

长波带间级联探测器结构设计

田源^{1,2,3}, 周易^{1*}, 柴旭良^{1,2}, 徐志成¹, 陈建新^{1,2,3*}, 何力¹

(1. 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083;

2. 中国科学院大学, 北京 100049;

3. 上海科技大学, 上海 201210)

摘要: 针对带间级联结构在长波探测上的设计应用, 采用包络函数近似下的二带模型和传输矩阵方法, 考虑电子和轻空穴耦合, 计算了带间级联结构多量子阱弛豫区的 E-k 关系和详细能带信息. 特别优化了弛豫区结构, 在保证光生载流子在弛豫区中隧穿几率的前提下首次利用周期性量子阱结构拓展弛豫区厚度, 降低吸收区中电场强度, 抑制产生复合电流和隧穿电流, 提高器件电学性能. 制备的该两级结构长波带间级联探测器 10.5 μm 处量子效率达到了 20%, 证实了弛豫区与隧穿区具有良好的光生载流子输运. 器件在 80 K 下 50% 截止波长为 11.5 μm, 是目前所见报道中带间级联结构在 80 K 工作温度下所获得最长波长的红外探测器.

关键词: 长波带间级联探测器; 传输矩阵方法; 能带

中图分类号: TN302 **文献标识码:** A

Structural design of long wavelength interband cascade photodetectors

TIAN Yuan^{1,2,3}, ZHOU Yi^{1*}, CHAI Xu-Liang^{1,2}, XU Zhi-Cheng¹, CHEN Jian-Xin^{1,2,3*}, HE Li¹

(1. Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Shanghai Tech University, Shanghai 201210, China)

Abstract: Aiming at the design and application of the interband cascade structure in long wavelength detection, E-k relation and energy band information of multi-quantum-well relaxation region were calculated by using two-band model under the envelope-function approach and transfer matrix method. The structure of relaxation region was specially optimized. On the premise of the tunneling process of photon-generated carriers in relaxation region, the electric field of absorption region was reduced to suppress generation-recombination current and tunneling current, and to improve the electrical performance of device. The quantum efficiency of prepared double-stage interband cascade photodetector was up to 20% at 10.5 μm, which proved that the relaxation region and tunneling region had well transport of photoexcited carriers. The 50% cutoff wavelength of the device was 11.5 μm at 80 K, which was the longest wavelength infrared detector of interband cascade structure at 80 K.

Key words: long wavelength interband cascade photodetector, transfer matrix method, energy band

PACS: 85.35.De

引言

利用 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测材料能带

结构灵活可调的特点, 通过对 InAs 层或 GaSb 层厚度的调节, 可在保证材料生长质量的前提下调节器件截止波长^[1], 其探测波长可以覆盖 3 ~ 30 μm 的

收稿日期: 2018-03-12, 修回日期: 2018-08-24

Received date: 2018-03-12, revised date: 2018-08-24

基金项目: 国家自然科学基金(61534006, 61290302, 61505237, 61505235, 61404148), 国家重点研发计划(2016YFB0402403), 中国科学院青年创新促进会会员资助(2016219)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (61534006, 61290302, 61505237, 61505235, 61404148), the National Key Research and Development Program of China (2016YFB0402403), the Youth Innovation Promotion Association (2016219)

作者简介 (Biography): 田源 (1992-), 男, 山东淄博人, 硕士研究生, 主要研究领域为半导体光电子. E-mail: tianyuan@shanghaitech.edu.cn

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: jianxinchen@mail.sitp.ac.cn, zhouyi@mail.sitp.ac.cn

宽广红外波段^[2]. II 类超晶格材料在长波波段相比传统材料具有更高的电子有效质量,且由于应变的存在,轻重空穴带分离,能够有效抑制俄歇复合,有望在长波波段制备出低暗电流噪声的红外探测器^[3]. 此外, InAs、GaSb、AlSb 之间晶格失配小,易于生长高质量薄膜材料,三者之间形成的不同的 I、II 类能带结构,可以通过能带调控设计出各种新颖高性能的探测器结构,抑制器件暗电流. 如美国西北大学报道的“M”型结构^[4]和新墨西哥大学报道的“PBIBN”结构^[5]等势垒增强型器件,均取得良好效果.

带间级联探测器是一种基于 InAs/GaSb/AlSb 形成的多异质结势垒结构器件. 如图 1 所示为带间级联探测器原理示意图,器件由 InAs/GaSb 吸收区、InAs/AlSb 弛豫区和 GaSb/AlSb 隧穿区组成. 该器件充分利用了共振隧穿和声子辅助弛豫等物理过程^[6],光生电子在 P 型吸收区产生,经扩散到达弛豫区,在声子共振散射作用下,迅速弛豫到达隧穿区,经共振隧穿到达下一级的吸收区. 吸收区内的光生电子反向扩散被 GaSb/AlSb 隧穿区阻挡,因此光生载流子只能向弛豫区单方向移动,无须外加偏压;该器件中不存在故意掺杂的 PN 结,通过对势垒结构的调控,可以抑制产生复合电流和隧穿电流,在低温下获得更好的器件性能;针对高温工作时载流子扩散长度急剧减小的问题,采用分立的多吸收区结构,使得器件工作温度得以提高.

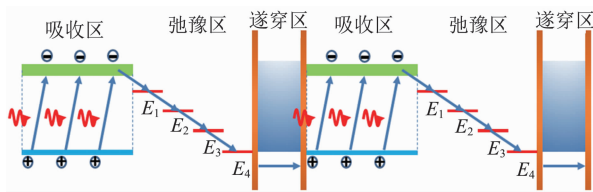


图 1 带间级联探测器工作原理示意图
Fig. 1 Schematic of interband cascade photodetector

带间级联探测器自 2010 年首次报道以来,已经取得大量研究进展. Oklahoma 大学报道的中波带间级联探测器,室温下 100% 截止波长超过 $7 \mu\text{m}$ ^[6];新墨西哥大学报道的中波器件量子效率分别达到了 160 K 下的 28.6% 和 200 K 下的 35%^[7];Oklahoma 大学也将带间级联结构拓展到长波,报道的长波器件在 78 K 与 340 K 下 90% 截止波长分别为 $10.4 \mu\text{m}$ 和 $11.5 \mu\text{m}$, 300 K 下 D^* 超过 $1 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[8].

由于带间级联探测器能带结构可调,本文针对低温工作的长波波段,设计基于带间级联结构的长

波探测器,以期提高器件性能. 我们采用包络函数近似下的二带模型与传输矩阵方法,通过 Matlab 对带间级联探测器弛豫区能带结构进行计算和优化,确保载流子正常输运. 利用 Crosslight 模拟器件整体电场分布,优化器件各个区域厚度,抑制器件暗电流. 优化后的器件结构通过分子束外延和器件工艺,成功制备了长波带间级联探测器,验证了结构设计.

1 理论部分

1.1 二带模型与传输矩阵方法^[9-10]

计算模型采用的是基于包络函数近似下的二带模型,由于弛豫区只涉及电子能级的计算,因此只考虑电子和轻空穴耦合. 该方法计算简洁,易于编程实现. 设沿 z 方向导带和价带波函数分别为 φ_c 和 φ_v , 则有二带薛定谔方程如下:

$$\begin{bmatrix} E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} & \hbar P k \\ \hbar P k & E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_c \\ \varphi_v \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} \varphi_c \\ \varphi_v \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中 k 为波矢, P 为动量矩阵元, E 为电子能量, E_c 和 E_v 分别为导带和价带能级, m_0 为自由电子质量.

$$m^* = (m_0^{-1} + \frac{2P^2}{E_g})^{-1}. \quad (2)$$

P 的值由式(2)给出,其中 m^* 为电子有效质量.

式(1)中薛定谔方程的通解可表示为:

$$\begin{bmatrix} \varphi_c \\ \varphi_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A \exp(ikz) + B \exp(-ikz) \\ \beta_k [A \exp(ikz) - B \exp(-ikz)] \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中, $\beta_k = \hbar P k / (E - E_v)$, $k = [(E - E_c)(E - E_v)]^{1/2} / (\hbar P)$, A 和 B 为波函数系数,其值由边界条件确定.

考虑相邻界面处波函数连续,由式(3)得到相邻两层材料 i 和 j 在界面 j 处波函数的关系如下:

$$R_i(z_j) \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = R_j(z_j) \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中 A_i 和 B_i 均为第 i 层材料中波函数的系数,

$$R_i(z_j) = \begin{bmatrix} \exp(ik_i z_j) & \exp(-ik_i z_j) \\ \beta_{ki} \exp(ik_i z_j) & -\beta_{ki} \exp(-ik_i z_j) \end{bmatrix}.$$

对式(4)变形得到

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = R_i(z_j)^{-1} R_j(z_j) \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\text{其中 } R_i(z_j)^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \exp(-ik_i z_j) & \exp(-ik_i z_j) / \beta_{ki} \\ \exp(ik_i z_j) & -\exp(-ik_i z_j) / \beta_{ki} \end{bmatrix}.$$

综上所述,通过一个 2×2 的传输矩阵可以得到

第 1 层波函数系数 A_1, B_1 与第 n 层波函数系数 A_n, B_n 之间的关系如下:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = M_{1,n} \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中 $M_{1,n} = R_1(z_2)^{-1} R_2(z_2) R_2(z_3)^{-1} R_3(z_3) \cdots \cdots$

$$R_{n-1}(z_n)^{-1} R_n(z_n) = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}.$$

$$\text{即: } A_1 = M_{11}A_n + M_{12}B_n, B_1 = M_{21}A_n + M_{22}B_n$$

考虑到两端波函数收敛, $B_1 = 0$ 且 $A_n = 0$, 因此有 $M_{22} = 0$. 求解 $M_{22} = 0$ 即可计算出电子能量本征值 E , 将其带回传输矩阵可得到各层材料波函数之间的关系, 进一步利用归一化原理即可获得该能量本征值 E 对应的波函数.

1.2 应变的影响^[11-12]

应变是由不同晶格常数的材料外延形成异质结时, 相邻材料之间产生的相互作用, 这种相互作用会引起材料能带边沿位置的变化. 假设相邻两层材料厚度分别为 L_1 和 L_2 , ε 表示应力张量, a 为晶格常数, 则有:

$$\text{平行于界面方向: } a_{\parallel} = \frac{a_1 G_1 L_1 + a_2 G_2 L_2}{G_1 L_1 + G_2 L_2}, \varepsilon_{i\parallel} =$$

$$\frac{a_{\parallel}}{a_i} - 1;$$

$$\text{垂直于界面方向: } a_{i\perp} = a_i \left[1 - D_i \left(\frac{a_{\parallel}}{a_{i-1}} \right) \right], \varepsilon_{i\perp} =$$

$$\frac{a_{\perp}}{a_i} - 1;$$

$$\text{其中, 剪切模量 } G_i = 2(c_{11}^i + 2c_{12}^i) \left(1 - \frac{D_i}{2} \right);$$

$$\text{对于(001)方向, } D_i = 2 \frac{c_{12}}{c_{11}}, \Delta E = 2b(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel}), \frac{\Delta \Omega}{\Omega} = 2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}.$$

由于应变引起的导带和轻空穴带能带边沿的变化如下:

$$\text{导带: } V_c \rightarrow V_c + a_c \frac{\Delta \Omega}{\Omega};$$

$$\text{轻空穴: } V_{\text{LH}} \rightarrow V_{\text{LH}} + a_v \frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{1}{2} \Delta E.$$

计算中用到的相关参数取自参考文献[11-12], 由于弛豫区各层材料厚度较薄, 因此在计算中我们近似认为应变引起导带和轻空穴带整体平移.

1.3 声子散射速率计算^[10,13]

散射速率计算的原理是利用费米黄金规则:

$$\frac{1}{\tau_{if}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_f} | \langle i, k_i | H_{\text{scatt}} | j, k_f \rangle |^2 \delta(E(i, k_i) - E(j, k_f) - \delta E)$$

$$, \quad (7)$$

其中 δE 为散射过程中的能量交换, H_{scatt} 为散射过程中的电子相互作用哈密顿量.

纵向光学声子散射速率为:

$$W_{if}^{LO} = \frac{Y''}{2} \Theta \left(k_i^2 - \frac{2m^* \Delta}{\hbar^2} \right)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\pi | G_{if}(K_z) |^2}{\sqrt{K_z^4 + 2K_z^2 \left(2K_z^2 \frac{2m^* \Delta}{\hbar^2} \right) + \left(\frac{2m^* \Delta}{\hbar^2} \right)^2}} dK_z, \quad (8)$$

$\Delta = (E_f - E_i \pm \hbar \omega_{\text{phn}})$, (式中“ $-$ ”表示声子吸收, “ $+$ ”表示声子发射)

$$G_{if}(K_z) = \int \psi_f^*(z) e^{-iK_z \psi_i(z)} dz, \quad (10)$$

$$\Theta \left(k_i^2 - \frac{2m^* \Delta}{\hbar^2} \right) = \begin{cases} 1 & k_i^2 - \frac{2m^* \Delta}{\hbar^2} > 0 \\ 0 & k_i^2 - \frac{2m^* \Delta}{\hbar^2} < 0 \end{cases}. \quad (11)$$

考虑载流子在能级上的热分布, 平均散射速率为:

$$\frac{1}{\tau_{if}} = \frac{\int_{E_i}^{E_i+10k_B T} W_{if}^{LO} f_i(E) (1 - f_i(E \pm \hbar \omega_{\text{phn}})) dE}{\int_{E_i}^{E_i+10k_B T} f_i(E) dE}. \quad (12)$$

1.4 共振隧穿效应^[14]

带间级联探测器 GaSb/AlSb 隧穿区中充分利用了共振隧穿效应实现载流子的正常输运, 首先以一维单势垒隧穿为例.

如图 2 所示, 设

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, a = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \text{ 其中 } V_0 \text{ 为势垒高度.}$$

在 I、II、III 区域波函数分别为:

$$\begin{cases} \psi_1 = A_1 \exp(ikz) + B_1 \exp(-ikz) \\ \psi_2 = A_2 \exp(i\alpha z) + B_2 \exp(-i\alpha z) \\ \psi_3 = A_3 \exp(ikz) + B_3 \exp(-ikz) \end{cases}. \quad (13)$$

考虑波函数在 $z=0$ 与 $z=a$ 处连续可得各区域波函数系数之间的关系, 从而有隧穿几率

$$T = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{k} + \frac{k}{\alpha} \right)^2 \text{sh}^2 \left(\frac{\alpha a}{k} \right)}. \quad (14)$$

进一步, 对于相隔距离为 b 的双势垒结构, 隧穿

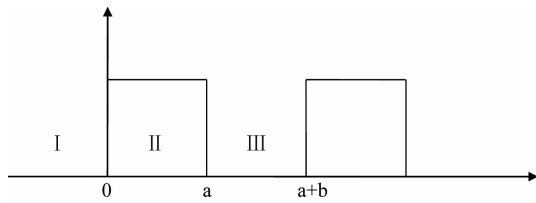


图2 一维双势垒隧穿简图
Fig.2 One dimension double barrier tunneling diagram

几率可以表示为:

$$T_D = \frac{1}{1 + \frac{4R}{T^2} \cos^2(\theta - kb)} \quad , \quad (15)$$

其中, θ 由 $\text{tg}\theta = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{k} - \frac{k}{\alpha} \right) \text{th}(\alpha a)$ 给出.

由式(15)可知,当 $\cos^2(\theta - kb) = 0$ 时,隧穿几率 $T_D = 1$. 即:当双势垒形成的量子阱中存在的电子能级与入射电子能级一致时,隧穿几率为 100%. 因此在隧穿区设计时,应保持隧穿区空穴能级与相邻弛豫区基态电子能级相一致,以保证共振隧穿的正常进行.

2 结果与讨论

2.1 弛豫区能带调节

弛豫区的结构设计是带间级联探测器能带设计的关键,其相邻势阱基态能级之差应等于声子能量(约为 30 meV)以保证弛豫过程的进行^[15]. 而 12 μm 以上的长波带间级联探测器,由于吸收区带隙较窄(≤ 100 meV),因此采用三阶弛豫区结构.

多量子阱结构的基态能级由势阱层、势垒层的厚度共同决定,我们利用上述模型通过 Matlab 模拟计算了 InAs/AlSb 多量子阱基态能级及其波函数图像,如图 3 所示. 如图 4(a-b)所示,AlSb 厚度不变时,基态能级随着 InAs 层厚度的增加而降低;InAs 层厚度不变时,基态能级随 AlSb 层厚度的增加而上升.

在弛豫区能带调节过程中,相邻两势阱基态能级的位置以及差值主要由势阱层的厚度决定. 此外,为探究势垒层厚度对于相邻势阱基态能级差的影响,模拟了三组不同双阱结构(三组双阱结构中势阱层厚度分别为 33 \AA 与 30 \AA ; 51 \AA 与 45 \AA ; 87 \AA 与 72 \AA),得到了基态能级之差与势垒厚度的关系如图 5 所示,证实了势垒层厚度变化能够改变相邻势阱基态能级之差,结合势阱厚度调节,使之接近甚至等于声子能量 30 meV.

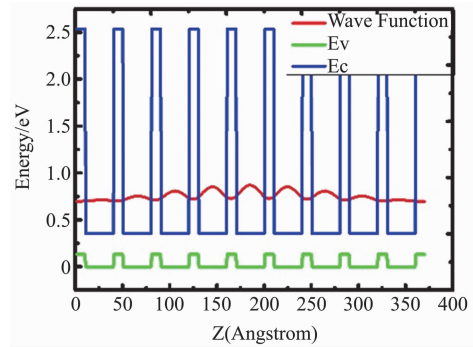


图3 InAs/AlSb 多量子阱基态能级及其波函数图像
Fig.3 Ground state energy level and wavefunction diagram of InAs/AlSb multiple quantum well

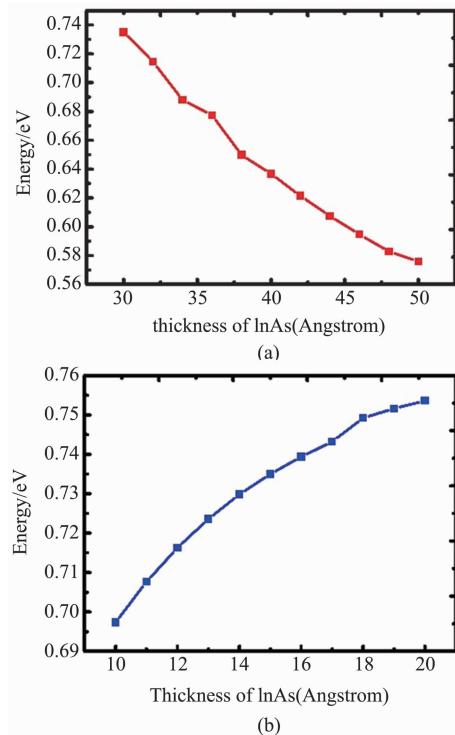


图4 (a) 基态能级随 InAs 厚度变化曲线,
(b) 基态能级随 AlSb 厚度变化曲线
Fig.4 (a) Curve of ground state energy level with the thickness of InAs, (b) curve of ground state energy level with the thickness of AlSb

2.2 器件结构的优化

InAs/GaSbII 类超晶格探测器暗电流主要由扩散电流、产生复合电流、缺陷辅助隧穿电流、带间直接隧穿电流等组成^[16]. 带间级联探测器由于其结构的复杂性,目前国际上还没有给出相应的暗电流模型,新墨西哥大学的课题组通过实验给出了该结构暗电流成分的定性分析,认为带间级联探测器低温下主要由隧穿电流主导^[17]. 隧穿电流表达式如下^[16]:

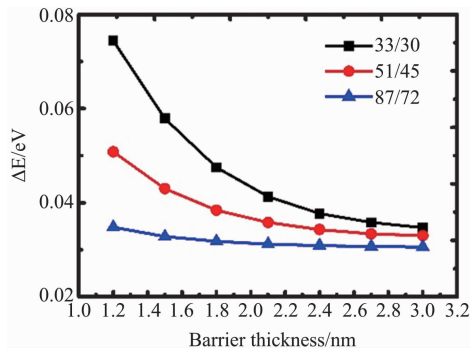


图5 不同双阱结构中基态能级之差与势垒厚度的关系

Fig. 5 The relationship between the difference of ground state energy level and the thickness of the potential barrier in different double quantum well

$$I_{bb} = \frac{A \sqrt{2m_e^*} q^3 E V}{4\pi^2 h^2 \sqrt{E_g}} \exp\left(\frac{-4 \sqrt{2m_e^*} E_g^{1.5}}{3qEh}\right) \quad (16)$$

其中, E 为电场强度, 因此, 设法降低带间级联探测器吸收区及其边缘由于材料掺杂浓度或异质结效应产生的电场, 可以有效抑制器件暗电流的产生。

在能带计算的基础上, 利用 Crosslight 软件建立了两级带间级联探测器模型, 并模拟了器件纵向电场分布情况. 如图 6 所示为器件能带图及其对应的电场分布图像. 在保持掺杂浓度与吸收区厚度不变的前提下, 分别改变弛豫区和隧穿区厚度, 得到了弛豫区与吸收区边缘电场变化图、隧穿区与吸收区边缘电场变化图. 如图 7 所示, 从图中可以看到, 通过增加弛豫区 (hB) 和隧穿区 (eB) 的厚度, 可将吸收区与弛豫区边缘电场强度从 10 042 V/cm 降低至 650 V/cm, 吸收区与隧穿区边缘电场强度从 1 280 V/cm 降低至 622 V/cm. 二者相较, 弛豫区厚度对于该边缘电场影响更大, 因此对于弛豫区的优化更为重要, 为此提出了三势阱多周期结构弛豫区设计方案。

为了对多周期弛豫区设计进行深入分析, 在声子散射理论下, 计算了电子在 InAs/AlSb 双势阱单周期与三周期结构中声子散射速率如下:

双势阱单周期结构: (26/41/26/46/24, 单位 Å), 其中粗体为 InAs 层厚度。

$$\text{该结构声子散射速率: } \frac{1}{\tau_1} = 1.39 \times 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad (17)$$

双势阱三周期结构: (26/41/26/41/26/41/26/46/24/46/24/46/24, 单位 Å).

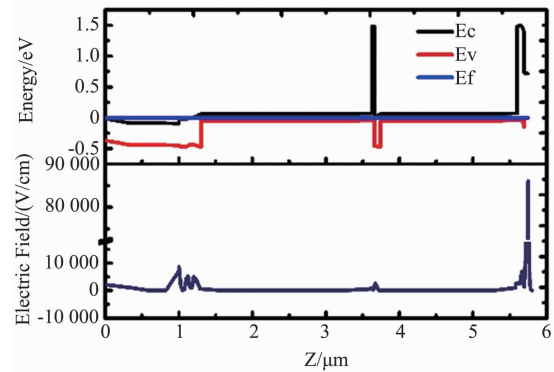


图6 两级长波带间级联探测器能带图(上)及其电场分布(下)

Fig. 6 Band diagram (above) and its electric field distribution (below) of two stage long wavelength interband cascade photodetector

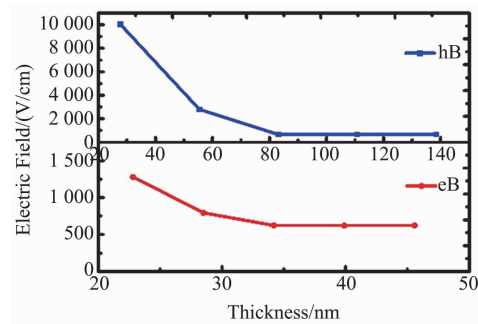


图7 吸收区边缘电场随隧穿区厚度变化关系(上)与吸收区边缘电场随弛豫区厚度变化关系(下)

Fig. 7 The relationship between the boundary of the absorber and tunneling zone (above) and the relationship between the boundary of the absorber and relaxation zone (below)

$$\text{其声子散射速率: } \frac{1}{\tau_3} = 8.2568 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} < \frac{1}{\tau_1} = 1.39 \times 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad (18)$$

进一步将计算结论推广至五周期结构, 可知五周期结构方案相比三周期结构声子散射速率更低, 不利于载流子的运输。

综上所述, 拓宽弛豫区厚度可以起到抑制暗电流的作用, 而厚度过大的弛豫区结构则对电子的运输造成一定的影响. 如式 (18) 所示, 三周期结构中声子散射时间小于 1 ps, 该时间远小于 InAs/GaSb 超晶格吸收区光生电子的寿命 ($\sim 1 \text{ ns}$)^[6], 因此该结构中光生电子散射几率接近 100%. 最终探测器采用了三周期弛豫区结构, 其能带结构与波函数如图 8 所示. 通过分子束外延和器件工艺制备了单级和两级长波带间级联探测器单元器件, 两级器件结

构如图 9 所示。

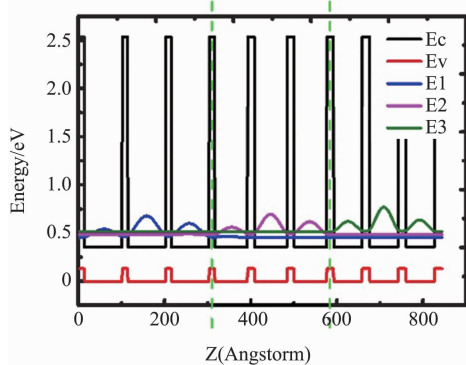


图 8 三周期弛豫区能带结构和波函数图像
Fig. 8 The band structure and wave function diagram of the tricyclic relaxation zone

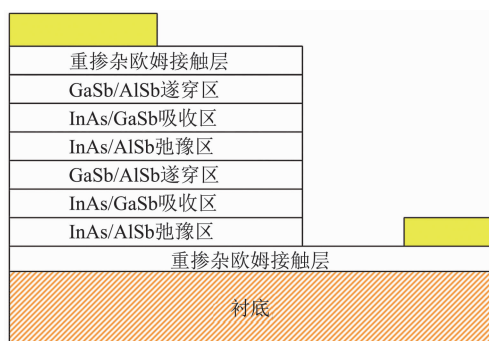


图 9 两级长波带间级联探测器单元器件截面图
Fig. 9 The section diagram of the unit device of two stage long wavelength interband cascade photodetector

2.3 测试结果与分析

制备后的单级和两级器件在 80 K 温度下测得光谱响应如图 10 所示,80 K 下两级器件 50% 截止波长为 11.5 μm ,100% 截止波长超过 13 μm ,是 80 K 工作温度下带间级联结构波长最长的红外探测器。

量子效率的计算如下:

$$\eta = \frac{R_i hc}{q\lambda} \quad (19)$$

其中, R_i 为电流响应率,单位为 A/W,其值由黑体响应测试给出,如图 10 所示。计算得:该两级器件在 10.5 μm 处量子效率达到了 20%。在 8.5 μm 处单级和两级器件量子效率分别达到了 26.4% 和 27.8%。两级器件中第一级吸收区厚度设计与单级器件一致,为 200 周期,因此两个器件相近的量子效率表明两级器件的光生载流子在零偏下通过弛豫区和隧穿区的设计形成了单方向输运,输运性能良好。

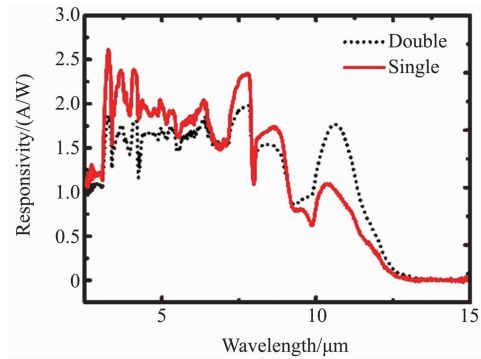


图 10 单级、两级长波带间级联探测器光谱图
Fig. 10 Spectrum chart of one and two stage long wavelength interband cascade photodetector

3 结论

采用包络函数近似下的二带模型通过传输矩阵方法计算了带间级联弛豫区多量子阱结构能带及波函数,设计了长波带间级联探测器弛豫区结构,并通过 Crosslight 对器件整体性能进行优化,调整设计方案,最终实现了长波带间级联探测器的制备工作。通过光谱响应测试测得 80 K 下,两级长波带间级联探测器 50% 截止波长为 11.5 μm ,10.5 μm 处量子效率达到了 20%。

References

- [1] Garwood T, Modine N A, Krishna S. Electronic structure modeling of InAs/GaSb superlattices with hybrid density functional theory [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2017, **81**: 27–31.
- [2] Razeghi M, Wei Y, Bae J, et al. Type II InAs/GaSb superlattices for high-performance photodiodes and FPAs [C]//*In Active and Passive Optical Components for WDM Communications III. International Society for Optics and Photonics*, 2003, **5246**:501–512.
- [3] Brown G J. Type-II InAs/GaInSb superlattices for infrared detection: an overview [C]// *In Infrared Technology and Applications XXXI. International Society for Optics and Photonics*, 2005, **5783**: 65–78.
- [4] Nguyen B M, Hoffman D, Delaunay P Y, et al. Band edge tunability of M-structure for heterojunction design in Sb based type II superlattice photodiodes [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **93**(16):163502.
- [5] Gautam N, Plis E, Kim H S, et al. Heterostructure band engineering of type-II InAs/GaSb superlattice based long-wave infrared photodiodes using unipolar current blocking barriers [C]//*In Infrared Technology and Applications XXXVI. International Society for Optics and Photonics*, 2010, **7660**: 76601T.
- [6] Yang R Q, Tian Z, Cai Z, et al. Interband-cascade infrared photodetectors with superlattice absorbers [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, **107**(5):054514.

(下转第 745 页)