

太赫兹量子级联激光器频率梳的色散

周康 黎华 万文坚 李子平 曹俊诚

Group velocity dispersion analysis of terahertz quantum cascade laser frequency comb

Zhou Kang Li Hua Wan Wen-Jian Li Zi-Ping Cao Jun-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 109501 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190217

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190217>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锥形太赫兹量子级联激光器输出功率与光束特性研究

Analyses of the output power and beam quality of the tapered terahertz quantum cascade lasers

物理学报. 2015, 64(22): 224212 <https://doi.org/10.7498/aps.64.224212>

三阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的远场分布特性

Far-field analysis of third-order distributed feedback terahertz quantum cascade lasers

物理学报. 2017, 66(9): 099501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.099501>

太赫兹量子级联激光器中有源区上激发态电子向高能级泄漏的研究

Electrons leakage from upper laser level to high energy levels in active regions of terahertz quantum cascade lasers

物理学报. 2019, 68(2): 021101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181882>

利用非锁定飞秒激光实现太赫兹频率的精密测量

High-precision measurement of terahertz frequency using an unstabilized femtosecond laser

物理学报. 2016, 65(15): 150601 <https://doi.org/10.7498/aps.65.150601>

太赫兹频率编码器

Terahertz frequency coding metasurface

物理学报. 2019, 68(10): 104203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190032>

## 太赫兹量子级联激光器频率梳的色散\*

周康<sup>1)2)</sup> 黎华<sup>1)2)†</sup> 万文坚<sup>1)</sup> 李子平<sup>1)2)</sup> 曹俊诚<sup>1)2)</sup>

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

2) (中国科学院大学, 材料与光电研究中心, 北京 100049)

(2019年2月19日收到; 2019年3月12日收到修改稿)

群速度色散会限制太赫兹量子级联激光器频率梳的稳定以及频谱宽度. 对于太赫兹量子级联激光器频率梳, 其色散主要由器件增益、波导损耗、材料损耗引起. 研究基于 4.2 THz 量子级联激光器双面金属波导结构, 通过建立德鲁德模型, 利用有限元法计算了激光器的波导损耗; 器件未钳制的增益由费米黄金定则计算得到, 结合增益钳制效应, 计算了器件子带电子跃迁吸收以及镜面损耗, 得到了器件钳制后的增益; 利用 Kramers-Kronig 关系得到了器件的增益、波导损耗、材料损耗引起的色散, 结果表明器件的激励区域存在非常严重的色散 ( $-8 \times 10^5 - 8 \times 10^5 \text{ fs}^2/\text{mm}$ ). 同时, 计算了一种基于 Gires-Tournois 干涉仪结构的色散, 结果表明, 该结构的色散具有周期性, 可以用于太赫兹量子级联激光器的色散补偿.

关键词: 太赫兹, 量子级联激光器, 频率梳, 色散

PACS: 95.85.Gn, 42.55.Px, 42.50.Nn, 42.60.Lh

DOI: 10.7498/aps.68.20190217

## 1 引言

太赫兹量子级联激光器 (THz quantum cascade laser, THz QCL) 频率梳是一种工作频率位于 100 GHz 到 10 THz (波长从 3 mm 到 30  $\mu\text{m}$ ), 频谱上由一系列等间距且具有相干关系的频率分量组成的激光源<sup>[1-3]</sup>. 因为 THz QCL 频率梳优越的稳定性和相关关系, 其在光谱学和高分辨中具有重大应用前景<sup>[4-6]</sup>. 而群速度色散 (group velocity dispersion, GVD) 是衡量 THz QCL 频率梳的重要指标之一<sup>[7]</sup>, 较大的 GVD 会破坏 THz QCL 频率梳的稳定性, 限制频谱的宽度<sup>[8-10]</sup>.

为了实现更加稳定、频谱更宽的 THz QCL 频率梳, 需要采取色散补偿使系统总色散尽可能趋近于零. 在飞秒激光器中, 基于衍射光栅的色散补偿结构早期被广泛使用<sup>[11,12]</sup>. 衍射光栅是一种多层异

质结构, 不同频率的光会在不同的深度发生发射, 通过设计适当的层数与厚度, 便可以研究出具有负色散的衍射光栅, 从而补偿色散<sup>[12]</sup>. 近年来, 得益于衍射光栅的色散补偿原理, 许多新型的色散补偿结构在激光器中得到了应用, 例如基于一对棱镜<sup>[13,14]</sup>, 或者是利用啁啾结构的反射镜 (double chirped mirror, DCM)<sup>[15-17]</sup>. 由于 THz QCL 是一种半导体激光器, 色散补偿结构往往通过刻蚀等工艺直接设计在波导上, 例如瑞士苏黎世联邦理工学院的 Faist 课题组<sup>[18,19]</sup> 在 THz QCL 上端面生长其他材料形成 Gires-Tournois 干涉仪 (Gires-Tournois interferometer, GTI), 完成了色散补偿; 法国巴黎高等师范学院的 Dhillon 课题组<sup>[20]</sup> 利用刻蚀工艺在 THz QCL 上刻蚀出一个空隙, 形成 GTI 结构从而完成了色散补偿; 美国麻省理工学院的 Hu 课题组<sup>[21]</sup> 则是在 THz QCL 上刻蚀出 DCM 结构实现了色散补偿. 相比于 DCM 结构, GTI 结构的设

\* 中国科学院“百人计划”、国家自然科学基金 (批准号: 61875220, 61575214, 61404150, 61405233, 61704181)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFF0106302, 2017YFA0701005) 和上海市科学技术委员会 (批准号: 17YF1430000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hua.li@mail.sim.ac.cn

计更加灵活简便,但是能够提供的色散补偿范围以及程度较小<sup>[19]</sup>.然而,一种优秀的色散补偿结构的设计是基于对器件的 GVD 准确计算后得到的.

本文对采用双面金属波导结构的 THz QCL 器件,在综合考虑了器件的各种因素后,基于 Kramers-Kronig 关系分别计算了器件的波导损耗、钳制后的增益以及材料损耗导致的色散,结果表明,器件总的色散虽然数值上与器件增益引起的色散较接近,但由于增益钳制效应,器件的增益与波导损耗、子带电子跃迁吸收、镜面损耗密切相关,因此波导损耗、子带电子跃迁吸收对器件总的色散也起到了重要影响.该计算模型不仅适用于双面金属波导结构的 QCL,对其他结构,例如半绝缘表面等离子体波导结构的 QCL 同样适用.最后,计算了一种基于 GTI 结构产生的色散,验证了该结构可用于 THz QCL 的色散补偿.该结构在设计和工艺实现上都有一定的优越性,这为实现更宽、更稳定的 THz QCL 频率梳提供了支持.

## 2 器件色散的计算

### 2.1 理论模型

电磁波的群速度定义为波的整体形状(称为波的调制或包络)在空间中传播的速度,等于波数对频率微分后的倒数:

$$V_g(\omega) = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)^{-1} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega}}. \quad (1)$$

(1) 式表明,如果折射率  $n$  是一个与频率相关的量,波的群速度也将是一个与频率相关的量,从而产生了 GVD. 通常情况下,可以使用 (2) 式来表征一个器件的 GVD:

$$\text{GVD} = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{V_g(\omega)}. \quad (2)$$

当一束光通过某种介质的时候,一部分可能会被吸收或者放大,这时候可以用一个复数  $\tilde{n} = n + ik$  来定义这种情况.其中实部  $n$  表示折射率,虚部  $k$  定义为消光系数,如 (3) 式所示,其中  $\alpha(\omega)$  表示损耗或者增益.

$$k = \frac{\alpha(\omega) \times \lambda}{4\pi}. \quad (3)$$

再根据 Kramers-Kronig 关系,可以用 (4) 式将实部和虚部联系起来,等式右边中的  $\Delta n$  表示由

于消光系数导致的折射率  $n$  的变化,  $n_0$  表示不考虑消光系数时的折射率.

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} \underbrace{\int_0^{+\infty} \frac{\omega' k(\omega') - \omega k(\omega)}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'}_{\Delta n} + n_0. \quad (4)$$

一般情况下消光系数是频率的函数,那么由 (4) 式可知折射率  $n$  也是频率的函数.结合 (1) 式和 (2) 式可知,此时会产生 GVD. 对于 THz QCL 频率梳,其重复频率  $f_{\text{rep}} = c/(2n_G^{\text{eff}}l)$ ,其中  $n_G^{\text{eff}}$  表示器件的等效折射率,  $l$  表示器件的腔长.如果折射率  $n$  不是一个常数,那么重复频率也会发生变化,从而破坏了器件的稳定性.通过 (5) 式可以计算由于 GVD 导致的第  $m$  个模式产生的频率偏移  $\Delta$ ,其中  $f_B = m \cdot f_{\text{rep}}$ <sup>[22]</sup>.图 1 给出了当 GVD 等于  $10 \times 10^5 \text{ fs}^2/\text{mm}$  时,第  $m$  个模式产生的频率偏移  $\Delta$ ,可以发现,随着 THz QCL 频率梳的频谱范围变宽,即  $m$  增大,产生的频率偏移  $\Delta$  会越来越大,从而使得器件的稳定性越来越差.

$$\text{GVD} = \left( \frac{|\Delta n_G^{\text{eff}}|}{c} \frac{1}{2\pi f_B} \right) \quad (5a)$$

$$\Delta n_G^{\text{eff}} \approx \frac{n_G^{\text{eff}}}{f_B} \Delta. \quad (5b)$$

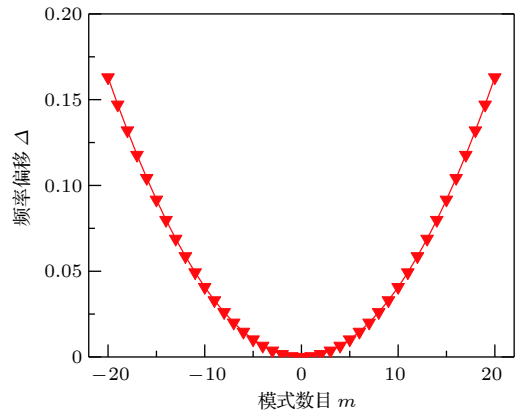


图 1 由于 GVD 引起的频率偏移  $\Delta$  与模式数目  $m$  的关系

Fig. 1. The relation between frequency offset  $\Delta$  and mode numbers  $m$ .

本文研究的 GVD 是针对双面金属波导结构的 THz QCL,其有源区结构如文献 [23] 所示,采用共振声子结构,材料为 GaAs/AlGaAs 体系,激光频率为 4.2 THz.器件的色散主要由三部分组成:波导损耗、有源区增益、材料损耗,其中由于增益

钳制效应, 有源区增益会被子带电子跃迁吸收、波导损耗以及镜面损耗钳制<sup>[24]</sup>. 我们将首先计算上述增益和损耗, 再结合 (1)—(4) 式计算器件的 GVD.

## 2.2 波导损耗

THz QCL 器件的波导损耗与其波导结构密切相关. 目前主要采取的结构是半绝缘表面等离子体波导结构和双面金属波导结构. 相比半绝缘表面等离子体波导结构, 由于波导层过于狭窄, 双面金属波导结构的 THz QCL 远场信号质量较差, 但是其基模的频率范围更宽, 所以波导损耗更加稳定<sup>[25,26]</sup>. 因此本文研究的器件波导结构采用双面金属波导, 利用基于有限元法的软件 COMSOL 计算器件波导的波导损耗, 仿真模型从下至上分别为: 下电极 (Au, 1  $\mu\text{m}$  厚), 衬底 (Si, 150  $\mu\text{m}$  厚), 下接触层 (50 nm 厚), 有源区 (10  $\mu\text{m}$  厚, 脊宽为 150  $\mu\text{m}$ ), 上接触层 (50 nm 厚), 上电极 (Au, 1  $\mu\text{m}$  厚). 由于 COMSOL 建模基于器件各部分的复折射率, 为了能够准确计算波导损耗, 首先基于德鲁德 (Drude) 模型计算器件各个部分的复折射率与频率的关系, 如 (6) 式和 (7) 式所示, 其中,  $\varepsilon_\infty$  为高频下的相对介电常数,  $N$  为电子浓度,  $t$  表示电子弛豫时间,  $m^*$  为有效质量.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2, \quad (6a)$$

$$\omega_p = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^*}, \quad (6b)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p t^2}{1 + \omega^2 t^2}, \quad (7a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\omega_p t}{\omega(1 + \omega^2 t^2)}. \quad (7b)$$

通过求解 (6) 式和 (7) 式, 可以得到器件每层材料的复折射率, 其实部折射率  $n$  和虚部消光系数  $k$  可以写成 (8) 式:

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1}{2}}, \quad (8a)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1}{2}}. \quad (8b)$$

以有源区为例, 图 2 给出了有源区复折射率的实部 (图 2 红色实线) 和虚部 (图 2 蓝色虚线) 随频率的关系.

根据 (8) 式计算得到器件各个部分的复折射

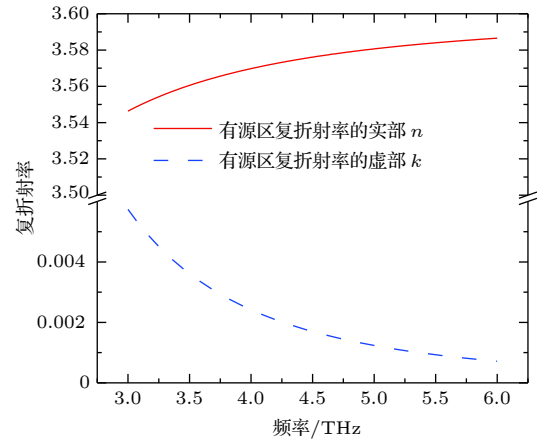


图 2 复折射率随频率变化的关系

Fig. 2. The relation between complex refractive index and frequency.

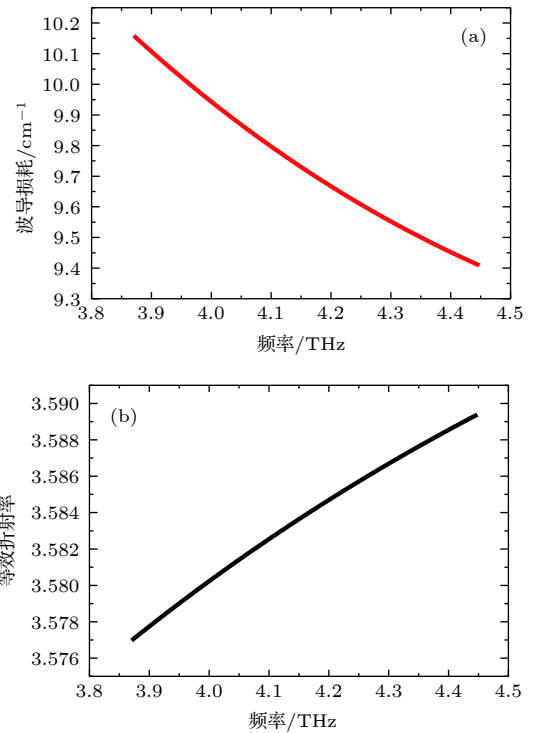


图 3 (a) 计算得到的波导损耗  $\alpha_W$  与频率的关系; (b) 等效折射率与频率的关系

Fig. 3. (a) Simulated the relationship between waveguide loss  $\alpha_W$  and frequency; (b) the relation between the effective refractive index and frequency.

率与频率的关系后, 利用有限元法便可以计算得到系统的损耗和有效折射率, 如图 3 所示, 其中图 3(a) 为计算得到的波导损耗  $\alpha_W(\omega)$  随频率变化的关系, 图 3(b) 为计算得到的等效折射率与频率的关系.

## 2.3 有源区增益

对于 THz QCL 器件, 其有源区增益介质为

GaAs/AlGaAs 周期性结构, 由于周期性结构和材料缺陷的影响, 有源区增益或者有源区材料吸收引起的色散具有空间啁啾. 但是, 在本工作中, 由于 THz QCL 有源区中绝大部分材料由 GaAs 组成, 所以针对有源区增益或者材料吸收的计算没有考虑空间啁啾行为. 根据费米黄金定则 [27], 器件的增益可以写成 (9) 式:

$$g(\omega) = \frac{2\pi e^2 z^2}{\varepsilon_0 n_{\text{ref}} L \lambda} \frac{\gamma}{(E - \hbar\omega)^2 + \gamma^2}, \quad (9)$$

其中,  $e$  为单位电子电荷,  $z_i$  表示第  $i$  个有源区的偶极矩阵元,  $\gamma$  表示能级宽度,  $\varepsilon_0$  表示真空介电常数,  $n_{\text{ref}}$  表示有源区相对折射率,  $L$  表示有源区的厚度,  $\lambda$  表示器件激射频率,  $E$  表示器件激射频率对应的能量,  $\hbar$  表示约化普朗克常数. 最终计算的结果如图 4 中黑色虚线所示, 其峰值为器件的激射频率. 由于增益钳制效应, 当器件的增益  $g(\omega)$  大于阈值增益  $g_{\text{th}}(\omega)$  时, 器件的增益会被钳制到阈值增益 [28]. 器件的阈值增益由子带电子吸收  $\alpha_{2D}$ 、波导损耗  $\alpha_W$ 、镜面损耗  $\alpha_M$  三部分组成, 如 (10) 式所示, 其中  $\Gamma$  为限制因子, 对于双面金属波导结构一般取 1.

$$g_{\text{th}}(\omega) = \frac{\alpha_W + \alpha_M + \alpha_{2D}}{\Gamma}, \quad (10)$$

其中波导损耗  $\alpha_W$  由有限元计算得到 (图 3(b)). 镜面损耗  $\alpha_M = -[\ln(R_1 R_2)]/2L$ , 其中  $L$  为器件的腔长; 对于双面金属波导结构的 THz QCL, 其端面一般与空气接触, 因此  $R_1 = R_2 = 0.64$ , 在这里取镜面损耗  $\alpha_M = 1.6 \text{ cm}^{-1}$ . 对于子带间电子跃迁吸收  $\alpha_{2D}$ , 电子可以从一个能级跃迁到任意一个上能级, 计算时需要考虑每个周期所有能级上的电子跃迁情况. 根据参考文献 [23] 中利用传输矩阵方法计算的结果, 需要考虑 11 个能级, 结合 (9) 式, 子带电子吸收  $\alpha_{2D}(\omega)$  可以写成下式:

$$\alpha_{2D}(\omega) = \frac{q^2 \omega z_{ij}^2 n_i}{\varepsilon_0 n_{\text{ref}} c} \frac{\gamma}{(E_j - E_i - \hbar\omega)^2 + \gamma^2}, \quad (11)$$

其中,  $E_j - E_i$  表示从第  $i$  能级上的电子跃迁到第  $j$  能级上所需的能量,  $z_{ij}$  表示偶极矩阵元,  $n_i$  表示第  $i$  能级上的电子浓度. 最终的计算结果如图 5 所示. 对于 THz QCL 结构, 电子迅速地通过激射上能级跃迁到激射下能级, 再通过由一系列能级差十分小的能级组成的过渡带, 进入 LO 声子散射的上能级, 然后通过 LO 声子散射后进入下一个周期. 所以电子主要集中在 LO 声子散射的上下能级, 而

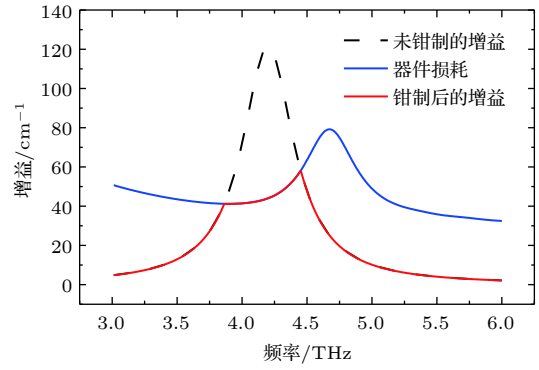


图 4 器件增益与频率的关系

Fig. 4. The relation between the gain and frequency.

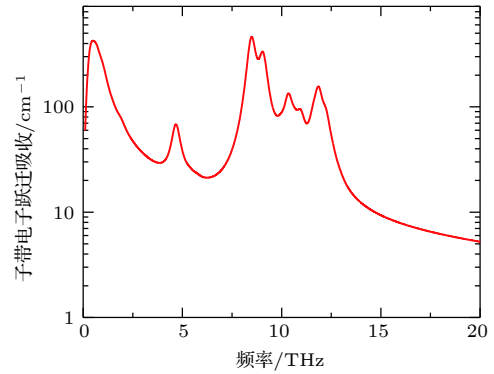


图 5 子带电子吸收随频率变化的关系

Fig. 5. The relation between intersubband absorption and frequency.

GaAs 的 LO 声子散射为 35 meV, 同时由于过渡带中的能级差十分小, 因此子带间电子跃迁吸收主要集中在 0—2 THz 和 8—10 THz.

通过计算得到的子带电子吸收  $\alpha_{2D}$ 、波导损耗  $\alpha_W$  和镜面损耗  $\alpha_M$ , 可以再结合 (10) 式, 得到器件阈值增益  $g_{\text{th}}(\omega)$ , 如图 4 中的蓝色实线所示, 其峰值偏移于器件的激射频率是由于子带电子跃迁吸收导致. 最终钳制后的器件增益如图 4 中红色实线所示.

## 2.4 材料损耗

归因于一阶或二阶电子偶极矩或势能中的非谐波项, 光学吸收由于晶格振动会出现在红外区域的吸收带 (波长范围为几十  $\mu\text{m}$ ), 即剩余射线带区域 (reststrahlen band). 这会使得电磁场发生增强或损耗, 同时使得电磁波散射. 在这里使用 Balkanski 模型 [29], 将相对介电常数  $\varepsilon(\omega)$  写为

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left( 1 + \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\gamma} \right) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2, \quad (12)$$

其中,  $\epsilon_\infty$  为高频下的相对介电常数,  $\omega_{\text{TO}}$  为横向光学声子频率 (transverse-optical, TO),  $\omega_{\text{LO}}$  为长波长光学声子频率 (long-wavelength longitudinal-optical, LO),  $\gamma$  为声子阻尼常数. 根据复折射率  $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu}$ , 对于 THz QCL 器件, 其有源区材料主要为 GaAs, 相对磁导率  $\mu$  一般认为等于 1, 因此将 (12) 式展开后可以得到材料复折射率的实部折射率  $n$  和虚部消光系数  $k$ :

$$n = \left[ \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} + \epsilon_1}{2} \right]^{1/2}, \quad (13a)$$

$$k = \left[ \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} - \epsilon_1}{2} \right]^{1/2}. \quad (13b)$$

最终计算得到 GaAs 材料的复折射率实部与频率的关系 (图 6).

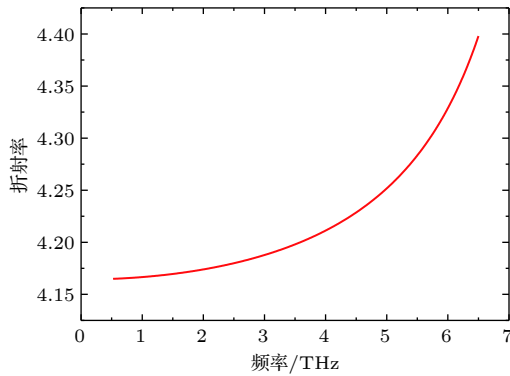


图 6 材料折射率与频率的关系

Fig. 6. The relation between the material refractive index and frequency.

### 2.5 器件的色散

器件的色散主要由三部分组成: 波导损耗、有源区增益、材料损耗. 对于波导损耗和材料损耗引起的色散, 将 2.2 与 2.4 节中计算得到的折射率变化代入 (1) 式和 (2) 式即可求得, 其中波导损耗引起的色散如图 7 中蓝色虚线所示, 材料损耗引起的色散如图 7 中橘黄色虚线所示. 对于有源区增益引起的色散, 首先需要将钳制后的增益代入 Kramers-Kronig 关系 ((4) 式) 中计算得到其引起的折射率变化, 再结合 (1) 式和 (2) 式即可求得其引起的色散 (图 7 中红色虚线). 最终器件的总色散由三部分相加得到 (图 7 中黑色实线). 由图 7 可以发现, 对于 THz QCL 器件, 在激射区域, 其总的色

散主要由钳制后的增益决定, 但是考虑到增益钳制效应, 波导损耗、子带电子吸收依然对器件的总色散有着重要的贡献.

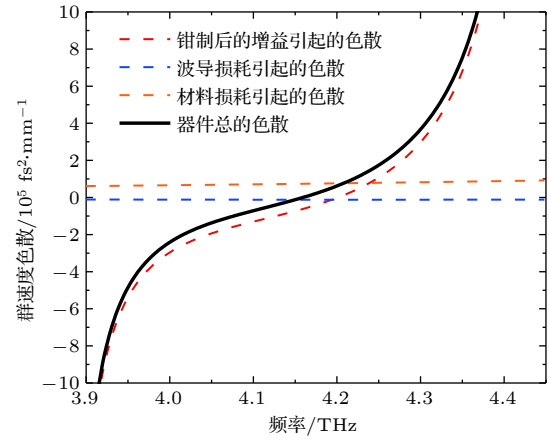


图 7 器件的色散与频率的关系

Fig. 7. The relation between GVD and frequency.

### 3 基于 Gires-Tournois 干涉仪的色散计算

为了实现更稳定、频谱更宽的 THz QCL 频率梳, 需要采取色散补偿使系统的总色散尽可能地趋近于零. 色散补偿结构的设计分为波导内和波导外两种. 对于传统的激光器, 设计在波导外的色散补偿结构已经十分成熟. 但由于 THz 是一种半导体激光器, 如果能将色散补偿结构集成到波导内, 更有利于发挥其体积小、使用灵活等优势. GTI 的本质是一种谐振腔, 因此其系统反射系数  $r_{\text{GTI}}$  可以由下式给出 [30]:

$$r_{\text{GTI}} = \frac{r_1 + r_2 e^{-i\omega t_0}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\omega t_0}}, \quad (14)$$

其中,  $r_1$  和  $r_2$  分别表示 GTI 的前端面和后端面的反射系数,  $t_0 = 2nd/c$  为 GTI 的往返时间,  $n$  表示 GTI 结构的折射率,  $d$  为 GTI 结构的腔长. GTI 结构引起的群延迟色散  $\text{GDD} = \text{GVD} \times d$  可以由 (15) 式和 (16) 式计算得到:

$$\begin{aligned} \tan \phi_{\text{GTI}} &= \frac{\text{Im}(r_{\text{GTI}})}{\text{Re}(r_{\text{GTI}})} \\ &= -\frac{-r_2 \sin \omega t_0 + r_2 r_1^2 \sin \omega t_0}{r_2 + r_1 r_2^2 + r_2 \cos \omega t_0 + r_2 r_1^2 \cos \omega t_0}, \quad (15) \end{aligned}$$

$$\text{GDD}_{\text{GTI}} = \frac{d^2 \phi_{\text{GTI}}}{d\omega^2} = \frac{d^2 \tan \phi_{\text{GTI}}}{d\omega^2} \frac{1}{1 + \tan^2 \phi_{\text{GTI}}} - \frac{2 \tan \phi_{\text{GTI}} \times \left( \frac{d \tan \phi_{\text{GTI}}}{d\omega} \right)^2}{(1 + \tan^2 \phi_{\text{GTI}})^2}. \quad (16)$$

对于一个理想的 GTI, 其后端面的反射系数  $r_2=1$ , 于是有

$$\text{GDD}_{\text{GTI}} = \frac{-2t_0^2(1-r_1^2)r_1 \sin \omega t_0}{(1+r_1^2-r_1 \cos \omega t_0)^2}. \quad (17)$$

由 (17) 式可以发现, GTI 结构引起的色散补偿的最大值与其长度的平方成正比, 但是过长的 GTI 会使其 GDD 的周期过小, 无法对 THz QCL 进行色散补偿.

我们基于参考文献 [31] 设计了一种可直接集成到 THz QCL 上的 GTI 结构进行色散补偿, 其三维结构示意图如图 8(a) 所示, 通过在 THz QCL 上刻蚀出一个空气间隙, 从而在器件的末端形成一个 GTI 结构, 其中 GTI 结构的前端面反射系数  $r_1$  由空气间隙的长度以及 GTI 腔长决定, 后端面反射系数  $r_2$  由器件的波导结构决定 (当 GTI 腔长远小于器件的腔长时). 该结构相比于在波导上设计

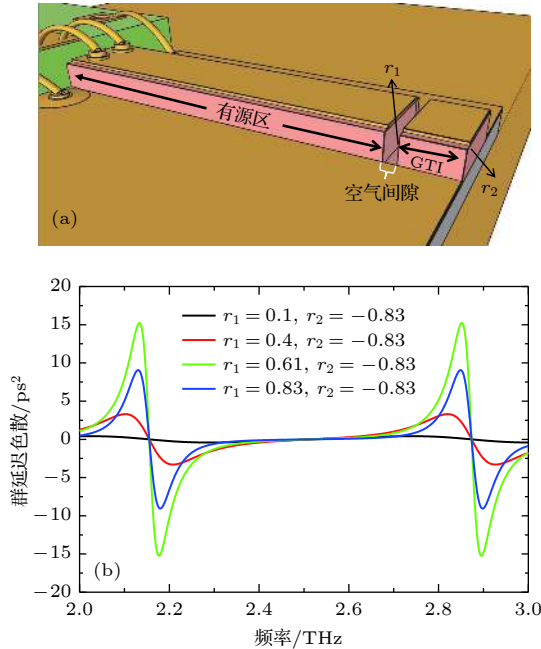


图 8 (a) 基于 GTI 结构 THz QCL 色散补偿的三维示意图; (b) 不同前端面反射系数下的群延迟色散与频率的关系  
Fig. 8. (a) Three-dimensional schematic of the THz QCL based on GTI structure for dispersion compensations; (b) calculated group delay dispersions as a function of frequency for different reflection coefficients.

DCM 或者是在器件端面生长材料形成 GTI 等方式, 在工艺以及设计上更加简便灵活, 仅通过控制空气间隙以及 GTI 长度便可以设计出具备不同色散的 GTI 结构. 在这里, 我们计算了不同前端面反射系数  $r_1$  下的 GTI 引起的 GDD 变化, 其中 THz QCL 结构为双面金属波导结构 ( $r_2=0.83$ ), GTI 的腔长  $d = 58 \mu\text{m}$ , 结果如图 8(b) 所示. 由图 8(b) 可以发现, 较大或者较小的前端面反射系数  $r_1$  均不能提供足够强、平滑的色散补偿, 因此, 一个优秀的色散补偿结构设计需要基于准确的 GVD 计算得到.

## 4 结 论

本文给出了基于双面金属波导结构的 THz QCL 器件色散的计算方法. 通过建立 Drude 模型, 基于有限元法准确地仿真了器件波导的损耗, 结合费米黄金定则, 计算了钳制后的器件增益. 同时, 基于剩余射线带理论计算了器件材料的吸收, 再利用 Kramers-Kronig 关系计算得到了波导损耗、器件增益以及材料吸收引起的 GVD, 结果表明, 器件总的色散主要由钳制后的增益决定, 但由于增益钳制效应, 子带电子吸收以及镜面损耗会对增益曲线产生巨大的影响, 需要准确计算. 最后, 给出了一种基于 GTI 的色散补偿结构以及其带来的 GDD 计算模型, 结果表明合理的 GTI 设计可以用于在 THz QCL 上实现色散补偿. 后续工作中我们将进一步完善 GTI 结构的设计, 研究相关的工艺从而降低器件的总色散.

## 参考文献

- [1] Udem T, Holzwarth R, Hansch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [2] Faist J, Capasso F, Sivco D L, Sirtori C, Hutchinson A L, Cho A Y 1994 *Science* **264** 553
- [3] Williams B S 2007 *Nature Photon.* **1** 517
- [4] Diddams S A 2010 *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys.* **27** B51
- [5] Siegel P H 2002 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **50** Pii s0018-9480(02)01958-0 910
- [6] Villares G F F 2016 *Ph. D. Dissertation* (Zurich: Swiss Federal Institute of Technology Zurich)
- [7] Hugi A, Villares G, Blaser S, Liu H C, Faist J 2012 *Nature* **492** 229
- [8] Vitiello M S, Scalari G, Williams B, De Natale P 2015 *Opt. Express* **23** 5167
- [9] Tzenov P, Burghoff D, Hu Q, Jirauschek C 2017 *IEEE T. Thz. Sci. Techn.* **7** 351
- [10] Bachmann D, Rosch M, Scalari G, Beck M, Faist J, Unterrainer K, Darmo J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 221107

- [11] Treacy E B 1969 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE** 5 454
- [12] Bonod N, Neauport J 2016 *Adv. Opt. Photonics* **8** 156
- [13] Fork R L, Martinez O E, Gordon J P 1984 *Opt. Lett.* **9** 150
- [14] Kane S, Squier J 1997 *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys.* **14** 661
- [15] Matuschek N, Kartner F X, Keller U 1998 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4** 197
- [16] Tempea G, Krausz F, Spielmann C, Ferencz K 1998 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4** 193
- [17] Kartner F X, Morgner U, Ell R, Schibli T, Fujimoto J G, Ippen E P, Scheuer V, Angelow G, Tschudi T 2001 *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys.* **18** 882
- [18] Rösch M, Scalari G, Villares G, Bosco L, Beck M, Faist J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 171104
- [19] Faist J, Villares G, Scalari G, Rösch M, Bonzon C, Hugi A, Beck M 2016 *Nanophotonics* **5** 272
- [20] Wang F, Nong H, Fobbe T, Pistore V, Houver S, Markmann S, Jukam N, Amanti M, Sirtori C, Moudjji S, Colombelli R, Li L, Linfield E, Davies G, Mangeney J, Tignon J, Dhillon S 2017 *Laser Photonics Rev.* **11** 1700013
- [21] Burghoff D, Kao T Y, Han N, Chan C W I, Cai X, Yang Y, Hayton D J, Gao J R, Reno J L, Hu Q 2014 *Nature Photon.* **8** 462
- [22] Li H, Laffaille P, Gacemi D, Apfel M, Sirtori C, Leonardon J, Santarelli G, Rosch M, Scalari G, Beck M, Faist J, Hansel W, Holzwarth R, Barbieri S 2015 *Opt. Express* **23** 33270
- [23] Wan W J, Li H, Zhou T, Cao J C 2017 *Sci. Rep.* **7** 44109
- [24] Rösch M, Scalari G, Beck M, Faist J 2014 *Nature Photon.* **9** 42
- [25] Bidaux Y, Sergachev I, Wuester W, Maulini R, Gresch T, Bismuto A, Blaser S, Muller A, Faist J 2017 *Opt. Lett.* **42** 1604
- [26] Zhu Y H, Li H, Wan W J, Zhou T, Cao J C 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 099501 (in Chinese) [朱永浩, 黎华, 万文坚, 周涛, 曹俊诚 2017 *物理学报* **66** 099501]
- [27] Weber E R, Willardson R K, Liu H, Capasso F 1999 *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications* (Vol. 62) (Beijing: Academic Press)
- [28] Li H, Cao J C, Lue J T 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 103113
- [29] Adachi S 1994 *GaAs and Related Materials: Bulk Semiconducting and Superlattice Properties* (Beijing: World Scientific Press)
- [30] Gires F, Tournois P 1964 *Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences* **258** 6112
- [31] Lu Q Y, Manna S, Wu D H, Slivken S, Razeghi M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 141104



# Group velocity dispersion analysis of terahertz quantum cascade laser frequency comb\*

Zhou Kang<sup>1)2)</sup> Li Hua<sup>1)2)†</sup> Wan Wen-Jian<sup>1)</sup>

Li Zi-Ping<sup>1)2)</sup> Cao Jun-Cheng<sup>1)2)</sup>

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

2) (*Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 19 February 2019; revised manuscript received 12 March 2019 )

## Abstract

The frequency comb which is characterized by equally-spaced frequency lines with high mode coherence has received much attention since its first demonstration in near-infrared and optical frequency range. In the terahertz frequency range, the electrically-pumped terahertz quantum cascade laser (THz QCL) based on semiconductors is an ideal candidate for achieving frequency comb operation in a frequency range between 1 THz and 5 THz. The group velocity dispersion (GVD) is a key factor for the frequency comb. A higher GVD can pull the frequencies from their equidistant values and limit the comb bandwidth. Therefore the laser dispersion needs to be compensated for in order to make the total GVD sufficiently low and flat, such as using a Gires-Tournois interferometer (GTI) or the double chirped mirror (DCM). However, a successful design still depends on the knowledge of the total GVD in the laser. In this paper, we show how to calculate the GVD in metal-metal waveguide THz QCLs by taking into account the dispersions from the GaAs material, the waveguide, and the laser gain, which conduces to the understanding of the frequency comb behavior. The waveguide loss is modelled by the finite element method. The loss due to intersubband absorption is calculated by Fermi's gold rule. All the losses, i.e., waveguide loss, mirror loss, and intersubband absorption loss, are summed up to calculate the clamped gain. The material loss can be calculated by using the reststrahlen band model. Because of these losses and gain, the refractive index needs to be replaced by a complex refractive index. The real part of the complex refractive index is the refractive index, which can be calculated from the Kramers-Kronig relationship that connects the loss or gain with the refractive index. Then the GVD introduced by the material loss, waveguide loss, and clamped gain can be finally calculated. The results show that the total GVD of THz QCL is approximately  $-8 \times 10^5 \sim 8 \times 10^5$  fs<sup>2</sup>/mm which is strongly determined by the clamped gain. Finally, the developed numerical model is employed to study the dispersion compensation effect of a GTI mirror which is coupled into a QCL gain cavity. The design of the THz QCL based on GTI structure is more flexible and feasible than that of the DCM. The result shows that by carefully designing the geometry of GTI, the dispersion of a THz QCL can be compensated for, thus achieving the broadband terahertz frequency combs.

**Keywords:** terahertz, quantum cascade laser, frequency comb, dispersion

**PACS:** 95.85.Gn, 42.55.Px, 42.50.Nn, 42.60.Lh

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190217

\* Project supported by the "Hundred-Talent" Program of Chinese Academy of Sciences, the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61875220, 61575214, 61404150, 61405233, 61704181), the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFF0106302, 2017YFA0701005), and Shanghai Municipal Commission of Science and Technology, China (Grant No. 17YF1430000).

† Corresponding author. E-mail: [hua.li@mail.sim.ac.cn](mailto:hua.li@mail.sim.ac.cn)