

# 光泵 $\text{NH}_3$ 分子远红外激光研究\*

秦家银 罗锡璋 郑兴世 邹晓蓉 黄 晓 林贻

(中山大学电子系, 广州 510275)

**摘 要** 运用量子系统的密度矩阵理论, 采用迭代法计算了光泵  $\text{NH}_3$  分子远红外超辐射和腔式激光的频谱特性和相应的最佳工作气压。理论计算表明相对于超辐射方式, 光泵腔式  $\text{NH}_3$  分子远红外激光具有宽带辐射以及纵向调谐特性, 且总的输出光强在一定条件下得到提高, 最佳工作气压也较低。在实验上对用 TEA  $\text{CO}_2$ -10R(8) 和 9R(16) 泵浦的  $\text{NH}_3$  分子远红外超辐射和腔式激光器产生的远红外辐射进行了测量, 结果表明理论计算与实验结果相符。

**关键词** 光泵远红外激光, 超辐射, 腔式激光器。

## 1 引 言

目前, 光泵远红外激光在亚毫米波技术研究中相当普遍地作为信号源使用。根据远红外激光器的工作方式, 它分为超辐射式和腔式两类。其中超辐射式远红外激光器结构简单, 且频谱更多地依赖于泵浦源和远红外激光介质分子, 因此对超辐射式远红外激光的研究能够更深入、准确地分析光泵远红外激光的物理现象和物理效应<sup>[1-3]</sup>以及全面地了解光泵远红外激光过程的物理机制<sup>[4, 5]</sup>。然而, 超辐射方式的光泵远红外激光输出功率低且频率不可调。为了研制大功率、频率连续可调的小型光泵远红外激光器, 人们先后研制出不同形式的光泵腔式远红外激光器<sup>[6, 7]</sup>, 同时进行了相应的理论研究<sup>[8, 9]</sup>。但腔式远红外激光器在调谐、耦合等方面还有待进一步研究。本文以 TEA  $\text{CO}_2$ -10R(8) 和 9R(16) 泵浦的  $\text{NH}_3$  分子远红外激光为例, 分别对超辐射式和腔式远红外激光进行理论和实验的比较研究。这一工作对于深入了解光泵远红外激光的物理机制以及进一步研制大功率、频率可调的小型高效光泵远红外激光器具有一定的参考价值。

## 2 理论模型和计算方法

光泵远红外激光可看作是样品管内的工作气体分子在泵浦激光束的作用下, 形成激活分子系统, 放大输入端由于热自发辐射产生的远红外信号, 形成远红外激光束。被激活分子系统对远红外信号的增益可以解量子系统的密度矩阵方程求得。受激拉曼跃迁至少涉及三个能级。在三能级近似下, 求解密度矩阵方程可得到受激气体分子系统对远红外信号和中红外泵

\* 国家自然科学基金和广东省自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1997-03-11

浦激光的增益系数和吸收系数分别为<sup>[10]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} G_s &= - \frac{2N_v \mu_s^2}{\epsilon_0 c h n B_s} (\omega_{32} T_{32} - y) \operatorname{Im}(P_{32}) - \alpha_s \\ G_p &= - \frac{2N_v \mu_p^2}{\epsilon_0 c h n B_p} (\omega_{31} T_{31} - x) \operatorname{Im}(P_{31}) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中  $N_v$  为有效工作激光分子数密度,  $n$  为激活介质的折射系数,  $B_p = \mu_p E_p / 2h$ ,  $B_s = \mu_s E_s / 2h$ ,  $\mu_p$  和  $\mu_s$  为跃迁复电偶极矩,  $x$  和  $y$  分别为中红外泵失谐量和远红外信号失谐量,  $\alpha_s$  为激光的损耗率<sup>[11]</sup>。下标  $s$  和  $p$  分别代表远红外信号和泵浦激光。

实际上远红外激光过程涉及多个能级。根据光泵远红外激光的振转跃迁选择定则, 可以将多能级系统简化为多组独立的三能级系统, 而总的增益满足迭加原理<sup>[9]</sup>, 即由  $N$  组独立的三能级组成的系统的总增益为:

$$G = \sum_{i=1}^N G_i \quad (2)$$

其中  $G_i$  由第  $i$  组三能级系统的密度矩阵方程决定。

利用金属栅网作为反射-耦合器构成的法布里-珀罗腔为多光束干涉器件。根据光泵 NH<sub>3</sub> 分子远红外信号沿样品管光轴方向的放大特点<sup>[5]</sup>, 对于反射-耦合器由两块相互平行相距为  $d$  的栅网构成的法布里-珀罗光学谐振腔, 其干涉特性可以近似地用下式描述:

$$P = P_0 \left[ 1 - \left( \frac{A}{1-R} \right)^2 \right] \left[ 1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi d}{\lambda} - \frac{\theta}{2} \right) \right]^{-1} \quad (3)$$

其中  $R$  为栅网的功率反射系数,  $A$  为吸收系数,  $\theta$  为栅网的相位因子。

形式上可以根据(1)、(2)、(3)式和  $I_s = I_{s0} \exp(-G_s Z)$  分别计算出光泵超辐射式和腔式远红外激光的输出光强。实际上, 增益不仅与激光分子能级参数、工作气压、温度、泵浦光强以及谐振腔的功率反射系数有关, 而且还与远红外信号本身的光强相互制约。因此在激光管轴线方向上  $B_p$ 、 $G_p$ 、 $B_s$  和  $G_s$  都不是常数<sup>[5]</sup>, 不能直接求出输出光强。一般采用迭代法通过数值求解输出光强以及远红外激光的频谱特性, 在此基础上通过积分计算得到最佳工作气压。

分别用 TEA CO<sub>2</sub>-10R(8) 和 9R(16) 泵浦 NH<sub>3</sub> 分子激光器, 可得到 281  $\mu\text{m}$  和 90.4  $\mu\text{m}$  的远红外谱线。与 CO<sub>2</sub>-10R(8) 谱线波数相匹配的 NH<sub>3</sub> 分子振动跃迁为  $s \rightarrow aQ(2, 2)$ ,  $s \rightarrow aQ(2, 1)$  和  $s \rightarrow aQ(1, 1)$ , 而产生的受激拉曼辐射频率分离较远(分别为 9 GHz 和 14 GHz 左右), 相互作用很弱, 由于竞争效应<sup>[1, 10]</sup>, 泵频偏较小的  $s \rightarrow aQ(2, 2)$  拉曼跃迁占主导地位, 决定远红外激光的幅频特性, 因此可用  $s \rightarrow aQ(2, 2)$  对应的三能级近似来描述 TEA CO<sub>2</sub>-10R(8) 泵浦的 NH<sub>3</sub> 远红外激光过程。而与 CO<sub>2</sub>-9R(16) 谱线相近的 NH<sub>3</sub> 分子振动跃迁为  $a \rightarrow sR(6, 0)$ ,  $a \rightarrow sR(6, 1)$  和  $a \rightarrow sR(6, 2)$ , 相应的远红外辐射信号中心频率较近(分别为 0.24 GHz 和 2.7 GHz), 由于拉曼过程增强效应<sup>[1, 10]</sup>, 频谱展宽, 输出光强增加, 因此, 可采用九能级近似来描述其激光过程, 运用增益叠加原理来简化计算。

## 3 计算结果及讨论

### 3.1 光泵 NH<sub>3</sub> 远红外激光频谱

光泵远红外激光的工作参数对其频谱有很大的影响。为此, 计算了不同工作参数的光泵超辐射式和腔式 NH<sub>3</sub> 远红外激光频谱, 如图 1 所示。

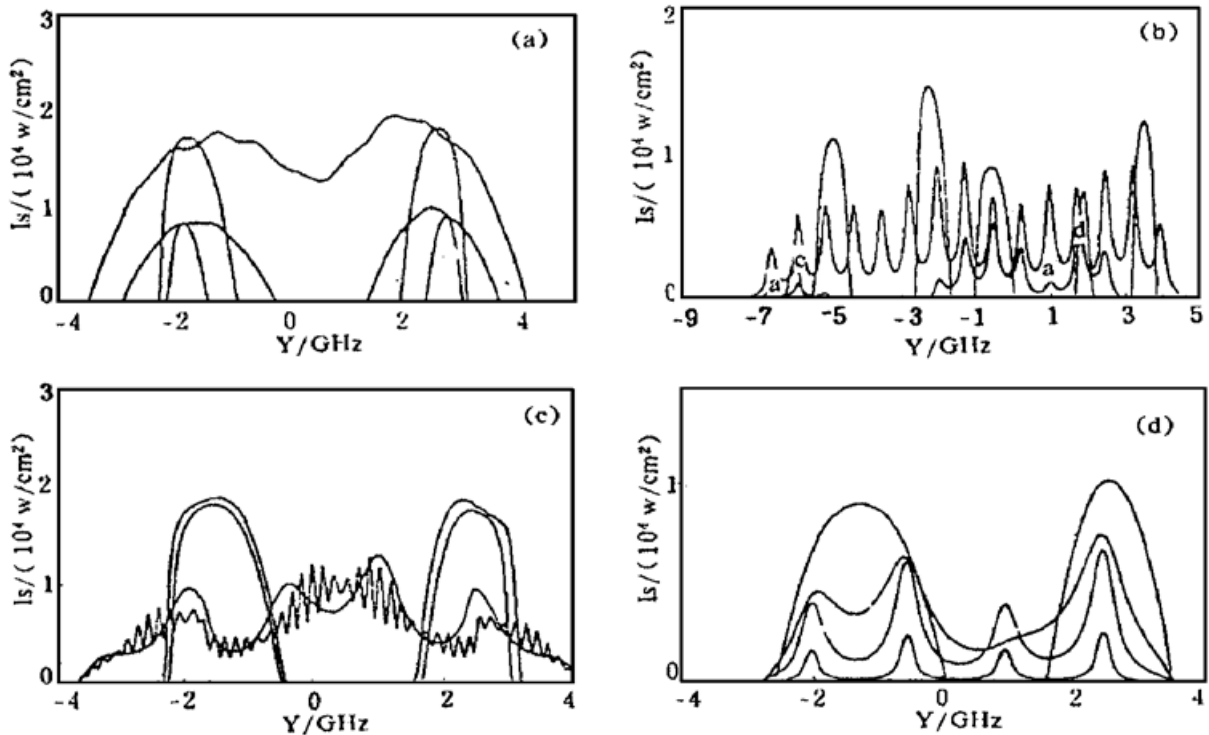


Fig. 1 The spectra of  $\text{NH}_3$ -OPFIRL with different operating parameters.  $\alpha = 0.09p^2$

(a)、(c) pumped by TEA- $\text{CO}_2$ 10R(8), (b)、(d) pumped by TEA- $\text{CO}_2$ 9R(16)

从图 1(a) 可知, 当泵浦功率、激光管长和远红外信号波长一定时, 随着工作气压在一定范围内升高, 由于压力展宽效应, 远红外激光频谱加宽, 特别是腔式  $\text{NH}_3$  分子激光频谱的斯塔克分裂双峰由分立谱状变为连续谱, 出现宽带辐射, 总的输出光强增加。但如果工作气压超过某一临界值时, 由于远红外信号的自吸收的损耗加强以及激光器的激活长度<sup>[5]</sup>缩短, 将导致总的输出光强下降。从图 1(b) 可知, 当泵功率下降时, 由于斯塔克分裂的裂距减小, 辐射的频带变窄, 同时频谱的峰值功率下降, 因此总的输出光强减小。另外, 由于腔式激光器中反射-耦合器的功率反射系数较大 ( $R_i = 0.8$ ,  $R_o = 0.4$ ), 其干涉特性较明显。从图 1(c) 可知, 当远红外激光管长度缩短时, 为保持总的输出光强不减小, 必须相应地提高工作气压。换句话说, 适当增加工作气压可以缩短远红外激光器的长度而不减小总的输出光强, 这是光泵远红外激光器小型化的基础。另外, 对腔式远红外激光频谱, 随着激光管长度缩小, 相邻两纵模的频距增加, 对应的纵向调谐范围增大。从图 1(d) 可知, 对光泵腔式远红外激光器, 随着腔的功率反射系数增加, 其干涉特性显著增强, 有利于频谱的纵向调谐和选频, 但功率反射系数大于一定的临界值时, 会导致总的输出光强下降, 因此实验中应根据实际需要选择具有适宜的功率反射系数的反射-耦合器来设计谐振腔。比较图 1(a) 和图 1(b) 不难发现光泵远红外激光频谱与参与激光过程的能级密切相关, 不同能级间的拉曼跃迁(对应不同的远红外信号波长)辐射的频谱差别很大。分析以上计算结果可发现, 相对于超辐射方式, 光泵腔式  $\text{NH}_3$  远红外激光具有宽带辐射和调谐特性, 这为实现频率连续可调的光泵远红外激光提供了条件。另外, 当谐振腔中反射-耦合器的功率反射系数为最佳值时, 其总的输出光强比相同工作条件的超辐射式激光器有不同程度的提高。

### 3.2 光泵 $\text{NH}_3$ 远红外激光的最佳工作气压 $P_{\text{opt}}$

适当调整激光器的工作参数是提高激光器工作效率的一个有效方法。在实验上最容易控制和改变的工作参数是工作气压。而工作气压与其它工作参数是相互制约的, 在其它工作参数一定的条件下, 适当调整工作气压可以使激光器的输出光强为最大, 相应的工作气压称为

最佳工作气压  $P_{opt}$ 。有关最佳工作气压的物理机制在以前的文献中已有详细的讨论<sup>[4, 5]</sup>。

由于光泵远红外激光的最佳工作气压值与泵功率密度  $I_{p0}$ 、样品管长  $l$ 、腔的功率反射系数  $R$  以及远红外信号波长  $\lambda$  有关, 即  $P_{opt} = f(I_{p0}, l, R, \lambda)$ 。为此计算了不同工作参数的最佳工作气压, 结果如图 2 和表 1 所示。从表 1 不难发现, 在其它工作条件一定的情况下, 最佳工作气压值随着样品管的长度增加或者泵功率的减小而减小。同时最佳工作气压值与参与激光过程的能级参数有关, 不同波长的远红外激光其最佳工作气压值不同。对于光泵腔式远红外激光, 在其它工作参数一定的条件下, 其最佳工作气压随着谐振腔中耦合器的功率反射系数的增大而减小。另外, 光泵腔式远红外激光的最佳工作气压值小于相同工作参数的超辐射式远红外激光器的最佳工作气压(见图 2)。以上变化规律可以根据泵浦激光与远红外信号的能量交换过程以及光泵 NH<sub>3</sub> 远红外激光的放大特点<sup>[5]</sup>得到合理解释。

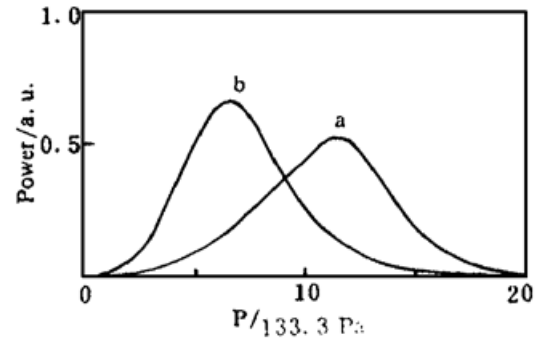


Fig. 2 The theoretical curves of output power vs. operating gas pressure

Table 1. The optimum operating gas pressure with different operating parameters ( $R_i = 0.8$ )

pumping line	signal wavelength / $\mu\text{m}$	pumping /( $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	power tube length/m	$R$	optimum pressure/(133.3 Pa)	
					cavity laser	super radiation
TEA CO <sub>2</sub> -10R(8)	281	3	0.1	0.1	16	17
				0.5	10 (7.5°)	
			0.2	0.1	11	11.5 (12°)
				0.4	9	
		1.0	0.5	6.5 (6.5°)	5 (5°)	
			0.1	5		
		1	0.2	0.1	7.5	7.5
			6	0.2	0.1	15
TEA CO <sub>2</sub> -9R(16)	90.4	3	0.1	0.12	25	27
				0.45	12 (12°)	
			0.2	0.1	10	19 (17°)
				0.4	9 (10°)	
		0.6		8		
		1	0.8	7	8 (6°)	
			0.45	6 (5°)		
		1	0.1	0.12	18	20

note: (\*) is experimental value.

以上计算表明最佳工作气压的大小受其它工作参数的制约。对一定光强的泵浦线和一定长度的远红外激光器, 输出光强主要受工作气压和腔的功率反射系数的影响。为了形象地说明工作参数间的相互制约关系, 计算了输出光强随气体压强和输出功率反射系数变化的关系曲线, 如图 3 所示, 其中泵浦线为 CO<sub>2</sub>-9R(16), 泵浦功率密度为  $3.0 \times 10^6 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , 远红外激光管长为 10 cm。显然, 与其它光学谐振腔的最佳输出功率耦合系数相比, 光泵法布里-珀

罗腔式  $\text{NH}_3$  分子远红外激光器的最佳功率反射系数较低，其主要原因是  $\text{NH}_3$  分子远红外激光与泵浦激光能量交换很快，信号容易饱和<sup>[5]</sup>，因而只需较小的反射系数。

### 4 实 验

实验系统由泵浦 TEA- $\text{CO}_2$  激光器、 $\text{NH}_3$  分子远红外激光器、测量系统以及真空系统组成如图 4 所示。其中 TEA- $\text{CO}_2$  激光器在  $9.2\sim 10.6\ \mu\text{m}$  之间可选线，脉冲能量在  $0.5\sim 2\ \text{J}$  之间可调，测量系统由专门设计的硅-铝栅网法布里-珀罗干涉仪<sup>[12]</sup>和双路检测数据处理系统组成，如图 4 所示。而腔式远红外激光器采用电感性金属栅网作为反射-耦合器。分别采用 TEA- $\text{CO}_2$  激光器的  $10R(8)$  线和  $9R(16)$  线作泵浦源，测出了不同长度的超辐射式和腔式  $\text{NH}_3$  分子远红外激光器的法布里-珀罗干涉图和最佳工作气压值，部分实验结果如图 5、图 6 及表 1 所示。

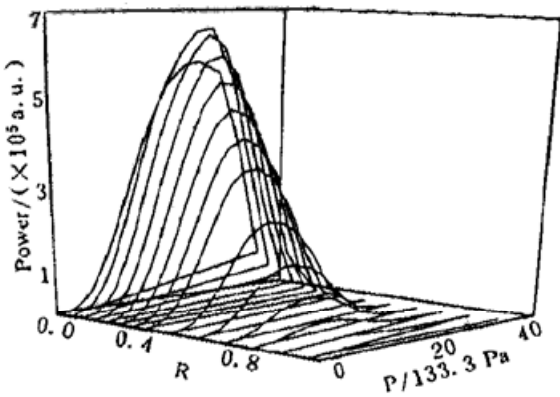


Fig. 3 The output power vs. operating gas pressure and output power reflection coefficient ( $R_i = 0.8$ )

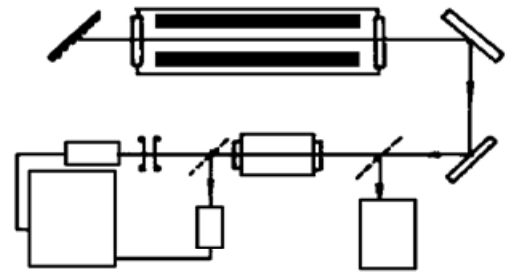


Fig. 4 The experimental setup of pulsed OPFIRL

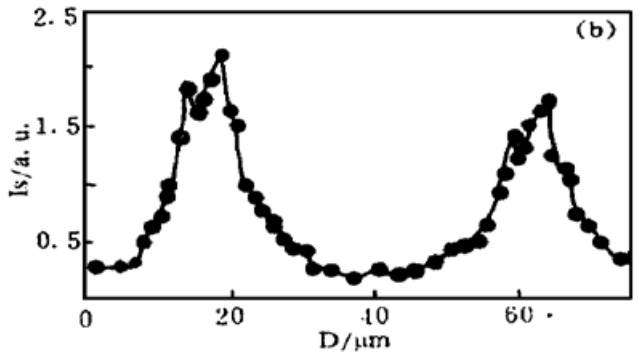
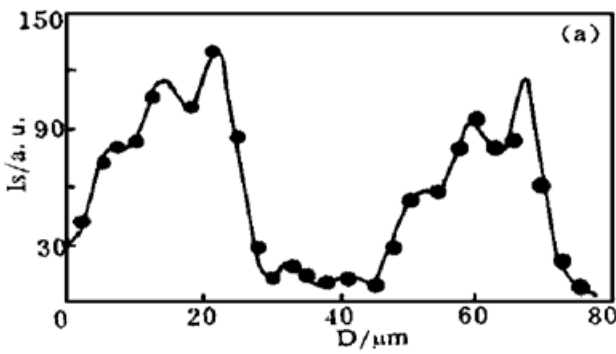


Fig. 5 The F-P interferogram of  $\text{NH}_3$ -OPFIRL

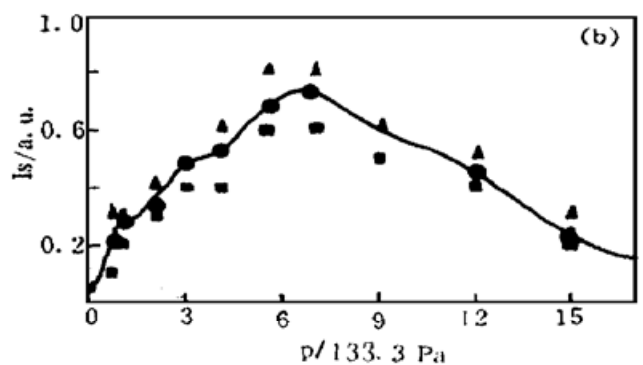
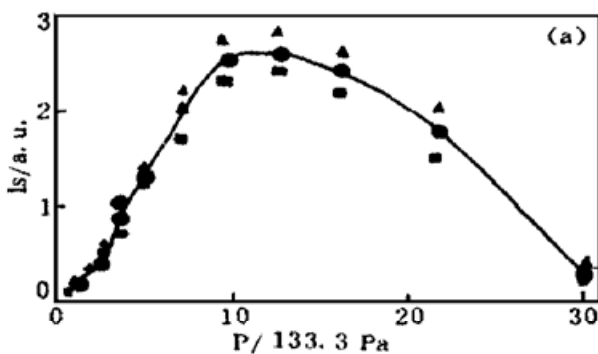


Fig. 6 The experimental curve of output power vs. operating gas pressure of  $\text{NH}_3$ -OPFIRL

比较表 1 的数据以及图 2 和图 6 的曲线可知, 最佳工作气压的理论计算结果与实验值在误差范围内符合得较好, 而且  $P_{opt}$  随其它工作参数变化的规律, 理论与实验结果完全一致。但是, 由于法布里-珀罗干涉仪分辨率和探测器的灵敏度所限, 未能分辨出光泵腔远红外激光频谱的多纵模结构, 也未能准确地验证超辐射式与腔式 NH<sub>3</sub> 分子远红外激光频谱差异。

### 参 考 文 献

- [1] 郑兴世, 黎 耀, 刘 敏等, 光泵亚毫米波激光的拉曼过程相互作用. 电子学报, 1995, **23**(12): 10~14
- [2] G. D. Willenberg, J. Hepper, F. B. Foote, Interaction of three coherent fields with Doppler broadened serial four-level system. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(12): 2060~ 2069
- [3] J. Qin, X. Zheng, X. Luo *et al.*, Spikes in Raman spectra of miniature optically pumped NH<sub>3</sub> FIR laser. *Int. J. IR & MMW*, 1996, **17**(6): 1055~ 1062
- [4] 秦家银, 郑兴世, 罗锡璋等, 小型光泵 NH<sub>3</sub> 分子远红外激光的模式竞争. 光学学报, 1996, **16**(11): 1570~ 1575
- [5] 秦家银, 郑兴世, 罗锡璋等, 小型光泵远红外激光的放大过程. 中国激光, 1997, **24**(5): 385~ 390
- [6] H. Hirose, S. Kon, Compact high-power FIR NH<sub>3</sub> laser pumped in a CO<sub>2</sub> laser cavity. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **22**(9): 1600~ 1603
- [7] K. A. Lee, M. A. Frerking, Experimental results of a high Q quasi-optical reflection cavity. *Int. J. IR & MMW*, 1989, **10**(7): 789~ 802
- [8] M. Liu, Y. Lin, Design consideration of miniature OPFIRL II. Popt of miniature cavity OPFIRL affected by Ro. *Int. J. IR & MMW*, 1993, **14**(2): 287~ 301
- [9] X. Luo, X. Zheng, C. Lin *et al.*, Study of miniature optically pumped NH<sub>3</sub> FIR cavity laser. *Int. J. IR & MMW*, 1995, **16**(12): 2163~ 2172
- [10] X. Zheng, X. Luo, C. Lin *et al.*, Interaction of multi-Raman processes in miniature optically pumped NH<sub>3</sub> FIR laser. *Int. J. IR & MMW*, 1995, **16**(12): 2173~ 2179
- [11] 林贻 , 郑兴世, 罗锡璋等, 光泵远红外激光自吸收效应和散射损耗的修正. 红外与毫米波学报, 1991, **10**(5): 359~ 364
- [12] 郑兴世, 黎 耀, 林贻 等, 硅-铝网栅亚毫米波 F-P 干涉仪及其在激光频谱研究中的应用. 红外与毫米波学报, 1993, **12**(3): 229~ 232

## Study on Optically Pumped NH<sub>3</sub> FIR Laser

Qin Jiayin      Luo Xizhang      Zheng Xingshi      Zou Xiaorong

Huang Xiao      Lin Yikun

(Department of Electronics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 11 March 1997)

**Abstract** Based on the density matrix theory of quantum system, the spectra of optically pumped superradiant and cavity NH<sub>3</sub> FIR lasers and their optimum operating gas pressures are calculated by means of iteration method. The calculation shows that, compared with the optically pumped superradiant laser, the cavity laser behaves a wider band spectrum of FIR emission, a lower optimum operating gas pressure and a higher total output power under certain condition. Moreover, the cavity laser has characteristics of longitudinal tuning. The FIR laser emissions of the superradiant and cavity NH<sub>3</sub> lasers pumped by TEA-CO<sub>2</sub> 10R(8) and 9R(16) are measured experimentally, the results are in good agreement with the calculation.

**Key words** optically pumped far infrared laser, superradiation, cavity laser.