

光生电子碰撞离化对 InSb 离子注入 探测器光谱响应的影响

姚 欣 方家熊

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海)

摘要——测量了 $^{24}\text{Mg}^+$ 离子注入型 InSb PV 探测器的光谱响应, 发现经高剂量 ($Q \geq 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) 注入的探测器的光谱响应曲线中短波区响应率明显提高, $2 \mu\text{m}$ 处的相对响应率达到 75%。为此, 分析了这种探测器的内建电场分布, 建立了光生电子在内建电场作用下的碰撞离化模型, 计算了不同波长光子所产生的电子的碰撞离化率 α_n 与电场强度的关系。

关键词——InSb, 离子注入, PN 结, 碰撞离化, 光谱响应。

1. 前 言

InSb PV 型探测器是一种具有广泛应用价值的 $1 \sim 5 \mu\text{m}$ 波段红外探测器。由于 InSb 是窄禁带半导体材料, 在强电场下可发生碰撞离化, 因此很早就有人对 InSb 雪崩光电二极管光谱特性进行过研究^[1]。但到目前为止, 未见到光生载流子在强电场下的碰撞离化率与入射光子波长关系的报道, 也未见到仅由于内建电场的作用, 光生载流子碰撞离化对探测器光谱响应分布影响的报道。

我们知道, 在 InSb 光电二极管光生载流子的碰撞离化可以增加光生载流子的数目, 提高探测器的响应率。由于不同波长的光子产生的光生电子在导带上的能量位置不同, 因此不同波长光子

所产生的光生电子的碰撞离化率也不相同, 这样, 从 InSb PV 探测器的光谱响应分布就可以反映出光生电子由于内建电场的作用而发生碰撞离化的情况。

本文给出光电材料中光生载流子碰撞离化率与入射光子波长和电场强度的理论关

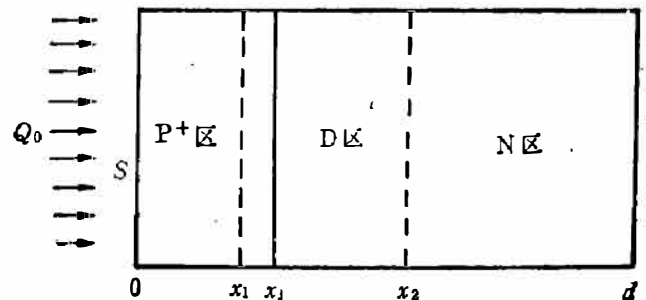


图 1 台面型 InSb PV 探测器结构模型

Fig. 1 Model for structure of InSb PV detector.

系,进而导出光生电子碰撞离化对器件光谱响应分布的影响,最后给出注入型 InSb PV 探测器光谱响应分布的测量结果和讨论,较好地解释了高剂量注入下探测器短波响应率提高的现象。

2. 光生载流子碰撞离化对光谱响应分布的影响

2.1 光生电子的碰撞离化率

初始能量为 ε 的电子,在电场 E 的加速下能发生碰撞离化的几率由两个因素决定,一个是由 ε 加速到离化阈值 ε_i 而不发生散射的几率^[3],对小角度散射范围取平均后为

$$\exp[-\tau(\varepsilon, E)/\tau_{pop}(\varepsilon_i)];$$

另一个是达到阈值 ε_i 后发生离化的几率,其表示式为

$$\bar{\nu}_i/(\bar{\nu}_i + \nu_{la}).$$

考虑到电子从初始能量 ε 到发生离化所移动的距离,得到初始能量为 ε 的电子在电场 E 作用下的离化率为

$$\alpha_n(\varepsilon, E) = \frac{\bar{\nu}_i}{\bar{\nu}_i + \nu_{la}} \exp[-\tau(\varepsilon, E)/\tau_{pop}(\varepsilon_i)] / \{(\tau(\varepsilon, E) + \tau_{pop}(\varepsilon_i)) \cdot V_D\}, \quad (1)$$

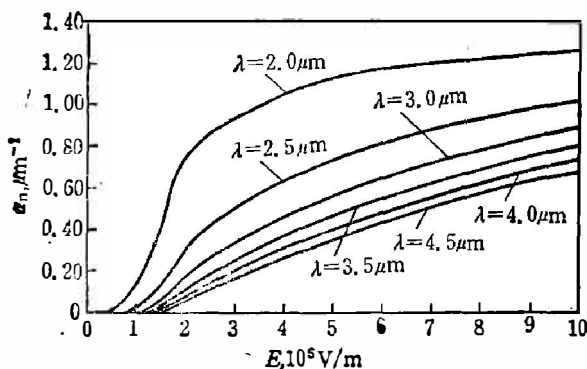


图 2 77K 下不同波长光子在 InSb 材料中激发的光电子在电场中的碰撞离化率 α_n 理论曲线

Fig. 2 Theoretical curves of impact ionization rate α_n for photoexcited electron under electric field in InSb at different wavelengths at 77K.

其中 $\bar{\nu}_i$ 是平均离化频率^[3], ν_{la} 是大角度散射频率^[4], V_D 是强电场下电子漂移速度^[5]. 将初始能量 ε 换算成 InSb 材料中激发这样大小初始能量的电子所对应的波长 λ , 即可得到 $\alpha_n(\lambda, E)$. 图 2 给出 $\alpha_n(\lambda, E)$ 的计算结果。

2.2 光生载流子的收集效率

下面用单边突变结模型按图 1 所示的结构来分析光生载流子的收集效率,式中 x_j 是结深, x_1, x_2 是 PN 结在 P 区、N 区的边界位置, S 是前表面表面复合速度. d 是器件纵向深度, 由于 $d - x_2 \gg L_p$, 后表面表面复合可忽略不计. 根据各区的少数扩散方程和边界条件, 即得到各区收集效率为

$$\eta_p = \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha^2 L_n^2} \frac{[(L_n + L_n \alpha \tau_n S) \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_n} + (S \tau_n + \alpha L_n^2) \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_n}] e^{-\alpha x_1} - (\alpha L_n^2 + S \tau_n)}{L_n \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_n} + S \tau_n \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_n}} \quad (2)$$

$$\eta_n = \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha x_2}, \quad (3)$$

$$\eta_D(\text{耗尽区}) = e^{-\alpha x_1} - e^{-\alpha x_2}, \quad (4)$$

$$\eta_t = \eta_p + \eta_n + \eta_D. \quad (5)$$

图 3 给出不同结深 x_j 及不同表面复合速度 S 下 η_t 随波长的变化。

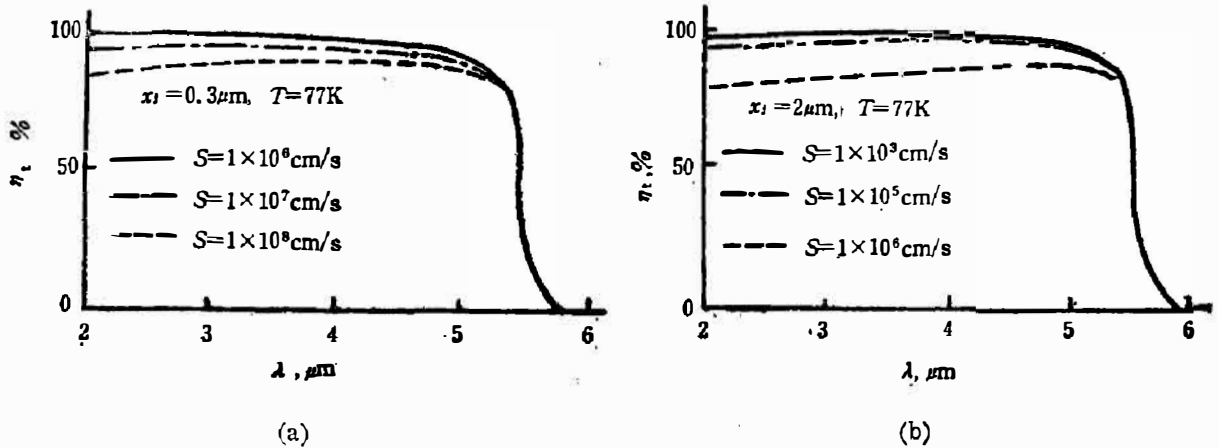


图3 结深 x_j 和表面复合速度 S 对光生载流子收集效率的影响
 ($\tau_n=1 \times 10^{-9}$ s, $L_p=15 \mu\text{m}$, $N_D=2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, $N_A=1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $L_n=3 \mu\text{m}$)
 (a) $x_j=0.3 \mu\text{m}$; (b) $x_j=2 \mu\text{m}$

Fig. 3 The effect of junction depth x_j and surface recombination on collection efficiency.

2.3 光生载流子碰撞离化对光谱响应分布的影响

对注入型 InSb PV 探测器,不但耗尽区有很强的内建电场,而且注入区也能建立很强的内建电场.因此光生载流子可以在 $[0, x_2]$ 范围内发生碰撞离化,从而产生额外光生载流子.从图 2 可以看出,初始能量在导带底附近的电子的离化率很小,只有初始能量较高的电子的碰撞离化才对光电流有所贡献.因此,这种离化不同于通常的雪崩离化,光生电子只能在内建电场作用下发生一次碰撞离化,由碰撞离化而产生的额外光电流为

$$j_A = qQ_0 \int_0^{x_1} \alpha e^{-\alpha x} \int_x^{x_1} \alpha_n e^{-\alpha_n(x'-x)} dx' dx$$

$$= (1 - e^{-\alpha x_1}) - \frac{\alpha}{\alpha - \alpha_n} (e^{-\alpha_n x_1} - e^{-\alpha x_1}). \tag{6}$$

式(6)隐含着 α_n 与 x 无关这样一个假设,其实,由于电场强度 E 是 x 的函数,所以 α_n 与 x 有关,但是 x 处的离化情况不仅与 $\alpha_n(x)$ 有关,而且也与 x 附近的电场强度有关.如果用 $\alpha_n(x)$ 代替 α_n 求解 j_A ,不但不会使 j_A 更准确,反而会增大求解难度,所以式(6)采用一个平均 α_n 值来代替 $\alpha_n(x)$.

总的光电流为

$$j_t = qQ_0 \cdot \eta_i + j_A, \tag{7}$$

为得到器件光谱响应分布,将式(7)代入式(8),即:

$$\mathcal{R}(\lambda) = \frac{\lambda}{q_0 h c} \cdot j_t. \tag{8}$$

图 4 给出不同电场强度下算得的探测器光谱响应分布曲线.

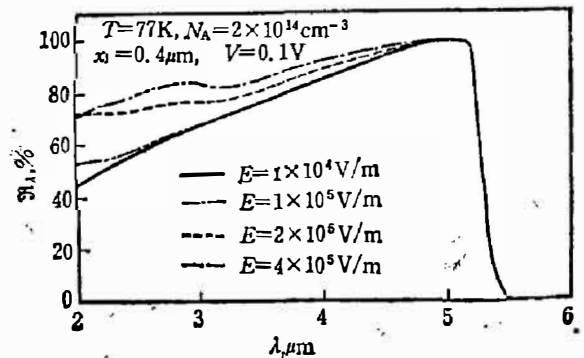


图4 InSb P+N 二极管光谱响应理论计算曲线

Fig. 4 Theoretical curves of relative spectral responsivity of InSb P+N diode.

3. 测量结果及讨论

图 5 给出 77 K 下 3 种不同剂量离子注入 ($^{24}\text{Mg}^+$) InSb PV 探测器的光谱响应分布曲线, 由图可以看出, 低剂量注入 ($Q \sim 10^{13} \text{cm}^{-2}$)

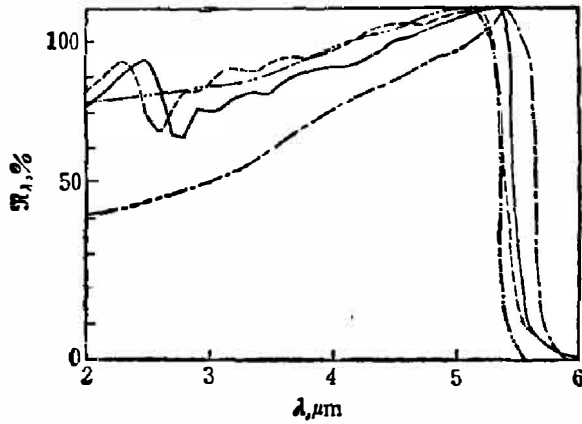


图 5 $T=77\text{K}$ 下 InSb 离子注入型光电二极管光谱响应实验曲线和理论曲线

— 注入能量为 50 keV, 剂量为 $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$;
 --- 注入能量 100 keV, 剂量 $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$;
 - · - 注入能量 150 keV, 剂量 $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$;
 ····· 理论曲线, 内建电场强度 $2 \times 10^5 \text{V/m}$

Fig. 5 Experimental and theoretical curves of relative spectral responsivity of ion-implanted InSb photodiode at 77K.

器件的光谱响应分布与 λ 成正比, 是典型的光谱响应分布曲线; 对高剂量注入 ($Q \sim 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$) 的器件, 其光谱响应分布在短波区明显抬高, 使光谱响应分布曲线趋于平坦。

对于 InSb 离子注入型、尤其是 $^{24}\text{Mg}^+$ 离子注入型 PV 探测器, 其结深 x_j 很小, 使注入区的杂质浓度梯度很大, 导致注入区产生很强的内建电场。考虑到注入区杂质高斯分布理论, 其内建电场分布为

$$E(x) = -\frac{kT}{q} \frac{x - R_p}{\Delta R_p^2}, \quad (0 \leq x \leq x_1) \quad (9)$$

表 1 给出 N 区电子浓度为 $2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$

及各种注入条件下的器件在零偏压条件下, P 区和耗尽区的最强电场强度以及平均电场强度。由表 1 可以看出, 高剂量注入器件的 P

区和耗尽区的内建电场很强, 光生载流子能在 $[0, x_1]$ 范围内发生碰撞离化, 从而提高了探测器的短波响应率; 而低剂量注入器件的 P 区内建电场强度较小, 难以使光生电子发生碰撞离化, 因此探测器的短波响应率没有提高。从图 5 可以看出, 用光生电子在内建电场作用下的碰撞离化理论能较好地解释注入型 InSb PV 探测器短波响应率提高的现象。

表 1 P 区和耗尽区的电场强度

Table 1 The electric field strength in P- and depletion regions.

注入能量 (keV)/剂量 (cm^{-2})	P 区电场强度 (10^5V/m)		耗尽区电场强度 (10^5V/m)	
	最大值	平均值	最大值	平均值
50 keV/ $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$	6	3	2.6	1.3
100 keV/ $1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$	4.5	2.2	2.6	1.3
150 keV/ $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$	1.5	0.7	2.3	1.1

我们在计算 η_p 时, 没有考虑内建电场的作用。从图 3 可以看出, 只要表面复合速度小于 $1 \times 10^7 \text{cm/s}$, 在 P 区产生的光生载流子都可被收集。按式 (9) 给出的电场分布, 在 $[0, R_p]$ 区域内的内建电场对电子的作用是使电子向表面漂移, 但考虑到稳定后各处的少数电流相等, 只要 S 小于 x_1 附近的电子漂移速度, 则在 P 区激发的光生载流子就可全部收集, 因此内建电场对 η_t 的结果影响不大。

对注入型光电二极管,内建电场区的范围为 $1.5\mu\text{m}$ 左右. 对强度为 $2\times 10^5\text{V/m}$ 的电场,导带底的电子发生碰撞离化所需时间 $\tau(2\times 10^5\text{V/m}, 0) + \tau_{\text{pop}} \approx 3\times 10^{-13}\text{s}$, 所移动的距离为 $1\mu\text{m}$, 使得在较深区域激发的光生电子的离化率较计算值略小. 这对长波长光子所对应的 j_{Δ} 有较大影响, 而短波长光子所对应的 j_{Δ} 无大影响.

4. 结 论

高剂量 ($Q \geq 1 \times 10^{13}\text{cm}^{-2}$) $^{24}\text{Mg}^+$ 注入型 InSb PV 探测器的 P 区内建电场很强 ($E \sim 2 \times 10^5\text{V/m}$), 光生电子在内建电场中的碰撞离化效应是离子注入型 InSb PV 探测器短波响应率提高的一个重要原因, 较高剂量离子注入工艺是提高这种探测器短波响应率的一个有效方法.

致谢——此工作得到陈泉森、张月琴、包昌珍、王正官、章莲妹等人在实验上给予的支持和帮助, 特此表示衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] Baertsch R. D., *J. Appl. Phys.*, **38** (1967), 4267.
- [2] Van Welzenis R. G., *Appl. Phys.*, **A26** (1981), 157.
- [3] Van Welzenis R. G. and de Zeeuw W. C., *Appl. Phys.*, **A30** (1983), 151.
- [4] Dumke W. P., *Phys. Review*, **167** (1968), 783.
- [5] Fawcett W. and Ruch J. G., *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1969), 368.
- [6] Stillman G. E. and Wolfe C. M., *In Semiconductors and Semimetals*, Vol. 12, Ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer, Academic Press, New York, San Francisco, London, 1977, p. 5.

EFFECT OF IMPACT IONIZATION DUE TO PHOTOEXCITED ELECTRON ON THE SPECTRAL RESPONSIVITY IN ION-IMPLANTED InSb PHOTODIODE

YAO XIN, FANG JIAXIANG

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

ABSTRACT

The spectral responsivity is measured for $^{24}\text{Mg}^+$ ion-implanted InSb photodiodes and it is found that the relative responsivity at short wavelengths is obviously increased (say 75% at $2\mu\text{m}$) for diodes produced by implantation with high doses ($Q \geq 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$). Supposing that photoexcited electron can induce impact excitation under built-in electric field, the relationships between impact ionization rate and electric field strength as well as the collection efficiency have been analyzed for different wavelengths.