

太赫兹量子阱光电探测器光栅耦合的模拟与优化*

张 戎 郭旭光 曹俊诚[†]

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

(2010年5月26日收到; 2010年7月31日收到修改稿)

光栅耦合是量子阱光电探测器探测正入射电磁辐射的常用耦合方法, 本文采用模式展开法研究了一维金属光栅太赫兹量子阱光电探测器中的电磁场分布, 并给出了器件有源区中的平均光强. 研究表明, 若一维光栅的周期与太赫兹波在器件材料中的波长相当, 并且根据器件结构选取合理的光栅占空比, 可使器件中的平均光场最强, 光栅的光耦合效率最高, 从而提高器件的响应率.

关键词: 太赫兹, 量子阱光电探测器, 光栅

PACS: 07.57.Kp, 42.79.Dj

1. 引言

太赫兹 (THz) 波是指频率从 100 GHz 到 10 THz, 相应波长从 3 mm 到 30 μm 范围内, 介于毫米波与红外光之间的电磁波, 也被称为 T 射线^[1-3]. 长期以来, 由于受太赫兹源和探测器技术的限制, 这一频段很少有人问津, 形成了所谓的“太赫兹空白”. 近年来, 由于太赫兹波所具有许多优越的特性及非常重要的学术研究与应用价值, 如高速通信、环境监测、生物医学诊断、国防安全监测等, 越来越多的科研工作者投入到这一领域中, 掀起了一股太赫兹科学技术的研究热潮, 各项关键技术取得了突破性进展^[4]. 在 THz 源方面, 出现了能量转换效率高、体积小、轻便易集成的太赫兹量子级联激光器 (THzQCL)^[5-9], 而在探测方面, 全固态的太赫兹半导体量子阱光电探测器 (THzQWP)^[10-14] 因其相应速度快、制造工艺成熟、体积小等优点, 成为本领域的研究热点.

THzQWP 是量子阱红外光电探测器 (QWIP) 在 THz 波段的推广, 其工作原理基于电子在子带间的跃迁 (ISBT), ISBT 选择定则要求电场在量子阱的生长方向 (本文中取为 z 方向) 具有非零的偏振分量,

这样 ISBT 才能发生^[15]. 这意味着, THzQWP 对垂直入射到器件表面 (量子阱平面, xy 平面) 的 THz 波基本没有响应. 通常的做法是将器件的一个端面磨成 45° 斜面, THz 波垂直于这个斜面入射, 从而获得 z 方向的非零偏振分量; 另外一种方案是沿着器件表面的布鲁斯特角方向入射, 可用于在器件生长完毕后快速检测其特性和光电流谱. 但由于采用的是非垂直入射方式, 这两种方案都不利于二维 THzQWP 阵列的构建, 从而无法应用到实时 THz 成像中. 于是, 光栅的引入便很好的解决了这一问题. 光栅可以使正入射的光发生偏折, 从而使器件产生响应. 光栅用于帮助产生 ISBT 的方法最早由 Heitmann 等^[16] 提出, 随后被应用到近红外与中红外的器件中, 目前已经实现了分辨率为 1024×1024 的量子阱红外探测器 (QWIP) 焦平面阵列^[17]. 最近, Patrashin 等将一维金属光栅生长在了 THzQWP 表面, 并做了相关的研究与测试, 实现了正入射情况下器件的响应^[18].

本文利用模式展开法结合多层膜结构传输矩阵法研究了一维金属光栅 THzQWP 器件中的光场分布情况, 并根据模拟结果对光栅的周期和占空比 (光栅金属条宽与光栅周期的比值) 进行了优化, 使得器件中场强最强, 从而提高器件的响应率, 对一

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2007CB310402), 国家自然科学基金 (批准号: 60721004), 中国科学院重大基金 (批准号: KGCX1-YW-24, KGCX2-YW-231), 中国科学院百人计划以及上海市基础研究重点基金资助项目 (批准号: 10JC1417000) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn

维光栅 THzQWP 的研究与设计具有指导意义.

2. 理论模型

一般的 THzQWP 采用 GaAs/AlGaAs 材料体系, 器件生长在半绝缘 GaAs 衬底上, 自下而上分别为下电极层、多量子阱层和上电极层, 如图 1 所示. 其中上下电极层为 n 型掺杂 GaAs, 多量子阱层由数十个周期的 AlGaAs 势垒和 n 型掺杂 GaAs 势阱组成. 一维金属光栅材料为金, 通过电子束蒸发生长在器件的表面, 然后经过光刻和剥离形成周期为 d 、条宽为 a 的一维金属光栅.

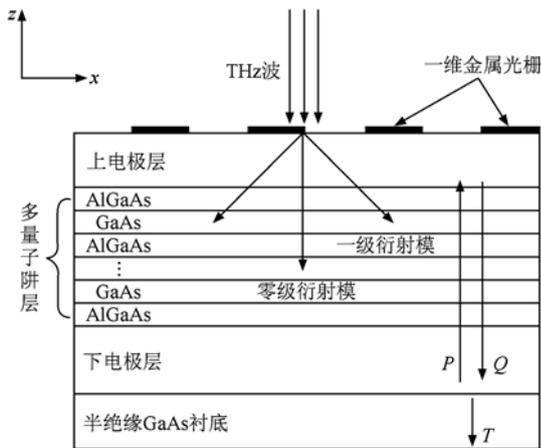


图1 一维光栅 THzQWP 器件结构示意图

根据一维光栅器件结构的特点, 我们采用模式展开法来计算器件中的电磁场分布情况. 模式展开法由 Todorov 等人^[19] 提出, 可求解出器件内外任意一点的电磁场大小. 由于结合了衍射光栅光场的瑞利模式展开法和多层膜传输矩阵方法, 因此这一方法非常适合于解决任意多层结构上一维金属光栅的衍射问题, 尤其适用于一维光栅 THzQWP 的情况.

一维光栅衍射电磁场的瑞利展开可表述为

$$\psi(x, y, z) = e^{i\beta y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i\alpha_n x} (P_n e^{i\gamma_n z} + Q_n e^{-i\gamma_n z}), \quad (1)$$

$$\alpha_n = \alpha + \frac{2\pi n}{d}, \quad (2)$$

$$\gamma_n = \sqrt{\epsilon k_0^2 - \alpha_n^2 - \beta^2}, \quad (3)$$

式中 ψ 是电磁场的任一分量, ϵ 为材料的介电函数, k_0 是真空中波矢, α_n 是 x 方向的波矢 (x, y, z 的方向如图 1 所示, 本文中均采用此坐标系), 其中 $\alpha_0 = \alpha$ 是入射波在 x 方向的波矢, 由于切向波矢守恒且

系统在 x 方向具有周期性, 所以 α_n 应满足 (2) 式, β 和 γ_n 分别是 y 方向和 z 方向的波矢. P_n 和 Q_n 分别为上行波与下行波的振幅 (见图 1), 多层结构中各层的 P_n 和 Q_n 通过传输矩阵相互联系起来; 而对于器件以外的人射区域, 下行波只有入射波, Q_n 各项除 Q_0 外其余均为零, 假定入射波振幅为 1, 则 $Q_0 = 1$; 对于出射区域, P_n 全为零, $Q_n = T_n$.

根据电磁场在器件不同区域的具体表达式, 结合边界条件可联立求解出器件中的场强分布. 对于一束正入射到器件表面的 THz 波, 只考虑其 p 偏振分量, 即电场方向平行于纸面的分量, 因为 s 偏振分量经光栅衍射后电场方向仍平行于量子阱, 对 ISBT 没有贡献, 图 2 给出了典型的一维金属光栅 THzQWP 中电场的分布情况 (只给出了 E_z 分量, 因

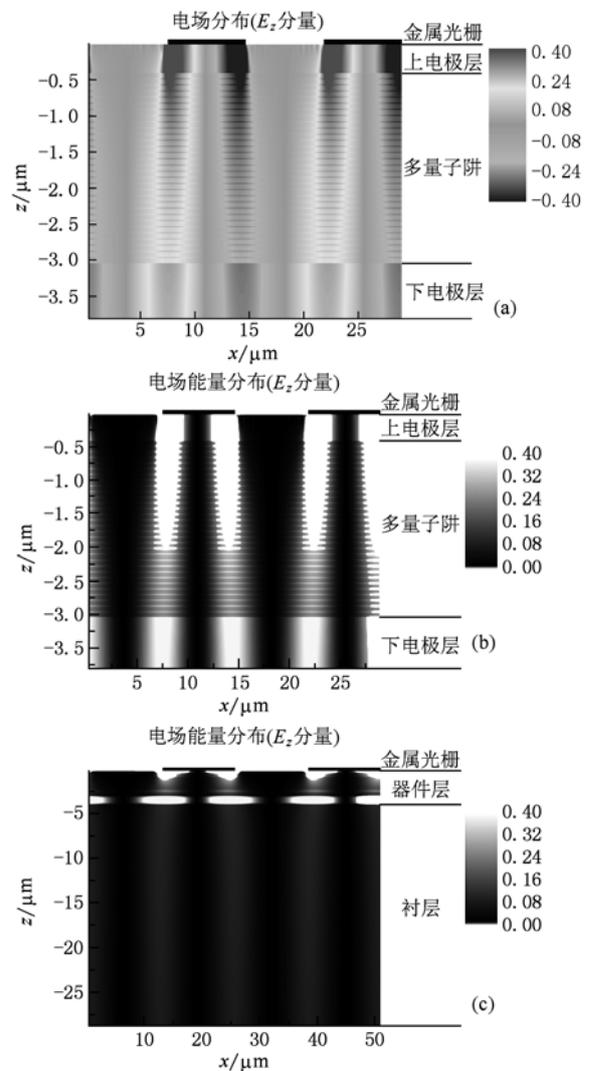


图2 典型的一维金属光栅 THzQWP 中 (a) E_z 的分布; (b) E_z 的能量分布, 不含衬底; (c) E_z 的能量分布, 含部分衬底. 图中 $z = 0$ 处为器件上表面, 金属光栅生长在该表面上.

为只有 E_z 分量对 ISBT 有贡献). 相比于器件有源区的总厚度(小于 $5 \mu\text{m}$), 半绝缘 GaAs 衬底非常厚, 一般为 $600 \mu\text{m}$ 左右, 且衬底的厚度远大于本文研究的 THz 波在器件材料中的波长, 因此本文的模拟中均假定衬底无限厚以简化计算, 且这种近似不会影响到光栅本身的衍射特性.

图 2(a), (b) 中, 多量子阱结构清晰可见, 每个金属光栅条下出现了一对竖条纹, 这说明本身 E_z 分量为零垂直入射到器件表面的 THz 波经过光栅后发生了偏折, 出现了非零的 E_z 分量, 这意味着正入射情况下器件可以对 THz 辐射产生响应. 图 2(c) 同时给出了器件衬底中 E_z 强度的分布, 与多缝干涉的情形类似, 在衬底中形成了周期性明暗的条纹. 下面我们将根据器件有源区中(器件多量子阱层) E_z 的平均强度对一维金属光栅进行设计和优化.

3. 一维金属光栅的设计与优化

这里我们考虑两个具体的 THzQWP 器件^[20], 多量子阱层位于 $0.4 \mu\text{m}$ 厚的上电极和 $0.8 \mu\text{m}$ 厚的下电极之间, 上下电极掺杂浓度均为 $1.0 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$. 表 1 给出了具体的多量子阱层结构参数. 下面我们从光栅的周期 d 和占空比(即金属条宽 a 与周期 d 的比值, $r = a/d$) 两方面来研究一维金属光栅的耦合效率.

表 1 THzQWP 的结构参数

	$L_w/\text{\AA}$	$L_b/\text{\AA}$	N	[Al]/%	N_d/cm^{-3}	f_0/THz
A	155	702	30	3	6×10^{16}	5.41
B	221	951	23	1.5	3×10^{16}	3.21

L_w 是 GaAs 量子阱的宽度, L_b 是 AlGaAs 势垒的宽度, N 为多量子阱层的周期数, [Al] 是势垒中的铝分数, N_d 是势阱中的掺杂浓度, f_0 是器件的峰值响应频率.

计算中用到相关的介电函数模型^[21], 根据自由载流子 Drude 模型和光学声子谐振子模型, GaAs 和 AlGaAs 的介电函数可表示为

$$\varepsilon(\omega) = \frac{\omega_{\text{TO}}^2(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\omega\delta_{\text{TO}}} + \varepsilon_\infty \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\delta_p)} \right], \quad (4)$$

对于 GaAs, $\varepsilon_s = 12.85$, $\varepsilon_\infty = 10.88$, $\omega_{\text{TO}} = 2\pi \times 8.02 \text{ THz}$, $\delta_{\text{TO}} = 2\pi \times 0.06 \text{ THz}$, δ_p 是衰减率, 依赖于掺杂浓度 N_p , Drude 频率 ω_p 为

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_p e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_s m^*}}, \quad (5)$$

其中 e 是电子电量, m^* 是自由载流子有效质量.

金属介电函数的 Drude 模型为

$$\varepsilon_M(\omega) = 1 - \frac{\omega_M^2}{\omega(\omega + i\delta_M)}, \quad (6)$$

对于金, 我们有 $\omega_M = 1.11 \times 10^4 \text{ THz}$ 和 $\delta_M = 83.3 \text{ ps}^{-1}$.

这里研究的一维金属光栅生长在上电极层之上, 厚度为 $0.38 \mu\text{m}$, 根据以上参数, 我们计算了在峰值响应频率 f_0 下器件有源区中 E_z 的平均强度 I_{average} , 对于器件 A, $f_0 = 5.41 \text{ THz}$, 对于器件 B, $f_0 = 3.21 \text{ THz}$. I_{average} 的表达式为

$$I_{\text{average}} = C \frac{\int_{\text{有源区}} |E_z e^{i\omega t}|^2 dV}{V_{\text{有源区}}}, \quad (7)$$

其中 C 为比例常数. 需指出的是, 在模拟过程中, 由于金属光栅的厚度远小于条宽, 在平行于 xy 平面的界面处存在很大的金属损耗, 所以完美金属的近似条件不再适用, 因此我们采用了表面阻抗边界条件近似^[19]来处理金属表面附近的电磁场. 图 3(a) 给

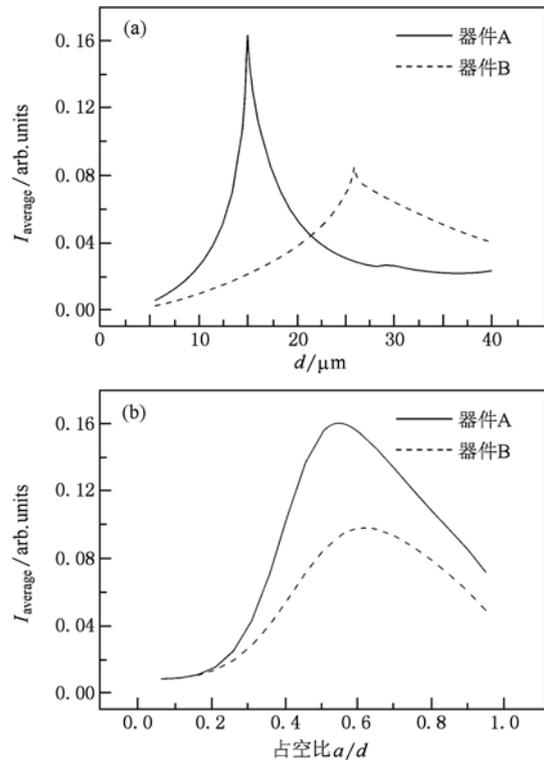


图 3 在峰值响应频率下, 一维金属光栅 THzQWP 中 (a) 光栅占空比为 50% 的情况下, I_{average} 随光栅周期的变化关系; (b) 当光栅周期与 THz 波在器件材料中的波长相当时, I_{average} 随占空比的变化关系. 实线表示器件 A, 虚线表示器件 B. 图中的平均强度仅为相对值, 器件 A 与器件 B 之间相对强度的大小无比较意义

出了在 50% 占空比情况下,器件有源区中 I_{average} 随光栅周期的变化关系.可以看出,对于器件 A 和 B,当光栅的周期分别为 14.6 μm 和 25.7 μm 时,器件中的平均强度最大,这一长度正好对应于频率为 f_0 的太赫兹波在器件材料中的波长(在 GaAs 中,5.41 THz 对应的波长是 14.567 μm ,3.21 THz 对应的波长是 25.7 μm),因此当光栅周期与 THz 波在器件中波长相当的时候,光栅的耦合效率最大,从这里也可以看出光栅的选频特性.下面我们根据峰值响应频率在器件材料中的波长设定光栅的周期,改变光栅的占空比,来研究器件中电场的平均强度,模拟的结果画在了图 3(b)中.器件 A 的光栅周期为 14.6 μm ,当占空比为 54.5% 时,光栅的耦合效率最大;器件 B 的光栅周期为 25.7 μm ,当占空比为 61.5% 时,光栅的耦合效率最大.模拟给出的结果并不是 50%,这与多层膜结构的透射和反射有关,另外器件的有源区比较接近光栅,而金属光栅的厚度远小于 THz 的波长,造成了一些近场效应,从而也

会影响到电场强度的分布,因此对于具体的光栅 THzQWP,需根据其结构参数来选择合适的占空比.

4. 结 论

本文采用模式展开法对一维金属光栅 THzQWP 中的电场分布情况进行了模拟,并根据模拟结果从周期和占空比两方面对一维金属光栅进行了优化,结果表明,当光栅周期与 THz 波在器件材料中波长相当、且选取合适占空比时(本文中 A 器件为 54.5%,B 器件为 61.5%),光栅的耦合效率最大,器件中电场平均强度最强,从而器件响应率最高.模拟结果可以应用到光栅 THzQWP 的设计中,有利于 THzQWP 二维阵列的研究和实现.此外,模拟过程中我们发现,器件的衬底对衍射场具有限制作用,可形成波导模,因此衬底的厚度对器件中电场的强度分布有着重要的影响,还有待进一步的研究.

- [1] Siegel P H 2002 *IEEE Trans Microwave Theory Tech.* **50** 910
- [2] Ferguson B, Zhang X C 2003 *Physics* **32** 286 (in Chinese) [Ferguson B, 张希成 2003 *物理* **32** 286]
- [3] Cao J C 2006 *Physics* **35** 632 (in Chinese) [曹俊诚 2006 *物理* **35** 632]
- [4] Tonouchi M 2007 *Nat. Photonics* **1** 97
- [5] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Iotti R C, Rossi F 2002 *Nature* **417** 156
- [6] Williams B S 2007 *Nat. Photonics* **1** 517
- [7] Cao J C, Li H, Han Y J, Tan Z Y, Lue J T, Luo H, Laframboise S, Liu H C 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 953
- [8] Li H, Cao J C, Han Y J, Guo X G, Tan Z Y, Lue J T, Luo H, Laframboise S R, Liu H C 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 043101
- [9] Li H, Han Y J, Tan Z Y, Zhang R, Cao J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2169 (in Chinese) [黎 华、韩英军、谭智勇、张戎、曹俊诚 2010 *物理学报* **59** 2169]
- [10] Liu H C, Song C Y, SpringThorpe A J, Cao J C 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4068
- [11] Luo H, Liu H C, Song C Y, Wasilewski Z R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 231103
- [12] Graf M, Scaliari G, Hofstetter D, Faist J, Beere H, Linfield E, Ritchie D, Davies G 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 475
- [13] Guo X G, Tan Z Y, Cao J C, Liu H C 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 201101
- [14] Tan Z Y, Cao J C, Guo X G, Han Y J, Li H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2391 (in Chinese) [谭智勇、曹俊诚、郭旭光、韩英军、黎 华 2010 *物理学报* **59** 2391]
- [15] Schneider H, Liu H C 2006 *Quantum Well Infrared Photodetectors: Physics and Applications* (Berlin: Springer-Verlag) p97
- [16] Heitmann D, Kotthaus J P, Mohr E G 1982 *Solid State Commun.* **44** 715
- [17] Gunapala S D, Bandara S V, Liu J K, Hill C J, Rafol S B, Mumolo J M, Trinh J T, Tidrow M Z, Levan P D 2005 *Proc. SPIE* **5783** 789
- [18] Patrashin M, Hosako I 2008 *Opt. Lett.* **33** 168
- [19] Todorov Y, Minot C 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 3100
- [20] Liu H C, Luo H, Song C Y, Wasilewski Z R, SpringThorpe A J, Cao J C 2008 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **14** 374
- [21] Blakemore J S 1982 *J. Appl. Phys.* **53** R123

Simulation and optimization of grating optical coupling of terahertz quantum well photodetector^{*}

Zhang Rong Guo Xu-Guang Cao Jun-Cheng[†]

(Key Laboratory of Terahertz Solid-State Technology, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

(Received 26 May 2010; revised manuscript received 31 July 2010)

Abstract

The grating optical coupling method is commonly used for detecting the normal incident light with a quantum well photodetector. In this paper, the distribution of electromagnetic field in one-dimensional metal grating terahertz quantum well photodetectors is studied with modal method, and the average light intensity in the active region is obtained. The result shows that, the light intensity in the device can be optimized when the period of the grating is comparable with the wavelength of the terahertz wave in the sample and a proper filling factor is chosen according to the device structure, which will improve the responsivity of the device.

Keywords: terahertz, quantum well photodetector, grating

PACS: 07.57.Kp, 42.79.Dj

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB310402), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60721004), the major projects (Grant Nos. KGCX1-YW-24 and KGCX2-YW-231) and the Hundred Talent Program of the Chinese Academy of Sciences, and the Shanghai Municipal Commission of Science and Technology (Grant No. 10JC1417000).

[†] Corresponding author. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn