

# 10—14 $\mu\text{m}$ 同时响应的双色量子阱红外探测器

刘小宇 马文全<sup>†</sup> 张艳华 霍永恒 种 明 陈良惠

(中国科学院半导体研究所纳米光电实验室, 北京 100083)

(2009 年 11 月 15 日收到; 2009 年 12 月 23 日收到修改稿)

实现截止波长为 11.8 和 14.5  $\mu\text{m}$  双色同时响应的量子阱红外探测器, 可以同时工作在 8—12  $\mu\text{m}$  大气窗口和甚长波波段. 在 77 K 下测量到很强的光电流谱. 器件结构采取了较为简洁的设计, 通过适当增大量子阱结构中势阱的宽度和选择合适的掺杂浓度, 在同一偏压下实现了对两个波长的同时响应. 两个光响应峰分别为基态到第五激发态和基态到第一激发态的跃迁吸收.

**关键词:** 量子阱红外探测器, 双色, 同时响应

**PACC:** 7320D, 7280E, 0670D

## 1. 引 言

许多年来, HgCdTe 一直是制冷型红外探测器的主要材料. 近二十年来, 随着量子阱红外探测器研究的兴起和逐渐成熟, 在很多应用领域, 以 GaAs/AlGaAs 为代表的量子阱材料也表现出很强的竞争力<sup>[1,2]</sup>. 对于 HgCdTe 材料而言, 随着波长增大, 其材料生长与器件工艺制作难度急剧增加. 尤其在甚长波波段, HgCdTe 材料面临巨大的挑战, 而 GaAs/AlGaAs 量子阱结构以其低的  $1/f$  噪声和高输出阻抗的良好性能以及成熟的材料生长和器件处理工艺所带来的低成本和高均匀性成为该波段较为理想的探测器材料<sup>[3]</sup>; 国内外研究机构对 GaAs/AlGaAs 甚长波量子阱红外探测器都做了大量的研究<sup>[4-6]</sup>. 1992 年 Levine 就报道了峰值波长为 16.6  $\mu\text{m}$  的 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器. 2006 年中国科学院上海技术物理研究所报道了  $256 \times 1$  的甚长波焦平面阵列. 与单色探测器相比, 双色和多色探测器对于识别复杂环境下的复杂目标具有明显的优势, 因而是红外探测器发展的趋势之一. 在双色及多色探测器的研究和应用中, 以 GaAs/AlGaAs 为代表的量子阱材料也以其在约 3—30  $\mu\text{m}$  范围内实现特定探测波长方面优秀的调控能力具有极强的竞争力.

本文报道了用简单的 GaAs/AlGaAs 结构实现

对 8—12  $\mu\text{m}$  的长波大气窗口及截止波长为 14.5  $\mu\text{m}$  的甚长波波段的同时探测. 传统的双色量子阱红外探测器大都采用三端欧姆接触电极结构. 这一方面降低了焦平面阵列的填充因子, 同时更极大地增加了焦平面器件工艺的难度, 例如, 单色焦平面器件每个面元需要制作一个钢柱, 而传统的双色焦平面器件每个面元则需要制作三个钢柱, 以  $320 \times 256$  面阵规模为例, 单色面阵需要 8.2 万个钢柱, 而双色面阵则需约 24.6 万个钢柱, 器件工艺的难度差别是巨大的. 有鉴于此, 从器件设计和材料生长的角度来降低焦平面器件工艺的难度一直是研究的热点, 例如 Eker 和 Kheng 报道了运用两端结构, 通过电压调制来实现不同探测波长之间的切换<sup>[7,8]</sup>. 其中 Eker 报道的中长波双色结构之所以能实现双色是因为该结构的有源区中包含了 16 个周期的能实现长波探测的量子阱和 8 周期的能实现中波探测的量子阱, 结构较为复杂; 而 Kheng 所报道的结构则更为简单, 通过设计量子阱的阱宽、垒高以及掺杂浓度, 使得第一激发态和基态都处在 Fermi 能级  $E_f$  以下; 不同偏压下, 基态到第三激发态 (0—3) 和第一激发态到第二激发态 (1—2) 的跃迁分别在光电流中体现, 实现了电压调制效应. 采用适当增大量子阱阱宽, 同时选择恰当的量子阱中二维电子浓度的方法, 相应地调控了跃迁矩阵元的大小, 从而实现了长波和甚长波波段的同时探测, 与以往报道的结构相比, 我们的器件结构更为简洁, 并有望使

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: wqma@semi.ac.cn

得双色面阵器件工艺的难度极大降低. 同时值得注意的是, 在采用本文的两电极结构实现双波段探测器信号收集时, 需要考虑抑制两个波段之间的光学或电学信号串音, 从而保证器件在双波段均能良好工作.

## 2. 实验及结果

样品采用 Veeco Gen II 分子束外延设备生长. 有源区为 50 周期 GaAs/AlGaAs 多量子阱结构. 每个周期中 GaAs 阱宽为  $70 \text{ \AA}$ , 用 Si 掺杂到  $3.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ; 势垒层为  $\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ , 厚度为  $600 \text{ \AA}$ , 非有意掺杂. 上下欧姆接触层分别为  $0.5 \mu\text{m}$  厚的 GaAs, 掺杂浓度为  $5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . 样品衬底脱氧温度为  $580 \text{ }^\circ\text{C}$ , 欧姆接触层和周期结构在  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  下生长.

器件工艺制作采用光刻及湿法刻蚀技术, 探测器采用台面结构, 侧面抛成  $45^\circ$  角. 上下电极用热蒸发镀膜仪蒸镀. n 型电极材料为 Au/Ge/Ni. 上下电极台面尺寸为  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ .

光电流谱测量采用 Bruker Vertex 70 傅里叶变换红外光谱仪. 杜瓦窗口材料选用 ZnSe. 入射光以  $45^\circ$  角从样品的侧面入射. 图 1 所示为不同偏压下测量得到的光电流谱. 该测量在  $77 \text{ K}$  温度下进行. 根据以往文献的报道, 峰值波长在  $14 \mu\text{m}$  附近的 GaAs/AlGaAs 量子阱探测器, 其 BLIP (background limited IR performance) 温度通常在  $40\text{--}50 \text{ K}$  的范围内<sup>[9,10]</sup>. 而从图 1 中可以看到, 本器件在  $77 \text{ K}$  温度下, 仍然测量到了清晰的光电流信号.

光电流谱具有两个峰, 截止波长分别为  $11.8$  和  $14.5 \mu\text{m}$ . 在小偏压下, 波长较短处的峰强度较大. 随着偏压增加, 两个峰的强度同时增大, 其中波长较长处峰的强度增大得更快. 当偏压为  $3.5 \text{ V}$  时, 光电流谱具有强度相近的两个峰. 之后, 波长较长处峰的强度占据优势. 偏压继续增大, 两个光响应峰的强度均出现减小的趋势.

## 3. 讨 论

对  $3.5 \text{ V}$  偏压下的光电流谱做双峰的洛伦兹曲线拟合<sup>[11]</sup> (图 2). 可以看到, 较短波长处的峰  $\Delta\lambda/\lambda$  为  $21\%$ ; 较长波长处的峰  $\Delta\lambda/\lambda$  为  $10\%$ , 这是典型的束缚态到连续态  $B-C$  和束缚态到束缚态  $B-B$  跃迁的特点<sup>[12]</sup>. 数值计算的结果也表明, 此量子阱结

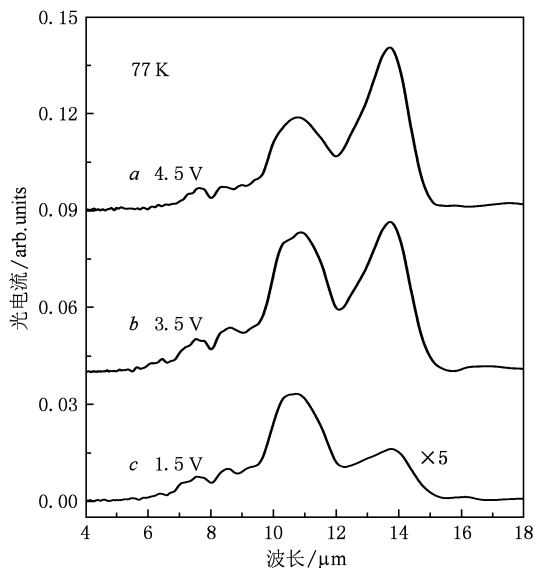


图 1 不同偏压下量子阱红外探测器相对光电流谱

构中有两个束缚态, 这是由于势阱较宽, 第一激发态被束缚在阱中, 因此较长波长处的峰就是源于基态到第一激发态的跃迁  $B-B$ ; 而较短波长处的峰则是基态到第五激发态的跃迁  $B-C$ . 这是因为该器件为对称结构, 能级跃迁满足  $\Delta n$  为奇数的选择定则. 而通过数值求解薛定谔方程计算能级, 得到的第一、三激发态的能级间隔较小, 不足以产生如图中两峰之间  $25 \text{ meV}$  的能量间距, 第一、五激发态的能级间隔则与该值较为符合, 文献中也可见到类似的分析<sup>[9]</sup>.

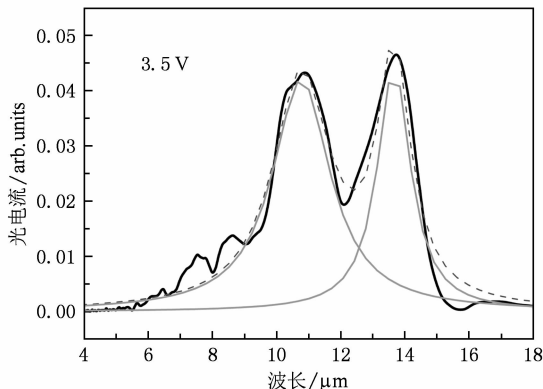


图 2  $3.5 \text{ V}$  偏压下量子阱红外探测器相对光电流谱及双峰洛伦兹拟合曲线

之所以产生双峰的同时探测, 是因为该阱宽、垒高和掺杂浓度参数下的量子阱结构, 在一定电压范围内, 对于截止波长在  $11.8 \mu\text{m}$  和  $14.5 \mu\text{m}$  的红外光能够产生相似大小的电流响应.

红外探测器的光电流表达为

$$I_{\text{photo}} = e\Phi\eta g, \quad (1)$$

$e$  为电子电荷,  $\Phi$  是单位时间入射的光子数,  $\eta$  为总的内量子效率,  $g$  为光增益. 光增益  $g = \tau_L/\tau_T = L/l$ ,  $\tau_L$  为载流子平均寿命,  $\tau_T$  为渡越时间,  $l$  为量子阱结构的长度,  $L$  为载流子自由程<sup>[13]</sup>. 因此在有源区长度确定的条件下, 光增益的大小取决于载流子平均自由程  $L$ . 而总的内量子效率  $\eta$  与两个因素有关,  $\eta = \eta_\alpha p_e$ . 其中  $\eta_\alpha$  为光吸收量子效率, 表示非偏振入射的光子被子带吸收的比率,  $p_e$  为逃逸概率, 表示跃迁电子隧穿出阱的概率<sup>[14]</sup>

$$\eta_\alpha = (1 - e^{-2\alpha l})/2, \quad (2)$$

$\alpha$  为吸收系数, 理论上由(3)式决定<sup>[15]</sup>:

$$\alpha = \frac{\rho_s}{d} \frac{e^2}{2\epsilon_0 m^* c} f \frac{\sin^2 \theta}{n} \frac{2}{\Gamma}, \quad (3)$$

其中,  $\rho_s$  为量子阱中的二维电子密度,  $d$  为一个周期的长度,  $f$  是振子强度, 其值为<sup>[16]</sup>

$$f = \frac{m_e}{m^*} \frac{64}{\pi^2} \frac{m^2 n^2}{(m^2 - n^2)^3}. \quad (4)$$

$m_e$  为自由电子质量,  $m^*$  为有效质量,  $m, n$  均为整数, 对应不同的本征态能级.  $\theta$  为  $45^\circ$ ,  $n$  是折射率,  $\Gamma$  是吸收线宽, 可以通过归一化的光响应谱来估计. 可以看到, 光吸收量子效率  $\eta_\alpha$  由振子强度、掺杂浓度等因素决定, 与电压没有直接关系. 因而光电流谱的强度随电压的变化主要是源于逃逸概率  $p_e$  和载流子平均自由程  $L$ .

偏压较小时, 处在连续态的热电子的逃逸概率  $p_e$  比处在束缚态的要大很多. Levine 对此做了较为详细的对比研究, 发现即使在零偏压下, 处于连续态的热电子仍然具有较大的逃逸概率, 约 30%—60%; 而此时束缚在阱中的热电子对应的  $p_e$  则远远小于 1<sup>[14]</sup> ( $< 5\%$ ). 因此即使由于振子强度等因素的影响, 使得基态到第五激发态  $B-C$  对应的光吸收量子效率  $\eta_\alpha$  小于基态到第一激发态  $B-B$  对应的  $\eta_\alpha$ , 出于在低偏时处在连续态中的热电子逃逸概率  $p_e$  的显著优势, 从图 1(c) 中仍然可以看到, 1.5 V 偏压下, 较短波长处峰的强度  $R_1$  比较长波长处峰的强度  $R_2$  大很多.

随着偏压增加, 光增益  $g$  和  $p_e$  都逐渐增大<sup>[14]</sup>.  $B-C$  跃迁对应的  $p_e$  在较小偏压下即接近于 1, 达到饱和. 而束缚在阱中的热电子要增大到更大的偏压才能完全逃逸出阱. 这使得  $R_2$  增大的速度明显大于  $R_1$ , 因此出现了在 3.5 V 时光电流谱中强度接近的

两个峰.

对比不同偏压下光电流谱中两个峰峰值的强度, 可以看到, 随着偏压的增加, 强度比  $R_2/R_1$  呈现单调增大的趋势(图 3), 在 3.5 V 附近达到 1, 在负偏压下也观察到同样的趋势.

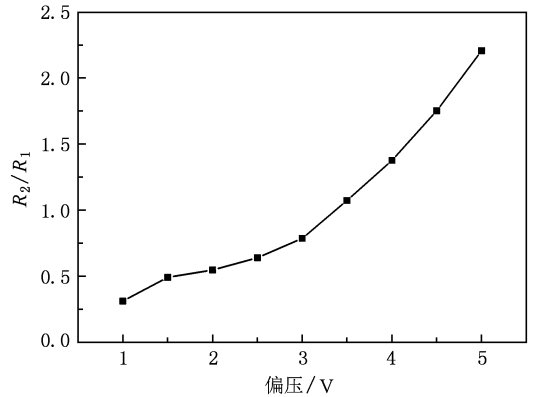


图 3 不同偏压下较长波长光电流谱峰值与较短波长光电流谱峰值比

偏压继续增大时, 两个峰的强度均出现一定程度的减小. 这是因为与光增益大小成正比关系的热电子平均自由程  $L$  在一定的温度范围内随电压的增加存在先饱和后减小的趋势<sup>[17]</sup>. 此时呈现出甚长波波峰的强度明显大于长波波峰强度的光电流谱(图 1(a)). 这里应该指出的是, 由于波长的差异, 导致(1)式中单位时间入射的光子数  $\Phi$  也是不同的. 一定温度下, 单位时间, 单位波长间隔, 单位立体角的黑体辐射能量表达为<sup>[10]</sup>

$$W(\lambda) = (2\pi c^2 h/\lambda^5) (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)^{-1}. \quad (5)$$

$W(\lambda)$  与光子能量  $hc/\lambda$  的比值即为不同波长单位时间、单位波长间隔、单位立体角内黑体辐射的光子数. 可以看到, 不同波长对应的  $\Phi$  是不同的, 但这种差异与偏压无关, 它只会影响以上讨论的  $R_2/R_1$  的具体数值, 而不会影响图 3 中  $R_2/R_1$  随偏压变化的趋势.

## 4. 结 论

本文通过适当增大量子阱结构中势阱的宽度和选择合适的掺杂浓度实现了对 8—12  $\mu\text{m}$  长波大气窗口和大于 14  $\mu\text{m}$  甚长波波段的探测, 探测器截止波长分别为 11.8 和 14.5  $\mu\text{m}$ . 在 3.5 V 偏压下光电流谱具有强度相同的两个峰. 认为这两个峰分别为基态到第一激发态和基态到第五激发态的

跃迁. 我们的结果为通过运用简单结构实现宽谱及 双色探测提供了新的思路.

- [1] Li N, Yuan X Z, Li N, Lu W, Li Z F, Dou H F, Shen X C 2000 *Acta. Phys. Sin.* **49** 797 (in Chinese) [李娜、袁先漳、李宁、陆卫、李志峰、窦红飞、沈学础 2000 物理学报 **49** 797]
- [2] Yuan X Z, Lu W, Li N, Chen X S, Shen X C, Zi J 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 503 (in Chinese) [袁先漳、陆卫、李宁、陈效双、沈学础、资剑 2003 物理学报 **52** 503]
- [3] Tidrow M Z, Dyer W R 2001 *Infrared Phys and Technol.* **42** 333
- [4] Levine B F, Zussman A, Kuo J M, Jong J D 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 5130
- [5] Xiong D Y, Li N, Xu W L, Zhen H L, Li Z F, Lu W 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 5424 (in Chinese) [熊大元、李宁、徐文兰、甄红楼、李志峰、陆卫 2007 物理学报 **56** 5424]
- [6] Li N, Guo F M, Xiong D Y, Lu W, Wang W X, Huang Q, Zhou J M 2006 *Infrared and Laser Engineering* **35** 756 (in Chinese) [李宁、郭方敏、熊大元、陆卫、王文新、黄绮、周均铭 2006 红外与激光工程 **35** 756]
- [7] Eker S U, Kaldirim M, Arslan Y, Besikci C 2008 *IEEE Electron. Dev. Lett.* **29** 1121
- [8] Kheng K, Ramsteiner M, Schneider H, Ralston J D, Fuchs F, Koidl P 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 666
- [9] Guo F M, Li N, Xiong D Y, Zhen H L, Xu X Y, Hou Y, Ding R J, Lu W, Huang Q, Zhou J M 2008 *Sci. China Ser. G-Phys. Mech. Astron* **51** 805
- [10] Zussman A, Levine B F, Kuo J M, Jong J D 1991 *J. Appl. Phys* **70** 5101
- [11] Liu H C, Capasso F 2000 *Intersubband Transitions in Quantum Wells (Academic Press)* p134
- [12] Bandara S V, Gunapala S D, Liu J K, Rafol S B, Hill C J, Ting D Z-Y, Mumolo J M, Trinh T Q, Fastenau J M, Liu A W K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 151104
- [13] Hasnain G, Levine B F, Gunapala S D, Chand N. 1990 *Appl. Phys. Lett.* **57** 608
- [14] Levine B F, Zussman A, Gunapala S D, Asom M T, Kuo J M, Hobson W S 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 4429
- [15] Choi K K, Fotiadis L, Taysing-Lara M, Chang W, Lafrate G J 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 3303
- [16] West L C, Eglash S J 1985 *Appl. Phys. Lett.* **46** 1156
- [17] Levine B F, Bethea C G, Hasnain G, Walker J, Malik R J, Vandenberg J M 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 899

## Two-color quantum well infrared photodetector simultaneously working at 10—14 $\mu\text{m}$

Liu Xiao-Yu Ma Wen-Quan<sup>†</sup> Zhang Yan-Hua Huo Yong-Heng Chong Ming Chen Liang-Hui

(Laboratory of Nano-Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(Received 15 November 2009; revised manuscript received 23 December 2009)

### Abstract

We have demonstrated a two-color quantum well infrared photodetector (QWIP) exhibiting simultaneous photoresponse with cutoff wavelengths at 11.8 and 14.5  $\mu\text{m}$ , respectively. Strong photocurrent signals are observed at temperature of 77 K. The simultaneous two-color photoresponse is achieved by utilizing a simple design by broadening the width of the quantum well and selecting an appropriate doping density. The two peaks are attributed to the intersubband transitions from the ground state to the first excited state (bound state) and to the fifth excited state (continuum state), respectively.

**Keywords:** quantum well infrared photodetector, two-color, simultaneous photoresponse

**PACC:** 7320D, 7280E, 0670D

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: wqma@semi.ac.cn