

文章编号: 2095-4980(2018)01-0013-04

单面金属波导太赫兹量子级联激光器的天线模型

王健¹, 杨宁², 李艳芳², 解研², 楚卫东²

(1.北京交通大学 光信息科学与技术研究所, 北京 100044; 2.北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘要: 太赫兹(THz)量子级联激光器(QCL)是理想的固态THz源,其出射光束的远场特性是THz QCL研究中重要的一部分。实验上, THz QCL的远场光斑常呈多瓣或环形结构,用一般的衍射理论难以解释,为此把激光器看成辐射天线,利用电磁场理论,推导了单面金属波导THz QCL辐射远场场分布和光强分布基本公式。对具有典型参数的THz QCL的远场分布进行了计算。数值结果表明:辐射远场光强分布是不对称的环形结构,且随着激光器的腔长变长,环逐渐变密。可见, THz QCL的天线模型给出了与实验观察一致的结果,说明天线模型更适合于THz QCL远场光束的分析。

关键词: 太赫兹; 量子级联激光器; 天线模型; 辐射场; 远场分布

中图分类号: TN820.1

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA201801.0013

Antenna model of single-metal waveguide Terahertz Quantum Cascade Laser

WANG Jian¹, YANG Ning², LI Yanfang², XIE Yan², CHU Weidong²

(1. Institute of Optical Information, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China; 2. Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

Abstract: Terahertz(THz) Quantum Cascade Laser(QCL) is an ideal solid-state THz source. Investigating the far-field behavior of the output beam is an important part of the research of THz QCL. In the experiment, the THz QCL far field spot is often multi-petaled or in ring structure, which is difficult to explain by using the general diffraction theory. For this reason, considering the laser as a radiating antenna, according to the electromagnetic field theory, basic formulas of the electric field and intensity distributions of the radiation far-field of the single-metal waveguide THz QCL are derived. The far-field distribution of THz QCL with typical parameters are calculated. The numerical results show that far-field intensity distribution is in an asymmetric ring structure, and the ring becomes thicker as the laser cavity length increases. It can be seen that the THz QCL antenna model gives the same results as the experimental observation, which shows that the antenna model is more suitable for the analysis of the THz QCL far field beam.

Keywords: terahertz; Quantum Cascade Laser; antenna model; radiation field; far-field distribution

太赫兹量子级联激光器(THz QCL)是近几年发展起来的基于半导体超晶格结构的一种固态 THz 源。为了更好地利用 THz QCL,需要研究其出射光束特性^[1]。对于普通激光器,激光器出光端面尺寸远大于光波波长,根据激光器出光口的光场分布用标量衍射方法可得到其远场分布。但典型的 THz QCL 有源区的厚度仅为 10~20 μm ,小于激光器激光波长(约 100 μm)。因此为计算激光器出射光束的远场场分布,传统的标量衍射公式不再适用,应采用矢量衍射理论^[2-3]。然而,当激光器出光口尺寸接近或小于波长时,出光口外的电磁场又对出光口上电磁场的影响较大,使得出光口的电磁场偏离了横基模的分布,从而导致远场场分布计算结果的误差也变大。实验发现:THz QCL 的远场常呈现出多瓣或环形,而不是通常的高斯型分布^[4-8]。文献[4]认为双面金属波导 QCL 的环形图样由激光器前后端面的出射光干涉产生,文献[5]认为单面金属波导 QCL 的多瓣或环形图样是脊与衬底出射光干涉的结果,而文献[6-7]则认为是出射光在低温杜瓦窗口与热沉和冷头之间的多次反射形成干涉的结果。在文献[8]中,Orlova 等把双面金属波导结构 THz QCL 近似看成一个线天线,用天线理论对其远场进行分析,得到的结果与实验测量结果具有很好的一致性,后来他又用一个球面镜对这一光束进行了变换,得到了发散角非常小的光斑^[9]。

收稿日期: 2016-10-06; 修回日期: 2017-02-25

基金项目: 国家自然科学基金青年基金资助项目(11304017)

在这些解释中, 线天线模型更加合理, 因激光器出光口电场受外界影响不再是理想的横基模, 用光场的体分布求远场应更加准确。但文献[8]中的线天线模型没有考虑激光器基模的横向分布, 这种近似对于横向光场基本为均匀分布的双面金属波导 THz QCL 是适用的, 但对于横向光场为非均匀分布的单面金属波导激光器, 计算远场时还需要考虑其横向光场分布。为此本文将电磁场的线天线模型扩展到考虑横向光场分布的天线模型, 推导单面金属波导 THz QCL 远场辐射场分布和光强分布的计算公式, 然后对其典型结构进行数值计算, 并分析激光器腔长对光束远场分布的影响。

1 THz QCL 的天线模型

根据麦克斯韦方程组, 可得真空中角频率为 ω 的时谐电流 \mathbf{J}_f 产生的电磁场 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 满足方程:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f - i\omega\varepsilon_0\mathbf{E} \quad (2)$$

式中 ε_0 和 μ_0 分别为真空中的电容率和磁导率。

在无磁性、线性和各向同性的介质中, \mathbf{E} 满足的方程不变, 还是式(1), 而 \mathbf{H} 满足的方程为:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f - i\omega\varepsilon\mathbf{E} \quad (3)$$

式(3)可改写为:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{eq}} - i\omega\varepsilon_0\mathbf{E} \quad (4)$$

式中 $\mathbf{J}_{\text{eq}} = \mathbf{J}_f - i\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)\mathbf{E}$ 为等效电流。

可见, 在真空与介质中, 电场 \mathbf{E} 满足的方程相同, 而磁场 \mathbf{H} 满足的式(2)与式(4)在形式上相同, 因此介质中等效电流 \mathbf{J}_{eq} 产生的辐射场与真空中自由电流 \mathbf{J}_f 产生的辐射场相同。故利用真空中载有交变电流的天线产生辐射场的计算公式, 得介质中的辐射电场为:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \frac{i\omega\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}_{\text{eq}}(\mathbf{x}')e^{ikr}}{r} dV' + \frac{ic^2}{\omega} \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \nabla \left[\nabla \cdot \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')e^{ikr}}{r} \right] dV' \quad (5)$$

式中: \mathbf{x} 为辐射场的位置, $\mathbf{x} = x\hat{\mathbf{e}}_x + y\hat{\mathbf{e}}_y + z\hat{\mathbf{e}}_z$, \mathbf{x} 的大小用 R 表示, 即 $R = |\mathbf{x}|$, 方向用单位矢量 $\hat{\mathbf{e}}_R$ 表示; \mathbf{x}' 表示电流的位置, $\mathbf{x}' = x'\hat{\mathbf{e}}_x + y'\hat{\mathbf{e}}_y + z'\hat{\mathbf{e}}_z$, $\hat{\mathbf{e}}_x, \hat{\mathbf{e}}_y$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_z$ 分别表示 x, y 和 z 轴方向的单位矢量; V 表示电流所在的区域; $dV' = dx'dy'dz'$; c 和 k 分别是真空中的光速和波数; $r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ 。

对于远场情况 $r \approx R - \hat{\mathbf{e}}_R \cdot \mathbf{x}'$, 式(5)可简化为:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \frac{i\omega\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \sum_{m=1}^3 [\hat{\mathbf{e}}_R \times (\hat{\mathbf{e}}_m \times \hat{\mathbf{e}}_R)] \int_V \mathbf{J}_{\text{eq}}^m(\mathbf{x}') e^{-ik(\hat{\mathbf{e}}_R \cdot \mathbf{x}')} dV' \quad (6)$$

式中 $\hat{\mathbf{e}}_m$ 表示第 m 个坐标轴的单位矢量。从式(6)可见, 若求出等效电流 \mathbf{J}_{eq}^m , 即可计算出辐射的电场。等效电流与激光器中的电场有关, 下面计算激光器中的电场。

在谐振状态下, 激光器谐振腔中的电场为:

$$\mathbf{E}(x', y', z') = \mathbf{E}(x', y') \left(e^{\frac{1}{2}gz'} e^{i\beta z'} + e^{-\frac{1}{2}gz'} e^{-i\beta z'} \right) \quad (7)$$

式中: $\mathbf{E}(x', y', z')$ 为激光器横模在后端面上的电场分布; g 为等效增益, 且在式(7)中假设后端面镀增反膜, 使其反射系数接近 1。这样谐振腔中的等效电流为:

$$\mathbf{J}_{\text{eq}} = -i\omega(\varepsilon - \varepsilon_0)\mathbf{E}(x', y') \left(e^{\frac{1}{2}gz'} e^{i\beta z'} + e^{-\frac{1}{2}gz'} e^{-i\beta z'} \right) \quad (8)$$

所以谐振腔的辐射电场为:

$$\mathbf{E} = \frac{k^2 L}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \sum_{m=1}^3 [\hat{\mathbf{e}}_R \times (\hat{\mathbf{e}}_i \times \hat{\mathbf{e}}_R)] F_m^\perp F_m^z \quad (9)$$

式中:

$$F_m^\perp = \int_S (n^2 - 1) E_i(x', y') e^{-ik(\hat{\mathbf{e}}_R \cdot \mathbf{x}')} dx' dy' \quad (10)$$

$$F_m^z = \frac{1}{L} \int_z \left(e^{\frac{1}{2}gz'} e^{i\beta z'} + e^{-\frac{1}{2}gz'} e^{-i\beta z'} \right) e^{-ik(\hat{\mathbf{e}}_R \cdot \hat{\mathbf{e}}_z)z'} dz' \quad (11)$$

式(9)和式(10)中 L 和 S 分别表示谐振腔的长度和横截面。

考虑到单面金属波导 THz QCL 横基模电场的主要分量为 E_y , E_x 和 E_z 小于 E_y 1 个数量级以上, 因此可略去 E_x 和 E_z 。故式(9)可以简化为:

$$\mathbf{E} = \frac{k^2 L e^{ikR}}{4\pi R} \left[\hat{\mathbf{e}}_R \times (\hat{\mathbf{e}}_y \times \hat{\mathbf{e}}_R) \right] F_y^\perp F_y^z = \frac{k^2 L e^{ikR}}{4\pi R} \left[-\frac{xy}{R^2} \hat{\mathbf{e}}_x + \left(\frac{x^2 + z^2}{R^2} \right) \hat{\mathbf{e}}_y - \frac{yz}{R^2} \hat{\mathbf{e}}_z \right] F_y^\perp F_y^z \quad (12)$$

因此远场光强分布为:

$$I = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* = \left(\frac{k^2 L}{4\pi R^3} \right)^2 \left[(xy)^2 + (x^2 + z^2)^2 + (yz)^2 \right] |F_y^\perp|^2 |F_y^z|^2 \quad (13)$$

另外, 考虑到金属包层和接触层的厚度很小, 2 层中的电场趋于零, 因此式(10)可进一步简化为:

$$F_y^\perp \approx (n_1^2 - 1) \int_{S_1} E_y(x', y') e^{-ik \left(\frac{xx' + yy'}{R} \right)} dx' dy' + (n_2^2 - 1) \int_{S_2} E_y(x', y') e^{-ik \left(\frac{xx' + yy'}{R} \right)} dx' dy' \quad (14)$$

式中 S_1 和 S_2 分别表示有源区和衬底的横截面。此外式(11)可进一步写为:

$$F_y^z = \frac{1}{L} \int_z \left(e^{\frac{1}{2}gz'} e^{i\beta z'} + e^{-\frac{1}{2}gz'} e^{-i\beta z'} \right) e^{-ik \frac{zz'}{R}} dz' \quad (15)$$

2 单面金属波导 THz QCL 的远场辐射

以文献[10]所述激光器基本结构的脊型波导部分为研究对象, 用有限元法计算出横基模场分布 $E_y(x', y')$ 、传播常数 β 和增益 g 之后, 再通过式(14)和式(15)分别求出 F_y^\perp 和 F_y^z , 最后把它们代入式(12)和式(13), 即可得到激光器远场(在计算中, 设远场与激光器相距 4 cm)的电场分布和光强分布。当激光器长度分别为 1 mm, 1.5 mm, 2 mm 和 2.5 mm 时, 激光器的辐射远场的归一化光强分布分别见图 1~图 4。从这些图可以看出: 与文献[8]中的双面金属波导相似, 激光器辐射远场的光强分布也是环形结构, 且随着激光器腔长的变长, 环逐渐变密, 但单面金属波导的环形结构不再具有对称性, 这是由于单面金属波导横基模的光场分布形状比较复杂, 不像双面金属那样是简单的长方结构。

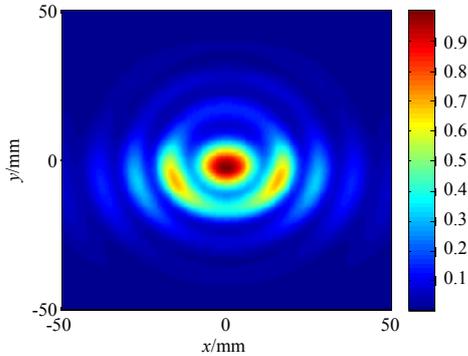


Fig.1 Far-field intensity distribution when the laser cavity length is 1 mm
图 1 激光器腔长为 1 mm 时远场辐射光强分布

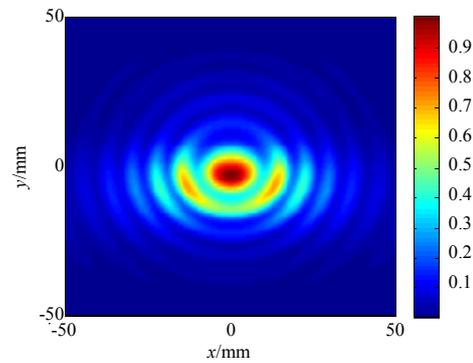


Fig.2 Far-field intensity distribution when the laser cavity length is 1.5 mm
图 2 激光器腔长为 1.5 mm 时远场辐射光强分布

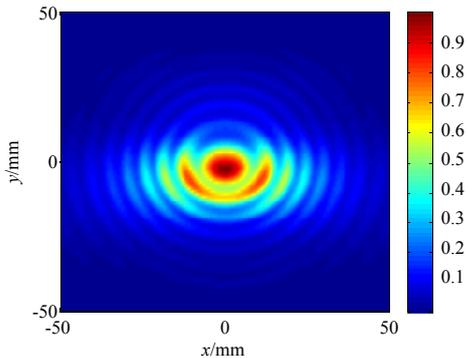


Fig.3 Far-field intensity distribution when the laser cavity length is 2 mm
图 3 激光器腔长为 2 mm 时远场辐射光强分布

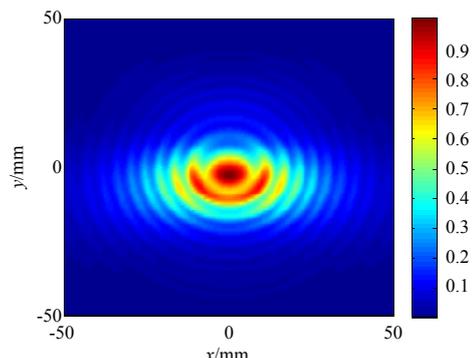


Fig.4 Far-field intensity distribution when the laser cavity length is 2.5 mm
图 4 激光器腔长为 2.5 mm 时远场辐射光强分布

3 结论

以单面金属波导 THz QCL 为辐射天线, 基于天线辐射理论得到了其出射光束的远场场分布和光强分布的基本公式。通过对具有典型参数的激光器远场分布的计算, 发现其辐射远场光强分布不是常见的高斯分布, 而是不对称的环形结构, 且随着激光器的腔长变长, 环逐渐变密。

参考文献:

- [1] 谭智勇,曹俊诚. 太赫兹量子级联激光器及其光束表征技术[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2013,11(1):21-25. (TAN Zhiyong,CAO Juncheng. Terahertz Quantum-Cascade Laser and its beam pattern characterization[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2013,11(1):21-25.)
- [2] CIATTONI Alessandro,CROSIGNANI Bruno,PORTO Paolo Di. Vectorial analytical description of propagation of a highly nonparaxial beam[J]. Optics Communication, 2002,202(1/2/3):17-20.
- [3] 王健,吴卫东,章小丽,等. 太赫兹量子级联激光器光束特性分析[J]. 计算物理, 2012,29(1):127-133. (WANG Jian,WU Weidong,ZHANG Xiaoli,et al. Analysis of terahertz Quantum Cascade Laser beam[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2012,29(1):127-133.)
- [4] ADAM A J L,KAŠALYNAS I,HOVENIER J N,et al. Beam patterns of terahertz quantum cascade lasers with subwavelength cavity dimensions[J]. Physical Review Letters, 2006,88(15):151105-1-151105-3.
- [5] HÜBERS H-W,PAVLOV S G,SEMENOV A D,et al. Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver[J]. Optics Express, 2005,13(15):5890-5896.
- [6] BRÜNDERMANN E,HAVENTH M,SCALARI G,et al. Turn-key compact high temperature terahertz quantum cascade lasers: imaging and room temperature detection[J]. Optics Express, 2006,14(5):1829-1841.
- [7] RÖBEN B,WIENOLD M,SCHROTTKE L,et al. Multiple lobes in the far-field distribution of terahertz quantum-cascade lasers due to self-interference[J]. AIP Advances, 2016,6(6):065104-1-065104-6.
- [8] ORLOVA E E,HOVENIER J N,KLAASSEN T O,et al. Antenna model for wire lasers[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(17):173904-1-193904-4.
- [9] ORLOVA E E,HOVENIER J N,VISSER P J de,et al. Image beam from a wire laser[J]. Physical Review A, 2015,91(5):051802-1-051802-5.
- [10] LI Yanfang,WANG Jian,YANG Ning,et al. The output power and beam divergence behaviors of tapered terahertz quantum cascade lasers[J]. Optics Express, 2013,21(13):15998-16006.

作者简介:



王 健(1963-), 男, 天津市人, 副教授, 博士, 主要研究方向为光波导理论、光纤传感、全光信号处理等, 先后主持和参与十余项科研项目, 在国内外学术期刊发表论文逾 40 篇, 其中 SCI 和 EI 收录 20 余篇。email:jwang@bjtu.edu.cn.

解 研(1981-), 女, 北京市人, 博士, 副研究员, 主要研究方向为包括量子点、量子环的电子和光学性质, 量子级联激光器电子结构和输运特性等。

杨 宁(1980-), 男, 北京市人, 博士, 副研究员, 主要研究方向为包括量子点、量子环的电子和激子性质, 石墨烯等低维纳米结构的电子学特性, 量子级联激光器电子结构和输运特性等。

李艳芳(1971-), 女, 山西省临汾市人, 博士, 副教授, 近年主要从事量子级联激光器波导设计及实验研究。

楚卫东(1969-), 男, 山东省菏泽市人, 博士, 研究员, 主要从事半导体低维受限体系的量子现象研究、半导体量子点、纳米环等低维结构的量子态设计、光学性质、电输运特性以及光电器件应用等。