

# 两端叠层结构的中长波量子阱红外探测器\*

霍永恒 马文全<sup>†</sup> 张艳华 黄建亮 卫 炆 崔 凯 陈良惠

(中国科学院半导体研究所纳米光电子实验室, 北京 100083)

(2010年8月18日收到; 2010年10月14日收到修改稿)

采用分子束外延技术生长了两个叠层结构的双色量子阱红外探测器结构, 并经过光刻和湿法刻蚀制作成两端结构的量子阱红外探测器单元器件. 通过改变量子阱势垒高度, 势阱宽度, 掺杂浓度, 重复周期数等器件参数, 可以使总电压在两个叠层之间产生适当的分布, 从而使器件表现出不同的电压响应特点. 光电流谱测量显示, 器件1随着外加偏置电压可实现对于中波大气红外窗口(3—5  $\mu\text{m}$ )和长波大气红外窗口(8—12  $\mu\text{m}$ )红外响应的切换, 器件2在不同的偏置电压下可以对这两个波段同时做出响应. 本文探讨了两端叠层结构量子阱红外探测器的工作原理, 将其归结为探测器光导增益随偏置电压增大先增大后减小的变化, 以及总外加偏置电压在两个多量子阱层之间的不同分布, 重点对于器件1的电压调制特征进行了分析. 同每个单元器件制作三个电极的三端结构相比, 两端结构能够使双色量子阱红外探测器的器件工艺大为简化, 并且无需制作专门的双色读出电路, 从而可以降低成本, 并能提高面阵器件的填充因子.

**关键词:** 电压调制, 同时响应, 量子阱红外探测器, 双波段

**PACS:** 84.37.+q, 74.25.N-, 85.35.Be, 85.60.Gz

## 1. 引言

量子阱红外探测器 (quantum well infrared photodetector, QWIP) 利用电子在量子阱子带间的跃迁来实现对红外辐射的探测. 由于采用了技术成熟的 III-V 族半导体材料外延生长, 量子阱红外探测器具有成本低、大面积尺寸均匀性高、容易制成大的凝视型红外探测器焦平面阵列 (FPA), 而且容易实现双色及多色探测, 因此被看作第三代红外探测器的有效候选者<sup>[1-4]</sup>. 相比于单色探测来说, 双色探测更有利于在复杂背景下探测到未知目标. 到目前为止, 制作双色量子阱红外探测器时, 最常用的器件结构是三端结构, 即将探测波长不同的两个多量子阱 (multiple quantum wells, MQW) 结构通过欧姆接触层生长在一起, 然后在每个单元器件上制作三个欧姆接触电极, 其中一端为共用端, 将两个多量子阱结构探测到的红外信息分别读取. 这种三端器件可以实现双色同时探测, 但其器件工艺复杂, 并且需要设计制作专门的双色读取电路. 与读出电路互联时每一个像元上都需要制作三个钢柱, 当

阵规模较大时, 互联工艺难度大, 盲元率增大, 因而增加了双色 FPA 的器件工艺难度, 并且成本相对较高. 为了简化双色器件制作工艺, 科研人员提出了电压调制型量子阱红外探测器的概念<sup>[5-9]</sup>. 电压调制型量子阱红外探测器器件结构与传统的单色量子阱红外探测器器件结构相同, 每个单元器件上只需制作两个电极. 其采用非对称或者耦合量子阱结构形成多个子带, 随着偏压不同, 不同子带间的跃迁会分别占据优势, 从而对外表现出对探测波长的电压调制效应. 但其波长调节范围较窄, 很难覆盖两个大气窗口波段 (3—5  $\mu\text{m}$  和 8—12  $\mu\text{m}$ ). 为了扩展探测波长的调节范围, 后来又引入了叠层结构量子阱红外探测器的概念<sup>[10-13]</sup>. 叠层结构量子阱红外探测器器件由两个探测波长不同的多量子阱红外探测器层组成, 两者通过高掺杂接触层连接起来. 本文中我们报道了两个叠层结构的量子阱红外探测器器件, 其中器件1在不同偏压下探测波长能够分别在两个大气窗口波段 (3—5  $\mu\text{m}$  和 8—12  $\mu\text{m}$ ) 内切换, 器件2在不同偏置电压下能够同时对两个大气窗口波段做出响应. 样品通过 MBE 依次外延一个长波量子阱红外探测器和一个中波量子

\* 国家重点基础研究发展计划 (973 项目) (批准号: 2010CB327602) 资助的课题.

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

阱红外探测器来实现,两者之间生长有掺杂 Si 的 GaAs 层起连接作用,并且整个外延结构生长有上下两个掺杂 Si 的 GaAs 接触层. 生长完成后,样品被制作成只有两个电极的单元器件. 器件 1 和器件 2 各自的器件参数,包括量子阱势垒和势阱部分的材料组分,势阱宽度,量子阱内的掺杂浓度,以及量子阱结构的重复周期数等互不相同. 文中我们详细介绍了叠层结构量子阱红外探测器的器件结构,并探讨了其工作原理.

## 2. 材料生长,器件制作和光电流测量

本文报道的两个两端叠层结构量子阱红外探测器器件均由两个不同的多量子阱层组成. 两个多量子阱层分别为一个探测波长处于长波波段(8—12  $\mu\text{m}$ ) 红外辐射的量子阱红外探测器(LWQWIP) 和一个探测波长处于中波波段(3—5  $\mu\text{m}$ ) 红外辐射的量子阱红外探测器(MWQWIP),两者通过一个 500 nm 厚的 GaAs 层连接起来. 该 GaAs 层掺杂 Si, 掺杂浓度为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . 沿生长方向,器件 1 中 LWQWIP 在下,MWQWIP 在上,其 LWQWIP 部分由 16 个周期的  $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$  (500  $\text{\AA}$ )-GaAs (5  $\text{\AA}$ )-GaAs (35  $\text{\AA}$ )-GaAs (5  $\text{\AA}$ )- $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$  (500  $\text{\AA}$ ) 多量子阱结构组成,每一周期中间部分的 35  $\text{\AA}$  GaAs 层掺杂有 Si,掺杂浓度为  $5.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ;MWQWIP 部分为 8 个周期的  $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$  (300  $\text{\AA}$ )-GaAs (5  $\text{\AA}$ )- $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$  (32  $\text{\AA}$ )-GaAs (5  $\text{\AA}$ )- $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$  (300  $\text{\AA}$ ) 多量子阱,每一周期中间部分的 32  $\text{\AA}$   $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$  层掺杂有 Si,掺杂浓度为  $6.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . 器件 2 中 MWQWIP 在下,LWQWIP 在上,其中波部分为 25 周期的  $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  (500  $\text{\AA}$ )-GaAs (5  $\text{\AA}$ )- $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  (24  $\text{\AA}$ )-GaAs (5  $\text{\AA}$ )- $\text{Al}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$  (500  $\text{\AA}$ ),每一周期中间部分的 24  $\text{\AA}$   $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  层掺杂有 Si,掺杂浓度为  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ;其长波部分为  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$  (500  $\text{\AA}$ )-GaAs (8  $\text{\AA}$ )-GaAs (34  $\text{\AA}$ )-GaAs (8  $\text{\AA}$ )- $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$  (500  $\text{\AA}$ ),每一周期中间部分的 34  $\text{\AA}$  GaAs 层掺杂有浓度为  $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  的 Si;上述两个器件的两层多量子阱结构被夹在上下两个欧姆接触层之间,两欧姆接触层均为掺杂 Si 浓度为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  的 GaAs 外延层,厚度均为 700 nm. 器件生长在直径为 2 英寸的半绝缘 GaAs 衬底上,生长设备为 Veeco Gen-II 分子束外延系统. 生长外延层之前,衬底需要先在 400  $^{\circ}\text{C}$  温度下除气半小时,并在

580  $^{\circ}\text{C}$  温度下脱去表面氧化层. LWQWIP 层生长温度为 600  $^{\circ}\text{C}$ ,为了防止 In 脱附,MWQWIP 部分生长温度为 500  $^{\circ}\text{C}$ . 外延生长完成后,利用光刻和湿法刻蚀将外延片制作成了单元器件,每个单元器件的面积为  $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ . 外加偏压通过制作在上下接触层上的欧姆接触电极连接,电极所用材料为 Au/Ge/Ni 合金. 因为量子阱无法吸收垂直入射的红外光,所以用于测量的单元器件都抛有  $45^{\circ}$  斜面,作为入射红外辐射的耦合面.

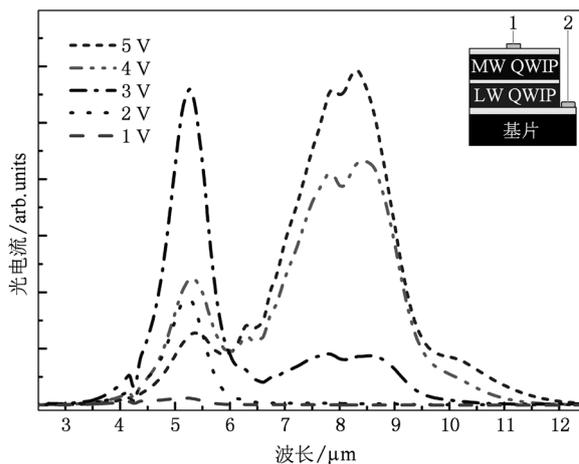


图 1 器件 1 在不同偏置电压下的光电流谱

图 1 和图 2 分别为器件 1 和器件 2 在  $45^{\circ}$  红外入射时所测得的在不同偏置电压下的光电流谱,图 1 和图 2 中的插图为器件结构示意图. 图中正电压表示上电极(电极 1)相对于下电极(电极 2)所加电压为正. 光电流谱测量所用设备为 Bruker Vertex70 傅里叶变换红外光谱仪(FTIR),在快速扫描模式下测量. 测量过程中探测器放置在液氮冷却的低温杜瓦中,器件所在位置温度为 80 K,杜瓦窗口材料为 ZnSe. 外加偏置电压通过电极 1 和电极 2 施加在探测器上. 从图 1 可知,当偏置电压为 1 V 和 2 V 时,器件 1 主要在中波大气窗口(3—5  $\mu\text{m}$ ) 响应,在长波大气窗口(8—12  $\mu\text{m}$ ) 的响应几乎为零. 当偏置电压增大到 3 V 时,器件 1 在两个大气窗口波段均有响应,但其中在中波大气窗口(3—5  $\mu\text{m}$ ) 的响应远大于在长波窗口(8—12  $\mu\text{m}$ ) 的响应. 当偏置电压继续增大到 4 V 和 5 V 的时候,其中在中波大气窗口(3—5  $\mu\text{m}$ ) 的响应逐渐减小,而在长波大气窗口(8—12  $\mu\text{m}$ ) 的响应却迅速增大,并超过在中波大气窗口(3—5  $\mu\text{m}$ ) 的响应. 探测器在不同偏置电压下的光电流谱表现出显著的电压调制效应. 从图 2

可以看到,当偏置电压为从 1 V 增大到 4 V 时,器件 2 在中波大气窗口(3—5 μm)和其在长波窗口(8—12 μm)的响应强度基本相同. 探测器在不同偏置电压下均可同时探测两个大气窗口的红外辐射,表现为双波段同时响应的宽光谱特性.

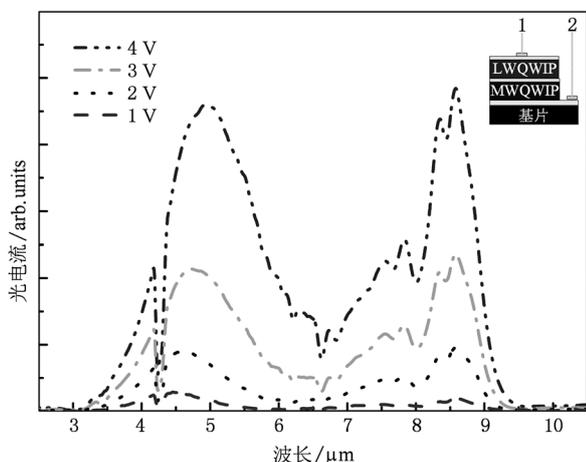


图2 器件 2 在不同偏置电压下的光电流谱

### 3. 讨 论

本节讨论了两端叠层结构量子阱红外探测器的工作原理,重点分析了器件 1 的电压调制特性. 首先分析了量子阱红外探测器响应随着电压增大而先增大后减小的变化过程,然后通过总电压在两个叠层上的分布情况说明了其在不同大气波段响应开启的顺序,并对器件 1 做了较为细致的计算分析.

量子阱红外探测器的光电流可以表示为<sup>[12]</sup>

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

上式中  $e$  是电子电荷电量,  $\Phi$  是入射红外辐射光子流密度,  $\eta$  是吸收量子效率,  $\gamma$  是激发态电子透射系数,  $g$  是电子传输过程中的增益. 其中增益  $g$  可以表达为

$$g \approx \frac{\tau_{\text{life}}}{\tau_{\text{trans, tot}}} = \frac{\tau_{\text{life}}}{NL_p/v} = \frac{\tau_{\text{life}}}{NL_p}v, \quad (2)$$

式中  $\tau_{\text{life}}$  是跃迁到势垒中的电子寿命,  $\tau_{\text{trans, tot}}$  是电子在量子阱区域传输的总渡越时间.  $\tau_{\text{trans, tot}} = NL_p/v$ ,  $N$  是量子阱周期数,  $L_p$  是每个周期的长度,  $v$  是电子在电场作用下的漂移速度. 从(2)式中可以看出,增益  $g$  同电子漂移速度成正比. 电场较小时,电子漂移速度随电场强度成正比增加. 但是量子阱红外探

测器工作电场通常要在 10 kV/cm 以上,此时电子会发生能带谷间跃迁,从  $\Gamma$  谷跃迁到  $L$  谷或  $X$  谷,导致电子有效质量大为增加,迁移率大大降低,电子整体的漂移速度开始随电场增大而减小,对外表现为电导率下降,产生负阻效应<sup>[14]</sup>. 电子漂移速度随电场变化的表达式为<sup>[15]</sup>

$$v(F) = \frac{\mu_1 F + v_v (F/F_c)^4}{1 + v_v (F/F_c)^4}, \quad (3)$$

式中,  $v(F)$  为电子漂移速度,  $\mu_1$  为  $\Gamma$  点处电子迁移率,对于作为量子阱结构主要部分的势垒材料  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  来说  $\mu_1 \approx 8000 - 22000x + 10000x^2$ ,  $v_v$  为  $F \rightarrow \infty$  时的渐进漂移速度,  $F_c$  特征电场,  $F$  为外加电场.  $F = V/L$ ,  $V$  是外加偏置电压大小,  $L = N L_p$  是量子阱结构长度.  $v_v$  和  $F_c$  大小与发生跃迁时两个能带谷间的能量差和伴随跃迁的光学声子能量有关,光学声子频率一般为  $10^{13}$  Hz 量级. 由(1)—(3)式可知,对于一个给定的量子阱红外探测器,其光电流大小同其偏置电压密切相关.

下面我们以前器件 1 为例,通过理论计算来说明其工作机理. 首先计算增益随外加偏置电压的变化情况. 利用参考文献[15]中的数据,  $\tau_{\text{life}} = 5\text{—}7$  ps,  $v_v = 7.9 \times 10^6$  cm/s,  $F_c = 8.0$  kV/cm,我们得到器件 1 的 LWQWIP 部分和 MWQWIP 部分的增益各自随偏压变化如图 3 所示.

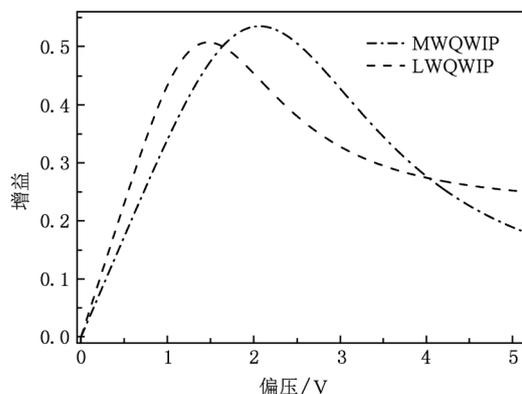


图3 器件 1 中两组成部分 LWQWIP 和 MWQWIP 的增益各自随偏置电压的变化

从图 3 可以看出,在 0 到 5 V 范围内,当电压较小时,增益随电压线性增加,但随着电压逐渐增大,增益会达到饱和,然后开始减小. 从(1)式可知光电流同增益成正比,所以光电流大小也会随电压的增大而先增大后减小. 由此我们可以得出,如果能够在器件 1 的两个组成部分之间合理地分配电压,使

得总电压在 MWQWIP 上的分配较在 LWQWIP 上的分配大,则可以使得总电压较小时 MWQWIP 的光电流响应比 LWQWIP 的光电流响应大,而随总电压增大, MWQWIP 响应会逐渐减小,与此同时 LWQWIP 的响应会变得较大. 从而呈现如图 1 所示的电压调制效应.

为了得到在器件 1 上施加的总电压在其两组成部分上的分布情况,我们首先求解流经量子阱红外探测器的电流和电压的变化关系. 因为实际测量时量子阱红外探测器的光电流远远小于暗电流,分析时可以用暗电流来代替总电流<sup>[16]</sup>

$$I_{\text{total}} = I_{\text{dark}} = evn_{3D} = ev \frac{m}{\pi \hbar^2 L_p} k_B T \exp(-E_{\text{act}}/k_B T), \quad (4)$$

式中  $v$  为电子漂移速度,可由(3)式求解, $e$  为电子电荷, $n_{3D}$  为三维载流子浓度, $m$  为阱内电子有效质量, $\hbar$  为普朗克常数, $L_p$  为量子阱结构一个周期的长度, $k_B$  为玻尔兹曼常数, $T$  为工作温度, $E_{\text{act}}$  为激活能.  $E_{\text{act}} = V_b - eVL_w/2NL_p - E_0 - E_f$ , 其中  $V_b$  为势垒高度, $F = V/NL_p$  为电场强度, $L_w$  为量子阱宽度, $E_0$  为量子阱内基态子能级能量, $E_f$  为费米能级.  $E_f = N_D/(m/\pi \hbar^2)$ ,  $N_D$  为二维掺杂浓度.  $E_0$  通过数值求解量子阱结构的薛定谔方程得到,求解时所用数据参考文献[17]. 图 4 是据此计算所得的暗电流与偏置电压之间的关系.

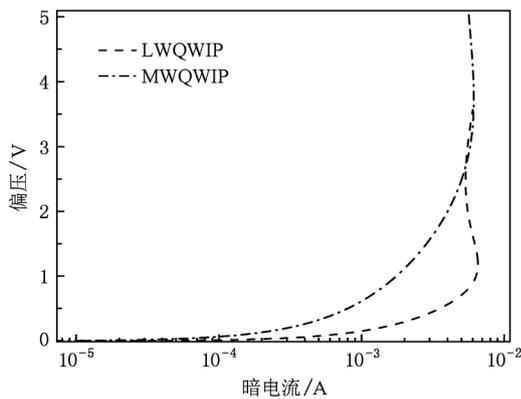


图 4 器件 1 中两组成部分各自偏置电压和暗电流的关系

因为 MWQWIP 和 LWQWIP 为串联关系,所以流经它们的电流是相同的. 根据电流连续性,我们可以从图 4 得到总的偏压为从 1 V 变化到 5 V 时,分布在器件 1 的两部分上各自的电压值,并由此得到总电压为某一值时 MWQWIP 和 LWQWIP 各自所对应的增益的大小关系,进而得到两者光电流大小

的对比关系. 图 5 所示为总偏置电压从 1 V 增大到 5 V 时,分布在器件两个组成部分上的电压值.

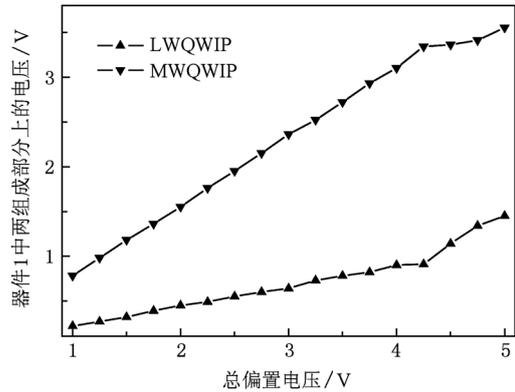


图 5 总偏置电压一定时分布在器件 1 中两组成部分上的电压

从图 5 可以看出在总偏置电压从 1 V 增大到 5 V 的过程中,分布在 MWQWIP 上的电压始终大于分布在 LWQWIP 上的电压. 两者均随总偏压的增大而增大,但当总偏压增大到一定程度时, MWQWIP 上分布的电压随总偏压的增长速率开始放慢,而 LWQWIP 上分布的电压增长速率开始增大.

测量过程中所用红外辐射光源为碳硅棒 (globar). 在器件 1 工作的两个峰值波长 5.1  $\mu\text{m}$  和 8.3  $\mu\text{m}$  处,其光子流密度的比值约为 2.5<sup>[18,19]</sup>. 因为 MWQWIP 的工作方式为 B-QB ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 15\%$ ),激发态为准束缚态,外加偏置电压时势垒倾斜,其激发态电子需要隧穿过一个三角形势垒,透射系数约为 0.3—0.6. LWQWIP 为 B-C ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 24\%$ ),激发态为连续态,外加偏置电压时,其激发态电子透射系数为 1. 由此,并结合图 4 和图 5,可得器件 1 总偏置电压从 1 V 增大到 5 V 的过程中,器件两组成

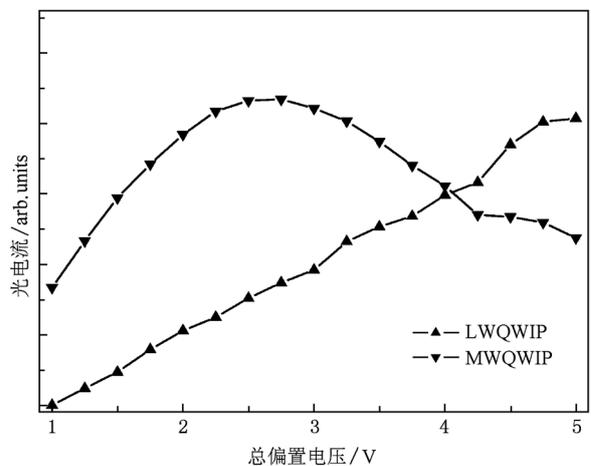


图 6 器件 1 中两组成部分的光电流大小随总偏置电压的变化

部分 MWQWIP 和 LWQWIP 各自的光电流大小的变化过程,如图 6 所示.

从图 6 中可见在总偏置电压从 1 V 增大到 5 V 的过程中, MWQWIP 的光电流先增大后减小,在 3 V 左右达到最大值. 电压较小时 LWQWIP 的光电流小于 MWQWIP 的光电流,但是总偏置电压从 1 V 增大到 5 V 的过程中, LWQWIP 的光电流一直在增大,并在接近 4 V 时超过 MWQWIP 的光电流. 随后 LWQWIP 的光电流继续增大,同时 MWQWIP 光电流在减小,当电压更大时 LWQWIP 的光电流明显大于 MWQWIP 的光电流. 由此,在偏压较小时 MWQWIP 的光电流较大,在偏压较大时 LWQWIP 的光电流较大. 虽然数值计算出的强度对比关系同实验测出的对比关系略有出入,但从理论上解释了随着总偏压变化,两量子阱红外探测器层响应强度的大小关系,其变化趋势同图 1 所示的电压调制特性相同.

因为两端叠层结构器件中的两部分为电学串联关系,所以在这两部分上分布的电压同各自电阻有关. 电阻大小为  $R = \rho l/s = (1/qn_{3D}\mu)l/s$ , 其中  $n_{3D}$  为三维电子浓度,  $\mu$  为迁移率,  $l$  为器件长度,  $s$  为截面积,  $q$  为电子电量. 从 (4) 式可知,量子阱内电子的激活能越大,电子浓度越小,电阻越大. 而由前面分析可知激活能大小同势垒高度,势阱宽度,掺杂浓度以及电场强度等量子阱红外探测器的设计参数和工作条件均相关. 所以为了达到设计的目的,必须合理地设计量子阱的各个参数,从而使总电压在两个叠层之间产生合适的分布. 器件 1 的电压分布使得在总偏压较小时 MWQWIP 的光电响应占优,随着偏压逐渐增

大, MWQWIP 响应逐渐减弱, LWQWIP 响应逐渐增大,从而产生电压调制效应. 同样的道理,如果是总偏压在两个叠层上的分布使得 MWQWIP 和 LWQWIP 的响应能在一个较大的电压范围能保持相同,便可产生双波段同时响应的宽光谱特性,如器件 2 所表现的性能,关于器件 2 工作原理的具体讨论可见文献 [12].

## 4. 结 论

本文介绍了两种两端叠层结构双波段量子阱红外探测器,包括其材料生长和器件结构,重点对器件 1 的电压调制特性进行了分析. 光电流谱测量结果显示器件 1 在不同偏置电压下可以实现在 3—5  $\mu\text{m}$  和 8—12  $\mu\text{m}$  两个大气红外窗口波段的切换,器件 2 可以同时在这两个大气窗口波段响应. 我们探讨了其工作原理,随着总偏置电压的增大,分布在探测器两个组成部分上电压会发生变化,从而引起各自光电导增益的增大和减小. 因为两个叠层结构量子阱红外探测器的器件参数不同,包括量子阱势垒和势阱部分的材料组分,势阱宽度,量子阱内的掺杂浓度,以及量子阱结构的重复周期数等均不相同,因而两组成部分的增益随电压变化的顺序不同,所以两器件分别对外表现出电压调制特性或同时响应特性. 这种两端叠层结构的量子阱红外探测器结构能够使中长波双色量子阱红外探测器,特别是大面积焦平面器件的器件工艺大为简化,从而降低双色量子阱红外探测器的成本,并在军事和民用红外领域得到应用.

- [1] Gunapala S D, Bandara S V, Liu J K, Mumolo J M, Hill C J, Rafol S B, Salazar D, Woolaway J, LeVan P D, Tidrow M Z 2007 *Infrared Phys. Technol.* **50** 217
- [2] Nedelcu A, Costard E, Bois P, Marcadet X 2007 *Infrared Phys. Technol.* **50** 227
- [3] Sundaram M, Wang S C, Taylor M F, Reisinger A, Milne G L, Reiff K B, Rose R E, Martin R R 2001 *Infrared Phys. Technol.* **42** 301
- [4] 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]
- [5] Choi K K, Levine B F, Bethea C G, Walker J, Maik R J 1989 *Phys. Rev. B* **39** 8029
- [6] Levine B F, Bethea C G, Shen V O, Malik R J 1990 *Appl. Phys. Lett.* **57** 383
- [7] Kheng K, Ramsteiner M, Schneider H, Ralston J C, Fuchs F, Koidl P 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 666
- [8] Martinet E, Luc F, Rosencher E, Bois P, Delaitre S 1992 *Appl. Phys. Lett.* **60** 895
- [9] Berger V, Vodjdani N, Bois P, Vinter B, Delaitre S 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1898
- [10] Liu H C, Li J M, Thompson J R, Wasilewski Z R, Buchanan M, Simmons J G 1993 *IEEE Electron Devices Lett.* **14** 566

- [11] Eker S U, Kaldirim M, Arslan Y, Besikci C 2008 *IEEE Electron Devices Lett.* **29** 1121
- [12] Huo Y H, Ma W Q, Zhang Y H, Chen L H, Shi Y L 2010 *Applied Physics A* **100** 415
- [13] Liu X Y, Ma W Q, Zhang Y H, Huo Y H, Chong M, Chen L H 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 5720 (in Chinese) [刘小宇、马文全、张艳华、霍永恒、种明、陈良惠 2010 物理学报 **59** 5720]
- [14] Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2006 *Semiconductor Physics* (6<sup>th</sup> ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p139—141 (in Chinese) [刘恩科、朱秉生、罗晋生 2006 半导体物理徐(北京:电子工业出版社) 第139—141页]
- [15] Schneider H, Mermelstein C, Rehm R, Schonbein C, Sa'ar A, Walther M 1998 *Phys. Rev. B* **57** R15096
- [16] Liu H C, Capasso F 2000 *Semiconductors and Semimetals Vol. 62: Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications 1* (1<sup>st</sup> ed) (San Diego: Academic Press) p146—147
- [17] Levinshtein M, Rumyantsev S 1999 *Handbook Series on Semiconductor Parameters Vol. 2: Ternary and Quaternary III—V Semiconductors* (Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd) p1—34, 62—86
- [18] Ramsey W Y, Alishouse J C 1968 *Infrared Physics* **8** 143
- [19] Zolotarev V M, 2007 *Optics and Spectroscopy* **103** 592

## Dual-band quantum well infrared photodetectors with two ohmic contacts\*

Huo Yong-Heng Ma Wen-Quan<sup>†</sup> Zhang Yan-Hua Huang Jian-Liang Wei Yang Cui Kai Chen Liang-Hui  
(Laboratory of Nano-Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(Received 18 August 2010; revised manuscript received 14 October 2010)

### Abstract

Two-color quantum well infrared photodetectors (QWIPs) with two stacks of QW series have been grown by molecular beam epitaxy and processed into mesa structure devices with only two ohmic contacts by photolithography and wet chemical etching. By changing QWIP parameters, including barrier height, well width, doping level and period number, the total bias voltage can be distributed to the two stacks in such a way that the stacked structure will show different photoresponse characteristics. The photocurrent spectrum measurements demonstrate that sample 1 can work alternately between the two atmospheric windows of 3—5  $\mu\text{m}$  and 8—12  $\mu\text{m}$  by tuning the voltage, while sample 2 can photorespond simultaneously to the irradiation of the two atmospheric windows. In this paper, the physics behind the two-contact type of QWIP is discussed. The voltage tunability and the simultaneous photoresponse are attributed to the change of photoconductive gain with the bias voltage and the distribution of the total bias between the two series. We here focus the discussion on the voltage tunability of sample 1. Compared with the three-contact-per-pixel structure, two-contact-per-pixel structure can greatly facilitate the dual-band focal plane array (FPA) device fabrication and increase the FPA fill factor.

**Keywords:** voltage tunability, simultaneous response, quantum well infrared photodetector, dual-band

**PACS:** 84.37.+q, 74.25.N-, 85.35.Be, 85.60.Gz

\* Project supported by the National Basic Research Program(973) of China (Grant No. 2010CB327602).

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