

背景辐射对 0.1eV HgCdTe 光导 探测器性能的影响*

黄建新 方家熊 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海)

摘要——详细计算并讨论了背景辐射对 0.1eV HgCdTe(77 K) 光电导探测器性能的影响以及接近或达到背景辐射限的条件。在计算中, 除考虑到辐射在探测器中的多次反射外, 还考虑了探测器的表面复合以及厚度的变化。并由连续载流子的连续性方程, 导出了探测器量子效率的普遍表达式。

关键词——背景辐射, 光电导探测器, 表面复合。

1. 引 言

S. Borrollo et al.^[1]曾详细讨论了背景辐射对禁带宽度为 0.1eV 的 HgCdTe(77 K) 光电导型红外探测器工作性能的影响, 但他们没有考虑到载流子的表面复合, 亦未详细讨论其它参数对探测器工作性能的影响。V. Gapal 和 A. V. R. Warriar^[2]也讨论了这种探测器的性能, 但同样未计入表面复合的影响。胡燮荣^[3]虽考虑了表面复合的影响, 但把背景辐射产生的载流子浓度当作常数, 没有考虑到它受探测器参量的影响。

本文将更细致地考虑背景辐射对 0.1eV HgCdTe(77 K) 光电导型红外探测器的影响, 以探讨达到背景辐射限的条件。考虑的因素包括: 背景辐射强度可变; 辐射在样品中的多次反射; 表面复合速率的影响(包括光照面与背光面)及探测器厚度的影响。

2. 模型及公式推导

如图 1 所示, 设所考虑的光导探测器的长、宽、厚分别为 l 、 w 、 d , 材料的吸收系数为 α , 器件光照面的光反射率为 R_1 , 样品贴在衬底上, 其界面处的光反射率为 R_2 , 垂直入射到表面的辐射功率密度为 φ_0 。

在略去位相影响而考虑到多次反射对辐射功率影响的情况下, 在样品中 $x \rightarrow x+dx$ 范

本文 1988 年 2 月 3 日收到, 修改稿 1988 年 5 月 12 日收到。

* 国家自然科学基金资助课题。

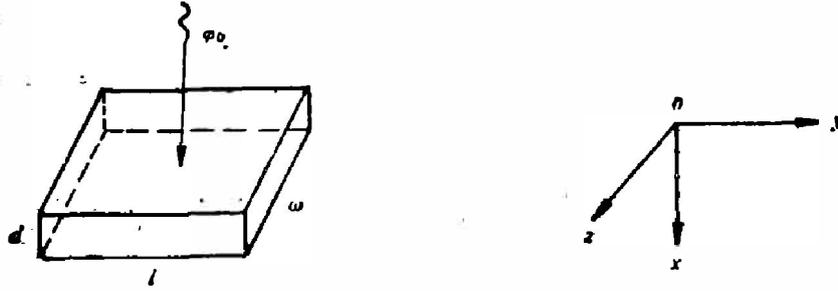


图 1 探测器示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the detector.

圈内, 样品对辐射功率的吸收为^[4]

$$d\phi = \frac{\phi_0(1-R_1)(e^{-\alpha x} + R_2 e^{-2\alpha d} e^{\alpha x})\alpha dx}{(1-R_1 R_2 e^{-2\alpha d})}. \quad (1)$$

而光导探测器中光生载流子的定态连续性方程为

$$D \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p}{\tau} = -g(x), \quad (2)$$

其中 $\Delta p = p - p_0$ 是光生载流子浓度, τ 是光生载流子寿命, D 为载流子的双极扩散系数, 由下式给出:

$$D = \frac{n+p}{p/D_e + n/D_h}, \quad (3)$$

n 和 p 分别为电子和空穴浓度, D_e 和 D_h 分别为电子和空穴的扩散系数. 根据式(1)产生函数 $g(x)$, 由下式给出:

$$g(x) = \frac{\phi(1-R_1)\alpha}{1-R_1 R_2 e^{-2\alpha d}} (e^{-\alpha x} + R_2 e^{-2\alpha d} e^{\alpha x}), \quad (4)$$

其中 $\phi = \phi_0/h\nu$ 为入射光通量密度.

求解方程(2)相应的边界条件得

$$\begin{aligned} -D \frac{\partial \Delta p}{\partial x} &= -S_1 \Delta p, \quad (x=0) \\ -D \frac{\partial \Delta p}{\partial x} &= S_2 \Delta p, \quad (x=d) \end{aligned} \quad (5)$$

其中 S_1 和 S_2 分别为探测器光照面与背光面的表面复合速率. 在入射辐射的影响下产生的平均光生载流子浓度由下式给出:

$$\bar{\Delta p} = \frac{1}{d} \int_0^d \Delta p dx. \quad (6)$$

通过式(2)、(3)、(4)、(5)、(6)可得

$$\bar{\Delta p} = \frac{(1-R_1)\phi\tau}{(L^2\alpha^2-1)(1-R_1 R_2 e^{-2\alpha d})d} \times \left[L\alpha \frac{(\alpha D + S_1) \left\{ S_2 \left[\text{ch} \frac{d}{L} - 1 \right] + \frac{D}{L} \text{sh} \frac{d}{L} \right\} - (\alpha D - S_2) \left\{ S_1 \left[\text{ch} \frac{d}{L} - 1 \right] + \frac{D}{L} \text{sh} \frac{d}{L} \right\} e^{-\alpha d}}{\frac{D}{L} (S_1 + S_2) \text{ch} \frac{d}{L} + \left(\frac{D^2}{L^2} + S_1 S_2 \right) \text{sh} \frac{d}{L}} - (1 - e^{-\alpha d}) \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{(1-R_1)\phi\tau(R_2e^{-\alpha d})}{(L^2\alpha^2-1)(1-R_1R_2e^{-2\alpha d})d} \\
& \times \left[L\alpha \frac{(\alpha D+S_2)\left\{S_1\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\} - (\alpha D-S_1)\left\{S_2\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\}e^{-\alpha d}}{\frac{D}{L}(S_1+S_2)\operatorname{ch}\frac{d}{L}+\left(\frac{D^2}{L^2}+S_1S_2\right)\operatorname{sh}\frac{d}{L}} - (1-e^{-\alpha d}) \right], \quad (7)
\end{aligned}$$

其中 $L=\sqrt{D\tau}$ 称为扩散长度, 由式(7)及 $\bar{\Delta p}=\phi\tau\eta/d$ 可写出量子效率 η 的表达式

$$\begin{aligned}
\eta &= \frac{(1-R_1)}{(L^2\alpha^2-1)(1-R_1R_2e^{-2\alpha d})} \\
& \times \left[L\alpha \frac{(\alpha D+S_1)\left\{S_2\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\} - (\alpha D-S_2)\left\{S_1\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\}e^{-\alpha d}}{\frac{L}{D}(S_1+S_2)\operatorname{ch}\frac{d}{L}+\left(\frac{D^2}{L^2}+S_1S_2\right)\operatorname{sh}\frac{d}{L}} - (1-e^{-\alpha d}) \right] \\
& + \frac{(1-R_1)(R_2e^{-\alpha d})}{(L^2\alpha^2-1)(1-R_1R_2e^{-2\alpha d})} \\
& \times \left[L\alpha \frac{(\alpha D+S_2)\left\{S_1\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\} - (\alpha D-S_1)\left\{S_2\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\}e^{-\alpha d}}{\frac{D}{L}(S_1+S_2)\operatorname{ch}\frac{d}{L}+\left(\frac{D^2}{L^2}+S_1S_2\right)\operatorname{sh}\frac{d}{L}} - (1-e^{-\alpha d}) \right]. \quad (8)
\end{aligned}$$

式(7)是最完全的稳定状态下的光生载流子(空穴)的平均浓度表达式. 初步计算表明, 当 S_2 大于 S_1 , 直至趋于无穷大时, 光生载流子向探测器背光面的流动率虽然增加, 但 $\bar{\Delta p}$ 下降, 这是我们所不希望的. $S_2=0$ 可增大 $\bar{\Delta p}$, 但实际上达不到. 工艺上最可靠的情况是 $S_1=S_2$, 因此, 我们以后的计算都假定 $S_1=S_2$. 在这一条件下, 式(7)第1、2项方括号内的内容完全相同, 而第2项比第1项少一个因子 $R_2e^{-\alpha d}$. 对 0.1 eV HgCdTe (77 K) 的实际情况, $\alpha=10^3\sim 10^4\text{ cm}^{-1}$, $d=10\ \mu\text{m}$, 当 HgCdTe 片粘附在宝石上时, $R_2=0.16$, 这样 $R_2e^{-\alpha d}<1\%$. 因此第2项在通常情况下可忽略, 而式中的 $R_1R_2e^{-2\alpha d}$ 更可忽略不计, 这时式(7)可简化为

$$\begin{aligned}
\bar{\Delta p} &= \frac{(1-R_1)\phi\tau}{(L^2\alpha^2-1)d} \\
& \times \left[L\alpha \frac{\left\{S\left[\operatorname{ch}\frac{d}{L}-1\right]+\frac{D}{L}\operatorname{sh}\frac{d}{L}\right\}[\alpha D(1-e^{-\alpha d})+S(1+e^{-\alpha d})]}{\frac{2DS}{L}\operatorname{ch}\frac{d}{L}+\left(\frac{D^2}{L^2}+S^2\right)\operatorname{sh}\frac{d}{L}} - (1-e^{-\alpha d}) \right]. \quad (9)
\end{aligned}$$

以下计算主要根据式(9), 只有在计算极薄器件 ($d<10\ \mu\text{m}$) 以及器件厚度对探测器性能的影响时才用到复杂的式(7).

若用 E_0 表示器件内 y 方向的恒定外电场, 并假定 0.1 eV HgCdTe 器件的材料内无陷阱效应, 则光电导短路电流为

$$I_{pc} = e\mu_e E_0 \bar{\Delta p} (1 + 1/b) wd, \quad (10)$$

其中 $b = \mu_e / \mu_h$, μ_e 为电子迁移率, μ_h 为空穴迁移率. 所以, 响应率为

$$\mathcal{R}_\lambda = \frac{V_s}{\varphi_0 w l} = \frac{e\mu_e (1 + 1/b) \rho_0 E_0 \eta \tau}{wd h\nu}, \quad (11)$$

其中 $\rho_0 = \frac{1}{e\mu_e (n + p/b)}$ 为器件的电阻率, 考虑到产生-复合噪声及热噪声, 我们不难得出电子寿命与空穴寿命相等的近本征材料的器件总噪声为^[5, 6].

$$V_N = (V_{g-r} + V_J^2)^{1/2} = \left(\frac{G^2}{lwd} + 4kT \frac{1}{P_D l w} \right)^{1/2} \cdot V_s \cdot (\Delta f)^{1/2}, \quad (12)$$

其中

$$G = \frac{2(b+1)}{bn+p} \left(\frac{np}{n+p} \right)^{1/2} \tau^{1/2} (\Delta f)^{1/2}, \quad (13)$$

这里 k 为玻尔兹曼常数, T 为器件的温度, P_D 为探测器单位面积的功耗, V_s 为器件两端偏压. 这样, 探测率为

$$D_\lambda^* = \frac{\mathcal{R}_\lambda}{V_N} \sqrt{l w \cdot \Delta f} = \frac{e\mu_e (1 + 1/b) \rho_0 \eta \tau}{\left(4kT \frac{1}{P_D} + \frac{G^2}{d} \right)^{1/2} h\nu d}. \quad (14)$$

在以上表达式中, n 和 p 分别为电子和空穴浓度, 在计入背景效应后, 其值由下式给出:

$$n = n_0 + \eta \phi_B \tau / d, \quad (15)$$

$$p = n_i^2 / n_0 + \eta \phi_B \tau / d. \quad (16)$$

其中 ϕ_B 为入射到探测器上的背景光子通量密度, n_0 为材料的热平衡电子浓度, τ 为少数载流子寿命, 在优质 0.1 eV HgCdTe 探测器材料中, 它的值主要由带间俄歇复合过程所决定, 表达式为

$$\tau = \frac{2n_i^2 \tau_{Ai}}{n(n+p)}, \quad (17)$$

τ_{Ai} 为本征俄歇寿命, n_i 为本征载流子浓度.

把式(8)、(15)、(16)、(17)联立, 在探测器的参量给定的情况下, 可以得到 n 、 p 、 η 、 τ 的数值解, 这样, 我们便能用上面推得的公式求得探测器响应率、探测率以及噪声等参量.

值得注意的是, 在以俄歇复合为主要复合过程的情况下, 背景辐射引起的载流子增加将使载流子寿命降低. 从而进一步影响载流子浓度. 这表明背景辐射的激发与热激发之间有比较复杂的关系. 因而在考虑载流子浓度的涨落量时, 不能把它们看成两种独立的过程. 另外, 式(15)、(16)只有在 d 小于 1 个少数载流子扩散长度时才有效, 这样才能使光生载流子比较均匀地分布在器件厚度内. 因此, 我们的计算仅限于 1 个扩散长度以内的器件厚度.

在上述模型及推导过程中, 还包括两点假设: 首先, 在方程(2)中, 对于大注入的情况(例如当背景辐射产生的载流子可以与器件内热平衡载流子相比拟时), D 和 τ 要受到背景辐射所产生的载流子的影响, 即 $D = D[\Delta p(x), \dots]$, $\tau = \tau[\Delta p(x), \dots]$, 所以, 若要严格考虑背景辐射对探测器性能的影响, 采用式(2)将是十分复杂的, 必须用数值分层求解的方法, 而无法得到解析表达式. 但实际上, 考虑到 $\Delta p(x)$ 对 D 和 τ 影响的间接性, 而且 $\Delta p(x)$ 在一个少数扩散长度内变化不大, 因而可以假定 $D = D[\Delta p(x), \dots] = D[\overline{\Delta p(x)}, \dots]$, $\tau = \tau[\Delta p(x), \dots] = \tau[\overline{\Delta p(x)}, \dots]$. 这样, D 和 τ 便与 x 无关了, 这一假定的合理性也得到了

数值分层求解的证实^[7]。其次,我们得到的式(11)与(14),是单色辐射信号照射下的探测器的响应率与探测率,背景辐射的存在将通过式(15)~(17)影响到探测率和响应率。背景辐射是连续光谱,假定它是 300K 黑体,它在器件内产生的载流子浓度应当是式(17)再对波长从 0 到 $12.4\mu\text{m}$ (即 $h\nu \geq 0.1\text{eV}$)的积分,其中 ϕ 与 α 都是波长的函数,这是一个极其复杂的计算。由于考虑到 300K 黑体中 $h\nu \geq 0.1\text{eV}$ 的光的密度 90% 集中在 $7\sim 12\mu\text{m}$ 内,以光子数表示的光电光谱响应在这一波段内的短波部分已有很大下降,而且 HgCdTe 的光吸收属于直接跃迁过程。我们可以把问题简化,假定 300K 黑体中 $h\nu \geq 0.1\text{eV}$ 的各种不同波长的光子对探测器的作用相同,而取一个累加权重的光吸收系数。

在本文的计算中,探测器的有关参量取为 $R_1=0.36$, $R_2=0.16$, $l=w=0.01$, $P_D=10\text{W}/\text{cm}^2$, $b=250$, $\mu_e=1.5 \times 10^5\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$, $\lambda_c=12.4\mu\text{m}$, $\alpha=3500\text{cm}^{-1}$, $n_0=8.0 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$, $n_i=3.0 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$, $\tau_{A_i}=10^{-3}\text{s}$,其中 λ_c 为探测器的响应截止波长。

3. 计算结果及讨论

根据以上提出的模型及得到的公式,我们计算了 0.1 eV HgCdTe(77K) 光导探测器的性能,着重讨论背景辐射对探测器性能的影响以及在恒定背景下探测器厚度对其性能的影响,并进而探讨探测器达到背景辐射限的条件。

3.1 不同背景辐射强度下探测器的性能

取探测器厚度 $d=15\mu\text{m}$,我们计算了在不同表面复合下背景辐射通量密度对探测器性

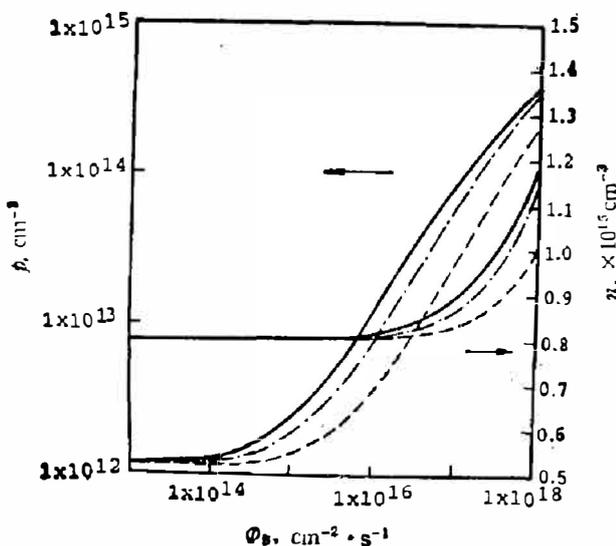


图 2 不同表面复合速度下电子及空穴浓度与背景辐射通量密度的关系
Fig. 2 The electron and hole densities vs the flux density of background radiation at different velocities of surface recombination.

—: $S=0$; - - -: $S=200\text{cm}/\text{s}$; - · - · -: $S=1000\text{cm}/\text{s}$

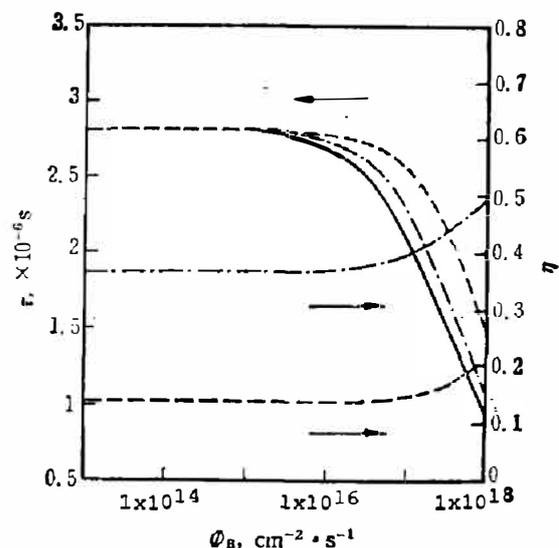


图 3 不同表面复合速度下少数载流子寿命及量子效率与背景辐射通量密度的关系
Fig. 3 The lifetime of minority carriers and the quantum efficiency vs the flux density of background radiation at different velocities of surface recombination.

—: $S=0$; - - -: $S=200\text{cm}/\text{s}$; - · - · -: $S=1000\text{cm}/\text{s}$

能的影响,如图 2~5 所示.从图 2 中可以看到,当背景辐射通量密度 ϕ_B 分别大于 $10^{14}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $10^{16}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,探测器内空穴浓度 p 以及电子浓度 n 分别开始有明显的增加.这意味着背景的影响已不可忽略. ϕ_B 接近 $10^{18}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,空穴浓度完全取决于背景辐射,而且与电子浓度的差别缩小到只有几倍之差.不同的表面复合也影响到背景激发的载流子数目,表面复合速度越大, n 和 p 随 ϕ_B 增大而增加的幅度就越小.这主要是因为随着 S 的增大,尽管少数载流子寿命已有所增加,但由于量子效率 η 减少得更快,导致 η 和 τ 的乘积仍然减小.图 3 正是 τ 和 η 在不同 S 下随 ϕ_B 变化的曲线.

探测器噪声 V_N 随背景辐射通量密度 ϕ_B 的变化出现了有趣的结果,即 V_N 随 ϕ_B 的变化有一极大值出现,极大值的位置随 S 的不同而不同, S 值越大,极大值对应的 ϕ_B 值也越大. V_N 出现极大值,主要是因为载流子浓度较高的情况下, V_N 主要取决于产生-复合噪声.它的大小由 $\frac{1}{bn+p}\left(\frac{np}{n+p}\right)^{1/2}$ 和 $\tau^{1/2}$ 两个因子决定,随着背景辐射通量密度的增加,第一个因子不断增大,另一方面 n 和 p 的增大又使第二个因子下降,因而出现 V_N 的极大值.表面复合速度的增大,使 p 和 n 随 ϕ_B 的增长减缓,因而 V_N 极大值移向较大的 ϕ_B 值.

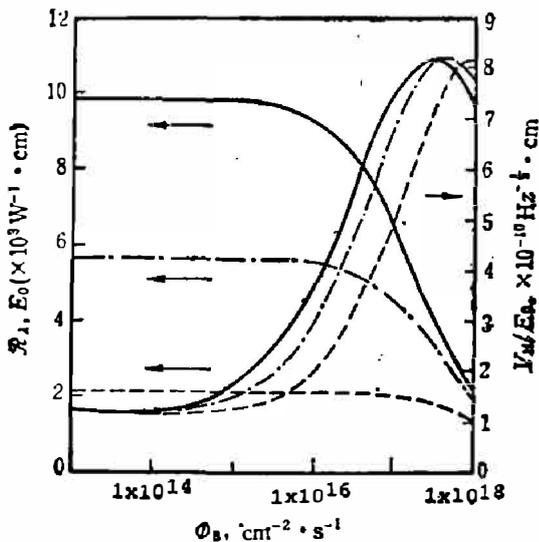


图 4 不同表面复合速度下响应率及噪声与偏置电场之比与背景辐射通量密度的关系
Fig. 4 The ratios of responsivity and noise to the biased electric field vs the flux density of background radiation at different velocities of surface recombination.

—: $S=0$; - - -: $S=200\text{ cm/s}$;
- · - · -: $S=1000\text{ cm/s}$

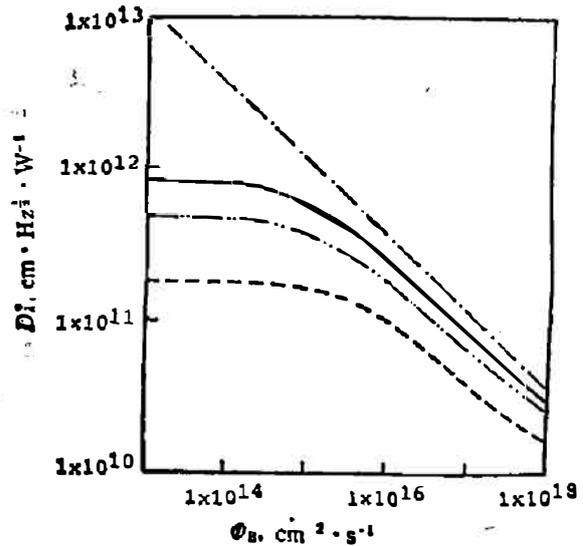


图 5 不同表面复合速度下探测率与背景辐射通量密度的关系
Fig. 5 The detectivity vs the flux density of background radiation at different velocities of surface recombination.

—: $S=0$; - - -: $S=200\text{ cm/s}$;
- · - · -: $S=1000\text{ cm/s}$; - · - · -: $D^*(\text{BLIP})$

探测器的响应率(参看图 4)和探测率(参看图 5)随 ϕ_B 值的增大而逐渐减少,减小的量与 S 值有关, S 越小, R_λ 和 D_λ^* 随 ϕ_B 的增大而下降的幅度越大.另外, S 越小, D_λ^* 越接近 $D_{\lambda\text{BLIP}}^*$.因此,要想通过减少入射到探测器上的 ϕ_B 来增大 R_λ 和 D_λ^* ,就必须设法减少表面复合速度.

3.2 恒定背景辐射下探测器的性能

在背景辐射通量密度一定的情况下，不同探测器参量也将影响背景辐射在器件中激发的载流子数目，从而改变探测器的性能。下面我们讨论在 300K 背景下，探测器视场为 180° (即 $\phi_B = 8.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 时的探测器厚度 d 及表面复合速度 S 对探测器性能的影响。

厚度 d 的变化必然会导致探测器电阻改变，而且还会影响器件内平均光生载流子浓度 (包括背景光生载流子和信号光生载流子)，从而影响器件性能。图 6 给出了在不同表面复合速度 S 下探测器响应率 \mathcal{R}_λ 和探测率 D_λ^* 随 d 的变化。可以看出， \mathcal{R}_λ 随着 S 的增大而明显下降，当 S 增大到一定值后， \mathcal{R}_λ 随 d 的变化将出现极大值。对于探测率 D_λ^* ，表面复合使得探测率显著下降，对于较小的 S 值， $D_\lambda^* - d$ 曲线有一个平坦的极大值范围。如当 $S = 0$ 时， D_λ^* 在 $d = 5 \sim 10 \mu\text{m}$ 范围内最大，但当 $S > 200 \text{ cm/s}$ 时，随着 d 的增大 D_λ^* 也逐渐增大，并趋于饱和。这主要是因为强背景辐射及表面复合存在的情况下，随着 S 的增大， V_N 随 d 增大而下降的速度较 \mathcal{R}_λ 随 d 增大而下降的速度快，因而导致 D_λ^* 随 d 增大而有上升的现象。所以，在制做探测器时，对于 S 较小 ($S < 200 \text{ cm/s}$) 的情况， d 应取在 $d = 5 \sim 10 \mu\text{m}$ ，这时不仅 D_λ^* 高，而且 \mathcal{R}_λ 也高；对于 S 较大 ($S > 200 \text{ cm/s}$) 的情况，对 d 的要求可以宽一些，可以在一个少子扩散长度内取大的值。

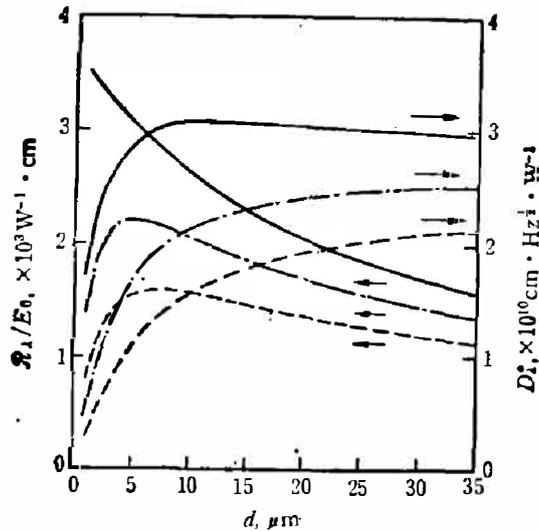


图 6 不同表面复合速度下响应率与偏置电场之比及探测率与器件厚度的关系
 Fig. 6 The ratio of responsivity to the biased electric field and the detectivity
 as the thickness of detector at different velocities of surface recombination

—: $S=0$; - · - $S=500 \text{ cm/s}$; - - - $S=1000 \text{ cm/s}$

3.3 载流子浓度及少数载流子寿命对探测器接近或达到背景辐射限的影响

如果探测器已达到背景辐射限工作条件，则探测器的载流子浓度主要由背景辐射所激发^{**}。对于主要受俄歇复合决定少子寿命的 0.1 eV HgCdTe (77K) 器件，在一定的背景辐射下， n_0 越小，越容易满足此条件，即探测器越容易接近背景辐射限。图 7 给出了当 $S = 0$ 时，

^{**}: 鉴于本文中讨论了强背景的情况，因而探测器内载流子关系式 $n \gg p$ 并不总能成立，这样，在推导 D_{BLIP}^* 公式时只能用 $n = p = \frac{\eta \phi_B \tau}{d}$ ，即器件内载流子浓度主要由背景辐射激发，这时 $D_{BLIP}^* = \frac{1}{\sqrt{2} h \nu} \sqrt{\frac{\eta}{\phi_B}}$ 。我们在计算 D_{BLIP}^* 时用的就是此公式。

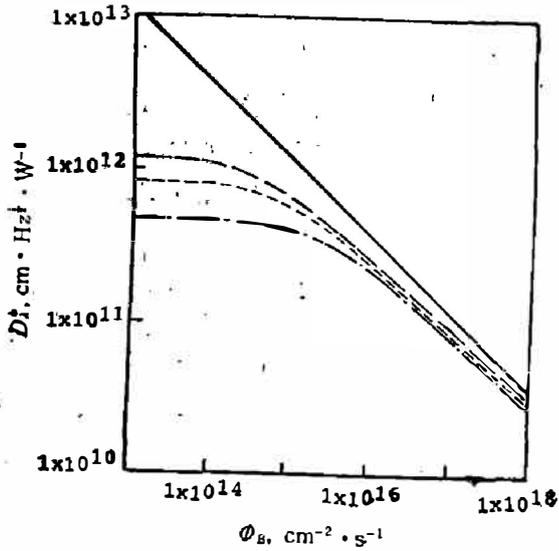


图 7 不同载流子浓度下探测率与背景辐射通量密度的关系

Fig. 7 The detectivity vs the flux density of background radiation at different carrier density.

—: D^* (BLIP); - - -: $n_0=8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$;
- · - : $n_0=4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; · · · : $n_0=1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

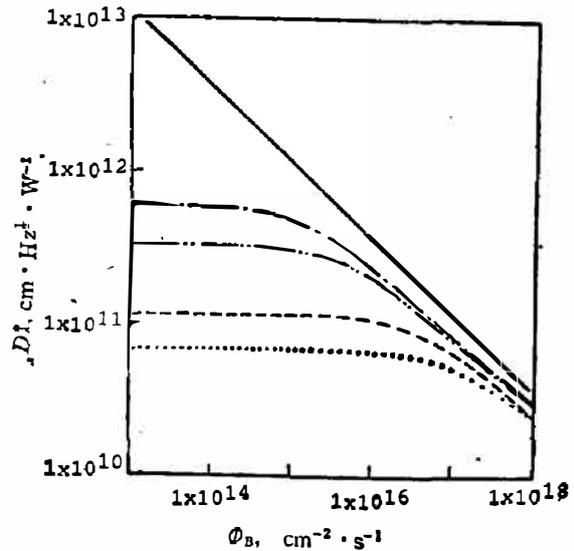


图 8 不同少数载流子寿命下探测率与背景辐射通量密度的关系

Fig. 8 The detectivity vs the flux density of background radiation at different minority carrier lifetime.

—: D^* (BLIP); ·····: $\tau=0.05 \mu\text{s}$; - · - : $\tau=0.1 \mu\text{s}$;
- - - : $\tau=0.5 \mu\text{s}$; - - - : $\tau=1.5 \mu\text{s}$

探测器接近背景辐射限 D_{λ}^* 的情况, 不难看出, 当 $n_0=4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时 $\phi_B=3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, D_{λ}^* 已接近背景辐射限 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$; 而当 $n_0=1.5 \times 10^{15}$ 时, 只在 $\phi_B=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, D_{λ}^* 才接近 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$. 而对应的 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 值已下降了近 3 倍, 所以, 要使探测器达到高 D_{λ}^* 值的 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 限, n_0 应尽量小.

对于高质量的 0.1eV HgCdTe (77K) 材料, 其载流子复合主要以俄歇复合为主. 对于以复合中心复合过程为主的较低寿命的材料, 探测器是否也有可能达到 BLIP 条件? 图 8 给出了不同少子寿命下探测器性能随 ϕ_B 的变化. 取 $n_0=8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, 可见当 $\tau=1.5 \mu\text{s}$ 时, $\phi_B=1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, D_{λ}^* 就能接近 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$. 而当 $\tau=0.1 \mu\text{s}$ 时, 只有当 $\phi_B=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, D_{λ}^* 才接近 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$, 但此时对应的 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 值已比 $\phi_B=3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时的 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 值低将近 4 倍. 对于 $\tau=0.1 \mu\text{s}$ 的材料, 其载流子的复合是以复合中心为主的, 这种材料也有可能达到 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$, 不过要在高的背景辐射通量下, 而且达到的 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 也较低. 所以, 高的少子寿命, 是探测器达到高 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 值的一个很重要的条件, τ 越大, D_{λ}^* 所接近的 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 也将越大.

4. 结 论

1. 对于 0.1eV HgCdTe 光导探测器, 当 $\phi_B > 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 背景辐射对 \mathcal{R}_{λ} 和 D_{λ}^* 有很大影响, 随着 ϕ_B 的增大, \mathcal{R}_{λ} 和 D_{λ}^* 将明显下降, 下降的幅度与探测器表面复合速率有关, S 越小, 下降的幅度越大.

2. 对于 0.1eV HgCdTe 材料, 其探测器性能接近或达到高 $D_{\lambda \text{BLIP}}^*$ 的重要条件是有较小的热平衡电子浓度、高的载流子迁移率以及高的少数载流子寿命; 另外, 探测器表面复合

的存在也是限制探测器接近背景限的重要因素, 表面复合越小, 越容易达到背景限。

3. 随着背景 ϕ_B 的变化, 探测器噪声 V_N 有一极大值出现, 极大值对应的 ϕ_B 随表面复合速率 S 不同而不同。

4. 在存在表面复合的情况下, \mathcal{R}_λ 随 d 的变化有一极大值出现, 极大值的位置随 S 的增大而向高 d 值方向移动。 D_λ^* 随 d 变化, 在较小的 S 值时 ($S < 200$ cm/s), D_λ^* 在 $d = 5 \sim 10$ μm 时最大; 但 S 较大 ($S > 1000$ cm/s) 时, 随着 d 在一个少子扩散长度内逐渐增大, d 越大, D_λ^* 也越大。

参 考 文 献

- [1] Borrello S., Kinch M. and Lamont D., *Infrared phys.*, **17** (1977), 121.
- [2] Gapal V. and Warriar A. V. R., *Infrared phys.*, **24** (1984), 387.
- [3] 胡燮荣等 红外研究, **2** (1983), 167.
- [4] 胡燮荣等, 红外研究, **4** (1985), 191.
- [5] Van Vliet K. M., *Appl. Opt.*, **6** (1967), 1145.
- [6] Van Der Ziel A., *Noise: Sources Characterization, Measurement*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N. J., 1970.
- [7] 黄建新等, 红外研究, **5** (1986), 359.

THE EFFECT OF BACKGROUND RADIATION ON THE PERFORMANCES OF 0.1eV HgCdTe PHOTOCONDUCTIVE DETECTOR*

HUANG JIANXIN, FANG JIAXIONG, TANG DINGYUAN
(*Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica, Shanghai, China*)

ABSTRACT

The effect of background radiation on the 77K performances of 0.1eV HgCdTe photoconductive detector and the conditions of approaching and achieving the background limited performances are calculated and discussed in detail. In this calculation, the multi-reflections of radiation in the detector, the surface recombination and the variation of detector thickness are considered. The general expression for quantum efficiency of the detector is derived from the continuity equation of excess carriers.

* Project supported by the Fund of the Chinese National Natural Sciences.