

小型光泵远红外激光的放大过程*

秦家银 郑兴世 罗锡璋 丘茹曼 林贻

(中山大学电子系 广州 510275)

提要 利用三能级系统的密度矩阵方程,通过迭代法计算了小型光泵 NH_3 分子远红外激光器(mini- NH_3 -OPFIRL)的介质增益 G_s ,沿激光管的变化规律以及远红外信号光强 I_s ,沿激光管的放大过程。计算表明激光管有激活区和饱和区,对一定管长的 mini- NH_3 -OPFIRL,在一定范围内工作气压的提高,主要使 G_s 的峰值增大,同时使激活区缩短,考虑散射损耗和自吸收效应后, G_s 峰值的提高对总的输出光强贡献不大。而泵浦光强 I_{p0} 的增大,有利于激光管内的介质沿光轴方向均匀激活,从而提高总的输出光强。另外,信号频偏对 mini- NH_3 -OPFIRL 的激光放大过程有较大的影响。

关键词 光泵远红外激光,介质增益,饱和效应

1 引 言

光泵远红外激光(OPFIRL)一直是亚毫米波研究和应用方面常用的相干信号源之一。然而常规的 OPFIRL 系统体积庞大且笨重,仅亚毫米波激光器的长度就有 2 m 左右,同时它的能量转换效率低,一般不到千分之一的量级,这都不利于 OPFIRL 的应用。为实现 OPFIRL 的小型化,同时从理论上弄清 OPFIRL 的物理机制,进而提高其能量转换效率和输出功率,林贻等人从半经典密度矩阵出发,分别在三能级和多能级近似下,利用信号流图和迭代法进行数值求解,研究了 OPFIRL 的频谱特性和多光子过程^[1,2],并在分析泵浦激光和远红外激光之间的能量交换过程中发现激光器的最佳工作气体压强与激光管的长度成反比^[3],由此提出了 OPFIRL 参数优化的有效途径^[4],在此基础上研制成功了长度仅有数厘米的小型 OPFIRL^[5,6],同时根据实验结果对理论模型进行了相应的修正^[7,8]。随着激光器气体样品管的缩短,工作气体的最佳压强升高,使得激光的物理过程更复杂,出现 Raman 过程相互增强和相互竞争的现象^[9-11],甚至产生横向反馈增强效应^[12]。另外有些常规 OPFIRL 的研究结果不适合小型 OPFIRL,例如考虑 FIR 信号的自吸收效应和散射损耗后对介质增益 G_s 的修正结果不适合长度小于 30 cm 的小型 OPFIRL^[7]。由于小型 OPFIRL 的激光过程更复杂,为进一步提高其能量转换效率和输出功率,必须进一步深入研究激光介质的受激过程及其泵浦激光与远红外信号的能量交换过程。为此,本文研究小型光泵远红外激光介质的增益 G_s 随激光管工作参数的变化规律以及远红外光强 I_s 在样品管内的放大过程,这一工作对于深入理解小型 OPFIRL 的激光过程以及提高输出功率有一定的参考价值。

* 国家自然科学基金和广东省自然科学基金资助项目。

2 理论模型

光泵亚毫米波激光分子系统至少涉及三个能级,例如用 $\text{CO}_2\text{-}10R(6)$ 泵浦 NH_3 分子产生 $G\text{-}V_2\text{:}s \rightarrow aP(1,0)$ 受激 Raman 吸收跃迁,同时产生 $V_2\text{:}u \rightarrow sR(0,0)$ 远红外辐射跃迁,如图 1

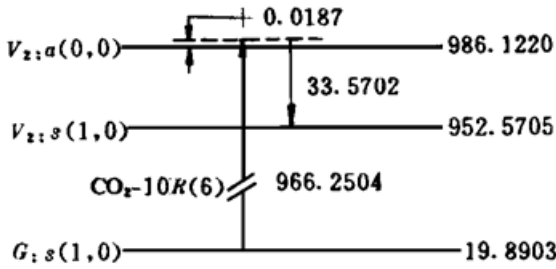


图 1 NH_3 分子部分能级图(单位: cm^{-1})

Fig. 1 Part of the energy levels of the NH_3 molecule (units: cm^{-1})

所示.这一激光过程可以用密度矩阵方程来描述,其分量形式为

$$\left. \begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \rho_{jk}}{\partial t} &= \hbar\omega_{jk}\rho_{jk} + [H', \rho]_{jk} - \frac{i\hbar}{\tau_{jk}}\rho_{jk} \\ i\hbar \frac{\partial \rho_{ji}}{\partial t} &= [H', \rho]_{ji} - \frac{i\hbar}{\tau_{ji}}(\rho_{ji} - \rho_{ji}^3) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$(j, k = 1, 2, 3, j \neq k)$

其中 τ_{jk} 和 τ_{ji} 分别为横向弛豫和纵向弛豫时间.根据电磁场理论,同时在电偶极近似和平面波近似的条件下,对方程(1)进行旋波近似处理^[3],然后

求准稳态解,且忽略介质的散射损耗^[7]和远红外信号的自吸收效应^[8],可得受激 NH_3 分子对远红外信号的增益系数 G_s 和泵浦信号的吸收系数 G_p :

$$\left. \begin{aligned} G_s &= - \frac{2N_v\mu_s^2\tau_{23}}{\epsilon_0 n c \hbar B_s} \omega_s \text{Im}(P_{32}) \\ G_p &= \frac{2N_v\mu_p^2\tau_{13}}{\epsilon_0 n c \hbar B_p} \omega_p \text{Im}(P_{13}) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中 N_v 为激光介质的有效工作分子数密度, $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ 为激光介质的折光系数, μ_s 和 μ_p 分别为远红外信号和泵浦信号的电偶极矩, $B_s = \frac{\mu_s \tilde{E}_s}{2\hbar} \tau_{23}$, $B_p = \frac{\mu_p \tilde{E}_p}{2\hbar} \tau_{13}$, P_{32} 与 P_{13} 与激光介质的电偶极矩、弛豫时间、泵频偏、信号频偏以及工作气体压强有关,因此介质增益 G 除与介质本身的特性有关外,还与工作气压、泵浦光强 I_p 、信号光强以及泵频偏、信号频偏等外界条件有关.

原则上根据(2)式,代入相应的参数可以计算 G_s ,然后由 $I_s = I_0 \exp(G_s Z)$ 计算信号输出光强.但由于介质增益又决定于信号光强 I_s ,因此不可能得到远红外激光器各点增益的解析式,只能采用迭代法用计算机进行数值求解,即将样品管分成 N 段,计算从第一段出发,第一段初始光强 I_{s0} 为白噪声中的远红外成分,其大小根据黑体辐射公式计算,一般在 $10^{-13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 左右,而泵浦光强 I_{p0} 根据我们的实验条件取 $1.0 \times 10^6 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$,将第 K 段的输出光强作为 $K+1$ 段的输入光强,根据(2)式求出第 $K+1$ 段的介质增益,再由 $I_s^{K+1} = I_s^K \exp(G_s^{K+1} \Delta Z)$ 和 $I_p^{K+1} = I_p^K \exp(G_p^{K+1} \Delta Z)$ 求出第 $K+1$ 段的输出光强.由此即可求出介质增益 G 沿管长的变化规律和远红外信号光强 I_s 沿管长的放大过程以及泵浦光强 I_p 沿管长的衰减过程.

3 计算结果及讨论

光泵远红外激光过程是泵浦激光与远红外信号通过受激分子系统进行能量交换的过程,其中泵浦功率在样品管内不断地被工作气体吸收,部分能量通过 Raman 过程转化给远红外激光,还有部分能量通过弛豫过程转化为热能而消耗.在忽略散射损耗和 FIR 信号的自吸收效应的条件下,我们计算了如图 1 所示的受激 Raman 跃迁过程中泵浦激光与 FIR 信号的能量交

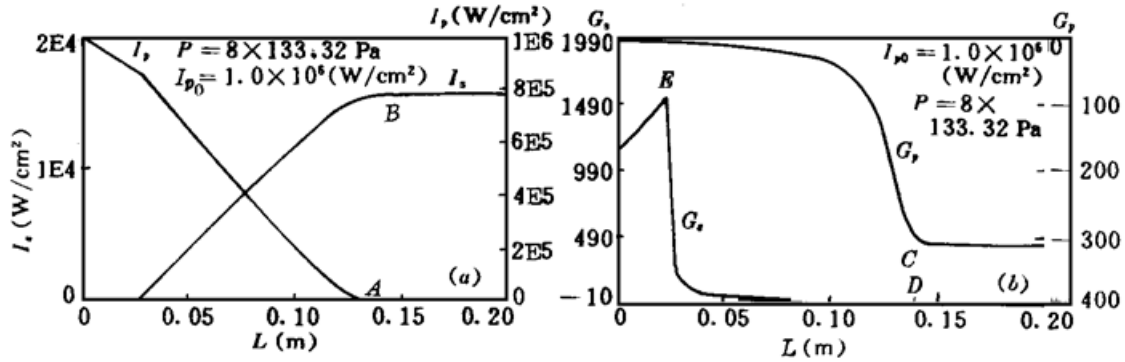


图 2 (a) 小型 OPFIRL 泵浦激光和 FIR 激光沿样品管的能量交换过程;
(b) 激光介质增益沿样品管的理论曲线

Fig. 2 (a) The energy exchange processes along the sample tube between the pumping laser and the FIR signal in the miniature OPFIRL; (b) The theoretical curve of lasing medium gain along the sample tube

换过程,如图 2(a)所示。显然泵浦光强在样品管内沿光轴方向不断衰减,而 FIR 信号光强沿光轴方向不断增大。当泵浦光强 I_p 减小到某一阈值时(图 2(a)A 点所示),从 A 点开始余下样品管的气体分子不再被激活, FIR 信号 I_s 不再被放大,从图中 B 点开始 I_s 出现饱和现象。从介质的增益系数来看,计算结果如图 2(b)所示。从中可发现泵浦信号的吸收系数 G_p 沿光轴方向越来越大,使 I_p 的相对衰减率越来越大,当 G_p 达到某一阈值(对应图中 C 点)后,余下部分基本上不变,此时泵浦能量主要通过弛豫过程而消耗。对 FIR 信号的增益系数 G_s 而言,起初沿样品管的光轴方向逐渐增大,当 G_s 增大到最大值后(图中 E 点所示)又急剧减小,说明在激光器的起始段(称之为完全激活区),FIR 信号光强的相对增加率很大,但是因为 FIR 信号的超始光强只有 $1 \times 10^{-13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$,所以图 2(a)中 I_s 曲线的起始段很低。当 G_s 减小到零时(图中 D 点所示), I_s 达到最大值,随后由于弛豫过程的作用, G_s 为负值,将使 I_s 有所减小。当考虑散射损耗和 FIR 信号的自吸收效应时^[7,8],图 2(a)中从 B 点开始 I_s 曲线将明显地下降。由此可见,小型 OPFIRL 的激光介质可以分为激活区和饱和区,在激活区 G_s 大于零, I_s 将得到放大,在饱和区 G_s 小于或等于零, I_s 达到饱和状态甚至逐渐减小。若激光器的长度刚好等于激活区的长度时,小型 OPFIRL 的输出光强最大。根据罗锡璋等人的实验^[6],对 $90.4 \mu\text{m}$ 的 FIR 激光,当工作气压为 $7.3 \times 10^3 \text{ Pa}$ 时,若激光管长为 10 cm 时输出光强最大,而激光管长大于或小于 10 cm 时输出光强均减小。由此可见,理论计算得到的规律与实验结果一致。

对一定长度的小型 OPFIRL 和特定的工作气体,人们容易控制和改变工作气压和泵浦光强来寻找最佳工作参数。因此,我们分别计算了不同气压和不同泵浦光强的 FIR 信号光强 I_s 和增益 G_s 沿样品管的变化规律,如图 3 所示。对 I_s 而言,当泵浦光强 I_{p0} 一定时,在一定范围内,工作气压越高,激活区越短,饱和区越长,即对应的最佳激光管越短;当 P 一定时, I_{p0} 越大,激活区越长, FIR 的输出光强越大,这与以前的理论计算和实验结果一致^[4,5]。从 G_s 来看,当 I_{p0} 一定时,在一定范围内 P 越高, G_s 的峰值越大,同时激活区越短,即 P 的提高使 G_s 的峰值增大但同时使激活区缩短,因此介质增益 G_s 峰值的增大对提高总的输出光强作用不大;当 P 一定时, I_{p0} 越大,激活区越长,且沿光轴方向激活越均匀,导致输出光强越大。最近我们在实验中发现:利用 TEA CO_2 -10R(6) 泵浦 0.2 m 长的小型超辐射 NH_3 分子激光器可产生 $298 \mu\text{m}$ 的 FIR 谱线^[13],同时我们测出了总输出光强与工作气压的关系曲线,如图 4 所示。从图 4 可知,当激光管长为 20 cm ,泵浦光强 I_{p0} 为 1.0 MW/cm^2 时,其最佳工作气压约为 0.9 kPa 。考虑散

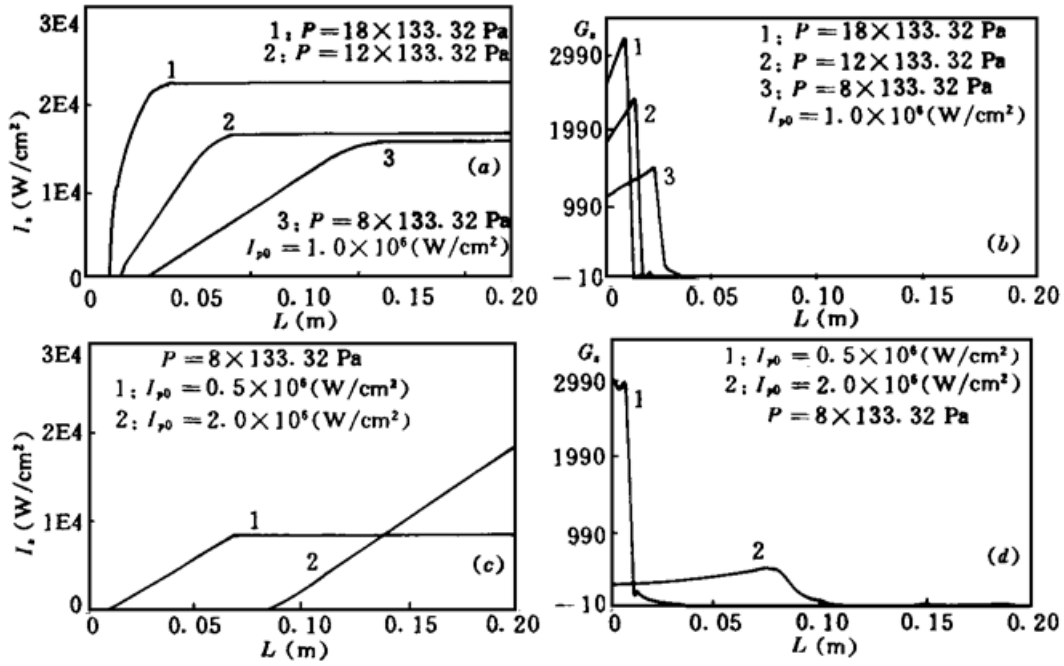


图3 小型 OPFIRL I_s 和 G_s 沿样品管的理论曲线
 (a) 和(b) 相对于不同的工作气压; (c) 和(d) 相对于不同的泵浦光强

Fig. 3 The theoretical curves of I_s and G_s along the sample tube in mini-NH₃-OPFIRL (a), (b) with different operating gas pressures; (c), (d) with different pumping power densities

射损耗、FIR 信号的自吸收和红外泵浦激光的谱线展宽^[7, 8, 14], 对图 3 (a) 所示的理论曲线进行修正, 结果使 I_s 在饱和区沿光轴方向逐渐减小, 导致 $P = 18 \times 133.3$ Pa 和 12×133.3 Pa 的输出光强小于 $P = 8 \times 133.3$ Pa 的输出光强。因此, 理论计算与实验结果是一致的。

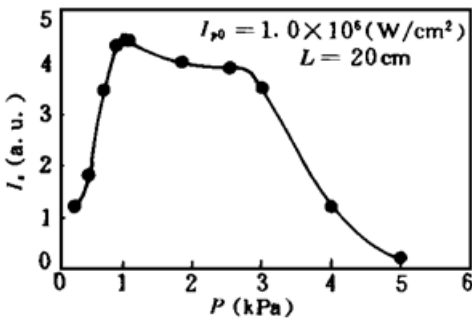


图4 CO₂-10R(6) 泵浦小型 NH₃-OPFIRL 时输出光强
 与工作气压的实验曲线
 Fig. 4 The experimental curve of relative output intensity vs. operating gas pressure in NH₃-OPFIRL, pumped by TEA CO₂-10R(6) ($\lambda = 298 \mu\text{m}$)

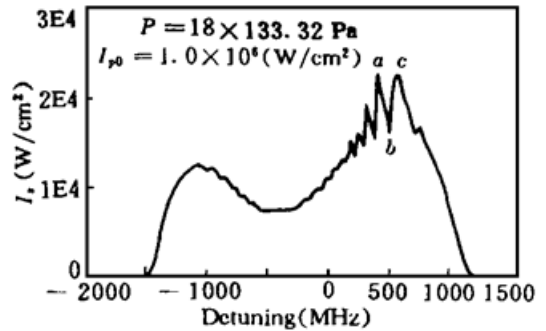


图5 CO₂-10R(6) 泵浦小型 NH₃-OPFIRL 时 $V_2 \cdot u \rightarrow sR(0,0)$ 跃迁的频谱特性(理论计算结果)
 Fig. 5 Theoretical spectral characteristics of $V_2 \cdot u \rightarrow sR(0,0)$ transition in mini-NH₃-OPFIRL, pumped by CO₂-10R(6)

另外, OPFIRL 的激光过程与 FIR 信号的频偏 y 和泵频偏 x 有关。对小型 OPFIRL, 频偏 y 有较大的变化范围, 对输出激光的频谱特性有较大的影响。最近我们根据理论计算发现 NH₃ 分子 $V_2 \cdot u \rightarrow sR(0,0)$ 受激 Raman 跃迁频谱中有特殊的尖峰现象^[15], 如图 5 所示。

为了从 FIR 信号沿激光器光轴方向的放大过程来分析这一特殊现象, 我们计算了图 5 中 a, b, c 三点的 I_s 和 G_s 沿光轴方向的变化规律, 如图 6 所示。从 I_s 和 G_s 变化过程来看, 具有不同频偏的 a, b, c 三点的远红外信号, 激光管起始段的增益 G_s 随着信号频偏在一定范围内增大而增大, 但介质的完全激活区随着信号频偏的增大而缩短。 G_s 的增大有利于提高输出光强, 但完全激活区缩短不利于提高输出光强, 二者综合影响的结果导致小型 OPFIRL 的频谱特性曲线中在特定条件下出现尖峰。而尖峰现象的物理根源是 mini-NH₃-OPFIRL 中 AC Stark 分裂的双光子 Raman 过程相互作用的结果^[15]。由此可见, 信号频偏对小型 OPFIRL 的激光放大过程有较大的影响。

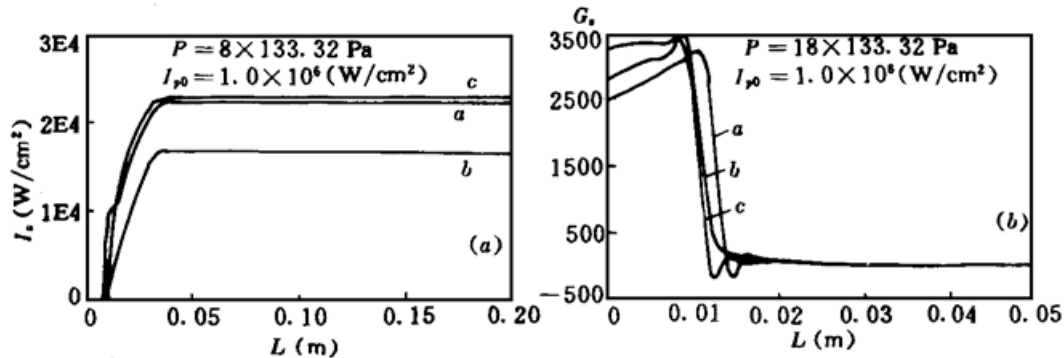


图 6 小型 NH₃-OPFIRL 中相对于不同的 FIR 信号频偏时 I_s 和 G_s 沿样品管的理论曲线

Fig. 6 The curves of I_s and G_s along the sample tube with different FIR signal frequency detunings in mini-NH₃-OPFIRL

综上所述, 小型 OPFIRL 的样品管中存在激活区和饱和区。对一定管长的 mini-NH₃-OPFIRL, 在一定范围内工作气压的提高使 G_s 的峰值增大, 同时使激活区缩短; 而泵浦光强 I_{p0} 的增大, 有利于激光管内的介质沿光轴方向均匀激活, 从而提高总的输出光强。另外, 信号频偏对 OPFIRL 的激光放大过程有较大的影响。以上结论对于设计远红外激光器时的参数优化和 OPFIRL 实验中选择最佳工作参数以及改善输出激光特性和提高输出功率有一定的参考价值, 同时有助于加深对 OPFIRL 物理机制的理解。

参 考 文 献

- 1 林贻, 丘秉生, 宫蒂. 光泵远红外分子激光的多光子过程. 光学学报, 1984, 4(5): 406~412
- 2 林贻, 宫蒂, 黎耀. 光泵远红外激光中的偏频泵交流斯塔克效应. 光学学报, 1986, 6(8): 688~694
- 3 Li Yao, Lin Yikun. Study of the saturation effect and output power of optically pumped FIR laser. *Int. J. IR & MMW*, 1985, 6(10): 1075~1089
- 4 Lin Yikun, Qiu Bingsheng. The energy exchange and the optimum length of the sample tube of OPFIRL. *Int. J. IR & MMW*, 1987, 8(6): 673~689
- 5 邹矩佳, 林贻. 超短光泵 NH₃ 远红外激光器. 中山大学学报(自然科学版), 1989, 28(1): 95~98
- 6 罗锡璋, 林贻. 超小型光泵远红外激光研究. 电子学报, 1992, 20(11): 39~44
- 7 Lin Yikun, Qiu Bingsheng, Zhou Jujia. The dispersion of the lasing medium and optimum length of the sample tube of OPFIRL. *Int. J. IR & MMW*, 1989, 10(8): 963~977
- 8 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
- 9 Zheng Xingshi, Li Yao, Lin Yikun. Spectral characteristic study on Raman transition interaction in OPFIRL. *Int. J. IR & MMW*, 1993, 14(5): 1091~1098

- 10 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
- 11 郑兴世, 罗锡璋, 林春光 等. 光泵 NH_3 分子亚毫米波激光的拉曼过程相互增强与竞争. 红外与毫米波学报, 1996, **15**(1) : 38~ 42
- 12 Li Yao, Luo Xizhang, Lin Yikun. Transverse feedback enhancement effect in miniature optically pumped far-infrared laser. *Infrared Phys.*, 1991, **32** : 251~ 258
- 13 秦家银, 郑兴世, 罗锡璋 等. 光泵 NH_3 分子远红外激光的一条新谱线. 红外与毫米波学报, 1996, **15**(3) : 161~ 163
- 14 Qin Jiayin, Zheng Xingshi, Luo Xizhang *et al.*. Revision on the calculation of optically pumped FIR laser spectrum with Doppler broadened and pressure broadening effect. *Int. J. IR & MMW*, 1996, **17**(10) : 1661~ 1672
- 15 Qin Jiayin, Zheng Xingshi, Luo Xizhang *et al.*. Spikes in Raman spectrum of miniature optically pumped NH_3 FIR laser. *Int. J. IR & MMW*, 1996, **17**(6) : 1055~ 1062

Amplifying Process of Miniature Optically Pumped Far Infrared Laser

Qin Jiayin Zheng Xingshi Luo Xizhang Qiu Ruman Lin Yikun

(Department of Electronics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

Abstract Via solving density matrix equations of the three-level system, the medium gain G_s and output power density I_s along the sample tube in a miniature optically pumped NH_3 molecular far infrared laser (mini- NH_3 -OPFIRL) were calculated by means of the iteration method. The calculation results showed that the laser tube had an active region and a saturation region. For the mini- NH_3 -OPFIRL with a definite tube length, in a certain range the rise of operating gas pressure mainly resulted in an increase of peak value of G_s and shortening of the active region. Considering the scattering loss and the self-absorption effect, the increase of peak value G_s was not important to the laser output intensity. But, the rise of pumping laser intensity I_{p0} was advantageous to the homogeneous activation along the light axis of the medium, which enhanced the total output power. Meanwhile, the signal frequency detuning obviously affected the amplifying processes in the mini- NH_3 -OPFIRL.

Key words optically pumped far infrared laser, medium gain, saturation effect