\zeta_p)} - [1.5 - s(\bar{E}_\perp - \zeta_p + eV)] + [s(a + \bar{E}_\perp) - 0.5] e^{a(eV-a-\zeta_p)} - [s(a - \bar{E}_\perp) - 0.5] e^{a(a-\zeta_n)} \},$$

$$\zeta_p + a \leq eV \leq \zeta_p + \zeta_n,$$

$$D_1 = 2\bar{E}_\perp [e^{a(eV-\zeta_n-\zeta_p)} - 1].$$

本文計算了: (1) $p = 5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, $n = 4 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, 溫度分別為 100°K, 200°K, 300°K 及 400°K 的直接隧道電流. (2) $p = 5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, $n = 1.8 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, 溫度分別為 100°K, 200°K, 300°K 的直接隧道電流. (3) $p = 5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, $n = 1.8 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, 溫度分別為 100°K, 200°K 及 300°K 的聲子參予以及電離雜質散射的間接隧道電流. 與材料有關的參數採用鎢的數據, 計算結果如圖 3 至圖 9 所示. 圖 3 至圖

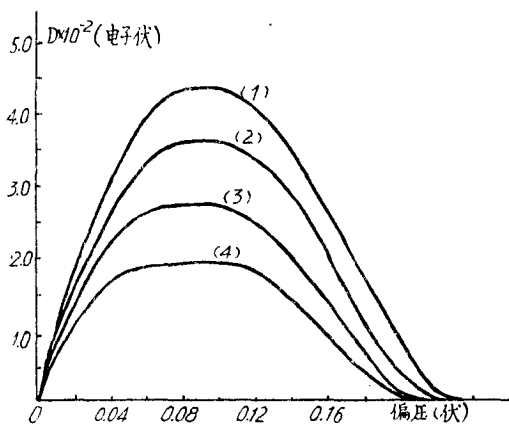


圖 3 不同溫度的 D 因子:

(1) $T = 100^\circ\text{K}$; (2) $T = 200^\circ\text{K}$;

(3) $T = 300^\circ\text{K}$; (4) $T = 400^\circ\text{K}$;

$n = 4 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, $p = 5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³

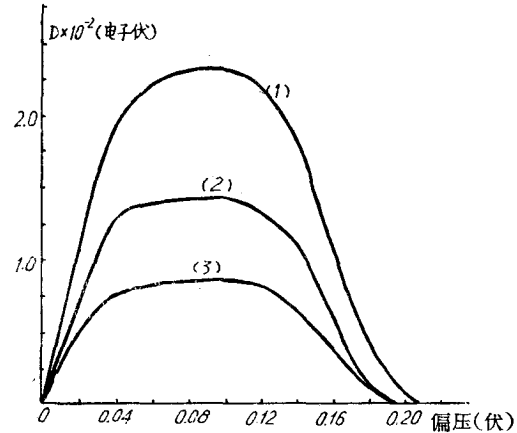


圖 4 不同溫度的 D 因子:

(1) $T = 100^\circ\text{K}$; (2) $T = 200^\circ\text{K}$;

(3) $T = 300^\circ\text{K}$;

$p = 5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³, $n = 1.8 \times 10^{19}$ 厘米⁻³.

5 表示情况(1)、(2)、(3)的 D 因子与温度的关系。图 6 至图 7 表示情况(1)、(2)的电流密度与温度的关系;图 8 代表有声子参予间接隧道电流与温度的关系;图 9 表示电离杂质散射情况间接隧道电流与温度的关系。在计算情况(1)的 D 值时,在偏压小于 ζ_n 时 400°K 的 D_1 近似地用 300°K 的 D_1 代替。对情况(2),当偏压小于 ζ_n 时, 200°K 及 300°K 的 D_1 用 100°K 的 D_1 代替。

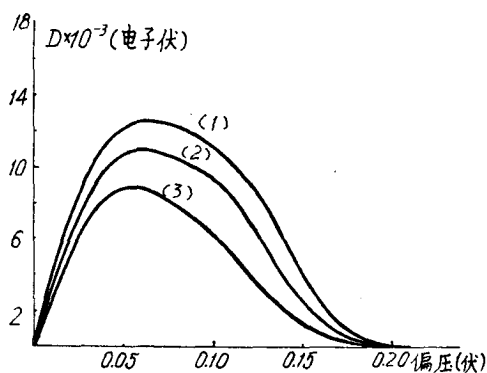


图 5 间接跃迁中不同温度下的 D 因子:
(1) 100°K ; (2) 200°K ; (3) 300°K ;
 $n = 1.8 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$, $p = 5 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$.

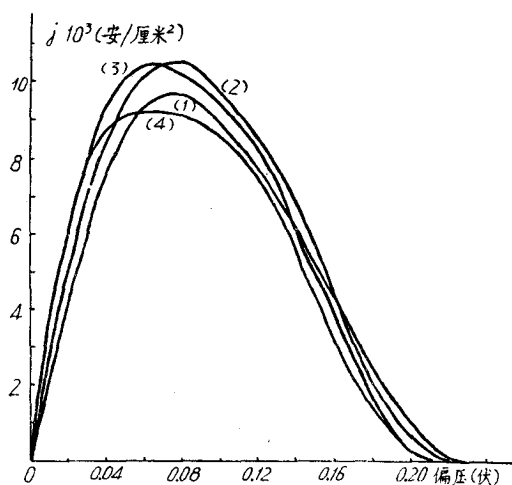


图 6 不同温度下的直接跃迁隧道电流:
(1) $T = 100^\circ\text{K}$; (2) $T = 200^\circ\text{K}$;
(3) $T = 300^\circ\text{K}$; (4) $T = 400^\circ\text{K}$;
 $n = 4 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$, $p = 5 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$.

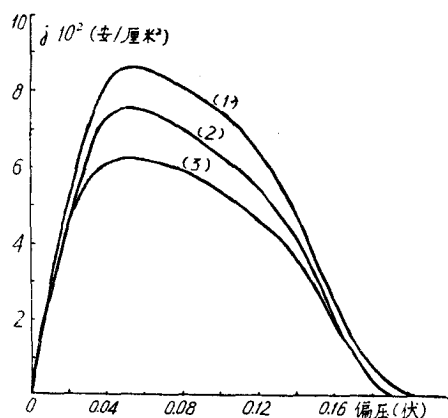


图 7 不同温度下的直接跃迁隧道电流:
(1) 100°K ; (2) 200°K ; (3) 300°K ;
 $p = 5 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$, $n = 1.8 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$.

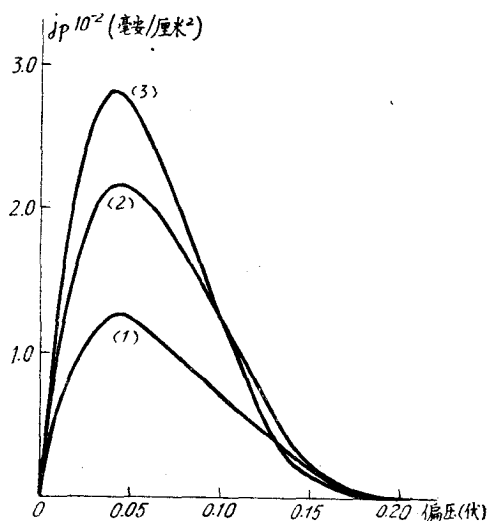


图 8 不同温度下声子参予的隧道电流:
(1) 100°K ; (2) 200°K ; (3) 300°K ;
 $n = 1.8 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$, $p = 5 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$.

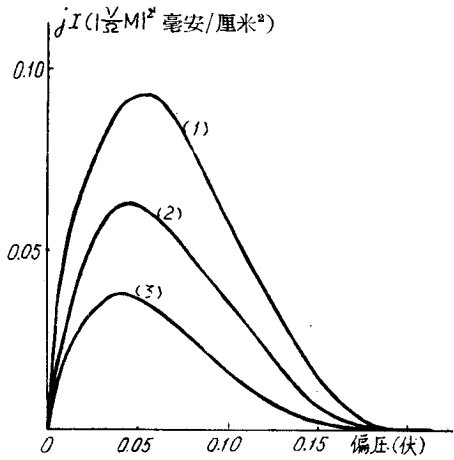


图9 不同温度下电离杂质散射的間接隧道电流：
(1) 100°K；(2) 200°K；(3) 300°K；
 $p = 5 \times 10^{19}$ 厘米⁻³， $n = 1.8 \times 10^{19}$ 厘米⁻³。

表3 直接隧道跃迁有关参数与温度的关系

情 况	$T(^{\circ}\text{K})$	ξ_n (电子伏)	ξ_p (电子伏)	E_g (电子伏)	$\bar{E}_1$ (电子伏)	隧道电流 終止偏压 (伏)	峯电流 出現偏压 (伏)	峯 电 流 $i_p(10^3 \text{ 安/厘米}^2)$
(1)	100	0.078	0.159	0.74	7.94	0.237	0.080	9.6
	200	0.075	0.157	0.70	7.95	0.232	0.075	10.5
	300	0.070	0.155	0.66	7.97	0.225	0.065	10.5
	400	0.063	0.152	0.62	7.99	0.215	0.056	9.1
(2)	100	0.045	0.159	0.74	6.016	0.204	0.046	8.6
	200	0.040	0.157	0.70	6.017	0.197	0.042	7.6
	300	0.031	0.155	0.66	6.033	0.186	0.038	6.2

表4 声子参預与电离杂质散射間接隧道跃迁有关参数与温度的关系

情 况	$T(^{\circ}\text{K})$	ξ_n (电子伏)	ξ_p (电子伏)	E_g (电子伏)	平均声 子数 $\bar{n}$	$D_{\text{最大}}$ (电子伏)	峯电流 出現偏压 (伏) (声子)	峯 电 流 10^{-3} 毫安/厘米 ² (声子)	峯电流 出現偏压 (伏) (电离杂质)	峯 电 流 $\left \frac{V}{\Omega_0} M\right ^3$ 毫安/厘米 ² (电离杂质)
(3)	100	0.045	0.159	0.74	0.6803	0.0127	0.045	1.24	0.048	0.0925
	200	0.040	0.157	0.70	1.748	0.0111	0.043	2.16	0.044	0.0620
	300	0.031	0.155	0.66	2.843	0.0009	0.041	2.84	0.040	0.0368

四、討 論

1. 对直接隧道跃迁，隧道电流主要取决于 D 因子及指数因子。当温度增加时， ξ_n 减小， D 因子减小。但是由于 E_g 的减小，指数因子却增加。当 $n = 1.8 \times 10^{19}$ 厘米⁻³， D 因子的下降占优势，因此隧道电流随温度的增加而减小。当 $n = 4 \times 10^{19}$ 厘米⁻³，在100°K—200°K之間，穿透几率（即指数項）的增加占优势，因此电流增加，在200°K—300°K

之間,指数項的上升与 D 因子的下降相互抵消,电流不随温度而变化. 当温度高于 300°K , D 因子的下降占优势,电流随温度的上升而下降. 虽然在計算中只考虑了两个浓度,由数值的变化趋势可以看出对直接隧道跃迁,隧道电流与温度的关系有两种:

- (a) 电流随温度上升而下降;
- (b) 电流先随温度上升而上升,中間保持不变,然后随温度上升而下降.

浓度較低的隧道結属类型 (a), 浓度較高者則属类型 b.

2. 对間接隧道跃迁, 在声子参予情况下, 隧道电流随温度上升而上升 (类型 c), 而在电离杂质散射的情况, 隧道电流随温度上升而下降. 根据計算, 声子参予与电离杂质散射的隧道电流約有相同的数量級, 因此二者应同时起作用. 在浓度較高的情况, 电离杂质散射起主要作用, 电流的温度关系属类型 a. 当杂质浓度較低时, 声子散射起主要作用, 电流的温度系数属类型 c. 在居間浓度, 可能出現类型 b 的温度关系, 即在低温时, 声子参予的隧道电流随温度上升的速度較大, 在高温时, 电离杂质散射的隧道电流随温度下降的速度較大, 在中間温度, 二者的作用相互抵消.

3. 峯值电流出現的偏压随温度上升而向低偏压方向移动, 与 Nanavati^[4] 的實驗結果相符.

4. 从图 2 可以看出对費米-狄拉克分布函数采用折綫近似, 在 $f(x)$ 近于 0 与 1 处, 将引进較大的誤差, 而在 D_{11} 中, 以 D_{11} 引进的誤差最大, 为了估計誤差的数量級, 对 $eV = \zeta_n$ 的情况, 用数字积分計算了 D_{11} , 得到的誤差如表 5, 其中 ΔD_{11} 代表用近似方法及用数学积分所得結果的差別.

表 5

n	$4 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$			$1.8 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$
T	100°K	200°K	300°K	100°K
ΔD_{11}	2.3×10^{-4} 电子伏	2.1×10^{-3} 电子伏	1.5×10^{-3} 电子伏	6×10^{-4} 电子伏
$\frac{\Delta D_{11}}{D_{11}}$	1%	5%	5%	3%

类似的方法也估計了在 $n = 4 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$ 的 400°K 情况采用 300°K 的 D_1 以及 $n = 1.8 \times 10^{19} \text{ 厘米}^{-3}$ 的 200°K , 300°K 的情况采用 100°K 的 D_1 值所引进的誤差. 計算指出这些誤差都不超过 5%. 因此所用的近似不影响隧道电流温度关系的說明.

5. 在間接跃迁隧道电流的 D 因子的計算中, 在 100°K , 200°K 的情况下, 有个別点偏离的光滑曲綫, 这个偏离是由于在 D_1 中对 $f(x)$ 采用了近似, 而在計算 D_0 时沒有采用近似的緣故, 而誤差主要来自 $f(x)$ 近于 0 或近于 1 处所取的近似.

6. 本文对直接跃迁所得到的結果应适用于导带和滿带极值位于布里淵区中心的半导体, 对于硅, 导带极值在 $[100]$ 方向, 而 $[000]$ 的极值能量較高, 因此在硅中主要是間接隧道跃迁, 对于鍺, 导带极值在 $[111]$ 方向. 實驗指出, 掺鋇的隧道結声子效应較显著^[10], Yoshitaka 的伏安特性温度关系的研究^[3]也說明这点, 由于声子效应显著, 因此隧道电流的温度系数为正, 对于掺砷的鍺隧道結可能得到类型 b 或 a 的温度关系, 說明可能有由于高

浓度杂质在[000]极值附近形成的尾巴态所产生的直接跃迁隧道电流,或是由于有电离杂质散射的間接跃迁存在。在电离杂质散射中,由于涉及較大的准动量变化,杂质离子的性质可能显著地影响散射几率。在用屏蔽库伦势所作的跃迁几率計算中,并未計入这种差异。最近对高度簡并錯的光吸收研究^[17]說明載流子間的散射可能对間接跃迁有关系,这种情况的跃迁几率和溫度关系有待于进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Esaki, L., Solid State Physics in Electronics and Telecommunications, Vol. I, p. 514, Academic Press, New York, 1960.
- [2] Вул, Б. М., Шотюв, А. П., Гришечкина, С. П., *Ф. Т. Т.*, **3** (1961), 667.
- [3] Yoshita, F., *J. Phys. Soc. Japan*, **15** (1960), 1130.
- [4] Nanavati, R. P., *Proc. IRE.*, **49** (1960), 349.
- [5] Esaki, L., *Phys. Rev.*, **109** (1958), 603.
- [6] Келдиш, Л. В., *Ж. Э. Т. Ф.*, **39** (1958), 962.
- [7] Morgan, T. V., Kane, E. O., *Phys. Rev., Letters* **3** (1959), 466.
- Holonyak, N., et al., *Phys. Rev., Letters*, **3** (1959), 167.
- [8] Kane, E. O., *J. Appl. Phys.*, **32** (1960), 85.
- [9] 朱荣华, 复旦大学物理系畢業論文 (未发表).
- [10] Серебренников, П. С., *Радиотехника и Электроника*, **7** (1962), 536.
- [11] Mott, N. F., Jones, H., Theory of the Properties of Metals and Alloys, p. 87. Oxford University Press, 1940.
- [12] Bates, C. W., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 1071.
- [13] Brody, T. P., Boyer, K. H., Solid State Electronics **2** (1961), 209.
- [14] Mitchell, Jr., F. H., *Electronic Industry*, **20**, No. 10 (1961), 96.
- [15] Deschamps, R., *L'onde électrique*, **51**, No. 407 (1961), 132.
- [16] Hall, R. N., Proc. International Conf. on Semiconductor Physics, Prague, 1960, p. 193.. Publishing House of the Czechoslovak Academy of Science, Prague 1961.
- [17] Haas, C., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 1965.

A STUDY OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE VOLTAGE CURRENT CHARACTERISTIC OF TUNNEL DIODES

HSIEH HSI-TEH, SHIH CHIN-HSING, HSIEH HSING-PIN

ABSTRACT

The temperature dependence of the tunnel current was studied for the cases of direct and indirect tunneling. The indirect tunneling due to both phonon scattering and the scattering by ionized impurities was considered. A comparison with experimental results from the literatures was given.