

PN 结带-带隧道电容的 理论与实验研究

林 和 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——由 FN 结带-带隧道电流理论出发推导出隧道电容的理论表达式, 采用这一表达式对强简并窄禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的电容特性进行了拟合计算, 计算结果在正偏压及反向小偏压范围内与实验结果拟合得较好。

一、引 言

自江崎发现高掺杂锗二极管的隧道效应以来, PN 结隧道效应理论已趋成熟^[1~3], W. W. Anderson 研究了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的带间隧道效应^[4,5], 推出了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的隧道电流公式, 但尚未见到有关 PN 结隧道效应电容特性的报道。

在解决了低电阻 PN 结电容测量技术^[6]之后, 我们曾测量锗隧道二极管和离子注入型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的电容特性, 发现其电容-电压曲线存在异常现象, 我们认为这是 PN 结的隧道效应引起的。由 PN 结隧道效应理论可知, 导带电子通过隧道穿透到价带的几率与外加电压成指数关系, 因此, 隧道电荷密度将随外加电压的改变而变化, 这一效应将引入一个附加电容, 我们称之为 PN 结隧道电容。

本文将从 PN 结带-带隧道电流理论出发, 推导出隧道电容的表达式, 并将给出锗隧道二极管和离子注入型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的隧道电容特性及理论计算结果。

二、理 论

计算 PN 结隧道电容的关键在于求得 PN 结隧道电荷密度, 要计算隧道电荷密度, 首先应求出载流子的隧道穿透几率。图 1 为简并 PN 结的平衡能带图。由 WKB 近似可求得带-带隧道穿透几率为^[3]

$$Z = \exp \left[-2 \int_{x_1}^{x_2} |K(x)| dx \right]. \quad (1)$$

在恒定场近似下,有

$$|K(x)| = \left\{ \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \left(\frac{E_g}{2} - qFx \right) \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

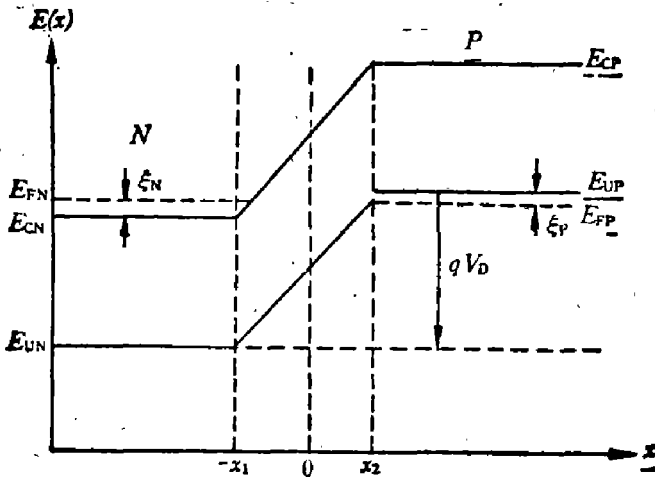


图1 简并PN结平衡能带图

Fig. 1 Energy band of the degenerated PN junction under equilibrium.

计算后可得

$$Z \doteq \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{(2m_e^*)^{\frac{1}{2}}}{\hbar q} \cdot \frac{E_g^{\frac{3}{2}}}{F} \right\}, \quad (3)$$

式中 m_e^* 为电子有效质量, \hbar 为普朗克常数, q 为电子电荷, E_g 为禁带宽度, F 为势垒区恒定电场。

由隧道穿透几率可进一步推导隧道电荷的表达式。按照 D. K. Roy^[3] 的隧道电流理论, 电子从导带到价带的隧穿不仅与导带的电子密度有关, 而且还与价带的空穴密度有关。从 N 区导带隧穿到 P 区价带的电子密度为

$$n_{e \rightarrow v} = \Delta n(E^c) Z_{e \rightarrow v} \Omega(E^c, E^v) \Delta P(E^v), \quad (4)$$

式中 $\Delta n(E^c)$ 、 $\Delta P(E^v)$ 分别为能量间隔 dE^c 和 dE^v 内的微分电子和空穴密度^[7], $Z_{e \rightarrow v}$ 是导带至价带的隧道穿透几率, $\Omega(E^c, E^v)$ 是载流子有效俘获体积, E^c 、 E^v 分别表示导带和价带内的粒子能量。同理, 从 P 区价带隧穿到 N 区导带的电子密度为

$$n_{v \rightarrow e} = \Delta n(E^v) Z_{v \rightarrow e} \Omega(E^c, E^v) \Delta P(E^c). \quad (5)$$

从 N 区导带到 P 区价带的净隧道电子密度 $n(\text{net})$ 则为

$$n(\text{net}) = n_{e \rightarrow v} - n_{v \rightarrow e} = Z \Omega(E^c, E^v) \{ \Delta n(E^c) \Delta P(E^v) - \Delta n(E^v) \Delta P(E^c) \}, \quad (6)$$

式中假定隧道几率 $Z_{e \rightarrow v} = Z_{v \rightarrow e} = Z$ 。 $\Omega(E^c, E^v)$ 实际上代表了场发射中电子的能量分布, 可表示为^[7]

$$\Omega(E^c, E^v) = \Omega \exp \{ -[(E^c - E^v)/E]^2 \}, \quad (7)$$

式中 Ω 是载流子的有效俘获体积, E 是一个与隧道过程有关的能量参量。

式(6)可写成

$$n(\text{net}) = \Omega Z \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} \int_{E_{cn}}^{E_{vp}} [f_n(E^c) - f_p(E^v)] \times \exp \{ -[(E^c - E^v)/E]^2 \} \times \rho_c(E^c) \rho_v(E^v) dE^c dE^v, \quad (8)$$

式中, E_{cn} 为 N 区导带底能量, E_{vp} 为 P 区价带顶能量, $f_n(E^c)$ 与 $f_p(E^v)$ 分别为导带电子与价带空穴的费密分布函数, $\rho_c(E^c)$ 、 $\rho_v(E^v)$ 分别为导带与价带的态密度(单位能量间隔)。

采用 Karlovsky^[8] 对费密分布函数所做的线性近似, 并假定态密度函数对能量的抛物线关系, 经简化计算后, 可得

$$n(\text{net}) = \frac{\pi^{\frac{7}{2}} q \Omega E m_e^{*3} Z V}{\hbar^6 K T^2} (\xi_n + \xi_p - qV)^2, \quad (9)$$

式中 ξ_n 为导带电子准费密能量, ξ_p 为价带空穴准费密能量。由隧道电子密度, 可得势垒区总的隧道电荷数

$$Q_{\text{tunnel}} = qA \int_0^W n(\text{net}) dx = qAWn(\text{net}) \quad (10)$$

根据电容定义 $C = \frac{dQ}{dV}$, 可得 PN 结带-带隧道电容

$$C_{\text{tunnel}} = \frac{d|Q_{\text{tunnel}}|}{dV} = qAW \frac{dn(\text{net})}{dV} \quad (11)$$

在恒定场近似下, 式中 $n(\text{net})$ 采用式 (9)。隧道穿透几率 Z 用式 (3), 微分后可得

$$C_{\text{tunnel}} = qAWZ(\xi_n + \xi_p - qV)\gamma \times \left\{ \frac{-\alpha V}{(V_D - V)^2} (\xi_n + \xi_p - qV) + \xi_n + \xi_p - 3qV \right\} \quad (12)$$

式中

$$Z = \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{(2m_e^*)^{\frac{1}{2}}}{\hbar q} \cdot \frac{E_g^{\frac{3}{2}} W}{(V_D - V)} \right\},$$

$$\gamma = \frac{\pi^{\frac{7}{2}} q \Omega E m_e^{*3}}{h^3 K T},$$

$$\alpha = \frac{4}{3} \frac{(2m_e^*)^{\frac{1}{2}} E_g^{\frac{3}{2}} W}{\hbar q}.$$

由式 (12) 可看出, PN 结隧道电容 C_{tunnel} 随正偏压增加而降低, 随反偏压增加而增加。

在一般情况下, PN 结电容是由势垒电容 C_B 和扩散电容 C_D 两部分组成的。如前所述, 对于简并 PN 结而言, 必须考虑 PN 结隧道电容的影响。因此, 对于一个简并的半导体 PN 结, 其总电容 C_T 应为

$$C_T = C_B + C_D + C_{\text{tunnel}} \quad (13)$$

我们采用式 (13) 计算了 $x=0.275$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 隧道 PN 结的电容-电压 ($C-V$) 曲线, 式 (13) 中 C_B 和 C_D 采用了参考文献 [9] 中的公式, C_{tunnel} 采用式 (12), 计算参量为 $\Omega E = 1 \times 10^{-9} \text{J} \cdot \text{m}^3$, $N_D = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $N_A = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $\xi_n + \xi_p = 0.02 \text{eV}$ 。计算结果见图 2。当 PN 结存在带-带隧道电容时, $C-V$ 曲线有一极小值, 随温度上升, 这一极小值逐步移向反偏区, 随温度增加, 反偏电容减小。

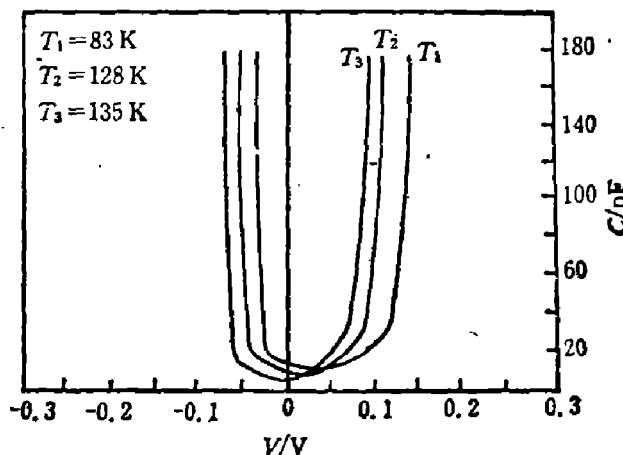


图 2 $x=0.275 \text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 隧道 PN 结电容的理论计算曲线

Fig. 2 Curve of theoretical calculation for the capacitance of a $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ tunneling PN junction with $x=0.275$.

三、实验结果

由于隧道二极管和强简并的窄禁带 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的结阻抗很低, 有的只有数十欧姆, 因而采用通常的结电容测量技术已无法进行测量。为此, 我们已建立了一种低阻抗 PN 结电容的测量方法^[6], 采用这种方法, 可测量阻抗小于 100Ω 的 PN 结电容, 误差小于 10%。

本文用带电容补偿网络^[6]的 HP 4275 A 电容仪测量了 Ge 反向二极管和 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的 $C-V$ 特性。图 3、4 分别给出了 2BF1 Ge 反向二极管的 $I-V$ 和 $C-V$ 曲线。反向二极管实质上是一个具有高掺杂浓度的近简并 PN 结^[10], 图 3、4 表明 2BF1 反向二极管的

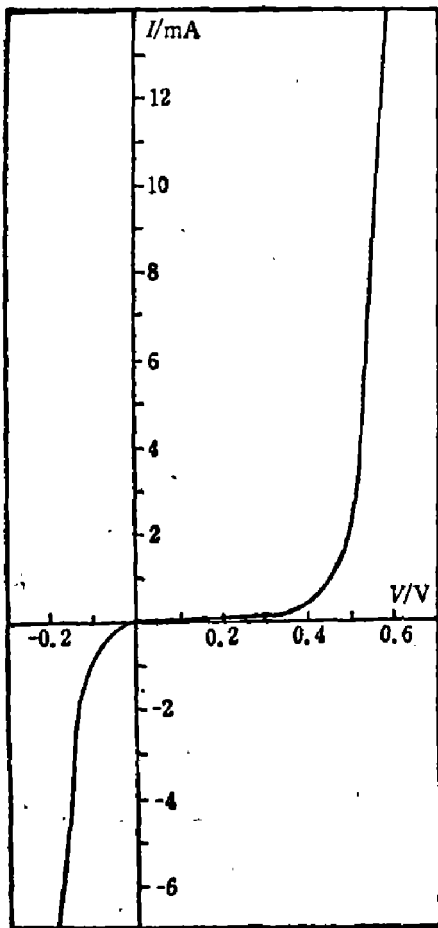


图3 2BF1Ge 反向二极管的 $I-V$ 曲线
Fig. 3 Current-voltage curve of the 2BF1 backward diode made of Ge.

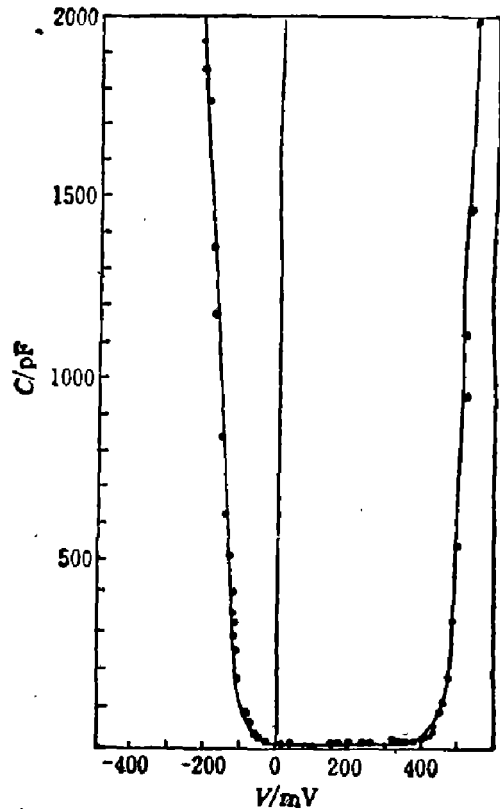


图4 2BF1 反向二极管的 $C-V$ 特性 ($f=1\text{MHz}$)
Fig. 4 Capacitance-voltage curve of the 2BF1 backward diode made of Ge.

反向电流随反偏压增加而指数上升。图5、6分别给出了 $x=0.265$ 时 In 扩散 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

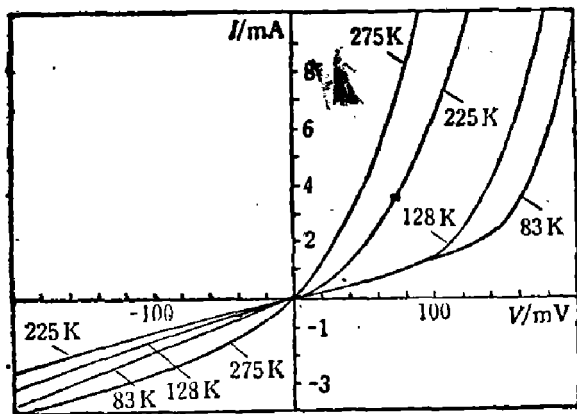


图5 $x=0.265$ In 扩散 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的 $I-V$ 特性
Fig. 5 Current-voltage characteristics of In-diffusion $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN junction with $x=0.265$.

PN 结的 $I-V$ 和 $C-V$ 曲线, PN 结掺杂浓度为 $N_D=1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、 $N_A=2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。如图6所示, PN 结电容有一极小值, 随温度增加, 这一极小值逐步移向反偏区。

我们采用第二节中提出的 PN 结隧道电容的理论模式拟合计算了 $x=0.25$ 的离子注入型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN 结的电容特性, 实验测量结果与理论计算结果的比较示于图7。计算采用公式(13), 计算参量为 $N_D=1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、 $N_A=5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 拟合参数为 $\xi_n + \xi_p = 0.02 \text{eV}$ 、 $\Omega E = 6 \times 10^{-9} \text{J} \cdot \text{m}^3$ 。由图7可见, 在正向区和小反偏区, 理论曲线与实验结果符合得比较好。当反偏压较高时, 理论计算与实验结果有较大偏

离, 我们认为这是由于在理论计算中尚未考虑隧道击穿对电容特性的影响。从图6还可以看到一个有趣的现象: 随温度升高, PN 结反偏电容明显下降, 电容极小值也趋于消失。这是因为 $x=0.25$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 材料具有正的温度系数, 随温度上升, 禁带宽度增加, 隧道

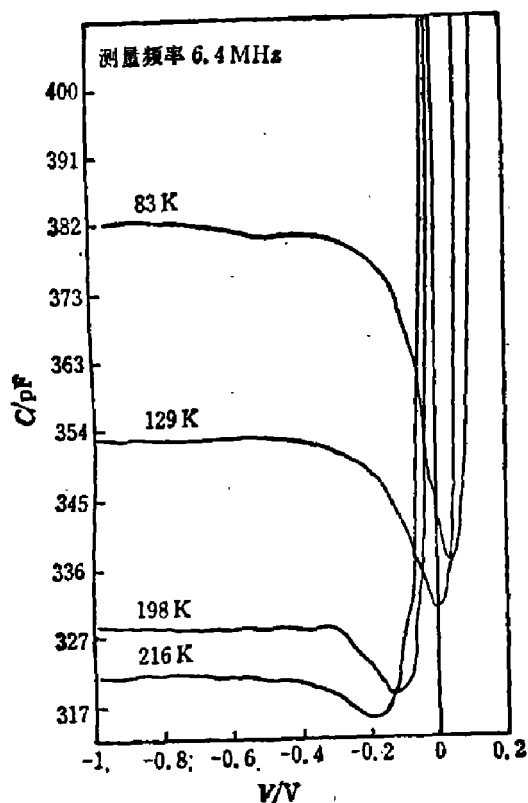


图6 $x=0.265$ In 扩散 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ PN 结在不同温度下的 $C-V$ 曲线

Fig. 6 Capacitance-voltage curve of In-diffusion $Hg_{1-x}Cd_xTe$ PN junction with $x=0.265$ under different temperatures.

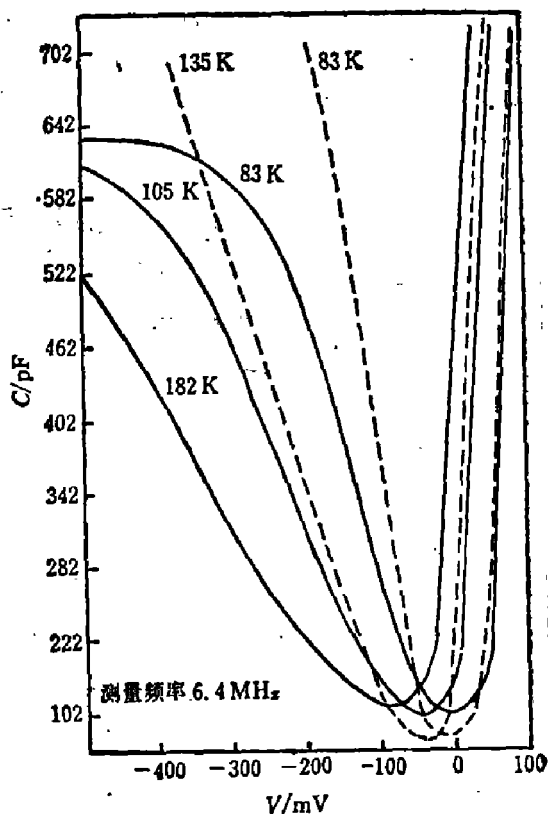


图7 $x=0.25$ B^+ 离子注入 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ PN 结的 $C-V$ 特性

—: 实验曲线, ---: 理论计算曲线

Fig. 7 Capacitance-voltage characteristics of B^+ -ion implantation $Hg_{1-x}Cd_xTe$ PN junction with $x=0.25$.

—: experimental curve, ---: theoretical curve.

跃迁几率下降, 隧道电容减小, 使电容下降。

四、结 论

本文从 PN 结带-带隧道电流理论出发, 推导出隧道电容的理论表达式, 并采用这一理论对强简并窄禁带 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ PN 结的电容特性进行了拟合计算, 理论计算在正偏压及反向小偏压范围内与实验结果拟合得较好, 证实了这一理论模式的正确性。在反偏压较大时, 理论与实验符合得不好, 这表明在计算中尚需考虑隧道击穿的影响。PN 结带-带隧道电容理论模式的建立, 对于研究隧道二极管的电容效应及频率特性具有一定的实用价值。

参 考 文 献

- [1] Yajima T. and Esaki L., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **13**(1958), 1281.
- [2] Roy D. K. and Panplin B. R., *Tunneling and Negative Resistance Phenomenon in Semiconductors*, Pergamon Press, 1977.
- [3] Duke C. B., *Tunneling in Solids, Solid State Physics*, Supplement 10, Academic Press, New York, 1969.
- [4] Anderson W. W., *Infrared Physics*, **17**(1977), 147.
- [5] Anderson W. W., *Infrared Physics*, **20**(1980), 353.
- [6] 林和, 中国科学院上海技术物理研究所博士论文, 1985.
- [7] Roy D. K., *Phys. Stat. Sol.*, (a)**2**(1970), K241.

- [8] Karlovsky J., *Phys. Rev.*, **127**(419), 1962.
[9] 黄昆、谢希德, 半导体物理, 北京科学出版社, 1958.
[10] Sze S. M., *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition, John Wiley & Sons, 1981.

BAND TO BAND TUNNELING CAPACITANCE OF PN JUNCTIONS—THEORETICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH

LIN HE, TANG DINGYUAN

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

ABSTRACT

Starting from the band-band tunneling current theory of the PN junction, the theoretical model of tunneling capacitance is derived and, by using this model, the capacitance properties of highly degenerated narrow gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ PN junctions are calculated. The theoretical calculation is in agreement with the experimental results in the forward bias and small reverse bias regions.