

N-on-P Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te 光伏 探测器参量的选择

胡燮荣 刘兆鹏 陈立信

(山东大学红外遥感研究室, 山东, 济南)

方家熊 陈泉森 沈 杰

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海)

摘要——考虑了 Burstein-Moss 效应等因素, 得到了光伏探测器的性能公式。

关键词——光伏探测器, HgCdTe。

1. 引 言

费密能级的位置与载流子浓度有关, 对于窄禁带半导体材料, 由于 Burstein-Moss 效应的存在, HgCdTe 材料的吸收系数与费密能级位置和入射波长有关^[1,2], 因而表层与基区的吸收系数对某些波长可相差相当大。本文考虑了这些因素, 得到了光伏探测器性能的有关公式, 并用这些公式讨论了 N-on-P HgCdTe 光伏探测器性能与有关参量间的关系, 讨论了如何选择参量能使这种探测器性能最佳。

2. 基本公式和计算过程

如图 1 所示, 该 HgCdTe 光伏探测器的基区为 P 型材料, 表层为 N 型, 考虑到 Burstein-Moss 效应, 分别以 α_1 和 α_2 表示 N 区及 P 区的吸收系数, 对于 N 区厚度为 d 、总厚度为 W 的器件, 当频率为 ν 、强度为 I 的入射光投射到 N 区表面时, 注意到两区域的吸收系数不同, 用通常的方法^[3]可以从少数载流子方程及边界条件求得光电流密度 j_p 及反向饱和电流密度 j_{D0} 分别为

$$j_p = j_{pn} + j_{po} = Q_p(\lambda) I (\psi_n + \psi_o) \equiv Q_p(\lambda) I \psi, \quad (1)$$

$$j_{D0} = j_{n0} + j_{o0} \equiv j_{no}\varphi_n + j_{eo}\varphi_o. \quad (2)$$

式中

$$Q_p(\lambda) = \frac{q\eta(1-r)}{h\nu}, \quad (3)$$

$$\psi_n = \frac{L_n \alpha_1}{(L_n^2 \alpha_1^2 - 1)} \left[\frac{\left(\alpha_1 + \frac{s_1}{D_n} - e^{-\alpha_1 d} \beta_n \right)}{\delta_n} - L_n \alpha_1 e^{-\alpha_1 d} \right], \quad (4)$$

$$\beta_n = \frac{1}{L_n} \operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_n}\right) + \frac{s_1}{D_n} \operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_n}\right), \quad (5)$$

$$\delta_n = \frac{1}{L_n} \operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_n}\right) + \frac{s_1}{D_n} \operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_n}\right), \quad (6)$$

$$\psi_e = \frac{L_e \alpha_2}{(L_e^2 \alpha_2^2 - 1)} \left[\frac{\left(\alpha_2 - \frac{s_2}{D_e} e^{-(\alpha_2 - \alpha_1)d - \alpha_1 w} + e^{-\alpha_1 d} \beta_e \right)}{\delta_e} - L_e \alpha_2 e^{-\alpha_1 d} \right] \quad (7)$$

$$\beta_e = \frac{1}{L_e} \operatorname{sh}\left(\frac{w-d}{L_e}\right) + \frac{s_2}{D_e} \operatorname{ch}\left(\frac{w-d}{L_e}\right), \quad (8)$$

$$\delta_e = \frac{1}{L_e} \operatorname{ch}\left(\frac{w-d}{L_e}\right) + \frac{s_2}{D_e} \operatorname{sh}\left(\frac{w-d}{L_e}\right), \quad (9)$$

$$\begin{cases} \varphi_n = \frac{\beta_n}{\delta_n}, \\ \varphi_e = \frac{\beta_e}{\delta_e}. \end{cases} \quad (10)$$

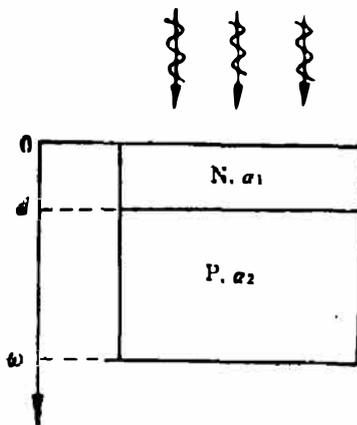


图 1 N-on-P 结光伏探测器几何模型

Fig. 1 Geometric model of a N-on-P junction PV detector.

以上各式中 j_{n0} 、 j_{e0} 分别为通常反向饱和电流密度表达式中空穴和电子贡献, L_n 、 L_e 分别为少子空穴和电子的扩散长度, D_n 和 D_e 为相应扩散系数, s_1 和 s_2 分别为上下表面的表面复合速度. 式(2)、(10)表明本文得到的反向饱和电流密度的表达式与文献通常报道的不同, 与探测器参量有着更复杂的关系. 由式(2)可得 $R_0 A$ 乘积的扩散项

$$(R_0 A)_D = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{(j_{n0} \varphi_n + j_{e0} \varphi_e)}. \quad (11)$$

HgCdTe 光伏探测器的 $g-r$ 电流和隧道电流及其对 $R_0 A$ 乘积的贡献分别为^[4]

$$j_{g-r} \approx \frac{n_i W_b}{\tau_{n0}} \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(-\frac{qV}{2kT}\right)}{(V_{bi} - V)} f(b), \quad (12)$$

$$j_t = B e^{-A} D(V) \approx B q e^{-A} V, \quad (13)$$

$$(R_0 A)_{g-r} = \frac{\tau_{n0} V_{bi}}{q n_i W_b f(b)}, \quad (14)$$

$$(R_0 A)_t = \frac{1}{q B_0 e^{-A_0}}. \quad (15)$$

以上公式中各量的物理意义在参考文献[4]中均有详细说明.

略去漏电流的影响, 探测器的总短路 $R_0 A$ 乘积可由下式求出:

$$\frac{1}{R_0 A} \Big|_{V=0} = \frac{1}{(R_0 A)_D} + \frac{1}{(R_0 A)_{g-r}} + \frac{1}{(R_0 A)_t}. \quad (16)$$

由参考文献[1]、[2]的公式知吸收系数 α 可表示为

$$\begin{cases} \alpha = f(E_H) \alpha_H(\hbar\omega) + f(E_L) \alpha_L(\hbar\omega), \\ f(E) = 1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right). \end{cases} \quad (17)$$

式中的 $\omega = 2\pi\nu$; 在 $k=0$ 附近, 重空穴价带和轻空穴价带对吸收系数 α 的贡献 α_H 及 α_L 分别为

$$\alpha_H = 1.92 \times 10^5 \left(\frac{E_g}{\hbar\omega}\right)^{1/2} (2\hbar\omega - E_g) (2\hbar\omega + 14.3E_g)^{-1} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}, \quad (18)$$

$$\alpha_L = 1.25 \times 10^4 [(\hbar\omega)^2 - E_g^2]^{1/2}. \quad (19)$$

式中, E_F 为费密能级, 其值与组分 x 、温度 T 及载流子浓度有关, 在 77K 下, E_F 及对应的组分和载流子浓度值可由文献[5]得到. 由以上公式计算出的 α 值大于 Anderson^[6]公式的计算值. 若将式(17)改写为

$$\alpha = [f(E_H) \alpha_H(\hbar\omega) + f(E_L) \alpha_L(\hbar\omega)] / \left(1 + \frac{\hbar\omega - E_g}{2E_g}\right), \quad (20)$$

则与文献[6]计算结果相符甚好, 而计算过程方便得多.

计算时, 对于光电流应分别计算信号光及背景光, 用下标“s”和“b”以示区别. 对单色光信号, 可直接由式(1)计算信号光电流, 而对背景及连续信号光源, 则总光电流应为入射光所含波长范围内的光电流的积分. 若连续光源为黑体, 其温度为 T , 则总光电流应为

$$j_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\rho_{\lambda, T}}{h\nu} Q_p(\lambda) (\psi_h + \psi_e) d\lambda, \quad (21)$$

积分上下限 λ_2 和 λ_1 由窗口、大气及其它光学元件等因素决定. 在此情况下, 入射至探测器的总光强为

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \rho_{\lambda, T} d\lambda, \quad (22)$$

$\rho_{\lambda, T}$ 为温度 T 下的普朗克辐射公式.

注意到单色与连续信号光源的上述不同, 其响应率在形式上均可表示为

$$\mathcal{R} = \frac{j_p R_0}{I}. \quad (23)$$

在小信号情况下, 在 $4f$ 频带内, 光伏探测器的短路散粒噪声电压可表示为

$$V_N = 2q(2j_{D0}^2 + j_{pb}^2 + j_i^2 + j_{D-r}^2)^{1/2} R_0 \Delta f^{1/2}, \quad (24)$$

因此, 探测率为

$$D^* = \frac{\mathcal{R}}{V_N} (\Delta f)^{1/2}. \quad (25)$$

3. 计算结果

利用本文得到的公式, 我们计算了 N-on-P 结 Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te 光伏探测器在 77K 下工作时的性能. 计算中, 关于 N 区少子寿命, 参考文献[9]、[10]已指出, 当多子浓度稍高时, 其少子寿命由俄歇复合决定, 并有

$$\tau_p = \frac{2n_i^2 \tau_{A,i}}{n_{n0}^2}, \quad (26)$$

文中给出 $\tau_{A,1} = 1 \times 10^{-8} \text{s}$. 对于 P 区少子寿命, 虽然参考文献[11]认为以 Shockley-Read 复合为主, 但文献[4]、[10]、[12]均认为当多子浓度大于 $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, 在 77K 下少子寿命主要由俄歇复合决定. 根据 Casselman 的计算结果, 对 77K 下的 $x=0.2$ 的 P 型材料, 我们可将少子寿命近似表示为多子浓度 p_{Po} 的函数, 即

$$\tau_n = \frac{1 \times 10^{25}}{p_{Po}^2} \quad (27)$$

禁带宽度及 m_e 取自参考文献[7], 其它数据为 $s=18$, $m_e^* = 0.007$, $\mu_e = 1 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_n = 800 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. 器件的长、宽、厚分别取 $l_0 = w_0 = 1 \times 10^2 \text{cm}$, $w = 100 \mu\text{m}$. 计算表明, 在通常可以达到的 s_1 和 s_2 条件下, 它们对探测器性能的影响不大, 因而我们可将其取为零. 此外, 在相当大的范围内, 结深 d 对器件性能的影响也较平缓, 以下计算中我们取结深 $d = 1 \mu\text{m}$.

本文论及的这种探测器的 R_0A 值已有不少报道^[4,12,13]. 如前所述, 我们认为 R_0A 值的计算必须考虑到 77K 下 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ 光伏探测器两个区中的少子寿命均为俄歇复合这一因素. 我们计算得到的 $(R_0A)_D$ 、 $(R_0A)_t$ 、 $(R_0A)_{p-r}$ 及 (R_0A) 随多子浓度的变化如图 2 所示. 图 2 表明, 与通常情况不同, 对于 77K 下的 $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ N-on-P 光伏探测器, $(R_0A)_D$ 不仅不随 N_A 的增加而增大, 反而略有下降, 这主要是由于俄歇复合, 其次是由于 β 、 δ 的影响. 该图还表明, 当 P 区浓度在 $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, N 区浓度不应高于 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 否则 $(R_0A)_t$ 将迅速下降. 此外, 图 2 还表明 P 区浓度大于 $2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 是不可取的. 这些计算结果表明, 在最佳情况下, 即使考虑到由于计算中所取各参量不同来源引起的差别, 在 77K 下

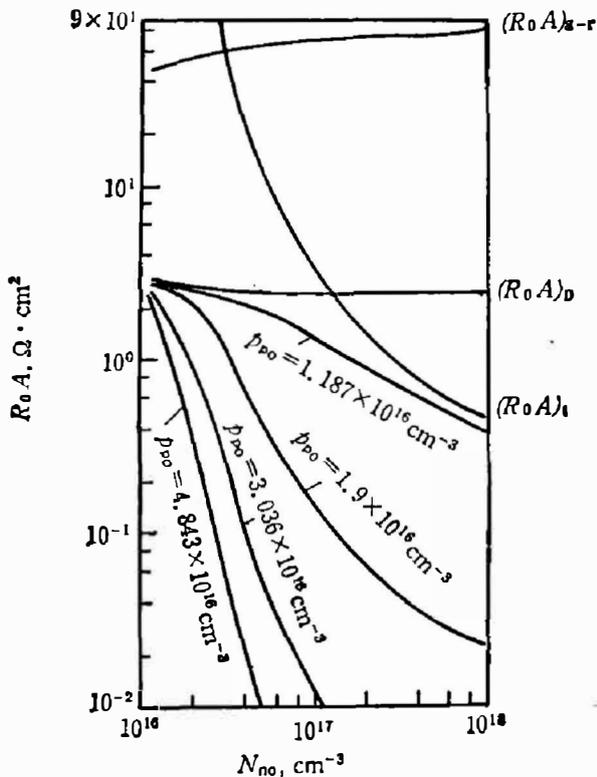


图 2 R_0A 乘积与 N_{Po} 的关系
Fig. 2 The R_0A product as a function of N_{Po} ($\lambda = 8 \sim 14 \mu\text{m}$).

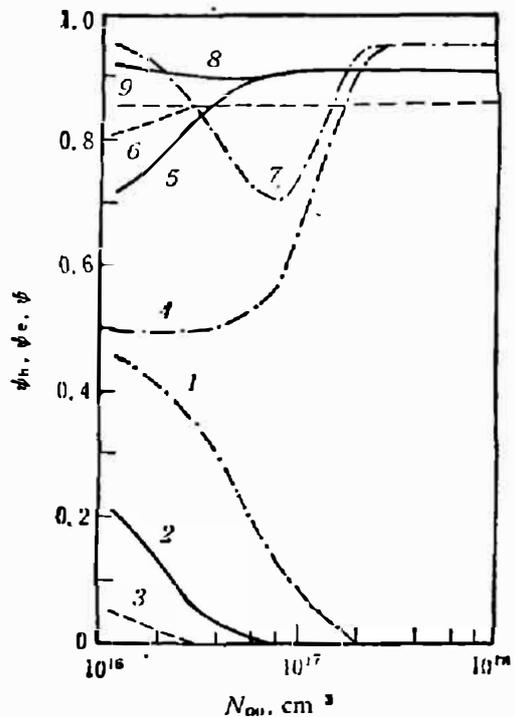


图 3 $8 \mu\text{m}$ 、 $10.6 \mu\text{m}$ 和 $12 \mu\text{m}$ 入射波长的量子效率与 N_{Po} 关系
Fig. 3 The curves of quantum efficiencies vs N_{Po} for $8, 10.6$ and $12 \mu\text{m}$ incident wavelengths (1, 4, 7— $8 \mu\text{m}$; 2, 5, 8— $10.6 \mu\text{m}$; 3, 6, 9— $12 \mu\text{m}$).

N-on-P Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te 光伏探测器的 R_0A 值也不会超过 $10 \Omega \cdot \text{cm}^2$ 左右。

图 3 为 $8 \mu\text{m}$ 、 $10.6 \mu\text{m}$ 及 $12 \mu\text{m}$ 3 种不同入射波长下, ψ_n 及 ψ_s 随 N_{NO} 的变化, 计算中取基层多子浓度 $p_{PO} = 1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。图中曲线 1、2、3 表明表层对量子产额的贡献 ψ_n 随 N_{NO} 的增大而减小, 也随入射波长的增大而减小, 在计算范围内, ψ_n 的最大值达 0.46, 最小值趋于零, 这正是 Burstein-Moss 效应应有的结果。反之, 基区的贡献 ψ_s 与表层相反, 即随 N_{NO} 及入射波长的增大而增加, 如曲线 4、5、6 所示。两个区域对量子产额的总贡献由曲线 7、8、9 表示, 值得注意的是, 这 3 条曲线表示了不同的入射波长在不同的 N_{NO} 下, 对量子产额的总贡献不同。对波长较短的 $8 \mu\text{m}$ 入射光, 虽然在最佳条件下总贡献 ψ 最高, 但有一谷值出现在 $N_{NO} = 8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 处, 而对波长较长的 $12 \mu\text{m}$ 入射光, 虽无谷值, 但总贡献 ψ 略低。

探测率的计算结果示于图 4 及图 5, 计算中取 $\tau = 0.36$, 背景均为 2σ 视场 300 K 黑体, 图 4 为 D_λ^* 的光谱响应曲线, 两条曲线的 P 型基区多子浓度分别为 $1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 及 $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 表层 N 区多子浓度均为 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。这两条曲线表明, 对于 N-on-P Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te 光伏探测器, 其峰值波长在 $12 \mu\text{m}$ 附近; 若表层多子浓度不变为 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 当基区多子浓度由 $1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 增至 $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, 峰值探测率将由 $3.1 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 降至 $2.8 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 。

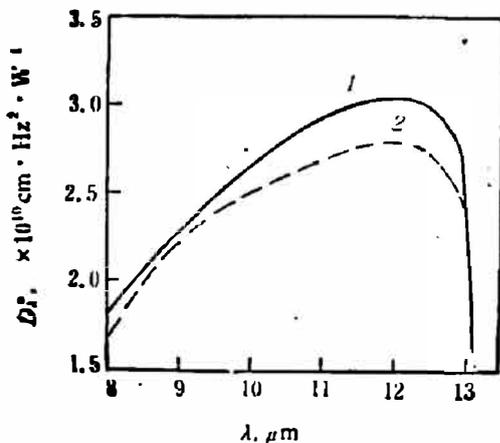


图 4 光谱响应 D_λ^* 曲线

Fig. 4 The curves of spectral D_λ^*

(1— $p_{PO} = 1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 2— $p_{PO} = 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$).

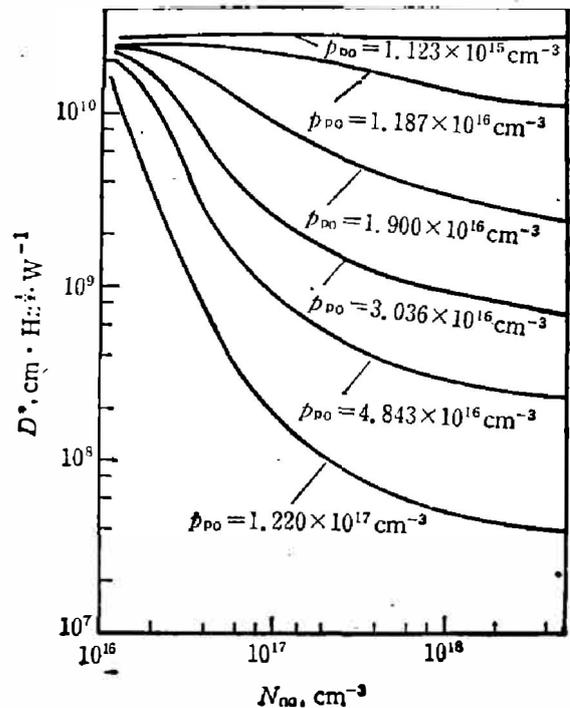


图 5 D^* 与 N_{NO} 的关系

Fig. 5 The relationship between D^* and N_{NO}

($\lambda = 8 \sim 14 \mu\text{m}$).

图 5 中计算的入射信号光为 300K 黑体, 经过滤光片, 仅使 $8 \sim 14 \mu\text{m}$ 波段的信号光入射至探测器表面, 图中的各条曲线分别对应于不同的基区多子浓度。这一组曲线表明, 在计算范围内, 随着基区及表层多子浓度的增加, 探测率均下降。该图还表明, 在这种情况下, $p_{PO} > 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的材料是不可取的; 在 $p_{PO} < 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的条件下, 表层多子浓度也不应大于 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 否则, 探测率将由 $(2 \sim 3) \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 下降到 $1 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 以下。该图还表明, 对于 $8 \sim 14 \mu\text{m}$ 的信号光, 当基区多子浓度大于 $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, 探

测率几乎不可能大于 $1 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$. 我们认为, 以上结果在研制 N-on-P $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ 光伏探测器时是值得注意的.

4. 结论及讨论

1. 本文在计及 Burstein-Moss 效应等因素对吸收系数的影响后, 得出表达光伏探测器性能的公式, 这些因素对于窄禁带半导体探测器的性能计算是不可忽略的.

2. 在计算光伏探测器 R_0A 值及其它性能时, 必须注意到复合机构的影响. 不同的复合机构, 不仅影响 R_0A 的数值, 更重要的是决定了 R_0A 值与多子浓度的关系.

3. 对于 N-on-P $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ 光伏探测器, 在 77 K 下, 基区及表层多子浓度应分别小于 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 及 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 在此条件下, 其 R_0A 值最大也在 $10 \Omega \cdot \text{cm}^2$ 左右, 除非在工艺过程中存在其它因素^[4]. 在 2σ 视场 300 K 黑体背景条件下, 若未采取增透工艺, 则其最大探测率为 $3 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 左右 (该探测器的峰值波长在 $12 \mu\text{m}$ 附近).

4. s_1, s_2 及 d 对探测器性能的影响较小, 不是工艺中的主要问题.

5. 利用本文的公式及计算方法, 不难得到峰值波长为 $10.6 \mu\text{m}$ 的最佳 x 值及其它参数的选择.

附录 关于 j_e 及 j_h 公式的推导

考虑到 Burstein-Moss 效应的影响, 假设表层 N 区及基区的吸收系数分别为 α_1 和 α_2 , 则在图 1 所示的坐标中, 表层少子定态方程为

$$\frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{(\Delta p)}{L_h^2} + \frac{\alpha_1 Q_0(\lambda)}{D_h} e^{-\alpha_1 x} = 0, \quad (\text{A1})$$

式中 $Q_0(\lambda) = \frac{\eta(1-r)}{h\nu}$. N 区边界条件为

$$\begin{cases} D_h \frac{d(\Delta p)}{dx} = S_1(\Delta p), & x=0 \\ \Delta p = p_0(e^{qV/kT} - 1), & x=d \end{cases} \quad (\text{A2})$$

解之, 得该区对结处电流密度贡献为

$$\begin{cases} j_h = j_{ph} + j_{ho}(e^{qV/kT} - 1), \\ j_{ph} = Q_0(\lambda) q \psi_n = Q_p(\lambda) \psi_n, \\ j_{ho} = j_{ho} \varphi_n. \end{cases} \quad (\text{A3})$$

对于基区, 其少子定态方程为

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_e^2} + \frac{\alpha_2 Q_0(\lambda)}{D_e} e^{-\alpha_2 d} e^{-\alpha_2(x-d)} = 0, \quad (\text{A4})$$

边界条件为

$$\begin{cases} \Delta n = n_0(e^{qV/kT} - 1), & x=d \\ -D_e \frac{d(\Delta n)}{dx} = S_2 \Delta n, & x=W \end{cases} \quad (\text{A5})$$

因而, 对结处电流密度的贡献为

$$\begin{cases} j_e = j_{pe} + j_{eo}(e^{qV/kT} - 1), \\ j_{pe} = Q_p(\lambda) \psi_p, \\ j_{eo} = j_{eo} \varphi_e. \end{cases} \quad (\text{A6})$$

由此得总光电流密度为

$$j_p = j_{ph} + j_{pe}, \quad (\text{A7})$$

总反向饱和电流密度为

$$j_{D0} = j_{n0} + j_{p0}. \quad (\text{A8})$$

参 考 文 献

- [1] Dixon J. R. and Ellis J. M., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1560.
- [2] Blue M. D., *Phys. Rev.*, **134** (1964), A226.
- [3] 陈继述、胡燮荣、徐平茂, 红外探测器, 国防工业出版社, (1986).
- [4] Reine M. B. et al., in *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 18, New York, Academic Press, (1981).
- [5] 郑雷、胡燮荣, 红外研究, **6** (1987), 235.
- [6] Anderson W. W., *Infrared Phys.*, **20** (1980), 363.
- [7] 褚君浩、王戎兴、汤定元, 红外研究, **2** (1983), 241.
- [8] Long D. and Schmit J. L., in *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 5, New York, Academic Press, (1970).
- [9] Kinch M. A. and Borrello S. R., *Infrared Phys.*, **15** (1975), 111.
- [10] Summers C. J., et al., *J. Appl. Phys.*, **59** (1986), 2457.
- [11] Polla D. L. et al., *J. Appl. Phys.*, **52** (1981), 5182.
- [12] Casselman T. N., *J. Appl. Phys.*, **52** (1981), 848.
- [13] Anderson W. W., *Infrared Phys.*, **20** (1980), 353.
- [14] Hu, X. R., Chen L. X., Liu Z. P. and Xia Y. Y., *Proc. of SPIE*, **819** (1987), 200.

SELECTION OF PARAMETERS OF N-on-P $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ PV DETECTORS

HU XIERONG, LIU ZHAOPENG, CHEN LIXIN

(Infrared and Remote Sensing Laboratory, Shandong University, Jinan, Shandong, China)

FANG JIAXIONG, CHEN QUANSEN, SHEN JIE

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

ABSTRACT

Considering the Burstein-Moss effect and other factors, the performance formulas of PV detectors are derived.