

# GaAs/GaAlAs 量子阱双色红外探测器的光电性质的研究\*

崔丽秋<sup>1,2</sup> 江德生<sup>1</sup> 张耀辉<sup>1</sup> 吴文刚<sup>1</sup> 刘伟<sup>1</sup>  
宋春英<sup>1</sup> 李月霞<sup>1</sup> 孙宝权<sup>1</sup> 王若桢<sup>2</sup>

(1 半导体超晶格国家重点实验室 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

(2 北京师范大学物理系 北京 100875)

**摘要** 本文综述了有关新型的 GaAs/AlGaAs 体系双色量子阱红外探测器的结构特性和光电特性的研究工作。双色探测器工作在  $3\sim 5\mu\text{m}$  及  $8\sim 12\mu\text{m}$  大气窗口波段范围, 是光伏响应模式和光导响应模式相结合的偏压控制型两端器件。研究内容包括探测器的器件结构特性、红外光吸收特性、红外光电流响应、暗电流、噪声特性和探测率测试分析等等。首次从理论和实验两方面探讨有关量子阱束缚子能带到扩展态中不同虚能级之间的光跃迁问题及光电子输运问题。

PACC: 7240, 0762, 7830

## 1 前言

近年来, 量子阱红外探测器及其相关的物理问题引起人们很大的兴趣。其中包括: 量子阱间光跃迁、光电导、暗电流、噪声分析等等<sup>[1]</sup>。本文详细报道了我们在量子阱红外探测器光电特性方面所做的工作。讨论了  $3\sim 5\mu\text{m}$  双势垒量子阱红外探测器和双色探测器的红外吸收特性, 光电流和暗电流的形成机制, 以及探测器噪声和探测率的测试分析。我们制备的 GaAs/AlAs/GaAlAs 双势垒单色量子阱红外探测器典型的响应峰值波长在  $5.3\mu\text{m}$ , 85K 测试温度下峰值探测率达  $5\times 10^{11}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ , 500K 黑体探测率达  $3.1\times 10^9\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ , 是光伏型探测器。双色探测器是以 GaAs 为基的量子阱红外探测器, 工作波长由偏压控制<sup>[2,3]</sup>。双色探测器在 0 伏偏压下响应在  $3\sim 5\mu\text{m}$  大气窗口波长范围, 峰值探测率达  $5\times 10^{11}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ , 500K 黑体探测率  $3.0\times 10^9\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ; 2 伏偏压下响应在  $8\sim 12\mu\text{m}$  大气窗口范围, 峰值探测率超过  $10^{11}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ , 500K 黑体探测率达  $3\times 10^9\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

尽管传统上多采用 InSb 和 HgCdTe 作为红外探测器材料, 但是, GaAs/GaAlAs 材料具有更成熟的生长工艺, 很容易做到大面积均匀, 并能做探测元件的线列或面阵。从物理角度来看, GaAs/GaAlAs 量子阱红外探测器的光谱响应较窄(跃迁机制与体材料不同), 响应

\* 中国科学院院长基金资助项目

崔丽秋 女, 1972 年出生, 硕士研究生, 现从事量子阱红外探测器的研究

江德生 男, 研究员, 博士生导师, 从事半导体超晶格光学性质和低维结构物理的研究

1996 年 6 月 20 日收到初稿, 1996 年 9 月 16 日收到修改稿

波长可以通过结构参数的改变而大范围调节( $2\sim 20\mu\text{m}$ )。因此,借助微电子工艺可以更容易的制备大规模、高均匀性、高阻抗、高灵敏度和高成品率的红外探测器。

## 2 器件结构

红外探测器有源区是用分子束外延方法生长在半绝缘 GaAs(100)衬底上。双色探测器由两组量子阱串列组成,对应  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段的一组量子阱的典型结构是 30 个周期的双势垒量子阱(DBQW):

$\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  (30nm)/AlAs (1.5nm)/GaAs (5nm)/AlAs (1.5nm)/ $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  (30nm)。对应  $8\sim 12\mu\text{m}$  波段的一组为 30 个周期的矩形量子阱(SQW):

GaAs(4nm)/ $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ (30nm)。

用于  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段的单色红外探测器样品,其有源区结构与双色探测器响应在  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段的量子阱相同。所有的量子阱的阱区均  $n^+$ 掺杂,浓度为  $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。多量子阱有源区被夹在两个  $n^+$  GaAs 层之间,采用台面腐蚀工艺制成直径为  $200\mu\text{m}$  的台面型器件,并在两个  $n^+$  GaAs 层引出欧姆电极。做探测器的单管线列时,将衬底磨  $45^\circ$  角,红外光从侧面进入探测器。

## 3 红外吸收

量子阱子带间红外吸收光谱测量在傅里叶红外光谱仪上进行,采用波导方式(见图 1(a)的插图),利用多次内反射以增加吸收区长度,同时, $45^\circ$  角入射使入射光有沿量子阱生长方向的偏振分量,以增强吸收。图 1(a)是  $3\sim 5\mu\text{m}$  双势垒量子阱红外探测器在不同温度下的红外吸收光谱。77K 温度下,红外吸收峰在  $1869\text{cm}^{-1}$ ,对应量子阱子带间的红外吸收。图 1(b)是双色探测器样品在 77K 和 300K 温度下的红外吸收光谱,在  $1850\text{cm}^{-1}$  附近及  $880\text{cm}^{-1}$  附近存在两个红外光吸收峰。

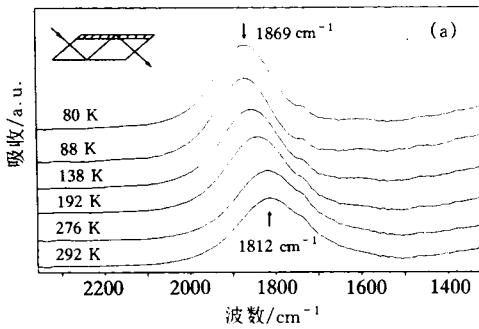


图 1(a)  $3\sim 5\mu\text{m}$  单色探测器的红外吸收光谱

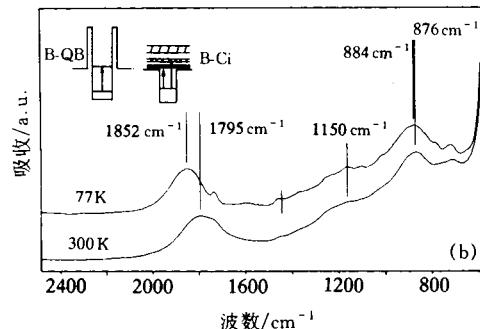


图 1(b) 双色探测器的红外吸收光谱

与图 1(a)对比可知,这两个吸收峰分别对应双色探测器样品的  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段和  $8\sim 12\mu\text{m}$  波段的量子阱子带间吸收。从图 1(a)和图 1(b)中还明显看到红外吸收峰随测量温度的降低发生明显蓝移。研究表明,高掺杂量子阱子带间红外吸收峰的温度蓝移与量子阱中电子的多体效应有关<sup>[4]</sup>。

## 4 红外光电流响应

两个探测器样品在不同偏压下的红外光电流响应谱测量分别在傅里叶红外光谱仪上进行,红外光从侧面进入探测器(探测器的剖面结构见图 2(a)中的插图),测量温度为 80K。偏压用电压源或恒流源加上,得到的光谱响应基本一致。

$3\sim 5\mu\text{m}$  双势垒量子阱红外探测器的光电流响应谱(图 2(a))表明, $3\sim 5\mu\text{m}$  GaAs/GaAlAs 量子阱红外探测器是典型的光伏型器件:零偏压时有较大的光电流信号;负偏压下光电信号略增,然后呈现饱和趋势;正偏压下,光电信号减小。加偏压时,偏压方向为:上电极接正,衬底接负为正向偏压。我们认为,结构设计对称的双势垒量子阱器件表现出光伏型特征的原因在于:MBE 生长过程中引入了不对称性使得探测器有源区存在内建电场,在 GaAs 量子阱中内建电场方向指向衬底,AlGaAs 势垒层中则有相反方向的内建电场<sup>[5,6]</sup>。处于量子阱激发态的光电子在探测器结构中的纵向输运主要受 AlGaAs 势垒层中的电场的影响。外加偏压对 AlGaAs 层中的电场产生影响,从而影响光电子的输运。正偏压削弱 AlGaAs 层的电场,光电流减小;负偏压增强 AlGaAs 层电场,光电子在 AlGaAs 层中的输运速度饱和,导致光电流响应出现饱和趋势。

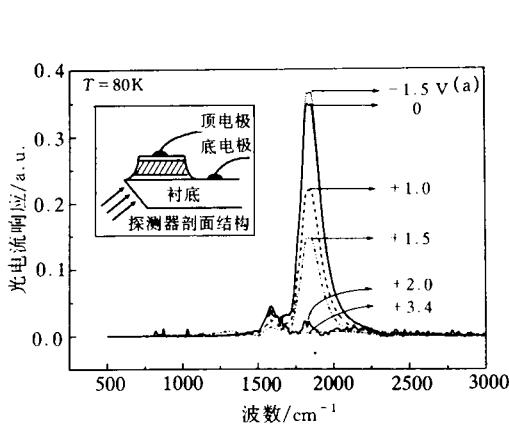


图 2(a)  $3\sim 5\mu\text{m}$  单色探测器的光电流响应谱

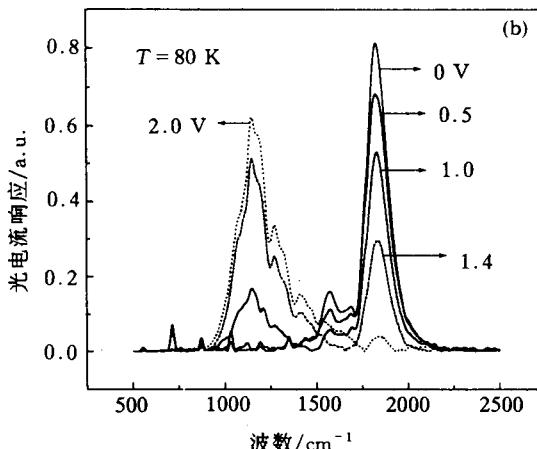


图 2(b) 双色探测器的光电流响应谱

下面讨论双色量子阱红外探测器样品在不同偏压下的光电流响应(图 2(b))。零偏压时,响应谱中仅出现一个在  $1850\text{cm}^{-1}$  附近的短波长红外光电流峰。与红外吸收谱图 1(b)对比,可以看出,在短波长范围的光电流来自探测器的短波长量子阱结构的子带间光跃迁。双色探测器短波长红外波段的工作与  $3\sim 5\mu\text{m}$  单色红外探测器一样是光伏模式。此波长范围的光电流信号随偏压的增加而逐渐减小。与此同时,长波长( $8\sim 12\mu\text{m}$ )红外波段的响应峰却随偏压增大,偏压 2V 左右时达到可与零偏压时  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段的响应峰相比拟的高度。这表明,双色 GaAs/GaAlAs 量子阱红外探测器的  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段的响应具有光伏特性, $8\sim 12\mu\text{m}$  波段的响应具有光导特性。我们可以通过控制偏压实现探测器的工作波段在两个大气窗口的切换。

双色探测器在两个工作波段的红外光电流响应的相对强度随偏压的变化而发生截然相

反的变化,因而可以通过改变偏压来实现探测器的工作波段在两个大气窗口之间的切换。但是,在偏压改变的过程中,两个波段的光电流响应峰各自的能量位置及其响应比值带宽( $\Delta\lambda/\lambda_p$ )几乎不发生明显变化。光电流响应的强度与探测器中光生载流子的收集效率,以及与光电子的输运过程密切相关,而响应能量位置及比值带宽则与产生光吸收的子能级之间的能量间距及子能带寿命展宽等密切相关。分析表明,在我们所加的偏压范围内,外电场对量子阱子带间红外吸收特性的影响较小。双色探测器光电流响应随外偏压的变化,主要是由光电子的输运特性决定的。双色探测器在两个大气窗口的光电流响应的比值带宽的差别很大,在短波长波段的响应比值带宽  $\Delta\lambda/\lambda_p = 7.6\%$ ,而在长波长波段的响应比值带宽  $\Delta\lambda/\lambda_p = 18.4\%$ ,是短波长响应宽度的 2.4 倍。我们认为,这是由于不同波段的光响应来自不同类型的子带间光跃迁所导致的。短波长波段的响应是利用量子阱束缚子带到准束缚子带(B-QB)的光跃迁,而长波长响应是利用束缚子带到扩展态虚能级(B-Ci)之间的光跃迁。

将双色探测器的红外光吸收谱和红外光电流谱进行对比进一步证明这一判断。我们发现  $3 \sim 5\mu\text{m}$  大气窗口范围的红外吸收峰和光电流峰能量位置是一致的,都来自双势垒量子阱的束缚子带到准束缚子带间的光跃迁;而  $8 \sim 12\mu\text{m}$  大气窗口波段的红外吸收峰与红外光电流峰的能量位置不一致,光电流谱中响应峰位置在  $1153\text{cm}^{-1}$ (对应能量  $143\text{meV}$ , 波长  $8.67\mu\text{m}$ ),而在这个波段范围的主要红外吸收峰位置在  $884\text{cm}^{-1}$ (对应能量  $110\text{meV}$ , 波长  $11.3\mu\text{m}$ ),与光电流谱峰相差大约  $33\text{meV}$ 。在吸收谱上我们还看到,在主吸收峰的高能侧位于大约  $1100\text{cm}^{-1} \sim 1250\text{cm}^{-1}$  的范围内存在一个弱的吸收肩,此吸收肩位置正好与红外光电流峰的能量位置相对应。为了解释这个实验现象,我们根据有效质量理论,采用包络函数模型,对矩形量子阱导带的各子能级的位置和电子波函数进行了理论计算。如取量子阱宽  $W_w = 3.5\text{nm}$ 、势垒层 Al 组分  $x = 0.25$ (与设计值略有偏差,生长过程中出现这样的误差是可能的),得到的子带间跃迁能量与实验结果符合得很好。计算得到, GaAs 量子阱中只存在一个束缚态子能级  $E_b$ ,能量位置在  $99\text{meV}$ ,其余均为处于势垒上方的连续带中的虚能级  $E_{ci}^{[7]}$ 。当红外入射光的能量与  $E_b$ 、 $E_{ci}$  的能量间距接近时,发生  $E_b \rightarrow E_{ci}$  的子带间光跃迁。由于多量子阱结构中的子能级波函数可以写成带边波函数和包络波函数的乘积,当发生子带间光跃迁时,初末态的带边波函数基本相同,子带间跃迁实质上是包络态间的跃迁。包络波函数  $\varphi_{cn}$  是量子阱生长方向 Z 的函数,子带间跃迁矩阵元可以简化为

$$\hat{\epsilon}(\varphi_{cn})' |\vec{P}_z | \varphi_{cn} \rangle$$

式中  $\hat{\epsilon}$  是入射光偏振;  $\vec{P}_z$  是动量算符的 Z 分量。由子带间跃迁矩阵元可以看出子带间跃迁对入射光偏振的依赖性和子带间跃迁的选择定则:奇(偶)  $\rightarrow$  奇(偶)宇称的包络态间的跃迁是禁戒的,奇(偶)  $\rightarrow$  偶(奇)宇称的包络态间的跃迁是允许的。对于双色探测器  $8 \sim 12\mu\text{m}$  波段的量子阱而言,  $E_b$ 、 $E_{c2}$ 、 $E_{c4}$  能级的波函数是偶宇称的,  $E_{c1}$ 、 $E_{c3}$  的是奇宇称。所以,  $E_b \rightarrow E_{c1}$ 、 $E_{c3}$  是允许跃迁,  $E_b \rightarrow E_{c2}$ 、 $E_{c4}$  是禁戒跃迁。计算得到  $E_b$  与  $E_{c1}$  的能量间距  $109\text{meV}$ ,与实验测量到的红外吸收峰位置( $884\text{cm}^{-1}$ 、 $110\text{meV}$ )对应非常好。 $E_b$  与  $E_{c3}$  的能量间距的计算值是  $150\text{meV}$ ,与红外吸收谱上位于  $1100\text{cm}^{-1} \sim 1250\text{cm}^{-1}$  的吸收肩型信号以及光电流谱上的光电流峰( $1153\text{cm}^{-1}$ 、 $143\text{meV}$ )对应。所以,我们指认红外吸收谱上的吸收峰对应  $E_b \rightarrow E_{c1}$  跃迁,而吸收谱上的肩型吸收结构及光电流谱上的光电流峰来自相同的子带间跃迁  $E_b \rightarrow E_{c3}$ 。吸收谱上,吸收肩的相对强度明显弱于吸收峰,这是因为  $E_b$  与高能态  $E_{c3}$  的波函数交迭积分

小于  $E_b$  与  $E_{c1}$  的交迭积分的缘故。而对光电流谱来说, 当量子阱存在两个子带间红外吸收过程 ( $E_b \rightarrow E_{c1}$ 、 $E_b \rightarrow E_{c3}$ ), 却只出现与  $E_b \rightarrow E_{c3}$  跃迁相对应的光电流响应信号。这表明, 更高能量的扩展态虚能级  $E_{c3}$  上的电子的波函数在 Z 方向的扩展程度更大, 有利于光电子在探测器结构中的纵向输运。

## 5 暗电流

暗电流特性对量子阱红外探测器的性能有重要影响。暗电流主要决定红外探测器的噪声特性, 同时也决定探测器的输出阻抗, 影响与读出电路的匹配。

红外探测器的暗电流主要由三部分组成: 热离子发射, 热辅助隧穿和与温度无关的隧穿。增加量子阱的势垒宽度和提高势垒层材料的完整性可以抑制掉与温度无关的隧穿。但是, 探测器通常在 77K 温度下工作, 热离子发射和热辅助隧穿导致的暗电流是无法消除的, 我们只能通过优化, 使其变得最小。

3~5μm 双势垒量子阱红外探测器的暗电流谱(图 3(a))。表现出明显的整流特性: 正反偏压下暗电流不对称。这正是能带结构的不对称性<sup>[5]</sup>的体现。量子阱近衬底端的势垒比另一端的势垒高, 阻止基态电子流向衬底。正偏压下, 电子向顶电极流动的趋势更大, 所以出现正偏压下(顶电极接正)暗电流比反偏压要大的整流特性。

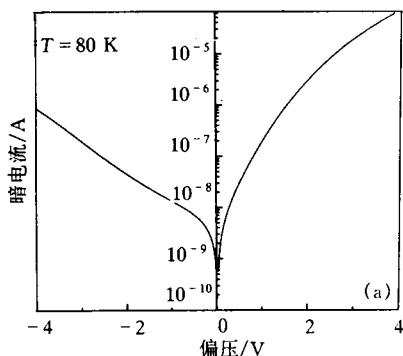


图 3(a) 3~5μm 单色探测器的暗电流

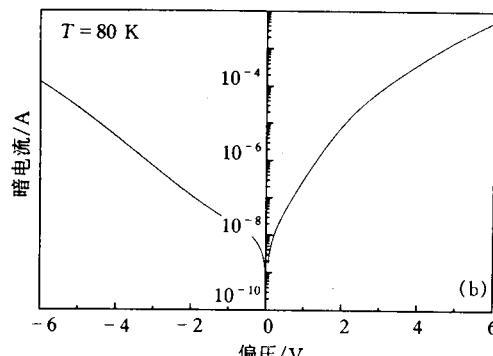


图 3(b) 双色探测器的暗电流

双势垒量子阱红外探测器的暗电流谱(图 3(b))也体现出正反偏压下的不对称性, 对它的解释涉及到中波长和长波长两组串联的量子阱产生的暗电流的贡献。两部分暗电流不是简单的取和, 还关系到偏压在两个波段的动态分配以及两个波段各自的动态微分电阻等。

如图 3(a)、(b) 的 I-V 特性曲线所示, 器件的暗电流很小, 这表明了我们的材料与器件工艺是很好的。

## 6 噪声

探测器的噪声性能在探测器的工作过程中起很关键的作用, 是决定探测率高低的决定性因素之一。红外探测器的噪声主要有四种:  $1/f$  噪声、暗电流噪声(产生-复合噪声)、热噪声和背景光噪声。

$1/f$  噪声只在低频下显著，并且它与接触电极的质量密切相关。GaAs/GaAlAs 量子阱红外探测器的电极是良好的欧姆接触， $1/f$  噪声很小，可以忽略。

热噪声(Johnson 噪声)是由载流子的随机热运动引起的，任何有电阻的材料都有热噪声。热噪声在探测器的偏压为零时很显著，偏压增大时，热噪声要减小<sup>[8]</sup>。零偏压附近的热噪声均方电流近似为：

$$i_{n,J}^2 = (4kT/R_{ac}) \Delta f$$

热噪声的均方电压是：

$$v_{n,J}^2 = i_{n,J}^2 R_{ac}$$

式中  $k$  为 Boltzmann 常数； $T$  为样品温度； $\Delta f$  是测量带宽； $R_{ac}$  是探测器微分电阻。我们所做的工作波段在  $3\sim 5\mu\text{m}$  大气窗口范围的量子阱红外探测器是光伏型器件，一般在零偏压下工作，热噪声对总噪声的贡献很大。当  $T=80\text{K}$ ，从  $I-V$  曲线可以算得  $V_b=0\text{V}$  时  $R_{ac}$  大约是  $36.7\text{M}\Omega$ ， $\Delta f$  为  $0.8096\text{Hz}$  时，估算  $3\sim 5\mu\text{m}$  探测器的热噪声大约是  $0.36\mu\text{V}$ 。

当探测器在偏压下工作时，暗电流噪声很显著。暗电流噪声的实质是产生-复合噪声，可以用产生-复合噪声的公式形式来表示暗电流噪声：

$$i_{n,d}^2 = 4e g_n I_d \Delta f$$

式中  $I_d$  为暗电流，噪声增益  $g_n$  定义为  $g_n=1/N_w P$ ，( $N_w$ —量子阱的个数； $P$ —量子阱对电子的俘获几率)。我们知道，光电导增益  $g_p=P_e/N_w P$ ，( $P_e$ —量子阱激发态上的电子从阱中逃逸的几率)。对于光跃迁发生在基态到扩展态之间的量子阱红外探测器，光电子处于扩展态， $P_e \approx 1$ 。这时， $g_n \approx g_p$ 。因而，暗电流噪声近似为：

$$i_{n,d}^2 = 4e g_p I_d \Delta f$$

暗电流噪声是光导型探测器工作时的噪声的主要组成部分。

当双色探测器在零偏压下工作在  $3\sim 5\mu\text{m}$  波段时，暗电流噪声极小。取  $T=80\text{K}$ 、 $\Delta f=0.8096\text{Hz}$ ，从  $I-V$  曲线得到  $R_{ac}=50\text{M}\Omega$ ，估算探测器的热噪声为  $0.42\mu\text{V}$ 。当探测器工作偏压增大到  $2\text{V}$ ，双色探测器的工作波段切换到  $8\sim 12\mu\text{m}$  大气窗口范围，对于 GaAs/GaAlAs n 型量子阱红外探测器， $P=L_w/(\tau_R V_d)$ ， $L_w=5\text{nm}$ ， $\tau_R$  代表光生载流子的俘获时间，一般为  $10^{-12}\text{s}$ ，通常光生载流子的漂移速度  $V_d$  约为  $10^7\text{cm/s}$ ，估算得到  $P \approx 5\%$ ， $g_p \approx g_n \approx 0.67$ 。从  $I-V$  曲线得到  $I_d=0.113\mu\text{A}$  ( $V_b=-2\text{V}$ )。探测器的暗电流噪声估算为  $1.02\mu\text{V}$ ，是  $0\text{V}$  偏压时探测器热噪声的 2.4 倍，与实验测量结果接近。

背景光噪声(Background 噪声)是任何光探测器都无法消除的。背景光噪声是由探测器吸收的背景光( $\Phi_B$ )的光子数目起伏而引起的。背景光噪声与探测器的光电导增益  $g_p$  有关：

$$i_{n,B}^2 = 4e^2 g_p^2 \Phi_B \Delta f$$

我们在对探测器的特性进行测试的过程中，给探测器的窗口加透射滤光片，使探测器的背景光噪声受到抑制。

## 7 探测率

探测率是用来表征探测器对微弱信号的探测能力的性能参数。一般来说，为了比较不同测量带宽、不同光敏面积的光探测器的性能，人们引入规一化到测量带宽  $1\text{Hz}$ ，探测器光敏面积  $1\text{cm}^2$  的比探测率  $D^*$ ：

$$D^* = R_v V_n^{-1} (A_d \Delta f)^{1/2} (\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W})$$

式中  $R_v$  为电压响应率, 是输出信号电压  $V_v$  与入射光功率  $\Phi_p$  的比值;  $V_n$  为探测器的噪声电压;  $A_d$  为探测器光敏面积;  $\Delta f$  为测量带宽。在探测器的实际使用中, 人们很关心黑体探测率  $D_{BB}^*$ :

$$D_{BB}^* = R_{BV} V_n^{-1} (A_p \Delta f)^{1/2} (\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W})$$

式中  $R_{BV} = V_s / \Phi_B$  是探测器的黑体电压响应率;  $\Phi_B$  是黑体辐射基频均方根功率。 $D_{BB}^*$  与具体测量条件有关。对于红外探测器, 通常把 500K 黑体温度下, 调制频率 800Hz 的黑体探测率  $D_{BB}^*(500\text{K}, 800\text{Hz})$  作为可比较的性能参数。

另外, 与探测器的响应峰值  $\lambda_p$  相对应的峰值探测率  $D_{\lambda p}^*$  也是表征探测器性能的一项重要指标。 $D_{\lambda p}^*$  是单色比探测率。量子阱红外探测器的响应频谱较窄, 是窄带探测器, 其峰值探测率近似为对应探测器有效探测波长范围内的探测率。计算方法为:

$$D_{\lambda p}^* \approx D_{BB}^* \Gamma$$

校正因子  $\Gamma = \int M_b(T_b, \nu) d\nu / \int M_b(T_b, \nu) R(\nu) d\nu$ ,  $T_b$  为黑体温度;  $M_b(T_b, \nu)$  为黑体辐射功率分布函数;  $R(\nu)$  为探测器的频谱响应;  $\nu$  是波数。

我们测量了 3~5μm 量子阱红外探测器和双色探测器的峰值探测率和黑体探测率。黑体温度  $T_B = 500\text{K}$ , 调制频率 833Hz, 探测器温度 85K。测量结果见表 1。

表 1

	偏压 $V_b/\text{V}$	峰值波长 $\lambda_p/\mu\text{m}$	峰值探测率 $D_{\lambda p}^*/(\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W})$	黑体探测率 $D_{BB}^*/(\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W})$
单色探测器 3~5μm	0	5.3	$5 \times 10^{11}$	$3.1 \times 10^9$
双色探测器 3~5μm 波段	0	5.3	$\geq 10^{11}$	$3.1 \times 10^9$
双色探测器 8~12μm 波段	2	9.0	$\geq 10^{10}$	$1.0 \times 10^9$

## 8 结论

综上所述, 我们在进行量子阱结构设计、材料生长、器件研制和光学电学测量的基础上, 系统分析了 GaAs/GaAlAs 量子阱红外探测器的器件结构特性, 红外光吸收和光电流特性, 暗电流和噪声及探测率等问题, 测量和研究了量子阱束缚态与扩展态虚能级间的光吸收和光电子输运过程。这些研究工作有助于对量子阱红外探测器的物理机制的理解, 对优化量子阱红外探测器的结构, 提高探测器的性能, 进而对实现多色探测和红外焦平面列阵等应用具有重要意义。

## 参 考 文 献

- [1] B. F. Levine, A. Zussman, S. D. Gunapala *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 1992, **72**: 4429.
- [2] Yaohui Zhang, D. S. Jiang, J. B. Xia *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**: 2114.
- [3] 张耀辉, 江德生, 崔丽秋, 等, *半导体学报*, 1996, **17**: 151.
- [4] M. O. Manasreh, F. Szmulowicz *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**: 1790.
- [5] H. Schneider, E. C. Larkins *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **63**: 782.
- [6] 崔丽秋, 江德生, 张耀辉, 等, *半导体学报*, 1996, **17**: 557.

[ 7 ] Z. Ikonik, V. Milanovic and D. Tjapkin, *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**: 247.

[ 8 ] B. Xing, H. C. Liu *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 1994, **76**: 1889.

## Photoelectric Properties of Two-Color GaAs/GaAlAs Quantum Well Infrared Photodetectors

Cui Liqiu<sup>1,2</sup>, Jiang Desheng<sup>1</sup>, Zhang Yaohui<sup>1</sup>, Wu Wengang<sup>1</sup>, Liu Wei<sup>1</sup>,  
Song Chunying<sup>1</sup>, Li Yuexia<sup>1</sup>, Sun Baoquan<sup>1</sup> and Wang Ruizhen<sup>2</sup>

(1 *National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,  
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083*)

(2 *Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875*)

Received 20 June 1996, revised manuscript received 16 September 1996

**Abstract** The structural and photoelectric properties of a new voltage-tunable two-color ( $3 \sim 5\mu\text{m}$  and  $8 \sim 12\mu\text{m}$ ) GaAs/AlGaAs multiple quantum well infrared photodetectors (QWIP) are reviewed in this paper. The measurements and theoretical analysis include optical absorption, infrared photocurrent responsivity, dark current, noise character, as well as detectivity. A detailed discussion is made on the device physics of the intersubband transitions based on photoexcitation from bound state to different virtual energy levels in the continuum. These results allow a better understanding of the optical and transport behaviors and thus an optimization of the QWIP performance.

**PACC:** 7240, 0762, 7830