多体效应对太赫兹量子阱探测器的影响

邵棣祥[1,2]，郭旭光[1]，张 戎[2]，王 丰[2]，符张龙[2]，王海霞[2]，姚 辰[2]，周 涛[2]，曹俊诚[2]，庄松林[1]

[1]上海理工大学光电信息与计算机工程学院，上海 200093；

[2]中国科学院上海微系统与信息技术研究所太赫兹固态技术重点实验室，上海 200050

摘要 设计了一种太赫兹量子阱光电探测器(THz-QWP)，并利用该器件研究了多体效应。通过表征和分析器件的光电流谱，发现多体效应改变了器件的峰值响应频率，并且引起了双响应峰现象，从而验证了多体效应能加深有效势阱深度并增大基带与第一激发能级态之间的间距。因此，在 THz-QWP 的结构设计中，考虑多体效应具有重要意义。

关键词 探测器；太赫兹；量子阱；多体效应；光电探测器

中图分类号 TN3 **文献标识码** A

doi：10.3788/AOS201737.1004001

Influence of Many-Body Effect on Terahertz Quantum Well Photodetectors

Shao Dixiang[1,2], Guo Xuguang[1], Zhang Rong[2], Wang Feng[2], Fu Zhanglong[2], Wang Haixia[2], Yao Chen[2], Zhou Tao[2], Cao Juncheng[2], Zhuang Songlin[1]

[1] *School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai* 200093, *China*;

[2] *Key Laboratory of Terahertz Solid-State Technology, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai* 200050, *China*

Abstract A terahertz quantum well photodetector (THz-QWP) is designed and the many-body effect is investigated in this device. By characterizing and analyzing the photo-current spectrum of this device, it is found that the many-body effect changes the peak response frequency and causes the phenomenon of two response peaks, and thus it is confirmed that the many-body effect can deepen the depth of the effective well potential and simultaneously increase the energy spacing between the first excited state and the ground state. Therefore, it is important for the THz-QWP design to take the many-body effect into account.

Key words detectors; terahertz; quantum well; many-body effect; photodetectors

OCIS codes 040.2235; 230.5590; 250.5590

1 引 言

太赫兹波是一种介于毫米波与红外线之间的电磁波，频率范围为 0.1～10 THz，对应的波长为 3～0.03 mm，具有介质穿透性强、电离性弱等优点[1]，其在材料特性研究、成像技术、环境监测、无损检测、医学诊断、无线通信等领域具有广阔的应用前景[2]。太赫兹量子阱光电探测器(THz-QWP)是一种基于半导体结构的光子探测器[3]，具有响应速度快、体积小、寿命长、稳定性高和工艺成熟等优点，因此特别适用于太赫兹波段的高速探测与成像应用。

收稿日期：2017-03-10；**收到修改稿日期**：2017-04-28

基金项目：国家 973 计划(2014CB339803)、国家重大科学仪器设备开发专项(2011YQ150021)、国家自然科学基金(61574155，61404149，61404150，61405233，61604161)、上海市科学技术委员会资助项目(15ZR1447500，15YF1414400，15JC1403800，15DZ0500103，17YF1429900)

作者简介：邵棣祥(1990—)，男，博士研究生，主要从事太赫兹量子阱探测器方面的研究。

E-mail：161390021@st.usst.edu.cn

导师简介：庄松林(1940—)，男，博士，教授，博士生导师，中国工程院院士，主要从事应用光学、光学工程和光电子学等方面的研究。E-mail：slzhuang@yahoo.com(通信联系人)

THz-QWP 的探测频率主要由量子阱的阱宽和势垒高度决定[4]，对于 GaAs/AlGaAs 材料体系，GaAs 为势阱部分，其生长厚度为量子阱宽度，而 $Al_xGa_{1-x}As$ 为势垒，Al 的原子数分数 x 决定了势垒高度。然而，受多体效应的影响，实验测得的峰值探测频率相比理论设计值存在一定的蓝移。本文对量子阱参数进行了设计，采用气源分子束外延(GSMBE)技术，生长了束缚态向束缚态跃迁的 THz-QWP 有源区材料，并通过 GaAs 半导体工艺制作了 THz-QWP，给出了器件的光电特性测试结果，并将其与理论设计值相比较，全面验证了多体效应对 THz-QWP 的影响。

2　理论和模型

2.1　薛定谔-泊松方程

薛定谔方程为

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\frac{1}{m^*(z)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\psi(z)+V(z)\psi(z)=E\psi(z),\tag{1}$$

式中 m^* 为电子的有效质量，$\hbar$ 为归一化普朗克常数，z 为空间坐标，$\psi(z)$为波函数，$V(z)$为势函数，E 为能量。其中，$V(z)$可表示为

$$V(z)=V_0(z)+V_{ex}(z)+V_H(z),\tag{2}$$

式中 $V_0(z)$为在无外加电场、无掺杂情况下的原始势分布情况，即

$$V_0(z)=\begin{cases}V_w=0\\V_B=0.12532\ \mathrm{eV}\end{cases},\tag{3}$$

式中 V_w为势垒高度，V_B 为势阱宽度。

(2)式中 $V_{ex}(z)$为外加电场所引起的势的分布，表现为整个周期的倾斜，简单考虑电场均匀分布的情况，即倾斜的斜率是一致的，假定电场沿 z 轴负方向，因而在一个周期中有

$$V_{ex}(z)=|e|F(L_p-z)=|e|\times\frac{0.064}{L_p}\times(L_p-z),\tag{4}$$

式中 F 为外加电场强度，e 为电子电量，$L_p=52.4$ nm 为整个周期的宽度。

(2)式中最后一项 $V_H(z)$是由掺入的杂质和电离出的电子引起的势函数，即

$$V_H(z)=-|e|\phi(z),\tag{5}$$

式中 $\phi(z)$为掺入杂质产生的电场势。可以通过泊松方程求解 $\phi(z)$：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\varepsilon(z)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\right]\phi(z)=-|e|[N_D(z)-N_A(z)+p(z)-n(z)],\tag{6}$$

式中 $N_D(z)$和 $N_A(z)$分别为施主杂质和受主杂质的浓度，$n(z)$和 $p(z)$分别为电子和空穴的浓度，$\varepsilon(z)$为材料的介电常数，即

$$\varepsilon(z)=\begin{cases}\varepsilon_w=12.9\varepsilon_0\\\varepsilon_B=12.474\varepsilon_0\end{cases},\tag{7}$$

式中 ε_w为势阱的介电常数，ε_B为势垒的介电常数，ε_0为真空中的介电常数。

对于 n 型掺杂的量子阱结构，受主浓度和空穴浓度在解泊松方程时可以忽略，即

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\varepsilon(z)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\right]\phi(z)=-|e|[N_D(z)-n(z)]。\tag{8}$$

2.2　考虑多体效应的能带关系

在太赫兹探测器中，哈密顿函数为

$$H=p\frac{1}{2m^*(z)}p+V_{QW}(z)+V_H(z)+V_{xc}(z),\tag{9}$$

式中 p 为动量大小，V_{QW}为阱的限制势，V_H为哈特里势，V_{xc}为交换关联势[4]。其中

$$V_{xc}(z)=\frac{e^2}{4\pi^2\varepsilon(z)a_Br_s(z)}(9\pi/4)^{1/3}\times\left\{1+0.0545r_s(z)\ln\left[1+\frac{11.4}{r_s(z)}\right]\right\},\tag{10}$$

式中 a_B 为有效波尔半径，$r_s(z)=\left[\frac{4\pi}{3}a_B^3\rho_e(z)\right]^{-1/3}$，$\rho_e(z)$为电子的电荷密度。

考虑(10)式的薛定谔方程式为

$$\left\{-\frac{h^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{1}{m^*(z)}\frac{\partial}{\partial z}\right]+V_{QW}(z)+V_H(z)+V_{xc}(z)\right\}\varphi_{l,k_z}(z)=E_{l,k_z}\varphi_{l,k_z}(z),\tag{11}$$

式中h为普朗克常量；k为限制在周期量子阱的第一布里渊区里的准动量大小；l为子带间的区域；k_z为与量子阱周期有关的准动量大小；$\varphi_{l,k_z}(z)$为此条件下的波函数；E_{l,k_z}为电子能量，且

$$E_{l,k_z}=\frac{h^2k_{\parallel}^2}{2m^*}+\in_{k_z,l},\tag{12}$$

式中 $k_{\parallel}$为平面上的动量大小，$\in_{k_z,l}$为能级能量。

电子密度为

$$\rho_e(z)=|e|\sum_{k,l}f(E_{l,k_z},\varepsilon_F,T)|\varphi_{l,k_z}(z)|^2,\tag{13}$$

式中f为费米分布函数，T为温度，ε_F为费米能级能量。

基于密度泛函理论，通过费米黄金定律，得到能量色散关系和波函数的关系，其吸收效率 η 的表达式为

$$\eta(\omega)=\frac{\pi e^2}{\varepsilon_0 c n_0\omega m^{*2}}\sum_j\int\frac{\mathrm{d}k}{(2\pi)^3}|\langle j|p|0\rangle|^2[f(E_{k,0},\varepsilon_F,T)-f(E_{k,j},\varepsilon_F,T)]\delta(\Delta\tilde{E}_{k,l,0}-h\omega),\tag{14}$$

式中ω为频率；c为光速；n_0为折射率；j为能级；$\Delta E_{k,l,0}$为不考虑多体效应的子带间的能量差值；$\Delta\tilde{E}_{k,l,0}$为考虑去极化效应的能量差；当 $\Delta\tilde{E}_{k,l,0}=h\omega$ 时，$\delta(0)=1$；当 $\Delta\tilde{E}_{k,l,0}\neq h\omega$ 时，$\delta(\cdot)=0$。其中

$$\Delta\tilde{E}_{k,l,0}^2=\Delta E_{k,l,0}^2(1+\alpha_{k,l,0}-\beta_{k,l,0}),\tag{15}$$

式中 $\alpha_{k,l,0}$和 $\beta_{k,l,0}$为去极化效应的影响，分别表示为

$$\alpha_{k,l,0}=\frac{2e^2\rho_{2D}}{\varepsilon\Delta E_{k,l,0}}\int\mathrm{d}z\left[\int_{-\infty}^{z}\mathrm{d}z'\varphi_{k_z,l}(z')\varphi_{k_z,0}(z')\right]^2,\tag{16}$$

$$\beta_{k,l,0}=-\frac{2\rho_{2D}}{\Delta E_{k,l,0}}\int\mathrm{d}z\varphi_{k_z,l}^2(z)\varphi_{k_z,0}^2(z)\frac{\partial[V_{xc}\rho_e(z)]}{\partial\rho_e(z)},\tag{17}$$

式中 ρ_{2D}为平面面密度，z'为量子阱沿z方向的生长长度。

3　材料生长与器件工艺

THz-QWP 有源区采用束缚态向束缚态跃迁结构，设计器件的光谱响应峰值目标为 3.75 THz，材料体系为 GaAs/AlGaAs，由 GSMBE 设备在半绝缘 GaAs(100)衬底上外延生长。首先生长 300 nm 的 GaAs 上接触层，n 掺杂浓度(粒子数浓度，全文同)为 1×10^{17} cm^{-3}；势垒为 95.1 nm 宽的 AlGaAs，Al 的原子数分数为 3%；势阱为 22.1 nm 宽的 GaAs，势阱中央 10 nm 区域使用 Si 掺杂，掺杂浓度为 3×10^{16} cm^{-3}。一共有 23 个周期的量子阱，下接触层为 400 nm 的 GaAs 层，Si 掺杂浓度 N_d为 1×10^{17} cm^{-3}。THz-QWP 的光致发光(PL)谱如图 1 所示。

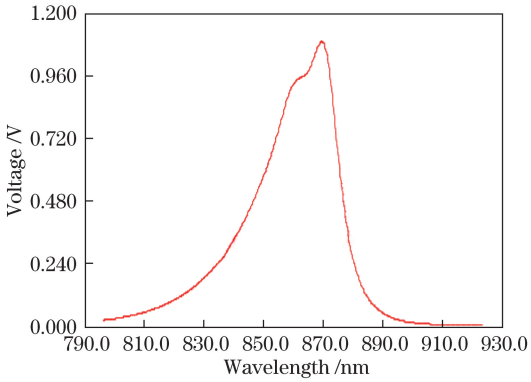

图 1　THz-QWP 的 PL 谱

Fig. 1　PL spectrum of THz-QWP

从图 1 中任取响应相同的两个点，对应的波长分别为 869.9 nm 和 856 nm，二者对应能量 E 分别为 1.42625 eV和 1.4494 eV。而 AlAs 的禁带宽度为 2.17 eV，GaAs 的禁带宽度为 1.424 eV。对于 $Al_xGa_{1-x}As$，其禁带宽度 E 和 Al 的原子数分数 x 的关系为 $E=1.424+0.746x$。将能量值 1.4494 eV 代入，可得 $x=0.03$，即材料真实的 Al 原子数分数为 3%，满足设计要求。

制备 THz-QWP 的主要工艺流程包括光刻、湿法腐蚀台面、长金属以及解理、封装等后续工艺。首先用体积比为 1∶20 的 HCl 和 H_2O 混合液腐蚀表面氧化层，然后光刻、用体积比为 1∶1∶25 的 H_3PO_4、H_2O_2、H_2O 混合液腐蚀，其中腐蚀深度一般为 3.2 μm。在实验中采用台阶仪测量腐蚀高度。电极制备采用电子束蒸发技术，长的金属层为 Ge/Au/Ni/Au(厚度分别为 130，330，300，2500 nm)，再对器件进行退火处理(退火温度 370 ℃，退火时间 40 s)，形成欧姆接触。器件结构如图 2 所示。解理出来的小器件用铟片贴在热沉上，最后用金丝球焊的方法引出上下电极以便于后面的器件测试[5]。

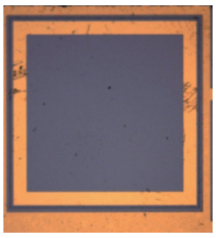

图 2　THz-QWP 器件的结构

Fig. 2　Structure of THz-QWP device

4　器件测试和分析

在器件测试过程中，首先把器件装入电学低温恒温器，然后整体放进杜瓦瓶中，选取其中两个 THz-QWP 用源表测出暗电流，具体结果如图 3 所示。两个器件的暗电流吻合得很好，说明材料和工艺的重复性较好。而不对称性可能是由生长过程中的掺杂渗透造成的。

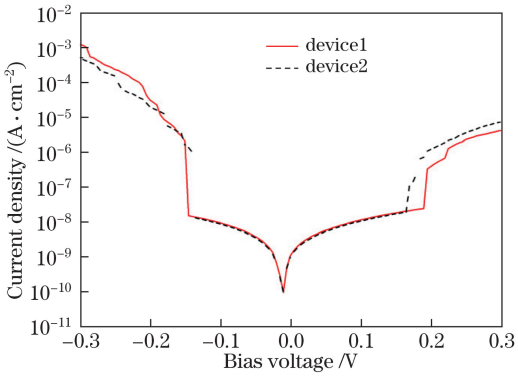

图 3　THz-QWP 器件的暗电流

Fig. 3　Dark current of THz-QWP device

将器件安装在英国 Oxford 公司生产的 CF-V 光学低温恒温器中，用德国 Bruker 公司生产的 VERTEX 80 V 光谱仪测量光谱，结果如图 4 所示。THz-QWP 的光电流谱[6]的峰值有两种情况：在低偏压下，光谱响应峰值分别在 4.57 THz 和 6.13 THz 处；在高偏压下，光谱响应峰值在 5.15 THz 处。

由图 4 可知，在 4.5 THz 峰值处，基态和第一激发态之间的能级差为 2.04×10^{-2} eV，4.5～5.3 THz 之间的能级差为 2.4×10^{-3} eV；且随着电压的升高，峰值的对应位置发生红移。

在不考虑多体效应的情况下，根据量子阱结构参数，采用 2.1 节中的计算方法，可以计算出不含多体效应的能级[7]，如图 5 所示，这与实验值存在一定偏差。同时，理论值只给出了 3.75 THz 的响应峰，而实际测试结果出现了两个峰值。因此，将 2.2 节中给出的多体效应引入光谱的计算中[8]。

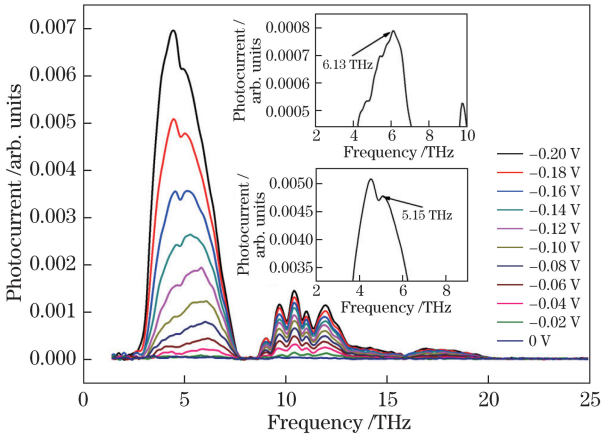

图 4　不同偏置电压下 THz-QWP 的光电流谱

Fig. 4　Photocurrent spectra of THz-QWP under different bias voltages

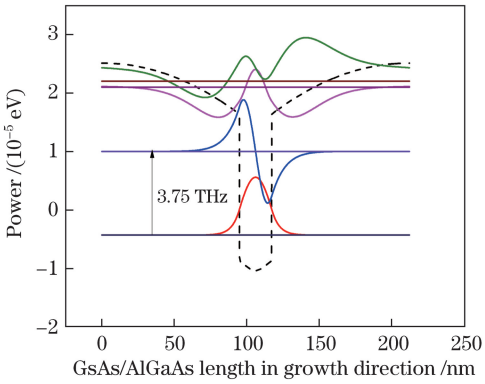

图 5　不考虑多体效应时的 THz-QWP 能级结构

Fig. 5　Band structures of THz-QWP without many-body effect

图 6 所示为单个量子阱各能级的跃迁图，其中从第一能级跃迁到第二能级的能级差为 1.888×10^{-2} eV，对应频率为 4.57 THz，这与图 4 所示实测的光电流谱的峰值一致。在低电压的情况下，第一能级到第四能级的能级差为 2.815×10^{-2} eV，对应频率为 6.81 THz；在高电压的情况下，第一能级到第三能级的能级差为 2.464×10^{-2} eV，对应频率为 5.96 THz，与光谱响应峰的第二个峰的峰值正好对应。

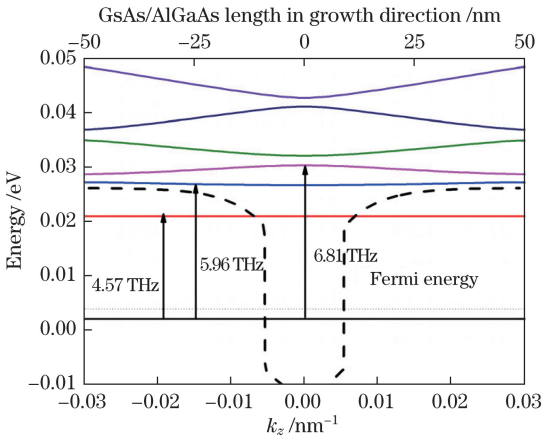

图 6　考虑多体效应时的 THz-QWP 能级结构

Fig. 6　Band structures of THz-QWP with considering many-body effect

图 7 所示为考虑(黑色曲线)或不考虑(红色曲线)多体效应时，光谱响应峰与 Al 原子数分数(0.1%～5%)的关系，可以看出二者存在较大的差异。当 Al 原子数分数为 3%时，不考虑多体效应情况下的响应峰

值为 3.9 THz；考虑多体效应情况下的响应峰值为 4.57 THz，与实验值 4.5 THz 比较接近。由此可见，在 THz-QWP 设计中，一定要考虑多体效应。

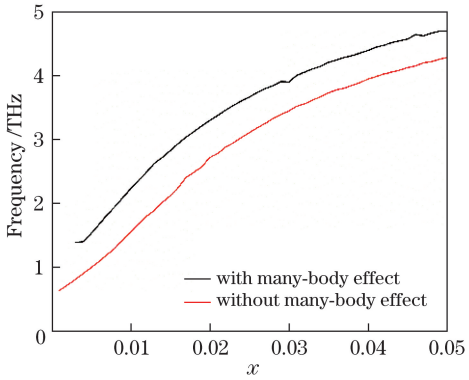

图 7　多体效应与 Al 原子数分数的关系

Fig. 7　Relationship between many-body effect and Al atomic fraction

5　结　　论

设计了一种基于 GaAs/AlGaAs 的 THz-QWP，实验测得的光响应峰值为 4.5 THz。在未考虑多体效应时，理论计算出的光响应峰值为 3.75 THz，与实验结果相差较大；考虑多体效应后，计算出的响应峰值为 4.57 THz，与实验结果较接近，证明了多体效应在 THz-QWP 的设计中不可忽略。

参　考　文　献

[1] Liu H C, Song C Y, Springthorpe A J, *et al*. Terahertz quantum-well photodetector[J]. Infrared Physics & Technology, 2004, 84(20): 4068-4070.

[2] Cao Juncheng. Terahertz semiconductor detectors[J]. Physics, 2006, 35(11): 953-956.
曹俊诚. 太赫兹半导体探测器研究进展[J]. 物理, 2006, 35(11): 953-956.

[3] Guo Xuguang, Gu Liangliang, Fu Zhanglong, *et al*. Research on terahertz quantum-well photodetectors[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(9): 092302.
郭旭光, 顾亮亮, 符张龙, 等. 太赫兹量子阱探测器研究[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(9): 092302.

[4] Guo X G, Tan, Z Y, Cao J C, *et al*. Many-body effects on terahertz quantum well detectors[J]. Applied Physics Letters, 2009, 94(20): 201101.

[5] Gu L L, Zhang R, Tan Z Y, *et al*. Terahertz quantum well photo-detectors: Grating versus 45° facet coupling[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2014, 47(16): 165101.

[6] Xiong Feng. A Study of photocurrents of terahertz quantum-well photodetectors[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, 2008.
熊风. 太赫兹量子阱探测器光电流谱的研究[D]. 上海: 上海微系统与信息技术研究所, 2008.

[7] Chen Yuling. A Study of terahertz quantum-well detector[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, 2006.
陈钰玲. 太赫兹量子阱探测器的研究[D]. 上海: 上海微系统与信息技术研究所, 2006.

[8] Gao Jihong, Jia Jingyue, Zhang Yueheng, *et al*. Study on the performance and optimization of terahertz quantum-well photodetectors[J]. Journal of Infrared Millimeter Waves, 2015, 34(6): 731-736.
高继红, 贾敬岳, 张月蘅, 等. 太赫兹量子阱探测器性能研究及提高[J]. 红外与毫米波学报, 2015, 34(6): 731-736.