

## 连续波抽运气体波导产生太赫兹激光的理论研究\*

张会云 刘蒙 张玉萍<sup>†</sup> 申端龙 吴志心 尹贻恒 李德华

(山东科技大学理学院, 青岛市太赫兹技术重点实验室, 青岛 266510)

(2013年8月26日收到; 2013年11月9日收到修改稿)

基于速率方程理论, 建立了光抽运气体波导产生太赫兹 (THz) 激光的能量转化模型, 理论分析并求解得到抽运光吸收系数、THz 小信号增益系数以及 THz 输出功率表达式. 计算结果表明, THz 输出功率随工作物质气压的升高先增加后逐渐减少, 随抽运功率的增加、输出镜反射率的减小而增加; 最佳工作气压随抽运功率的增大而增大; 激发态粒子数以及 THz 光子通量随波导截面径向逐渐减小, 而 THz 小信号增益系数逐渐增加; 抽运饱和、弱抽运吸收与激发态工作物质对 THz 激光的吸收是限制激光转化效率提高的根源; 基于该模型的计算结果与相关文献中的实验数据符合较好.

**关键词:** 太赫兹, 连续波, 光抽运, 波导

**PACS:** 07.57.Hm, 42.72.Ai, 42.55.-f, 42.82.Et

**DOI:** 10.7498/aps.63.020702

## 1 引言

太赫兹 (THz) 波在成像、医学诊断、环境科学、信息通信及基础物理研究领域有广阔的应用前景<sup>[1-3]</sup>, 但这些应用很多都为没有合适的 THz 源所困扰. 受激辐射产生的激光具有良好的单色性、方向性和相干性, 依据该原理运用红外激光抽运能级间距小于 1 kT 的活性气体分子可以产生 THz 激光. 目前, 光抽运气体分子产生 THz 是得到光束质量好、输出功率高、并能在常温下持续、稳定输出的实用 THz 源的最佳方法<sup>[4,5]</sup>, 已实现最大平均输出功率 800 mW (波长 118.8  $\mu\text{m}$ ), 对应光-光转换效率高达 0.727%<sup>[6]</sup>, 远高于光学差频<sup>[7]</sup>、光学参量振荡以及光电导<sup>[8]</sup>、光整流等方法的光-光转化效率, 在 THz 成像<sup>[9]</sup>、通信<sup>[10-12]</sup>等方面已有应用. 然而这种辐射源在体积大小、重量、效率、可靠性、维护性、运行寿命等方面仍需要一定的改进<sup>[13]</sup>. 具有小型化、高效、高平均功率、高可靠性等优点的波导<sup>[14]</sup>激光器是光抽运 THz 辐射源的一个重要发展方向.

与开腔 THz 激光器相比, 波导激光器体积紧凑, 波导腔的横截面小, 易于保持高抽运光强和增益系数, 波导壁热量散失速率大, 能减少热弛豫带来的负面影响, 有利于消除振动瓶颈效应. 已有很多文献研究光抽运波导中气体分子产生 THz 激光, 但文献报道主要集中在实验研究方面<sup>[15,16]</sup>, 相应的理论分析很少, 对波导中激光能量转化的机制以及限制转化效率的因素还没有准确的认识, 实验研究尚缺乏系统的理论模型作支撑和指导.

本文首先建立连续波抽运 THz 激光能量转化模型图, 从速率方程理论出发, 对连续波光抽运气体波导产生 THz 激光的原理进行了理论分析, 给出各个物理量的计算公式并构成分析与计算的体系. 然后, 选取 9P36 支线抽运甲醇气体产生 118.8  $\mu\text{m}$  THz 激光为例进行数值计算, 将数值计算结果与文献中的实验数据对比并做详尽的分析说明. 最后, 对全文的理论分析和数值计算结果分析做出总结, 以期为后续的实验提供指导和依据.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61001018)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2011FM009, ZR2012FM011)、山东科技大学杰出青年科学基金 (批准号: 2010KYJQ103)、山东省高等学校科技计划项目 (批准号: J11LG20)、青岛市科技计划项目 (批准号: 11-2-4-4-(8)-jch) 和山东科技大学科技创新基金 (批准号: YCB120173) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: [sdust\\_thz@163.com](mailto:sdust_thz@163.com)

## 2 理论模型

THz激光的工作过程可由图1所示的三能级模型来表述, 图中,  $\Gamma_r$  为转动弛豫速率, 其典型值<sup>[4]</sup>为  $10^8 \text{ s}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ;  $n_1, n_2, n_3$ , 为参与THz激光过程的三个转动能级,  $n_1$  位于振动基态,  $n_2, n_3$  位于振动激发态;  $n_K^{\text{gnd}}$  和  $n_K^{\text{exc}}$  为参与激光过程的某一  $K$  值所对应的振动基态和振动激发态的工作分子数;  $M$  和  $N$  分别为除去  $n_1, n_2, n_3$  转动能级上的工作分子后, 振动激发态和振动基态的工作分子数;  $\Gamma_K$  为参与激光过程的转动能级上的工作分子通过碰撞作用弛豫到相邻  $K$  值能级上的速率,

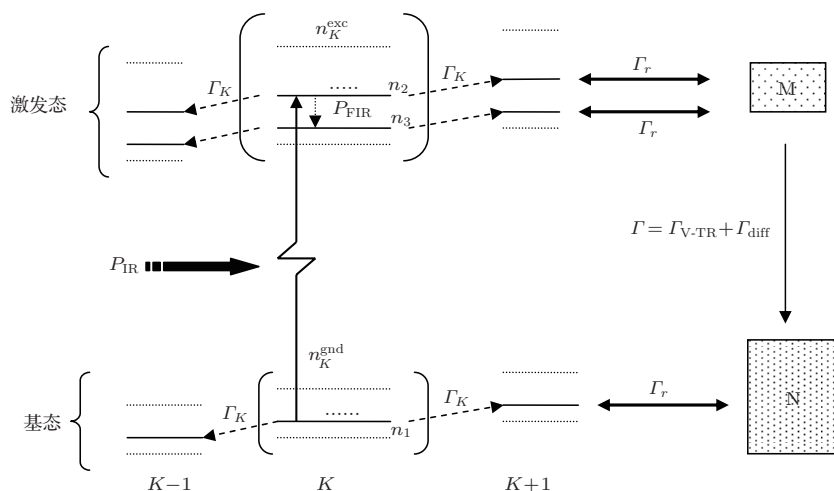


图1 连续波抽运 THz 激光能量转化模型图

本文所涉及的波导谐振腔的半径  $a$  处于 1—15 mm 之间, 其菲涅尔数  $N < 1$ . 抽运激光通过波导输入耦合端耦合进波导谐振腔后, 由于波导半径较小且波导壁反射率较高, 可假定抽运光沿波导横截面均匀分布, 并可忽略抽运光横模的强度分布. THz 激光过程处于稳定状态时, 抽运光光子数满足微分方程<sup>[17]</sup>:

$$\frac{d\Phi_I}{dt} = \frac{-\eta L - \gamma_I}{t_1} \Phi_I + Z = 0, \quad (1)$$

其中,  $L$  为波导输入耦合镜与输出耦合镜之间的距离;  $t_1 = \frac{L}{c}$ ,  $c$  为光速;  $\gamma_I$  为红外抽运光的单程损耗; 抽运激光体积元  $Z = \frac{P_{\text{IR}}}{\pi a^2 L \hbar \omega_{\text{IR}}}$ ,  $P_{\text{IR}}$  为红外抽运光功率. 在较低工作气压下, 工作物质对抽运光的吸收系数  $\eta$ <sup>[17]</sup> 为

$$\eta = \frac{\alpha_0 e^{-\frac{\Delta^2}{\Delta v_D^2}}}{\left(1 + \frac{I}{I_{\text{SAT}}}\right)^{1/2}}, \quad (2)$$

典型值<sup>[4]</sup>为  $1.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ;  $\Gamma$  为振动激发态工作分子振动退激活速率, 包括工作物质分子互相碰撞后退激活的速率  $\Gamma_{\text{V-TR}}$  和工作物质分子与波导壁碰撞退激活的速率  $\Gamma_{\text{diff}}$  两个部分, 前者退激活过程中分子能量转化为分子平动或转动动能, 后者退激活过程中分子能量转化为波导壁的内能.  $\Gamma_{\text{V-TR}}$  与  $\Gamma_{\text{diff}}$  的典型值<sup>[4]</sup>及计算公式分别为  $1.2 \times 10^5 \text{ s}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ,  $\Gamma_{\text{diff}} = \frac{u_1^2 D_{\text{diff}}^0}{pa^2}$ , 其中  $u_1$  为贝塞尔函数  $J_0$  的第一个零点,  $D_{\text{diff}}^0$  为扩散常数, 典型值<sup>[4]</sup>为  $85 \text{ cm}^2 \cdot \text{Torr}^{-1}$ ,  $a$  为波导半径,  $p$  为工作物质气压.

$\alpha_0$  为谱线中心处不饱和吸收系数,  $\Delta = (v_{\text{IR}} - v_2)$  为抽运失谐量,  $\Delta v_D$  为工作物质的多普勒加宽,  $I_{\text{SAT}}$  为红外抽运光饱和光子数通量 (其单位为  $\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ). 由 (2) 式可知,  $I_{\text{SAT}}$  决定工作物质对抽运光的吸收系数, 是提高抽运吸收的关键物理量, 其数值计算可由工作物质的饱和吸收光强得出:

$$I_{\text{SAT}} = \frac{I_S}{\hbar \omega_{\text{IR}}}. \quad (3)$$

工作物质分子对抽运光的饱和吸收光强的计算包括转动弛豫、V-T/R、波导壁的碰撞退激活以及  $\Delta K$  碰撞弛豫过程<sup>[18]</sup>, 参与 THz 激光过程的各能级的工作分子数满足速率方程:

$$\begin{aligned} \dot{n}_2 &= -\sigma_{\text{IR}} I_{\text{IR}} (n_2 - g_2 n_0 / g_2) \\ &\quad - \Gamma_r n_2 + \alpha_2 \Gamma_r n_K^{\text{exc}} - \Gamma (n_2 - n_2^e), \\ \dot{n}_0 &= \sigma_{\text{IR}} I_{\text{IR}} (n_2 - g_2 n_0 / g_2) \\ &\quad - \Gamma_r n_0 + \alpha_0 \Gamma_r n_K^{\text{gnd}} - \Gamma (n_0 - n_0^e), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_K^{\text{exc}} &= -\sigma_{\text{IR}}I_{\text{IR}}(n_2 - g_2n_0/g_2) - \Gamma_K n_K^{\text{exc}} \\
 &\quad + \Gamma_K \alpha_K N^{\text{exc}} - \Gamma(n_K^{\text{exc}} - n_K^{\text{exc,e}}), \\
 \dot{n}_K^{\text{gnd}} &= -\sigma_{\text{IR}}I_{\text{IR}}(n_2 - g_2n_0/g_2) \\
 &\quad - \Gamma_K n_K^{\text{gnd}} + \Gamma_K \alpha_K N^{\text{gnd}} \\
 &\quad - \Gamma(n_K^{\text{gnd}} - n_K^{\text{gnd,e}}), \\
 \dot{N}^{\text{exc}} &= \Gamma_K n_K^{\text{exc}} - \Gamma_K \alpha_K N^{\text{exc}} \\
 &\quad - \Gamma(N_K^{\text{exc}} - N_K^{\text{exc,e}}), \\
 \dot{N}^{\text{gnd}} &= \Gamma_K n_K^{\text{gnd}} - \Gamma_K \alpha_K N^{\text{gnd}} \\
 &\quad - \Gamma(N_K^{\text{gnd}} - N_K^{\text{gnd,e}}). \tag{4}
 \end{aligned}$$

求解方程得到饱和强度的表达式:

$$I_S = \frac{\hbar\omega_{\text{IR}}(\Gamma_r + \Gamma)\Gamma(\Gamma_K + \Gamma_K\alpha_K + \Gamma)}{2\sigma_{\text{IR}}[m\Gamma(\Gamma_K + \Gamma_K\alpha_K + \Gamma) + \alpha_{J2}\Gamma_r(\Gamma_K\alpha_K + \Gamma)]}. \tag{5}$$

以上方程中,  $\sigma_{\text{IR}}$  为红外抽运光的均匀截面,  $n_K^{\text{gnd}}$  与  $n_K^{\text{exc}}$  分别为某一  $K$  值对应的振动基态与振动激发态的工作分子数;  $N^{\text{gnd}}$  与  $N^{\text{exc}}$  为除上述参与激光过程的分子数剩余的振动基态与振动激发态的工作分子数;  $\alpha_K$  为在某一振动能级的  $K$  值能级上所占有分子数比例. 通常条件下认为所有转动弛豫速率相同, 此时  $m = 1$ . 以波导半径为参数, 甲醇气体 118.8  $\mu\text{m}$  的 THz 激光过程为例, 工作物质对抽运光的饱和吸收光强与工作物质的气压的关系如图 2 所示.

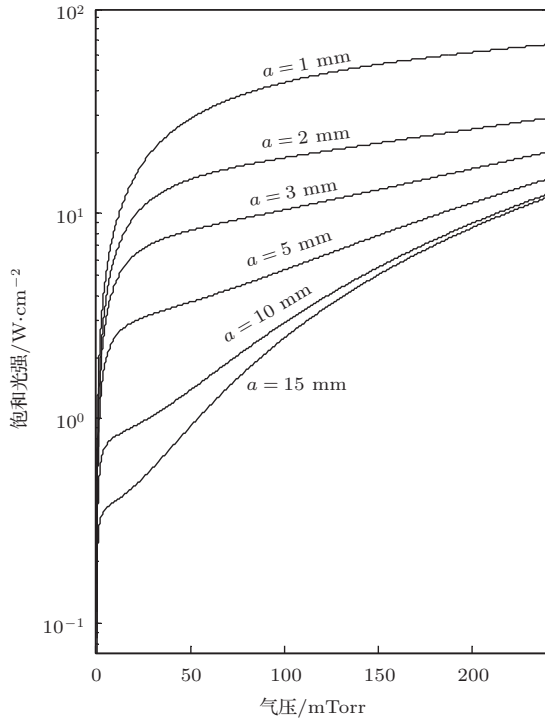


图 2 以波导半径为参数, 饱和光强随工作气压的变化

由于抽运失谐的存在, 波导内的驻波在红外抽运光子数线性曲线的峰值对称处产生两个烧孔, 由 (1) 和 (2) 式可得前向和后向红外驻波的光子通量为

$$I_{\text{IR}}^+ = I_{\text{IR}}^- = \frac{1}{2}c\Phi_I = \frac{0.5ZL}{\gamma_I + \eta(I_{\text{IR}}^{\pm})}. \tag{6}$$

对于稳态 THz 激光过程中转动能级 1 和转动能级 2 的工作物质的分子数满足微分方程:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_2(v_z) &= I(v_z)\eta(I(v_z)) - \Gamma_r n_2(v_z) \\
 &\quad + \Gamma_r f(v_z)\alpha_2 n_K^{\text{exc}}(r) - (n_2(v_z) \\
 &\quad - g_2 n_1(v_z)/g_1)(\sigma_+ I_{\text{FIR}}^+ + \sigma_- I_{\text{FIR}}^-), \\
 \dot{n}_1(v_z) &= -\Gamma_r n_1(v_z) + \Gamma_r f(v_z)\alpha_1 n_K^{\text{exc}}(r) \\
 &\quad + (n_2(v_z) - g_2 n_1(v_z)/g_1) \\
 &\quad \times (\sigma_+ I_{\text{FIR}}^+ + \sigma_- I_{\text{FIR}}^-), \tag{7}
 \end{aligned}$$

其中,  $f(v_z)$  为速率分布函数,  $\alpha_J$  为某一  $K$  值中第  $J$  个转动能级的平衡比率因子. 转动能级 2 与转动能级 3 之间的粒子数反转定义为

$$\Delta N(v_z) = n_2(v_z) - \frac{g_2}{g_3} n_3(v_z), \tag{8}$$

其中,  $g_2$  和  $g_3$  为转动能级 2 和转动能级 3 的统计权重, 当工作物质分子由能级  $i$  向能级  $j$  跃迁时,

$$g_i = g_J = 2J + 1, \quad g_j = g_{J-1} = 2J - 1.$$

由 (2), (6), (7), (8) 式可得 THz 激光过程中

$$\Delta N(v_z) = \frac{2I\eta(I) + \Gamma_r f(v_z)n_K^{\text{exc}}(r)\left(\alpha_2 - \frac{g_2}{g_1}\alpha_1\right)}{\Gamma_r + \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)(\sigma_+ I_{\text{FIR}}^+ + \sigma_- I_{\text{FIR}}^-)}. \tag{9}$$

沿波导腔的某一传播方向其 THz 激光的小信号增益系数<sup>[19]</sup>为

$$g_+(r, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{\text{FIR}}^+ \Delta N(v_z) dv_z, \tag{10}$$

其中,  $\sigma_{\text{FIR}}^{\pm}$  为 THz 激光过程中的受激发射截面,

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{FIR}}^{\pm}(v_z, f) &= \frac{\lambda_{\text{FIR}}^2 A_{21} \Delta f_{\text{H}}}{16\pi^2} \\
 &\quad \times \frac{1}{(f - f_0 \pm f_0 v_z/c)^2 + (\Delta f_{\text{H}})^2}, \tag{11}
 \end{aligned}$$

其中,  $A_{21}$  为工作物质分子在 THz 频段的自发辐射爱因斯坦系数,  $\Delta f_{\text{H}}$  为工作物质分子的均匀线宽, 其计算公式分别为

$$A_{21} = \frac{e^2 \omega_{\text{FIR}}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m},$$

$$\Delta f_H = \frac{1}{\pi} n_a Q_{aa} \sqrt{\frac{16k_b T}{\pi m_a}}$$

由 (9), (10), (11) 式可得

$$g_+(r, v) = \frac{I_{\text{IR}}^+ \eta(I_{\text{IR}}^+) (\sigma_{\text{FIR}}^+ + \sigma_{\text{FIR}}^-) + \left[ \alpha_3 - \frac{g_3}{g_2} \alpha_2 \right] n_K^{\text{exc}}(r) \sigma_{\text{FIR}}^+ \Gamma_r}{\Gamma_r + I_{\text{FIR}} \left( 1 + \frac{g_3}{g_2} \right) \sigma_{\text{FIR}}^+ H}, \quad (12)$$

$$H = \frac{(\Delta f_H/2)^2}{(f_{\text{FIR}} - f_{32})^2 + (\Delta f_H/2)^2}, \quad (13)$$

其中,  $n_K^{\text{exc}}(r)$  为波导横截面的径向的函数<sup>[18,20-22]</sup>,

$$n_K^{\text{exc}}(r) = n_K^e + \frac{I\eta(I)}{\Gamma} f_k \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right), \quad (14)$$

式中,  $n_K^e$  为热平衡值,  $f_k$  为某一  $K$  值所对应的激发态工作分子数占有所有激发态工作分子数的比例,  $\Gamma$  为  $\Gamma_{\text{V-TR}}$  与  $\Gamma_{\text{diff}}$  之和.  $n_K^{\text{exc}}(r)$  随波导横截面径向变化, 在波导中心处最大, 波导壁上减小为热平衡值.

在 (12) 式中, 分子的第一项是工作物质分子对红外抽运光的吸收产生的粒子数反转对小信号增益的贡献. 由于  $I\eta(I)$  的大小很大程度上由饱和光强  $I_S$  决定, 因此抽运吸收饱和是限制 THz 激光过程中小信号增益系数及激光转化效率的关键因素之一. 分子中的第二项为处于振动激发态的工作物质分子对 THz 激光的吸收. 该吸收随抽运功率的增大而增大, 因而工作物质振动激发态对 THz 激光的吸收是限制 THz 激光过程中转化效率提高的另一个关键因素. 由 (12) 式可以预测, 减小波导芯径以增大振动退激活速率  $\Gamma$  从而减小处于激发态的工作物质分子对 THz 激光的吸收, 提高激光过程中的转化效率. 由 (3), (5), (12) 式及图 2 可知, 适当增大工作物质的工作气压, 可增大工作物质的饱和吸收光强, 进而增加工作物质对抽运光的吸收效率, 达到提高激光能量转化效率的目的.

在 THz 气体波导激光器中,  $gI_{\text{FIR}}$  为饱和功率密度<sup>[4]</sup>, 此时最大的 THz 激光输出功率为

$$P_{\text{FIR}} = Q_c A L (g_{\text{FIR}} I_{\text{FIR}}), \quad (15)$$

$A$  为波导的横截面积. 在忽略激发态吸收的影响下, 上式简化为

$$P_{\text{FIR}} = \frac{Q_c Q_q}{1 + \frac{g_3}{g_2}} \frac{\eta(I_{\text{IR}}^+) L}{\gamma_{\text{IR}} + \eta(I_{\text{IR}}^+) L} P_{\text{IR}}, \quad (16)$$

其中,  $Q_q$  为量子转化效率,  $Q_c$  为 THz 波导腔的

效率,

$$Q_c = \frac{-0.5 \ln R}{\gamma_{\text{FIR}} - 0.5 \ln R}, \quad (17)$$

其中,  $R$  为输出耦合镜对 THz 激光的反射率,  $\gamma_{\text{FIR}}$  为 THz 光在波导腔内的单程损耗及耦合损耗之和. 对于  $\text{EH}_{11}$  模, 其传输常数的虚部

$$\alpha_{11} = \left( \frac{u_{11}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \text{Re} \left\{ \frac{1}{2} \frac{n^2 + 1}{\sqrt{n^2 - 1}} \right\}, \quad (18)$$

其中  $n$  为波导内壁材料对 THz 激光的复折射率. 由于 THz 激光在波导腔内振荡的过程中, THz 激光在反射镜和波导端口之间的耦合会带来耦合损耗<sup>[23]</sup>, 所以 THz 激光在波导内的单程损耗为传输损耗与耦合损耗之和<sup>[4,19,24]</sup>.

THz 波导中的小信号增益的阈值<sup>[4]</sup>

$$g_{\text{th}} = (\gamma_{\text{FIR}} - 0.5 \ln R)/L. \quad (19)$$

上述分析完整地论述了基于速率方程而建立的光抽运气体波导产生 THz 激光的转化过程模型. 该理论和模型系统完善、定量地描述了工作物质对抽运光的吸收过程、THz 激光的小信号增益系数、小信号增益系数阈值以及 THz 激光输出功率的定量表达式. 在此基础上我们找到并分析了限制激光转化效率提高的两个关键因素, 并由此预测高效 THz 激光器所具有的特征, 为下一步的实验设计与实验结果提供指导和预测.

### 3 数值计算与讨论

基于上述理论建立的光抽运气体波导产生 THz 激光转化模型, 以甲醇气体为工作物质, 设 THz 工作腔波导半径为  $a$ , 波导长度为  $L$ , 输出耦合镜对 THz 光的反射率为  $R$ , 选择抽运支线为 9P36, THz 激光的波长为 118.8  $\mu\text{m}$ , 得到如下计算结果.

图 3 为以抽运功率为参数, 波导长度  $L = 267 \text{ cm}$ , 工作温度为 15  $^\circ\text{C}$ , 波导半径  $a = 12.5 \text{ mm}$  时, THz 激光输出功率和 THz 激光归一化输出功

率随工作物质气压的变化关系. 计算结果 (a) 表明, 在  $0-p_c$  工作气压范围内, THz 激光的功率输出随工作气压近似线性变化, 工作物质对抽运光的吸收随着工作气压的升高而增大; 而在工作气压高于  $p_c$  后, 气压展宽引起吸收饱和效应; 扩散弛豫速率受到波导壁的限制并随气压的升高而降低; 过多的工作分子在参与激光过程的激发态下能级积聚, 加之退激活不够迅速, 导致工作分子向其他  $K$  值能级上跃迁并引起抽运光的吸收; 随着气压的升高, 背景工作分子数增多, 其对 THz 激光吸收也随之增大, 最终导致 THz 激光输出功率降低. 因此对某一特定激光抽运功率, 存在一最佳工作气压  $p_c$ , 在该工作气压下 THz 激光的转化效率最高. 文

献 [16] 报道了抽运功率为 50 W 时 THz 激光输出功率与工作气压变化关系, 我们的理论模拟与该实验数据在 50—500 mTorr 时符合较好, 仅在 0—50 mTorr 范围内时稍有偏离. 我们分析, 该误差是由于忽略了抽运光的驻波效应以及抽运光功率在波导横截面上的径向分布所致. 对照结果表明我们的理论计算结果与实验数据符合较好, 该模型能较好地反映 THz 激光的转化过程.

由计算结果 (b) 可知, 随着抽运功率的增大, 其最佳工作气压也相应增加. 上述 THz 的激光输出功率与工作物质气压之间的关系可由图 4 得到解释.

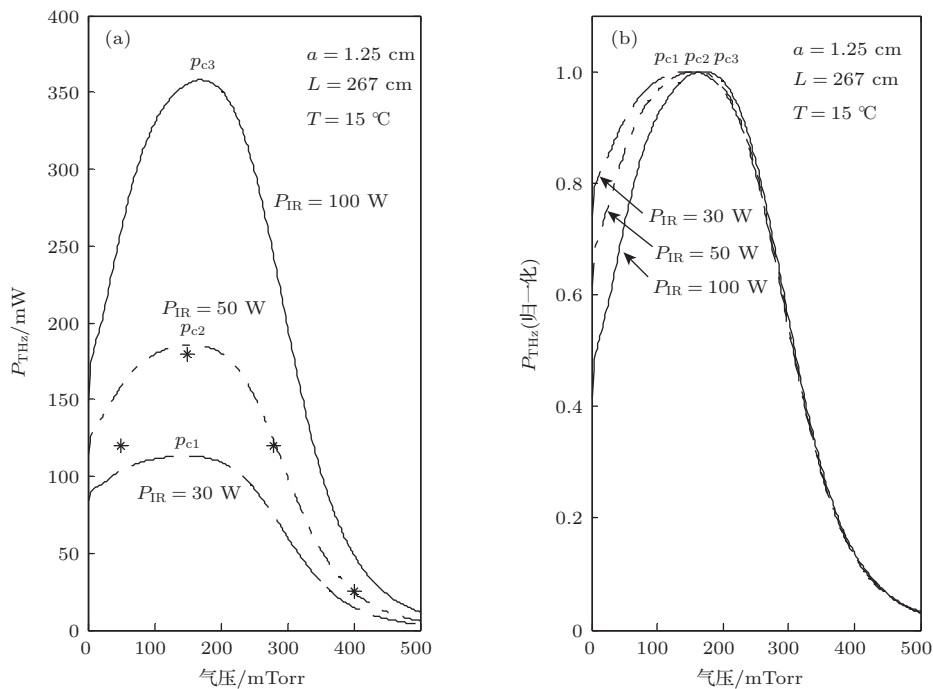


图3 抽运功率分别为 30, 50 和 100 W 时 (a) THz 激光输出功率随工作气压变化关系, 图中 \* 为实验数据 [16]; (b) THz 激光归一化输出功率与工作气压的变化

图 4 是抽运功率为 50 W, 工作气压为 160 mTorr, 输出耦合镜对 THz 激光的反射率为 0.85, 波导半径为 1.25 cm, 波导长度为 267 cm, 工作物质温度为 15 °C 时, 在波导工作腔的轴线上, 对应 9P36 支线抽运时, 118.8  $\mu\text{m}$  THz 激光的小信号增益曲线和处于激发态的工作物质分子对 THz 激光的吸收系数曲线. 由于 THz 气体波导工作腔内 THz 激光振荡形成驻波, 因此具有  $\pm v_z$  速度的工作物质分子受激跃迁产生 THz 激光, 从而形成增益曲线的两个烧孔, 因而出现两条具有  $\pm v_z$  速度的工作分子的小信号增益曲线, 如图 4 中的  $\pm v_z$  线所示.

而处于振动激发态的工作物质分子对 THz 激光的吸收系数如图 4 下半部分所示, 该效应严重抑制了 THz 激光过程中转化效率的提高. THz 腔中 THz 激光的净小信号增益系数如图 4 中黑色加粗实线所示. 由图 4 可知, THz 小信号增益与激发态工作物质吸收共同制约 THz 激光过程的转化效率, 最终形成图 3 中 THz 激光输出功率随工作气压变化趋势. 在图 3 中  $0-p_c$  低工作气压内, 工作物质分子的扩散弛豫  $\Gamma_{\text{diff}}$  较大, 由 (12) 式及 (14) 式得激发态工作物质对 THz 激光的吸收低. 因此随工作气压升高, 工作物质对抽运光吸收更加充分, THz 激光

输出功率随工作气压升高而增加. 而工作气压高于  $p_c$  后, 工作物质分子的扩散弛豫  $\Gamma_{diff}$  逐渐减小, 由 (12) 式及 (14) 式得激发态工作物质对 THz 激光吸收增大. 因此随工作气压升高, 处于振动激发态的工作分子增加, THz 激光输出功率随工作气压升高而降低. 图 4 中横虚线为小信号增益阈值, 当净小信号增益小于该阈值时, 该 THz 气体波导就不能形成有效的 THz 激光振荡, 从而不能形成 THz 的有效放大.

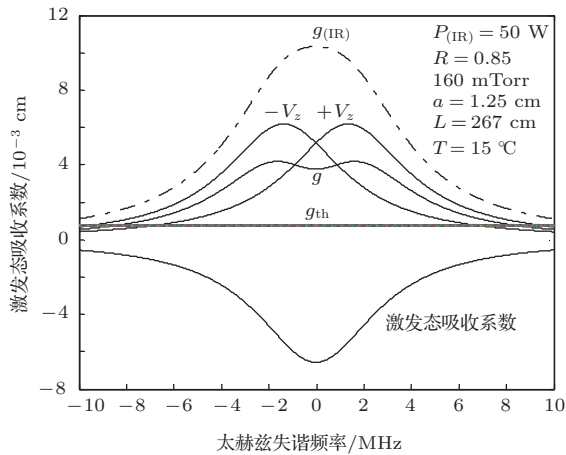


图 4 THz 小信号增益系数及激发态工作物对 THz 吸收系数随信号光失谐量的变化

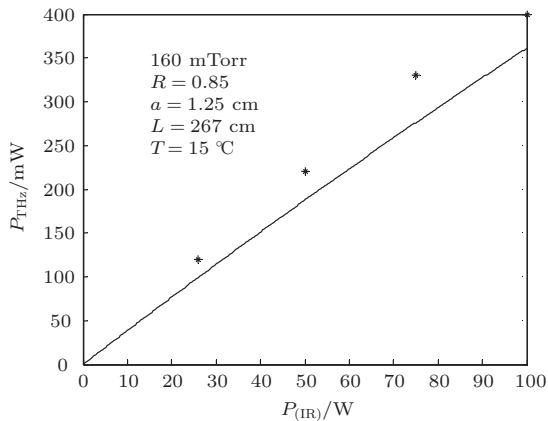


图 5 THz 激光输出功率随红外抽运功率的变化, 其中 \* 为实验数据 [16]

图 5 为 THz 工作腔长为 267 cm, 波导半径 1.25 cm, 输出耦合端反射镜对 THz 激光的反射率为 0.85, 工作气压为 160 mTorr, 工作物质温度为 15 °时, THz 激光输出功率随红外抽运光功率的变化. 计算结果表明, 在选取上述参数的情况下, THz 输出功率与红外抽运功率近似做线性变化, 整体曲线表明, 其他参数不变时, 增大抽运光的功率有利于 THz 激光功率的提高. 当抽运功率在 0—60 W 范围内时, 理论结果与实验 [16] 符合较

好; 当抽运功率在 60—100 W 时, 理论计算值稍低于实验数据, 导致该误差的原因可能是由于忽略了抽运光功率在波导横截面上的径向分布的影响. 通过将理论计算结果与实验数据对照, 表明我们建立的模型是有效、可行的.

图 6 是抽运功率为 50 W, 工作气压为 160 mTorr, 波导半径为 1.25 cm, 波导长度为 267 cm, 工作物质温度为 15 °C 时, THz 激光输出功率以及波导腔内振荡的太赫兹总功率随输出耦合镜反射率的变化关系图. 计算结果图 6(a) 表明, THz 激光输出功率随反射率的减小而增大, 尤其反射率处在 0.85—1 之间时, 二者近似做线性变化; 当反射率小于 0.85 时, THz 激光输出功率随反射率减小而增大的速率减小. 图 6(b) 表明 THz 总功率随反射率的增大而增大, 腔内激光过程的光-光转化效率增大. 兼顾提高激光器腔内振荡特性和 THz 激光输出能量, 图 6(a), (b) 交点处的反射率为输出耦合镜的最佳反射率, 在实验中的输出耦合率根据这一取值和实际需要再进行调整优化.

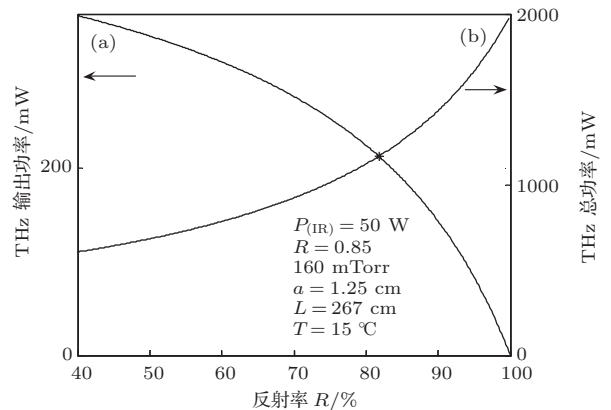


图 6 (a) THz 输出功率随 THz 输出耦合镜反射率的变化; (b) THz 总功率随输出耦合镜反射率的变化

由 (14) 式得  $n_K^{exc}(r)$  随波导横截面径向变化, 从而导致激发态粒子数、小信号增益以及 THz 光子通量随波导径向发生变化.

图 7, 图 8 和图 9 分别是抽运功率为 50 W, 工作气压为 160 mTorr, 输出耦合镜对 THz 激光的反射率为 0.85, 波导半径为 1.25 cm, 波导长度为 267 cm, 工作物质温度为 15 °C 时, 激发态工作分子数、小信号增益系数以及 THz 光子通量随波导横截面半径的变化关系. 计算结果表明: 在波导轴线上 THz 激光过程中的激发态分子数最多, 随着波导径向依次递减, 在波导壁上其数值等于热平衡值.

图 7 的计算结果可很好地解释图 8 的现象, 由于激发态工作分子对 THz 激光的吸收作用, 波导轴线上的振动激发态工作物质分子对 THz 激光的吸收最大, 从而该处小信号增益系数最小. 随着径向位置的增加, 激发态工作分子对 THz 激光的吸收减小, 小信号增益系数随之增大, 在波导壁上小信号

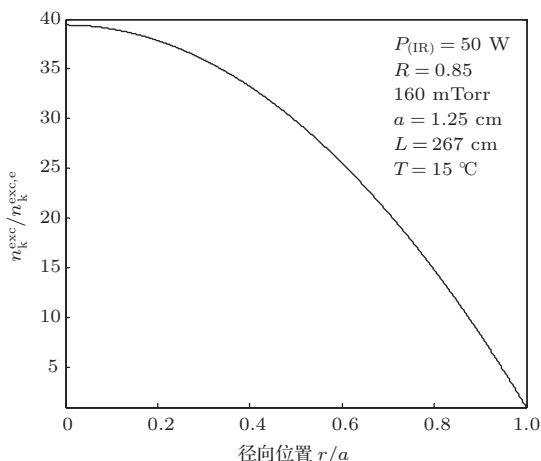


图 7 激发态粒子数随波导横截面径向的变化

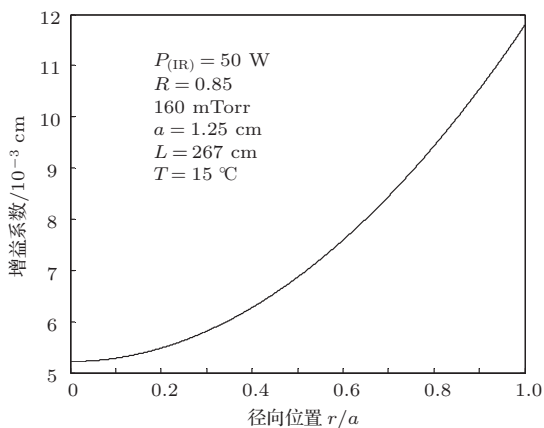


图 8 小信号增益系数随波导横截面径向的变化

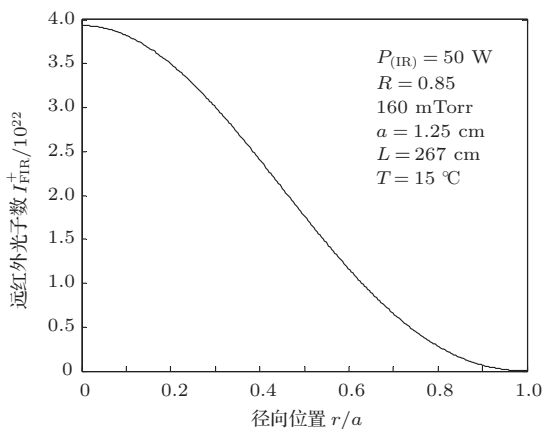


图 9 THz 光子通量随波导横截面径向的变化

的增益系数达到最大值, 可见波导内壁上的振动

退激活有助于 THz 激光小信号增益系数的提高. 图 9 为 THz 光子通量随波导径向的位置的变化关系. 计算结果表明, 波导轴线上的 THz 光子通量最大, 随着径向位置的变化, THz 激光光子通量逐渐减小, 在波导壁上降为 0. 上述结果表明波导轴线上的 THz 激光光强最大.

## 4 结 论

基于速率方程理论与 THz 能量转化模型而得到的工作物质对抽运光的饱和吸收光强、工作物质的抽运吸收系数、THz 小信号增益系数、THz 激光输出功率的表达式以及波导横截面上各物理量的径向变化关系, 系统、定量、准确地描述了 THz 激光的产生及放大过程. 理论分析与数值计算的结果表明, 抽运吸收、抽运饱和及激发态工作物质对 THz 激光的吸收是限制激光转化效率的关键因素. 该研究可以为下一步设计光抽运 THz 波导激光器提供有效的帮助.

## 参考文献

- [1] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nature* **1** 26
- [2] Zhang X B, Shi W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5237 (in Chinese)[张显斌, 施卫 2006 物理学报 **55** 5237]
- [3] He Z H, Yao J Q, Shi H F, Huang X, Luo X Z, Jiang S J, Wang P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5802 (in Chinese)[何志红, 姚建铨, 时华锋, 黄晓, 罗锡璋, 江绍基, 王鹏 2007 物理学报 **56** 5802]
- [4] Cheo P K 1987 *Handbook of Molecular Laser* (New York: Marcel Dekker Inc.) pp497-636
- [5] Jiu Z X, Zuo D L, Miao L, Qi C C, Cheng Z H 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 024211
- [6] Tobin M S 1985 *Proc. IEEE* **73** 61
- [7] Zhong K, Yao J Q, Xu D G, Zhang H Y, Wang P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034210 (in Chinese)[钟凯, 姚建铨, 徐德刚, 张会云, 王鹏 2011 物理学报 **60** 034210]
- [8] Zhang T Y, Cao J C 2004 *Chin. Phys. B* **13** 1742
- [9] Zhang C H, Wang Y Y, Gai B, Chen J, Tang L, Xu W W, Wu P H 2007 *Cryogenics and Superconductivity* **35** 245 (in Chinese) [张彩虹, 王媛媛, 盖博, 陈健, 康琳, 许伟伟, 吴培亨 2007 低温与超导 **35** 245]
- [10] He Z H 2007 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin; Tianjin University) (in Chinese) [何志红 2007 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [11] Shen J E, Rong J, Liu W X 2006 *Infrared and Laser Engineering* **35** 342 (in Chinese) [申金娥, 荣健, 刘文鑫 2006 激光与红外 **35** 342]
- [12] Yao J Q, Chi N, Yang P F, Cui H X, Wang J L, Li J S, Xu D G, Ding X 2009 *Chinese Journal of Laser* **36**

- 2213 (in Chinese) [姚建铨, 迟楠, 杨鹏飞, 崔海霞, 汪静丽, 李九生, 徐德刚, 丁鑫 2009 中国激光 **36** 2213]
- [13] Gregory S, Herman 1994 *SPIE* **2379** 291
- [14] Xie H Y, Wang L, Zhao L J, Zhu H L, Wang W 2007 *Chin. Phys. B* **16** 1459
- [15] Henningsen J O, Jensen H G 1975 *IEEE J. Quantum Elect.* **11** 248
- [16] Mansfield D K, Horlbeck E, Bennett C L, Chouinard R 1985 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **6** 867
- [17] DeTemple T, Danielewicz E 1976 *IEEE J. Quantum Elect.* **12** 40
- [18] Christenen C P, Freed C, Haus H A 1969 *IEEE J. Quantum Elect.* **5** 276
- [19] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, Chen J H 2010 *Principles of Laser* (Vol.6) (Beijing: National Defence Industry Press) pp123–158 (in Chinese) [周炳琨, 高以智, 陈侗嵘, 陈家骅 2010 激光原理 (第6版) (北京: 国防工业出版社) 第123–158页]
- [20] Freund S M, Duxbury G, Romheld M, Tiedje J T, Oka T 1974 *J. Mol. Spectrosc.* **52** 38
- [21] Weitz E, Flynn G W 1973 *J. Chem. Phys.* **58** 2781
- [22] Frenkel L, Marantz H, Sullivan T 1971 *Phys. Rev. A* **3** 1640
- [23] Abrams R L 1972 *IEEE J. Quantum Elect.* **8** 838
- [24] Marcatili E A J, Schmeltzer R A 1964 *Bell Syst. Tech. J.* **62** 1783

## Research of continuous wave pumping waveguide to generate terahertz laser\*

Zhang Hui-Yun   Liu Meng   Zhang Yu-Ping<sup>†</sup>   Shen Duan-Long   Wu Zhi-Xin  
Yin Yi-Heng   Li De-Hua

(Qingdao Key Laboratory of Terahertz Technology, College of Science, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266510, China)

( Received 26 August 2013; revised manuscript received 9 November 2013 )

### Abstract

This paper, based on the rate equation theory, establishes a model for optical pump waveguides to generate terahertz laser. By analyzing and solving the rate equation, the expressions of pump absorption coefficient, terahertz small-signal gain coefficient and terahertz output power are obtained. The calculation shows that the THz power increases first and reduces gradually with the increase of pressure of the working material, and it will increase with the increase of pumping power and the decrease of the output mirror reflectivity. The best working pressure increases with the rise of the pumping power. The number of particles in the excited state and the THz flux increase in the waveguide radial direction from the center, while the small-signal gain coefficient shows the opposite trend. Pump saturation, weak pump absorption and excited state terahertz absorption are the primary cause limiting the increase of the laser conversion efficiency. Results based on this model are in good agreement with the data from the relevant literature.

**Keywords:** terahertz, continuous wave, optical pump, waveguide

**PACS:** 07.57.Hm, 42.72.Ai, 42.55.-f, 42.82.Et

**DOI:** 10.7498/aps.63.020702

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61001018), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2011FM009, ZR2012FM011), the Research Fund of Shandong University of Science and Technology (SDUST), China (Grant No. 2010KYJQ103), Project of Shandong Province Higher Educational Science and Technology Program (Grant No. J11LG20), the Qingdao Science and Technology Project China (Grant No. 11-2-4-4(8)-jch), the Shandong University of Science and Technology Foundation, China (Grant No. YCB120173)

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [sdust\\_thz@163.com](mailto:sdust_thz@163.com)