

GaN 基多量子阱红外探测器研究进展 (特邀)

吴 峰^{1*}, 戴江南¹, 陈长清¹, 许金通², 胡伟达²

(1. 华中科技大学 武汉光电国家研究中心, 湖北 武汉 430074;
2. 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

摘 要: 多量子阱红外探测器是一种新型的利用子带跃迁机制的探测器件, 具有非常高的设计自由度。GaN/Al(Ga)N 量子阱由于大的导带带阶, 超快的电子驰豫时间, 超宽的红外透明区域以及高的声子能量, 使得其成为继 GaAs 量子阱红外探测器之后又一潜在的探测材料结构。文中详细综述了国内外关于 GaN 基量子阱红外子带吸收及其探测器件的研究进展。首先介绍了量子阱红外探测器的工作原理及其选择定则, 接着从极性 GaN 基多量子阱、非极性或半极性 GaN 基多量子阱以及纳米线结构 GaN 基多量子阱三个方面回顾当前 GaN 基多量子阱红外吸收的一些重要研究进展, 包括了从近红外到远红外甚至太赫兹波段范围的各种突破。最后回顾了 GaN 基多量子阱红外探测器件的研究进展, 包括其光电响应特性和高频响应特性, 并对其未来的发展进行总结和展望。

关键词: GaN; 量子阱; 红外探测器; 子带跃迁吸收

中图分类号: O434.3 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20211020

Recent progress of GaN based quantum well infrared photodetector (*Invited*)

Wu Feng^{1*}, Dai Jiangnan¹, Chen Changqing¹, Xu Jintong², Hu Weida²

(1. Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;
2. Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: Quantum well infrared photodetector (QWIP) is a new device utilizing the intersubband transition in conduction band or valance band, which has a very high free degree of device design. Due to the large conduction band-offset, the ultrafast electron relax time, the ultra-wide infrared transparency and the high energy LO-phonon, the GaN/Al(Ga)N multi-quantum wells (MQWs) has become a potential candidate for the infrared detector since the GaAs based MQWs. In this paper, the research progresses of intersubband transition absorption (ISBT) and corresponding photoresponse of GaN based MQWs were systematically reviewed. First, the operation principle and the selection rule of the quantum well infrared photodetector was explained. Then, the main research work was introduced including the ISBT absorption of polar, nonpolar and nanowire GaN based MQWs, from the near infrared to far infrared, even the THz range. Finally, the progress of GaN based QWIP and quantum cascade detectors (QCD) was reviewed including the photofresponse and the frequency response of the device. A conclusion and perspective was presented for the future research in GaN based QWIP and QCDs.

Key words: GaN; quantum well; infrared photodetector; intersubband transition absorption

收稿日期: 2020-11-15; 修订日期: 2020-12-09

基金项目: 国家自然科学基金 (61904184, 61874043); 上海市自然科学基金项目 (18ZR1445900); 中央高校基本科研业务费专项资金 (5003187085)

0 引言

红外探测器在诸多方面拥有广阔的应用,如光通信、红外夜视、红外测温、红外制导和告警、红外遥感、红外诊断和医疗、工业检测等等^[1]。目前制备红外探测器主要采用半导体材料,如碲化铟(InSb)、硫化铅(PbS)、碲镉汞(HgCdTe)、砷化铟(InAs)等,以及相变材料氧化钒(VO₂)等^[2-3]。采用半导体材料制备红外探测器主要是利用电子带间跃迁原理,即红外光激发电子从价带跃迁到导带,使得半导体材料的电导率发生改变或者在内建电场下产生光生电势,分别对应于光电导探测器和光伏探测器。由于红外光子的能量较低,特别是中波、长波红外,其光子的能量低至几百甚至几十 meV,因此需要采用带隙非常窄的半导体材料如 InSb、HgCdTe。基于窄带隙半导体材料的红外探测器面临的一大挑战就是环境辐射热造成的背景噪声很大,因此大多数中长波红外探测器都需要在低温环境下工作。在 20 世纪 70 年代末,Esaki 和 Sakaki 提出了一种全新的红外探测原理,即利用量子限制效应导致的子能级来实现红外光的探测^[4]。这种全新的原理避免了材料固有带隙的限制,可以通过控制薄膜的厚度实现跃迁波长的连续改变,极大方便了探测器的设计。随后,Chiu、Smith、Coon 等人从理论和实验方面对多量子阱中的电子子能级跃迁进行了探索和研究^[5-8],West 和 Eglash 则首次在多量子阱中观察到强的子能级跃迁吸收^[9]。在此基础上,Levine 制备了第一个基于子能级跃迁的多量子阱红外探测器(Multiquantum Well Infrared Photodetector, QWIP)^[10]。起初,这种多量子阱红外探测器主要采用 III-V 族 GaAs 系列半导体材料制备,由于导带带阶和材料透过率的限制,GaAs 基 QWIP 器件的波长探测范围很难做到 3 μm 以下的短波红外和近红外区域^[11]。为了突破这个限制,宽禁带半导体材料氮化物(GaN、AlN、InN 及其合金)基多量子阱结构引起了人们的关注和研究。研究表明,GaN/AlN 量子阱的导带带阶可达 1.8 eV^[12],因此基于导带电子子能级跃迁的 GaN/AlN 多量子阱探测器可以覆盖近红外和短波红外区域,特别是光纤通信窗口 1.3~1.55 μm。相较于 GaAs 系列

材料,GaN 系列材料在红外波段是透明的,除了 9.6~19 μm 的 Reihstrahlen 吸收带^[13]。此外,氮化物的Γ能谷与 L 和 X 能谷的能间距很大(大于 2 eV),因此能谷间的散射作用非常弱,由此造成的噪声也非常低。Suzuki 等人还发现 GaN 基量子阱中电子在子能级上的弛豫时间非常快,短至 80 fs,因此非常适合制备高速光探测器、光调制器和光开关^[14]。由于 GaN 的 LO 声子能量高达 92 meV,是 GaAs 的三倍,而室温的环境热能大约为 26 meV,因此 GaN 基多量子阱红外探测器理论上是可以室温工作的^[11]。经过近二十年的研究,GaN 基多量子阱红外探测器已取得了显著的成果,文中将首先简单介绍 GaN 基多量子阱红外探测器的工作原理及特点,接着从极性 GaN 基多量子阱、非极性或非极性 GaN 基多量子阱以及纳米线结构 GaN 基多量子阱三个方面回顾当前 GaN 基多量子阱红外吸收研究进展,最后对 GaN 基多量子阱红外探测器件的研究进展进行回顾并对其未来的发展进行展望。

1 GaN 基多量子阱红外探测原理及选择定则

多量子阱红外探测器的工作原理是基于子能级跃迁的,或者说带内跃迁,以此区别带间跃迁。要想在量子阱中形成子能级,量子阱的厚度必须要小于电子的波尔半径,电子此时受到量子限制作用,从而形成分立的子能级。这里,我们采用最简单的单量子阱和单电子模型来描述多量子阱红外探测器的工作原理。根据 Fermi 黄金定则,电子从能态 i 到能态 f 的跃迁几率可由以下公式表述:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | H' | \psi_i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1)$$

式中: H' 是相互作用的哈密顿量; $\hbar\omega$ 是辐射能; ψ 和 E 是初态(i)和终态(f)的波函数和本征能量。由于在带内跃迁时辐射波长远大于晶格周期,在子带跃迁时辐射波长大于势阱宽度,因此可以采用偶极近似:

$$H' = \frac{q^2 F_0^2}{4m^* \omega^2} (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{p}) \quad (2)$$

式中: q 是元电荷; F_0 是电场振幅; m^* 是有效质量; $\vec{\varepsilon}$ 和 \vec{p} 分别是极化矢量和动量算符。将公式(2)代入公式

(1), 可以得到:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{q^2 F_0^2}{4m^* \omega^2} \left| \langle \psi_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | \psi_i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (3)$$

应用包络函数形式, 电子波函数 $\psi_i(\vec{r})$ 可以表示为周期性 Bloch 函数 $u_\nu(\vec{r})$ 和缓慢变化的包络函数 $f_n(\vec{r})$ 的乘积, 其中 n 表示所研究体系的量子数。在假设所有组成材料的晶格周期函数都相同的条件下, 可以得出仅用于包络函数的薛定谔方程:

$$\frac{-\hbar}{2m^*} \nabla^2 f_n(\vec{r}) + V(\vec{r}) f_n(\vec{r}) = E_n f_n(\vec{r}) \quad (4)$$

式中: $V(\vec{r})$ 是势能曲线; E_n 是能量本征值。在单量子阱中引入包络函数表达式:

$$f_n(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}_\perp) \chi(z) \quad (5)$$

式中: S 是样本面积; $\chi(z)$ 是沿生长轴的包络函数分量; \vec{k}_\perp 和 \vec{r}_\perp 表示二维 (2D) 矢量 (k_x, k_y) 和 (x, y) 。公式 (4) 的解推出以下形式的能量本征值:

$$E_n(k_\perp) = E_{n0} + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m^*} \quad (6)$$

其中子带能量 E_{n0} 取决于电势曲线 $V(z)$ 。对于具有无限深势垒的对称量子阱, 可以得到以下本征值:

$$E_n(k_\perp) = \frac{n^2 \hbar^2 k_\perp^2}{2m^* L^2} + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m^*} \quad (7)$$

其中 L 是势阱厚度。回到公式 (3), 矩阵元素 $\langle \psi_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | \psi_i \rangle$ 分解为:

$$\langle \psi_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | \psi_i \rangle = \vec{\varepsilon} \cdot \langle u_\nu | \vec{p} | u_{\nu'} \rangle \langle f_n | f_{n'} \rangle + \vec{\varepsilon} \cdot \langle u_\nu | u_{\nu'} \rangle \langle f_n | \vec{p} | f_{n'} \rangle \quad (8)$$

式中: ν 和 ν' 以及 n 和 n' 分别是带间和子带终态和初始态的指数。第一项表示带间跃迁, 在带内跃迁情况下此项为零。它由 Bloch 函数的偶极矩阵元 (决定带间偏振选择规则) 和包络函数的重叠积分组成, 并决定了电子子能级和空穴子能级的跃迁选择定则。第二项表示子带跃迁过程, 它由 Bloch 函数的重叠积分 (当两个包络状态从同一能带中获取时, 该积分不为零) 以及包络函数的偶极矩阵元组成, 该偶极矩阵元决定了子带跃迁的偏振选择定则:

$$\langle f_n | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | f_{n'} \rangle = \frac{1}{S} \varepsilon_z \delta(k_\perp^i - k_\perp^f) \int dz \chi_n^*(z) p_z \chi_{n'}(z) \quad (9)$$

因此, 只有电场的 z 分量能耦合到子带跃迁中, 即量子阱结构只对横磁 (TM) 偏振光有响应, 这就需要使用表面光栅或波导装置来将光耦合到有源区域中。

将公式 (9) 代入公式 (3), 并考虑到动量可以描述为 $\vec{p}_{nm'} = im^* \omega \vec{r}_{nm'}$, 则子带跃迁几率可以改写为:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{q^2 F_0^2}{4} \varepsilon_z^2 \left| \langle \chi_f(z) | z | \chi_i(z) \rangle \right|^2 \times \delta(k_\perp^i - k_\perp^f) \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (10)$$

态 i 到 f 之间的子带吸收系数通常由单位时间和体积所吸收的电磁能量 $\hbar\omega W_{fi}/V$ 与入射辐射强度的比值 $I = \frac{1}{2} nc \varepsilon_0 F_0^2$ 来定义, 其中 ε_0 是真空介电常数, n 是材料的折射率, c 是光速。

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi q^2 (E_f - E_i)}{nc \varepsilon_0 \hbar V} \times \varepsilon_z^2 \sum_{i,f} 2 \left| \langle \chi_f(z) | z | \chi_i(z) \rangle \right|^2 [f(E_i) - f(E_f)] \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (11)$$

式中: $f(E)$ 是费米函数。该求和可以表示为两个子带的载流子面密度之差 $n_i^s - n_f^s$:

$$\sum_{i,f} 2 [f(E_i) - f(E_f)] = S (n_i^s - n_f^s) \quad (12)$$

式中: S 是晶体表面。因此, 子带跃迁吸收系数可以写为:

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi (E_f - E_i)}{nc \varepsilon_0 \hbar L} (n_i^s - n_f^s) \varepsilon_z^2 \mu_{if}^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (13)$$

其中, $\mu_{if} = q \langle \chi_f(z) | z | \chi_i(z) \rangle$ 是子带跃迁偶极矩阵元。

偶极矩阵元仅涉及初始和最终子带的包络波函数。因此, 由于 z 为奇数, 在对称势阱中仅允许包络波函数具有相反奇偶性的子带之间的跃迁, 但此选择规则不适用于非对称势能分布。

当给定势能 $V(\vec{r})$ 分布, 可以根据公式 (4) 求解得到量子阱中电子的包络波函数 $f_n(\vec{r})$ 及其能量本征值 E_n 。图 1(a) 为 Kandaswamy 等人计算得到的 GaN/AlN 多量子阱中电子和空穴的波函数及能级^[15]。由于强的量子阱限制作用, 电子和空穴在量子阱中形成了分立能级, 能级间距可由势阱的厚度等参数自由调控。利用分立能级上电子或空穴的跃迁, 可以实现对红外光的探测。

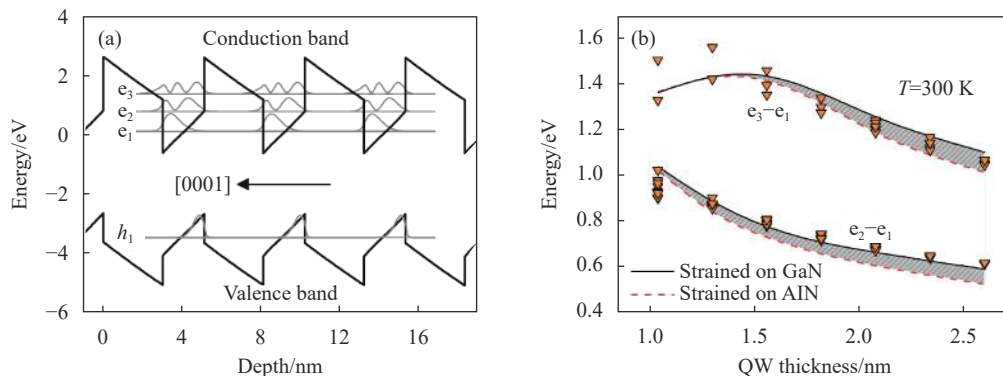


图 1 (a) 计算得到的 GaN/AlN 多量子阱能带图及其电子和空穴的波函数和能级, (b) 计算得到的 e_2-e_1 和 e_3-e_1 跃迁能量与势阱厚度的关系, 其中三角形为实验数据

Fig.1 The calculated wavefunction and energy level of electrons and holes in GaN/AlN MQWs, (b) the calculated relationship of e_2-e_1 and e_3-e_1 transition energy and quantum well width, the triangle symbol is the experimental data

2 极性 GaN 基多量子阱子能带吸收

氮化物材料与其他常见半导体材料的很大不同在于其具有很强的自发极化和压电极化效应。在 c-面 (0001 面) GaN 多量子阱结构中, 极化效应产生的极化电荷聚集在异质结界面处, 这些电荷会在势阱和势垒当中产生很大的极化电场, 从而使得量子阱的能带发生弯曲倾斜。因此, 在设计量子阱子能级跃迁波长时, 需要充分考虑极化效应的影响。华中科技大学的陈长清教授课题组从理论计算方面对极化效应的影

响进行了详细的研究和分析^[16]。如图 2 所示, 由于极化电场的存在, 量子阱结构原本水平的能带变得倾斜, 且极化电场越大, 能带倾斜越厉害。能带的倾斜会对子带跃迁波长产生显著影响, 随着极化电场的增大, 子带吸收波长逐渐蓝移。由于量子阱的有效势阱深度会随着极化电场的增大而增大, 电子受到的量子限制作用增强, 因此子能级 e_1 和子能级 e_2 之间的间距增大, 跃迁波长变短。此外, 还可以看到, 随着极化电场的增大, 子带吸收系数也会变大。

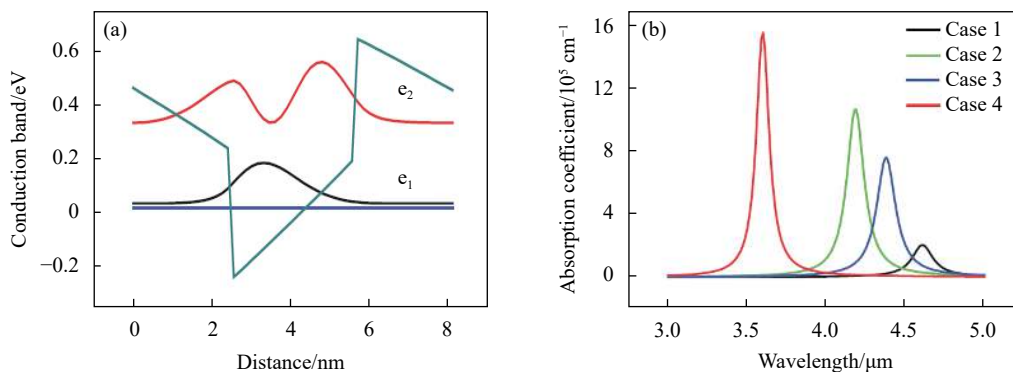


图 2 (a) GaN/AlGaIn 单量子阱能带示意图, 图中包含电子的第一能级 e_1 和第二能级 e_2 , (b) 计算得到的子带吸收系数谱, case1、case2、case3、case4 四个量子阱结构的极化电场分别为 0、1.36、1 和 2.4 MV/cm

Fig.2 (a) Band energy diagram of GaN/AlGaIn single quantum well, including the first energy level e_1 and the second energy level e_2 , (b) the calculated intersubband absorption spectra of four different quantum wells, the polarization field in case1, case2, case3 and case4 quantum wells are 0, 1.36, 1 and 2.4 MV/cm, respectively

在实验方面, 国内外多个课题组相继报道了基于极性 GaN 多量子阱结构的子能带红外吸收。Suzuki

等人首次在 MOCVD 生长的 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 多量子阱中观测到了子带间跃迁, 并研究了极化电场对量子阱

中子带间跃迁的影响^[17],如图 3(a)所示。实验发现,子带吸收波长会随着势阱宽度的增大而红移,吸收强度会随着量子阱个数的增加而增强。随后 Gmachl 等人利用 MBE 生长技术制备出了调制掺杂的 $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ 多量子阱,并首次观察到了 $1.55\ \mu m$ 的子带间吸收跃迁,证实了该类探测器可以应用在光通信领域^[18],如图 3(b)所示。此后, F. H. Julien 和 D. Hofstetter 研究小组对 GaN 基多量子阱子带红外吸收进行了较为详细和系统的研究。如图 4(a)所示,在 Si 掺杂的二元 GaN/AlN 多量子阱中可以观察到显著的 TM 偏振红外光吸收,吸收峰的半高宽在 $70\sim 100\ meV$ 范围,而样品对 TE 偏振红外光则完全无吸收^[15]。该吸收峰来自于量子阱中电子第一能级到第二能级的跃迁,即

e_1-e_2 跃迁,吸收峰的波长与理论计算的结果符合非常好,如图 1(b)所示。此外,对于势阱较宽的 GaN/AlN 多量子阱样品,在长波长处出现一个相对较弱的吸收峰,该吸收峰可归因于量子阱中电子第一能级到第三能级的跃迁,即 e_1-e_3 跃迁。在理论上,对于对称的量子阱结构,该 e_1-e_3 跃迁是禁止的。然而,对于极性 GaN/AlN 多量子阱,由于极化电场的存在,量子阱能带的对称性遭到破坏,形成三角形势阱,因此存在 e_1-e_3 跃迁。采用二元 GaN/AlN 多量子阱, e_1-e_2 跃迁波长可通过改变势阱和势垒厚度在 $1\sim 3.5\ \mu m$ 范围内调节。如图 1(b)所示,理论计算表明,由于极化电场的存在,通过简单增加势阱宽度来继续减小 e_1-e_2 跃迁能距是不可行的,因此需要通过降低势垒高度来减

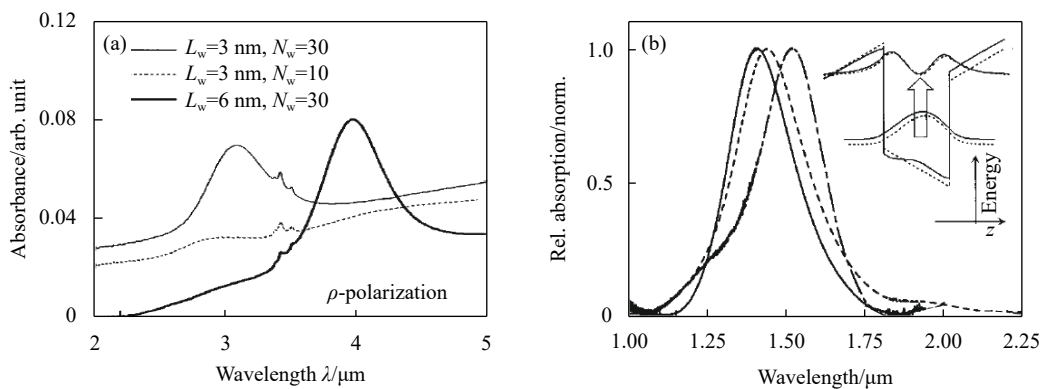


图 3 (a) GaN/AlGaN 量子阱中的子带跃迁吸收谱, (b) $1.55\ \mu m$ 通信波段子带跃迁吸收谱

Fig.3 The intersubband absorption spectra in GaN/AlGaN QWs, (b) intersubband absorption spectra at telecom wavelength at $1.55\ \mu m$

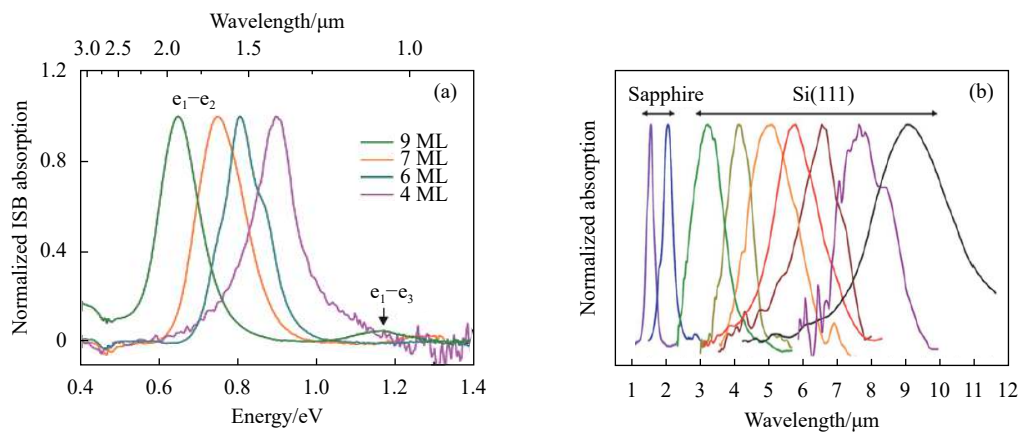


图 4 (a) 蓝宝石衬底上不同势阱厚度的 GaN/AlN 多量子阱中的子带跃迁吸收谱, (b) 蓝宝石和硅衬底上不同势阱厚度的 GaN/AlGaN 多量子阱中的子带跃迁吸收谱

Fig.4 (a) The intersubband absorption spectra of GaN/AlN MQWs grown on sapphire with different quantum well widths, (b) intersubband absorption spectra of GaN/AlGaN MQWs grown on sapphire and Si substrates with different quantum well widths

弱量子限制作用同时减小极化效应,从而缩减 e_1 - e_2 跃迁能距,实现长波长吸收。采用 AlGaIn 三元合金作为势垒在蓝宝石衬底上生长 GaN/AlGaIn 多量子阱,可将子带跃迁波长提高到 5.3 μm 的中红外区域。然而,由于蓝宝石衬底在中长波红外是不透明的,因此,想要继续延长红外吸收波长,人们采用了红外透明的硅衬底,如图 4(b) 所示,硅衬底上 GaN/AlGaIn 多量子阱的子带吸收波长可至 10 μm ^[19]。进一步延长吸收波长,则需要设计新的量子阱结构来抵消势阱中的极化电场或者采用非极性 GaN/AlGaIn 量子阱。F. H. Julien 研究小组的 Machhadani 等人设计了一种新的阶梯型量子阱结构^[20],如图 5(a) 所示,通过调控内部电场获得了一个平坦的势阱。图 5(b) 的透射谱测试

结果表明该 GaN/AlGaIn 阶梯型量子阱在 2 THz 处有一个明显的吸收峰,即吸收波长在 150 μm 左右,处于太赫兹波段范围。华中科技大学的陈长清教授课题组则从理论计算方面详细研究了 GaN/AlGaIn 阶梯型量子阱在太赫兹波段的子带跃迁吸收规律,为实验生长制备提供了详细的结构参数指导^[21]。

在国内,北京大学沈波教授课题组首先报道了基于极性 GaN/AlGaIn 多量子阱的子带跃迁红外吸收^[22]。他们采用 MBE 工艺生长了高质量的 GaN/AlGaIn 多量子阱,观察到了大气窗口 3~5 μm 子带跃迁吸收,如图 6(a) 所示。后续他们还研究了极化效应对 GaN/AlGaIn 多量子阱子带跃迁吸收的影响^[23]。同时期,华中科技大学陈长清教授课题组报道了通过调节 AlGaIn

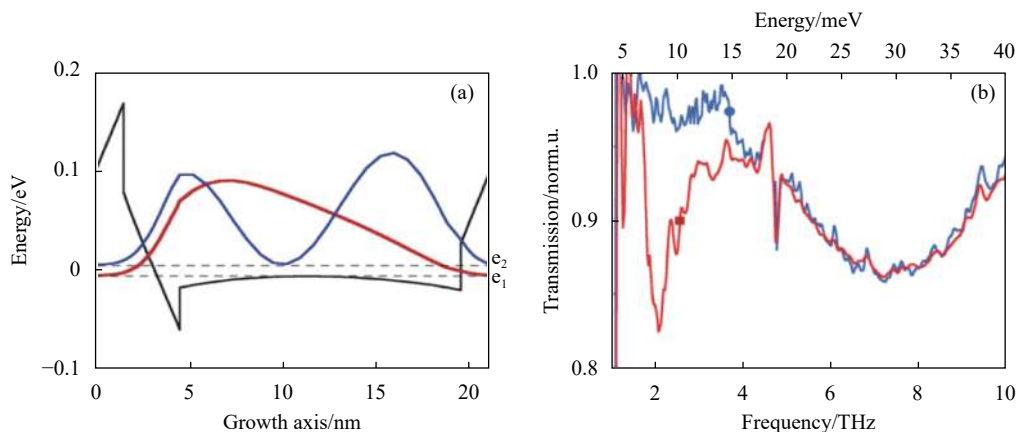


图 5 (a) GaN/AlGaIn 阶梯型量子阱能带示意图,图中包含电子的第一能级 e_1 和第二能级 e_2 , (b) GaN/AlGaIn 阶梯型量子阱在太赫兹波段的透射谱

Fig.5 (a) The band energy diagram of GaN/AlGaIn step quantum well, including the first energy level e_1 and the second energy level e_2 , (b) the transmission spectra of GaN/AlGaIn step quantum well at THz range

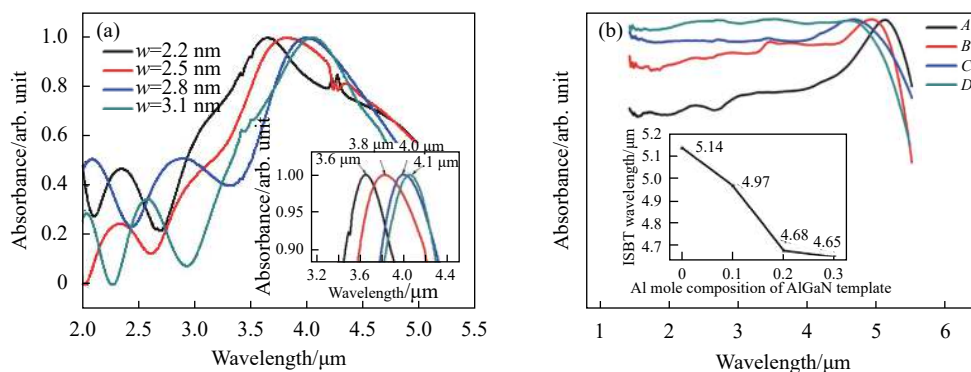


图 6 (a) 不同势阱厚度的 GaN/AlGaIn 多量子阱中的子带跃迁吸收谱, (b) 不同 AlGaIn 模板上生长的 GaN/AlGaIn 多量子阱中的子带跃迁吸收谱

Fig.6 (a) The intersubband absorption spectra of GaN/AlGaIn MQWs with different quantum well widths, (b) intersubband absorption spectra of GaN/AlGaIn MQWs grown on different AlGaIn templates

模板的 Al 组分来调控 GaN/AlGa_n 多量子阱势阱中的应力, 实现了红外吸收波长在 4.62~5.14 μm 范围内可调^[24], 如图 6(b) 所示。

掺杂也是影响 GaN 基多量子阱子带跃迁吸收的重要因素。根据第 2 节中的原理介绍, 必须保证量子阱中电子基态能级上拥有足够的电子数目才能观察到子带吸收。Kandaswamy 等人详细研究了 Si 掺杂浓度和掺杂位置对 GaN 基多量子阱子带跃迁吸收的

影响规律^[15, 25]。如图 7(a) 和 (b) 所示, 随着掺杂浓度的增大, 子带跃迁吸收波长发生显著的蓝移, 且吸收谱变宽。吸收波长的蓝移主要是由多体效应导致的, 而吸收峰变宽则是因为高掺杂会导致量子阱界面更加粗糙, 电子能级波动和散射也更加严重。此外, 对不同掺杂位置的样品测试发现, 不管是势垒掺杂还是势阱掺杂, 相比于无故意掺杂样品, 子带吸收强度都会显著增强, 吸收峰同样蓝移且加宽, 如图 7(c) 所示。

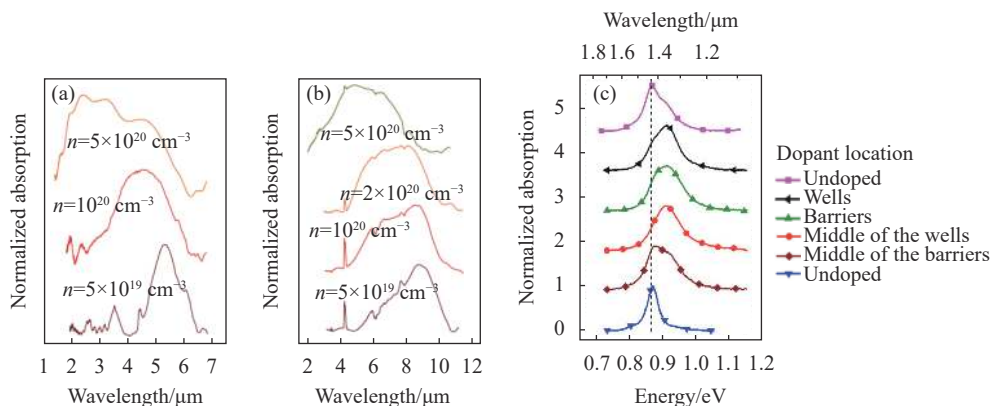


图 7 (a) 不同掺杂浓度的 GaN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N (3 nm/3 nm) 多量子阱的子带吸收谱, (b) 不同掺杂浓度的 GaN/Al_{0.1}Ga_{0.9}N (7 nm/4 nm) 多量子阱的子带吸收谱, (c) 不同掺杂位置的 GaN/AlN (1.5 nm/3 nm) 多量子阱的子带吸收谱

Fig.7 (a) The intersubband absorption spectra of GaN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N (3 nm/3 nm) MQWs with different doping densities, (b) intersubband absorption spectra of GaN/Al_{0.1}Ga_{0.9}N (7 nm/4 nm) MQWs with different doping densities, (c) intersubband absorption spectra of GaN/AlN (1.5 nm/3 nm) MQWs with different doping locations

3 非极性或半极性 GaN 基多量子阱子带吸收

在第 2 节极性 GaN 基多量子阱子带吸收的研究进展中, 可以看到极化电场对子带跃迁吸收有着重要的影响, 特别是限制了吸收峰向长波长扩展, 这给基于子带跃迁的器件设计带来了更高的难度。为了消除极化效应的影响, 研究人员采用非极性或半极性 GaN 基多量子阱, 实现了子带吸收从短波红外到中远红外甚至太赫兹波段范围的覆盖。非极性 GaN 的生长面包括 m 面和 a 面, 也即 (1-100) 面和 (11-20) 面, 半极性面 GaN 的生长面有很多, 常见的有 (11-22) 面。相对于极性 GaN, 由于更大的晶格失配和表面各向异性, 非极性和半极性 GaN 的晶体质量和表面形貌要差很多, 因此, 目前大多采用自支撑单晶 GaN 衬底来外延生长高质量的非极性 GaN 基多量子阱结构。Gmachl 等人首先研究了 r-面蓝宝石衬底上生长的 a-面 GaN 基多量子阱中的子带吸收^[26]。由于晶体

质量的原因, 2.1 μm 处的子带吸收峰不是很明显, 线宽也高达 120 meV。Lahourcade 等人则在 m-面蓝宝石衬底上生长出质量相对较好的半极性 (11-22) 面 GaN/AlN 多量子阱^[27]。如图 8 所示, 半极性 (11-22)

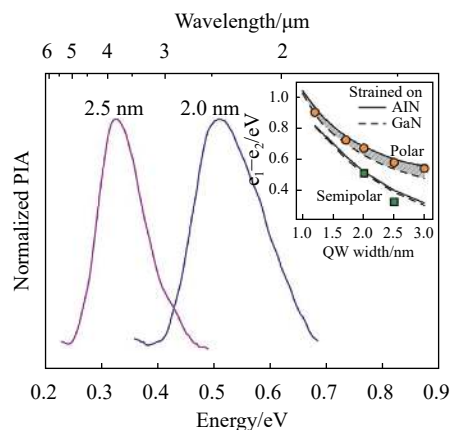


图 8 半极性 (11-22) 面 GaN/AlN 多量子阱中的子带跃迁红外吸收
Fig.8 The intersubband infrared absorption spectra of nonpolar (11-22) GaN/AlN MQWs

面 GaN/AlN 多量子阱在短波红外表现出显著的子带吸收峰,与相同量子阱结构的极性样品对比,子带吸收峰发生了明显的红移,说明半极性量子阱中的极化电场强度大大降低。

对于非极性 m 面或 a 面 GaN 基多量子阱,目前基本上采用自支撑 GaN 衬底来生长。日本东京大学的 Teruhisa Kotani 等人详细研究了非极性 m 面 GaN/AlGaIn 多量子阱中中波红外子带吸收与势阱厚度、掺杂浓度以及温度的关系^[28-30]。如图 9 所示,随着势阱厚度增大,子带吸收波长发生红移,但红移的程度要比极性面样品小。此外,掺杂会使子带吸收峰蓝移,且线宽变宽,说明掺杂会使量子阱界面变粗糙。

变温测试发现量子阱的子带吸收峰非常稳定,与温度变化关系不大。

Lim 等人详细对比研究了 c 面、m 面和 a 面 GaN/AlN 和 GaN/AlGaIn 量子阱在短波、中波以及长波红外的子带吸收^[31]。如图 10 所示,当势阱厚度较小时,如 1.3 nm,此时非极性面和极性面 GaN/AlN 量子阱的子带吸收差别不大。当势阱厚度增大时,非极性面和极性面的差别就逐渐体现出来,主要表现在非极性面的子带吸收峰相对于极性面会发生红移。对于 GaN/AlGaIn 量子阱中波红外子带吸收,非极性面的子带吸收峰与势阱厚度变化关系不大,且只观察到 e_1 - e_2 子带跃迁,而极性面的子带吸收峰与势阱厚度变

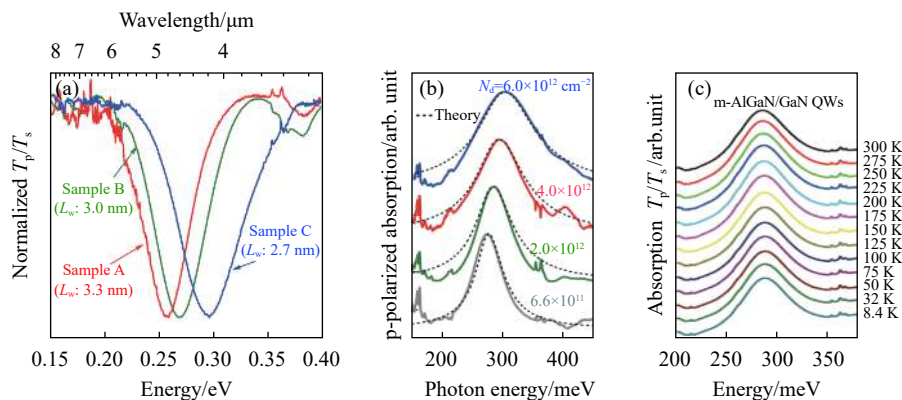


图 9 非极性 m 面 GaN/AlGaIn 多量子阱中的中波红外子带吸收与 (a) 势阱厚度的关系, (b) 掺杂浓度的关系, (c) 温度的关系

Fig.9 The quantum well (a), doping concentration (b) and temperature (c) dependent intersubband Mid-infrared absorption spectra of nonpolar m plane GaN/AlGaIn MQWs

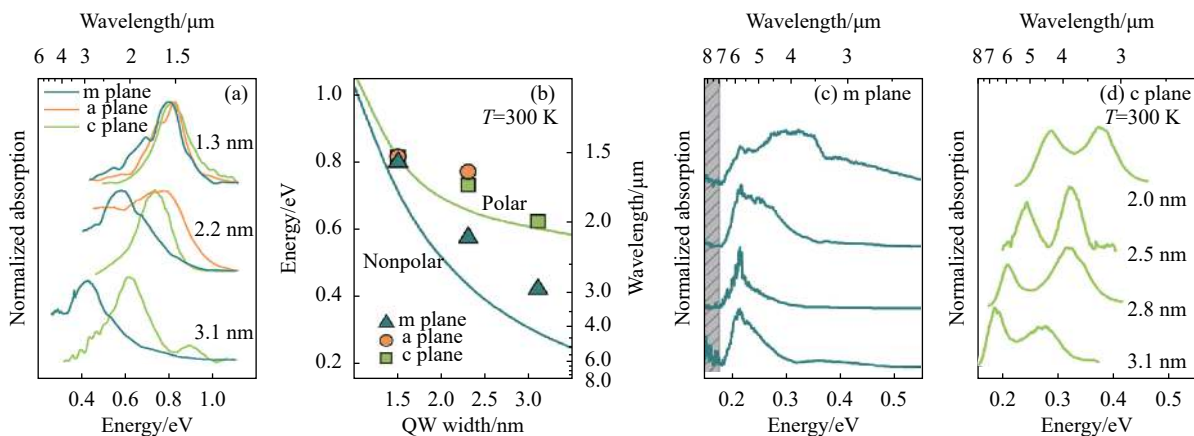


图 10 (a) 不同势阱厚度的 c 面、m 面和 a 面 GaN/AlN 多量子阱中的短波红外子带吸收谱, (b) 吸收峰与势阱厚度的关系, (c) m 面 GaN/AlGaIn 多量子阱中的中波红外子带吸收谱, (d) 对应的 c 面 GaN/AlGaIn 多量子阱中的中波红外子带吸收谱

Fig.10 (a) The intersubband short wavelength infrared absorption spectra of c, m and a plane GaN/AlN MQWs with different quantum well widths, (b) the relationship of QW with and absorption peak, (c) intersubband Mid-infrared absorption spectra of m plane GaN/AlGaIn MQWs, (d) intersubband Mid-infrared absorption spectra of c plane GaN/AlGaIn MQWs

化关系很大,除了 e_1-e_2 子带跃迁,还出现了 e_1-e_3 子带跃迁。最近, Monavarian 等人通过改善非极性面 GaN/AlGaIn 量子阱的界面质量,获得了超窄线宽的中波红外子带吸收,其线宽低至 38 meV^[32]。

除了红外吸收之外, Lim 等人还将非极性面 GaN/AlGaIn 量子阱的子带跃迁扩展至太赫兹波段^[33-35]。

如图 11(a) 所示,在太赫兹波段,子带吸收谱非常宽,可能是由多个子能带吸收峰组成造成的。此外,他们还研究了 Si 掺杂浓度对子带吸收的影响,如图 11(b) 所示,随着掺杂浓度的增大,吸收峰蓝移且变宽。图 11(c) 为 Ge 掺杂的 m-面 GaN/AlGaIn 量子阱的子带吸收谱,相比于 Si 掺杂,Ge 掺杂对子带吸收的影响要小得多。

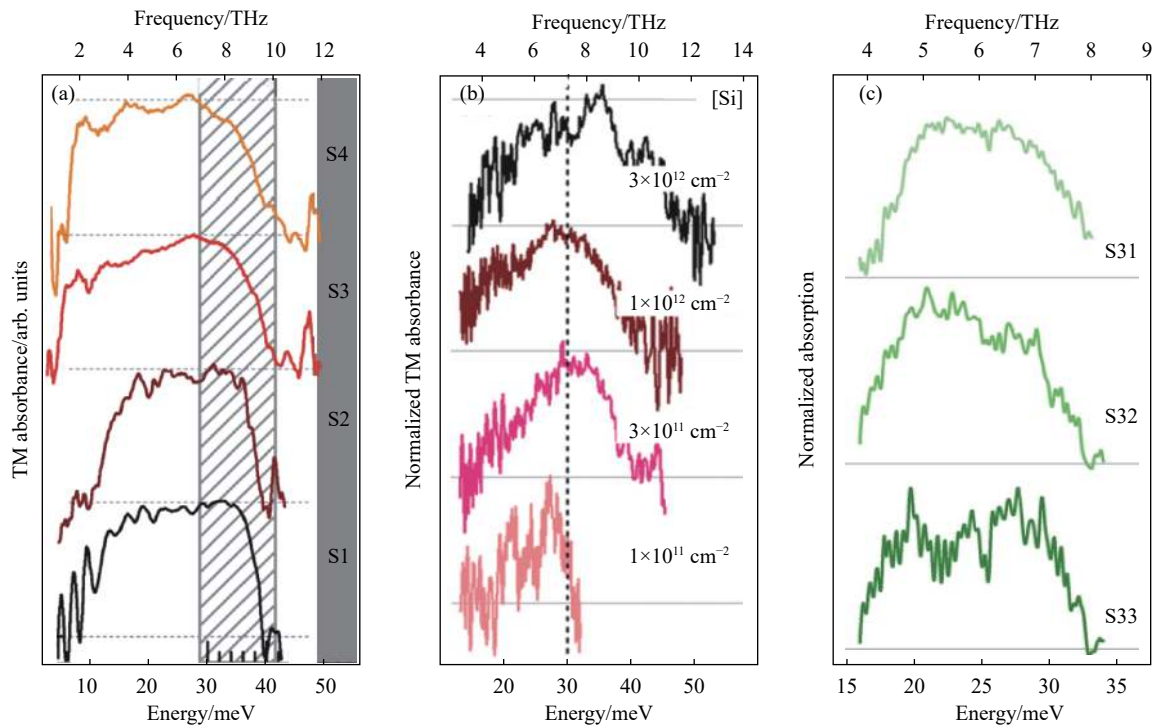


图 11 (a) 不同势阱厚度非极性面 GaN/AlGaIn 量子阱中的太赫兹波段子带吸收谱, (b) 不同 Si 掺杂浓度非极性面 GaN/AlGaIn 量子阱中的太赫兹波段子带吸收谱, (c) 不同 Ge 掺杂浓度非极性面 GaN/AlGaIn 量子阱中的太赫兹波段子带吸收谱

Fig.11 (a) The intersubband THz absorption spectra of nonpolar GaN/AlGaIn MQWs with different quantum well widths, (b) the intersubband THz absorption spectra of nonpolar GaN/AlGaIn MQWs with different Si doping concentrations, (c) the intersubband THz absorption spectra of nonpolar GaN/AlGaIn MQWs with different Ge doping concentrations

4 纳米线结构 GaN 基多量子阱子能带吸收

对于氮化物材料,纳米线结构可以有效降低晶体中的位错密度和应力,甚至可以得到无错位和应力的纳米线材料,这对实现更强的子带跃迁吸收尤为重要。Beeler 等人详细研究了 Ge 掺杂 GaN/AlN 纳米线量子阱中的子带跃迁吸收^[36]。如图 12(a) 和 (b) 所示,他们采用 PAMBE 生长了无位错和应力的的高质量 GaN/AlN 纳米线量子阱。FTIR 透射谱表明该 GaN/

AlN 纳米线量子阱在 1~3 μm 范围内有明显的非常宽的吸收峰,高的吸收线宽主要是由纳米线的尺寸分布不均匀导致的。此外, GaN/AlN 纳米线量子阱的子带吸收波长随着掺杂浓度的增大而蓝移,随着势阱厚度的增大而红移,如图 12(c) 和 (d) 所示。Ajay 等人则研究了不同 Si 掺杂浓度和不同势阱厚度的 GaN/AlN 以及 GaN/AlGaIn 纳米线量子阱中子带吸收^[37]。如图 13(c) 所示,样品表现出高斯型分布的吸收峰。

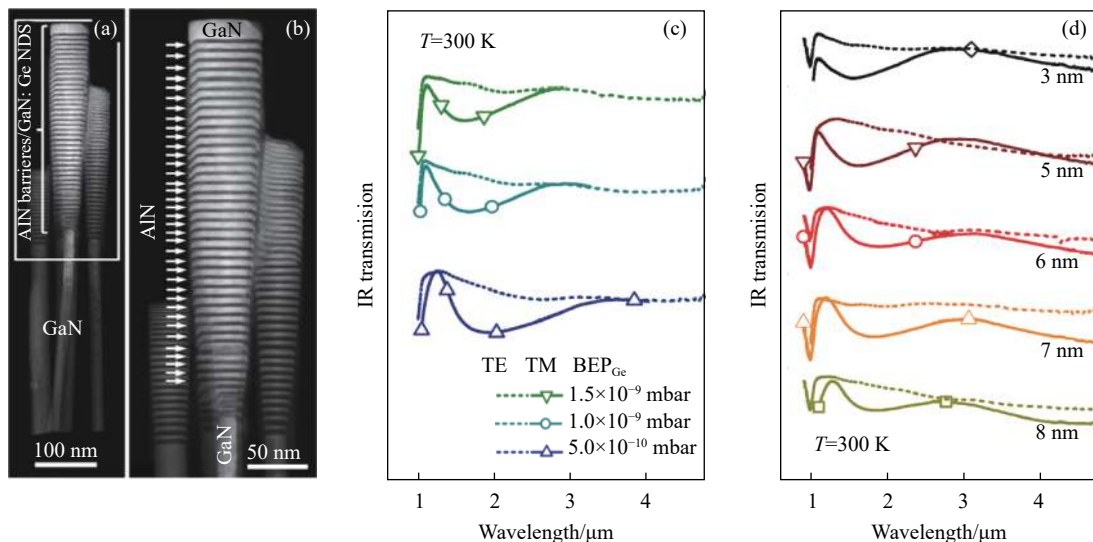


图 12 (a) 和 (b) GaN/AlN 纳米线量子阱的 TEM 图, (c) 不同 Ge 掺杂浓度的 GaN/AlN 纳米线量子阱的子带吸收谱, (d) 不同势阱厚度的 GaN/AlN 纳米线量子阱的子带吸收谱

Fig.12 (a) and (b) The TEM image of GaN/AlN nanowire quantum wells, (c) the intersubband absorption spectra of GaN/AlN nanowire quantum wells with different Ge doping concentrations, (d) the intersubband absorption spectra of GaN/AlN nanowire quantum wells with different QW widths.

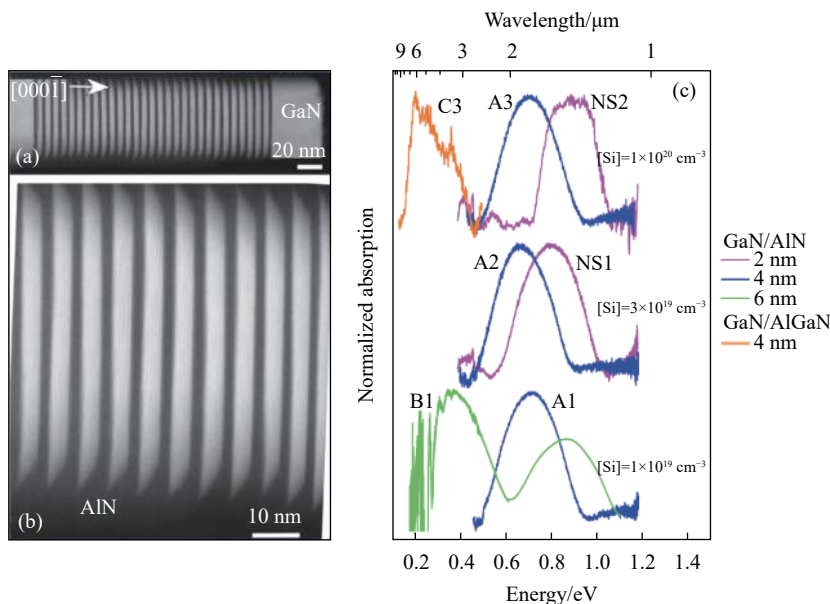


图 13 (a) 和 (b) GaN/AlN 纳米线量子阱的 TEM 图, (c) 不同 Si 掺杂浓度和不同势阱厚度的 GaN/AlN 以及 GaN/AlGaIn 纳米线量子阱中的子带吸收谱

Fig.13 (a) and (b) The TEM image of GaN/AlN nanowire quantum wells, (c) the intersubband absorption spectra of GaN/AlN and GaN/AlGaIn nanowire quantum wells with different Si doping concentrations and QW widths

除了采用外延生长方式获得纳米线结构以外, 还可以利用自上而下的刻蚀方式获得纳米线结构。Lähnemann 等人采用 ICP 刻蚀获得了 GaN/AlN 纳

柱和微米柱^[38], 如图 14(a) 和 (b) 所示。FTIR 透射谱测试表明, 近红外样品具有较窄的吸收峰, 而中波红外样品的吸收峰则非常宽, 如图 14(c) 和 (d) 所示。

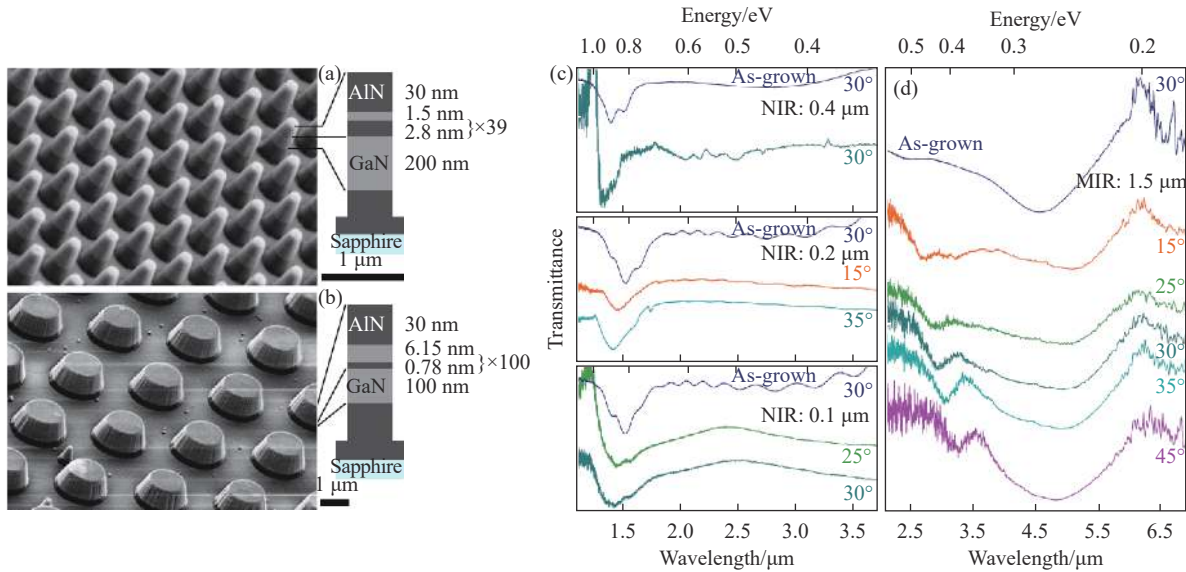


图 14 (a) GaN/AlN 纳米柱和 (b) GaN/AlN 微米柱的 SEM 图, (c) 近红外样品和 (d) 中波红外样品的子带透射谱

Fig.14 (a) SEM image of (a) GaN/AlN nanopillar and (b) GaN/AlN micropillar, the intersubband transmission spectra of (c) near-infrared and (d) mid-infrared samples

5 GaN 基多量子阱红外探测器

前面几节中总结了 GaN 基多量子阱中的红外子带吸收, 而没有涉及到器件层面。事实上, 基于 GaN 多量子阱的红外探测器也是同步发展的, 并取得了一些里程碑式的研究进展。在 GaN 基多量子阱红外探测器方面, Hofstetter 等人进行了大量详细的开创性研究。他们制备了第一个 GaN/AlN 多量子阱红外探测器, 峰值响应波长在 1.55 μm, 比探测率达 2×10^9 (cm² Hz)^{1/2}/W, 工作温度可至 170 K^[39], 如图 15(a) 所示。在此基础上, 他们采用肖特基结器件结构, 实现了室温可工作的光伏模式红外探测器^[40], 如图 15(b) 所示。

此外, 他们还详细研究了器件的高频响应特性, 为其在高速光通信中的应用提供了依据^[41-44]。

为了避免暗电流大带来的信号提取困难, 提高器件室温工作的性能, Vardi 等人提出了 GaN/AlGaIn/AlN 量子级联探测器 (quantum cascade detector, QCD)^[45], 如图 16(a) 所示。在此结构中, 有源区量子阱中激发态上的电子通过级联结构的内部电场作用可以驰豫到下一个有源区量子阱的基态上, 从而在器件中形成电流而无需外加偏压。该量子级联探测器可在光伏模式和室温下工作, 避免了暗电流大导致器件灵敏度低的问题。频率响应测试发现该类型探测器在 1.55 μm 处的 3dB 带宽可达 11.4 GHz^[46], 如图 16(c) 所示。

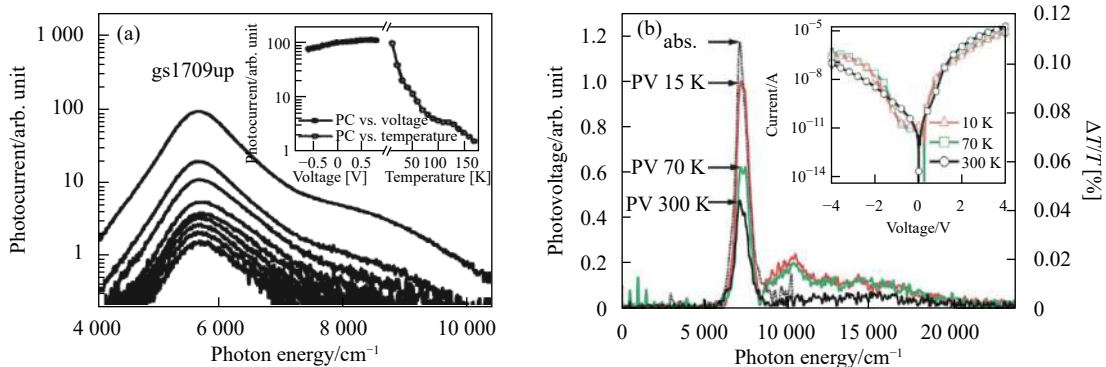


图 15 (a) GaN/AlN 多量子阱红外探测器在不同温度下的光电流响应谱, (b) 肖特基型 GaN/AlN 多量子阱红外探测器在不同温度下的光伏响应谱

Fig.15 (a) The photocurrent response spectra of GaN/AlN MQWs infrared detector under different temperatures, (b) the photovoltaic response spectra of Schottky GaN/AlN MQWs infrared detector under different temperatures

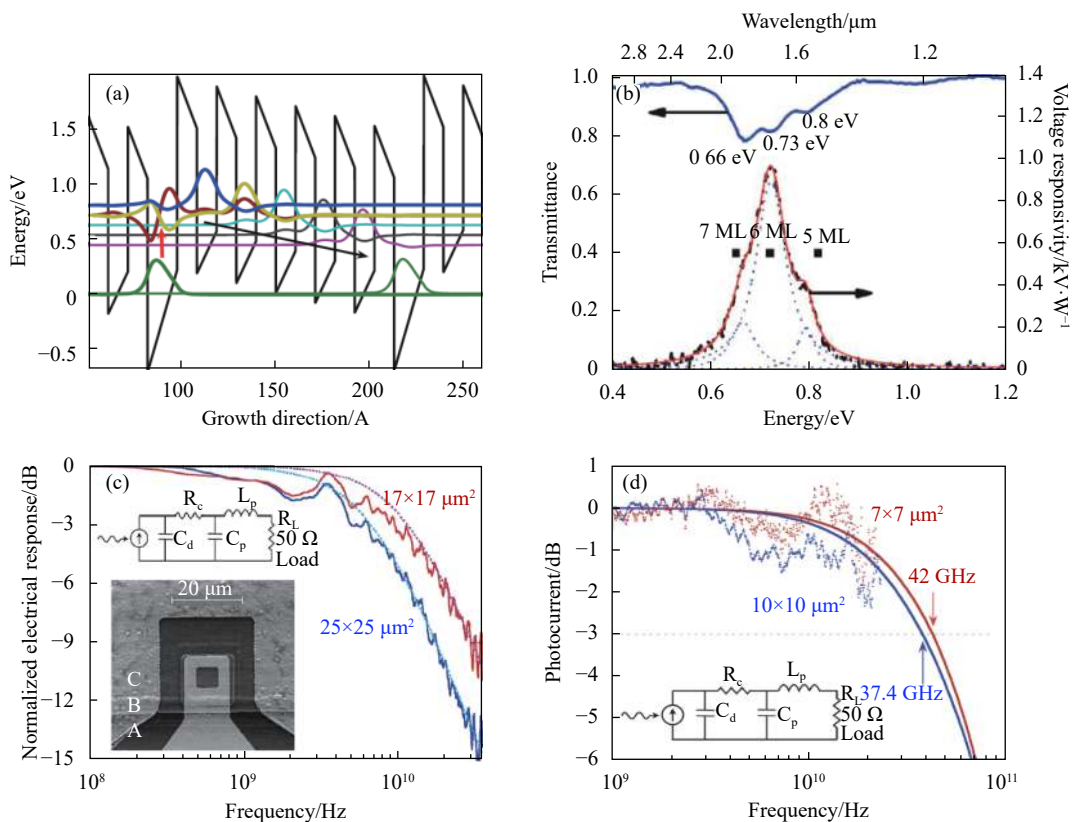


图 16 (a) GaN/AlGaIn/AIn 量子级联探测器的能带示意图, (b) GaN/AlGaIn/AIn 量子级联探测器的透射谱和光伏响应谱, (c) GaN/AlGaIn/AIn 量子级联探测器的频率响应谱, (d) GaN/AlGaIn 量子级联探测器的频率响应谱

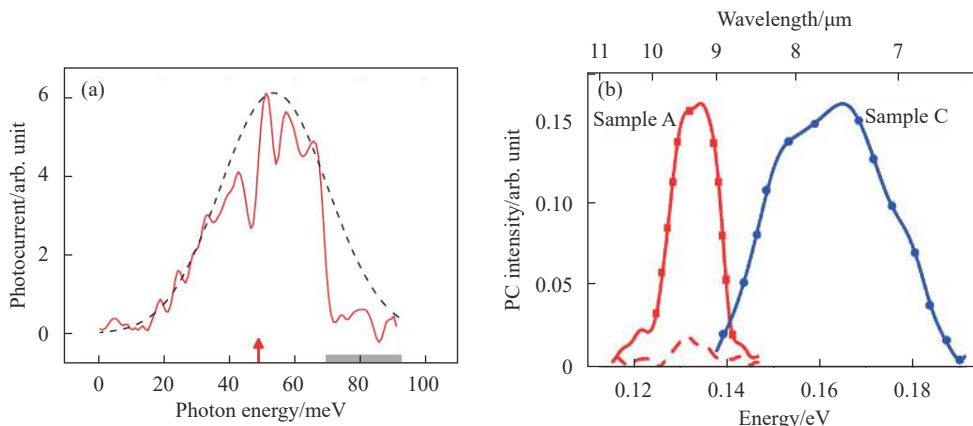
Fig.16 (a) The energy band diagram of GaN/AlGaIn/AIn quantum cascade detectors, (b) the transmission and photovoltaic response spectra of GaN/AlGaIn/AIn quantum cascade detectors, (c) the frequency response spectra of GaN/AlGaIn/AIn quantum cascade detectors, (d) the frequency response spectra of GaN/AlGaIn quantum cascade detectors

示。通过进一步优化器件结构和减小器件面积, Sakr 等人实现了 3dB 带宽高达 42 GHz 的 GaN/AlGaIn 量子级联探测器^[47], 如图 16(d) 所示, 为其在高速光通信中的应用奠定了实验基础。

除了实现近红外和中波红外探测以外, 研究人员还将探测波长延长至太赫兹波段, 在器件层面实现了光电流信号的获取^[48], 如图 17(a) 所示。Pesach 等人

则在非极性 m 面上实现了 InGaIn/AlGaIn 量子阱长波红外探测器^[49], 如图 17(b) 所示。Lahnemann 等人则实现了 GaN/AIn 纳米线量子阱近红外探测器^[50], 如图 17(c) 和 (d) 所示。

在国内, 北京大学沈波教授课题组实现了基于 GaN/AlGaIn 阶梯型量子阱结构的中波红外光电导型探测器^[51]。如图 18(a) 所示, 由于蓝宝石衬底上生长



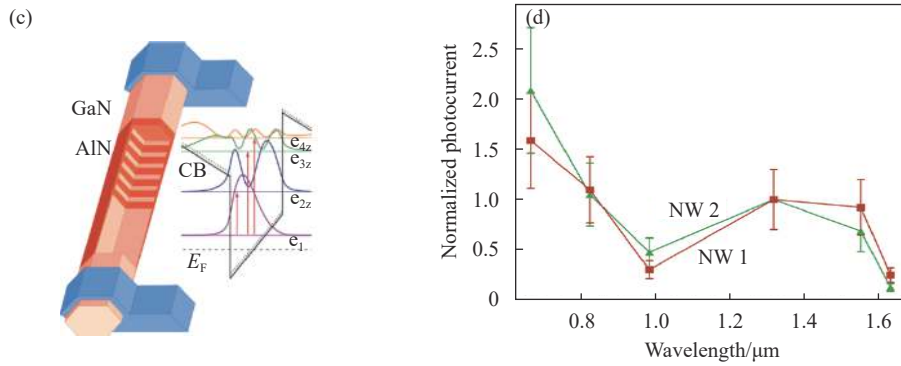


图 17 (a) 双阶梯型 GaN/AlGaIn 量子阱太赫兹探测器的光电流响应谱, (b) m 面 InGaIn/AlGaIn 量子阱长波红外探测器的光电流响应谱, (c) GaN/AlN 纳米线量子阱近红外探测器的器件示意图及其量子阱能带示意图, (d) GaN/AlN 纳米线量子阱近红外探测器的光电流响应谱

Fig.17 (a) The photocurrent response spectra of double step quantum well GaN/AlGaIn MQWs THz detector, (b) the photocurrent response spectra of m-plane InGaIn/AlGaIn MQWs long wavelength infrared detector, (c) the schematic and energy band diagram of GaN/AlN nanowire quantum well near infrared detector, (d) photocurrent response spectra of GaN/AlN nanowire quantum well near infrared detector

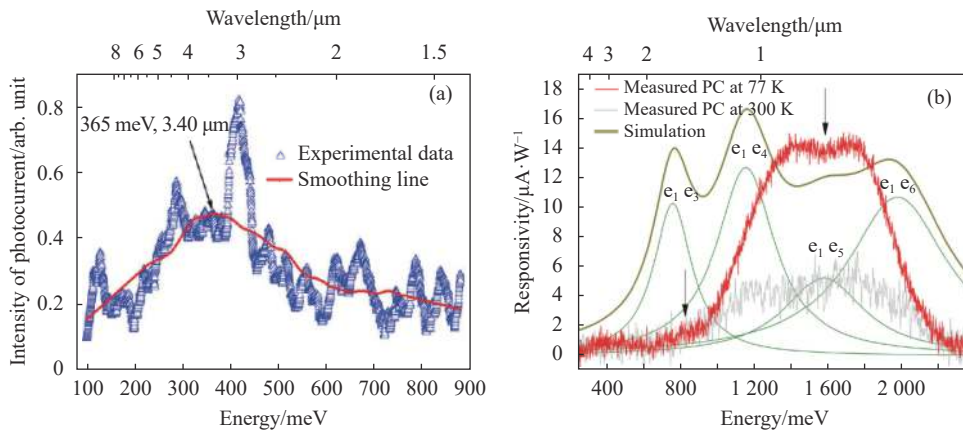


图 18 (a) GaN/AlGaIn 阶梯型量子阱光电导探测器的光谱响应, (b) GaN/AlN 量子级联探测器的光谱响应

Fig.18 (a) The photocurrent response spectra of GaN/AlGaIn step quantum well photoconductive detector, (b) photocurrent response spectra of GaN/AlN quantum cascade detector

的样品晶体质量不及 GaN 体单晶衬底, 器件的红外响应并不是很明显。最近, 他们通过优化器件结构设计, 在 GaN/AlN 量子级联探测器中实现了超宽光谱响应, 从可见光 550 nm 一直到中波红外 4.1 μm ^[52], 如图 18(b) 所示。

6 总 结

GaN 基量子阱红外探测器经过近二十年的研究, 目前已实现了光电导、光伏以及量子级联型探测器原型器件的制备, 相比于目前已经商业应用的 GaAs 基量子阱红外探测器, GaN 基量子阱红外探测器在器件的响应度、比探测率以及工作温度方面等还需要进一步提高。目前来看, 影响器件性能的主要因素是材料的晶体质量, 开发高质量低成本的体单晶衬底是未来

的重要方向之一。此外, 器件结构也是影响其性能的重要方面, 设计和优化器件结构, 充分利用氮化物的极化效应, 可有望实现更高的探测性能以及实现新的多功能器件。未来, 高性能的 GaN 基量子阱红外探测器有望在近红外的光通信方面取得应用。

参考文献:

- [1] Rogalski A. Infrared detectors: an overview. *Infrared Physics & Technology* [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2002, 43(3): 187-210.
- [2] Wang P, Xia H, Li Q, et al. Sensing infrared photons at room temperature: from bulk materials to atomic layers [J]. *Small*, 2019, 15(46): 1904396.
- [3] Hu Weida, Li Qing, Chen Xiaoshuang, et al. Recent progress on advanced infrared photodetectors [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019,

- 68(12): 120701.
- [4] Esaki L, Sakaki H New photoconductor[R]. IBM Tech Discl Bull, 1977, 20: 2456-7.
- [5] Chiu L C, Smith J S, Margalit S, et al. Application of internal photoemission from quantum-well and heterojunction superlattices to infrared photodetectors [J]. *Infrared Physics*, 1983, 23(2): 93-97.
- [6] Smith J S, Chiu L C, Margalit S, et al. A new infrared detector using electron emission from multiple quantum wells [J]. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, 1983, 1(2): 376-378.
- [7] Coon D D, Karunasiri R P G. New mode of IR detection using quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 1984, 45(6): 649-651.
- [8] Coon D D, Karunasiri R P G, Liu H C. Fast response quantum well photodetectors [J]. *Journal of Applied Physics*, 1986, 60(7): 2636-2638.
- [9] West L C, Eglash S J. First observation of an extremely large - dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well [J]. *Applied Physics Letters*, 1985, 46(12): 1156-1158.
- [10] Levine B F, Choi K K, Bethea C G. New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices [J]. *Applied Physics Letters*, 1987, 50(16): 1092-1094.
- [11] Beeler M, Trichas E, Monroy E. III-nitride semiconductors for intersubband optoelectronics: a review [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2013, 28(7): 074022.
- [12] Binggeli N, Ferrara P, Baldereschi A. Band-offset trends in nitride heterojunctions [J]. *Physical Review B*, 2001, 63(24): 245306.
- [13] Yang J, Brown G J, Dutta M, et al. Photon absorption in the Reststrahlen band of thin films of GaN and AlN: Two phonon effects [J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 98(4): 043517.
- [14] Suzuki N, Iizuka N. Electron scattering rates in AlGaIn/GaN quantum wells for 1.55 μm inter-subband transition [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1998, 37: L369-L371.
- [15] Kandaswamy P K, Guillot F, Bellet-Amalric E, et al. GaN/AlN short-period superlattices for intersubband optoelectronics: a systematic study of their epitaxial growth, design, and performance [J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 104(9): 093501.
- [16] Tian W, Yan W Y, Xiong H, et al. Effects of polarization on intersubband transitions of Al_xGa_{1-x}N/GaN multi-quantum wells [J]. *Chinese Physics B*, 2013, 22(5): 057302.
- [17] Suzuki N, Iizuka N. Effect of polarization field on intersubband transition in AlGaIn/GaN quantum wells [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1999, 38: L363-L365.
- [18] Gmachl C, Ng H M, George Chu S N, et al. Intersubband absorption at $\lambda \sim 1.55 \mu\text{m}$ in well-and modulation-doped GaN/AlGaIn multiple quantum wells with superlattice barriers [J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 77(23): 3722-3724.
- [19] Kandaswamy P K, Machhadani H, Bougerol C, et al. Midinfrared intersubband absorption in GaN/AlGaIn superlattices on Si(111) templates [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(14): 141911.
- [20] Machhadani H, Kotsar Y, Sakr S, et al. Terahertz intersubband absorption in GaN/AlGaIn step quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(19): 191101.
- [21] Wu F, Tian W, Yan W Y, et al. Terahertz intersubband transition in GaN/AlGaIn step quantum well [J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, 113(15): 154505.
- [22] Huang C C, Xu F J, Yan X D, et al. Intersubband transitions at atmospheric window in Al_xGa_{1-x}N/GaN multiple quantum wells grown on GaN/sapphire templates adopting AlN/GaN superlattices interlayer [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(13): 132105.
- [23] Chen G, Li Z L, Wang X Q, et al. Effect of polarization on intersubband transition in AlGaIn/GaN multiple quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(19): 192109.
- [24] Tian W, Yan W Y, Hui X, et al. Tunability of intersubband transition wavelength in the atmospheric window in AlGaIn/GaN multi-quantum wells grown on different AlGaIn templates by metalorganic chemical vapor deposition [J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 112(6): 063526.
- [25] Kandaswamy P K, Machhadani H, Kotsar Y, et al. Effect of doping on the mid-infrared intersubband absorption in GaN/AlGaIn superlattices grown on Si(111) templates [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(14): 141903.
- [26] Gmachl C, Ng H M. Intersubband absorption at $\lambda \sim 2.1 \mu\text{m}$ in A-plane GaN/AlN multiple quantum wells [J]. *Electronics Letters*, 2003, 39(6): 567-569.
- [27] Lahourcade L, Kandaswamy P K, Renard J, et al. Interband and intersubband optical characterization of semipolar (11 $\bar{2}$) $\bar{2}$ -oriented GaN/AlN multiple-quantum-well structures [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(11): 111906.
- [28] Kotani T, Arita M, Arakawa Y. Observation of mid-infrared intersubband absorption in non-polar m-plane AlGaIn/GaN multiple quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(26): 261108.
- [29] Kotani T, Arita M, Arakawa Y. Doping dependent blue shift and linewidth broadening of intersubband absorption in non-polar m-plane AlGaIn/GaN multiple quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(11): 112107.
- [30] Kotani T, Arita M, Hoshino K, et al. Temperature dependence of mid-infrared intersubband absorption in AlGaIn/GaN multiple quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(5): 052102.

- [31] Lim C B, Beeler M, Ajay A, et al. Intersubband transitions in nonpolar GaN/Al(Ga)N heterostructures in the short- and mid-wavelength infrared regions [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 118(1): 014309.
- [32] Monavarian M, Xu J, Fireman M N, et al. Structural and optical properties of nonpolar m- and a-plane GaN/AlGaIn heterostructures for narrow-linewidth mid-infrared intersubband transitions [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(20): 201103.
- [33] Lim C B, Ajay A, Bougerol C, et al. Nonpolar m-plane GaN/AlGaIn heterostructures with intersubband transitions in the 5-10 THz band. *Nanotechnology*, 2015/10/05, 2015, 26 (43): 435201.
- [34] Lim C B, Ajay A, Bougerol C, et al. Effect of doping on the far-infrared intersubband transitions in nonpolar m-plane GaN/AlGaIn heterostructures [J]. *Nanotechnology*, 2016, 27(14): 145201.
- [35] Lim C B, Ajay A, Lähnemann J, et al. Effect of Ge-doping on the short-wave, mid- and far-infrared intersubband transitions in GaN/AlGaIn heterostructures [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2017, 32(12): 125002.
- [36] Beeler M, Hille P, Schörmann J, et al. Intraband absorption in self-assembled Ge-doped GaN/AlN nanowire heterostructures [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3): 1665-1673.
- [37] Ajay A, Blasco R, Polaczyński J, et al. Intersubband absorption in GaN nanowire heterostructures at mid-infrared wavelengths [J]. *Nanotechnology*, 2018, 29(38): 385201.
- [38] Lähnemann J, Browne D A, Ajay A, et al. Near- and mid-infrared intersubband absorption in top-down GaN/AlN nano- and micro-pillars [J]. *Nanotechnology*, 2018, 30(5): 054002.
- [39] Hofstetter D, Schad S S, Wu H, et al. GaN/AlN-based quantum-well infrared photodetector for 1.55 μm [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 83(3): 572-574.
- [40] Hofstetter D, Baumann E, Giorgetta F R, et al. High-quality AlN/GaN-superlattice structures for the fabrication of narrow-band 1.4 μm photovoltaic intersubband detectors [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(12): 121112.
- [41] Hofstetter D, Baumann E, Giorgetta F R, et al. Photodetectors based on intersubband transitions using III-nitride superlattice structures [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2009, 21(17): 174208.
- [42] Giorgetta F R, Baumann E, Guillot F, et al. High frequency ($f=2.37$ GHz) room temperature operation of 1.55 μm AlN/GaN-based intersubband detector [J]. *Electronics Letters*, 2007, 43(3): 185-186.
- [43] Hofstetter D, Graf M, Aellen T, et al. 23 GHz operation of a room temperature photovoltaic quantum cascade detector at 5.35 μm [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(6): 061119.
- [44] Hofstetter D, Baumann E, Giorgetta F R, et al. High frequency measurements on an AlN/GaN-based intersubband detector at 1550 and 780 nm [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(23): 231104.
- [45] Vardi A, Bahir G, Guillot F, et al. Near infrared quantum cascade detector in GaN/AlGaIn heterostructures [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(1): 011112.
- [46] Vardi A, Kheirodin N, Nevou L, et al. High-speed operation of GaN/AlGaIn quantum cascade detectors at $\lambda=1.55$ μm [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(19): 193509.
- [47] Sakr S, Crozat P, Gacemi D, et al. GaN/AlGaIn waveguide quantum cascade photodetectors at $\lambda \approx 1.55$ μm with enhanced responsivity and ~ 40 GHz frequency bandwidth [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(1): 011135.
- [48] Sudrajat F F, Zhang W, Woodward J, et al. Far-infrared intersubband photodetectors based on double-step III-nitride quantum wells [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(24): 241113.
- [49] Pesach A, Gross E, Huang C Y, et al. Non-polar m-plane intersubband based InGaIn/(Al)GaIn quantum well infrared photodetectors [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(2): 022110.
- [50] Lähnemann J, Ajay A, Den Hertog M I, et al. Near-infrared intersubband photodetection in GaN/AlN nanowires [J]. *Nano Letters*, 2017, 17(11): 6954-6960.
- [51] Rong X, Wang X Q, Chen G, et al. Mid-infrared photoconductive response in AlGaIn/GaN step quantum wells [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5(1): 14386.
- [52] Quach P, Liu S F, Jollivet A, et al. A GaN/AlN quantum cascade detector with a broad response from the mid-infrared (4.1 μm) to the visible (550 nm) spectral range [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 116(17): 171102.



通讯作者简介: 吴峰,男,1988年生,现为华中科技大学武汉光电国家研究中心副研究员,博士研究生学历。目前研究方向为半导体材料生长及光电子器件制备,包括第三代半导体氮化物外延生长、新型二维半导体生长表征,基于氮化物和二维半导体的发光器件和探测器件制备和机理研究。Email: wufeng123@hust.edu.cn