

# 光泵远红外激光自吸收效应和 散射损耗的修正

林贻堃 郑兴世 罗锡璋 林夏霓

(中山大学电子系, 广东, 广州, 510275)

提出了光泵远红外激光理论自吸收修正项的计算方法, 发现其中应包括一项与工作气体压强有关的修正项, 它能使实践结果与理论计算很好地符合。

**关键词:** 光泵远红外激光, 自吸收效应。

## 1 引言

自从1970年光泵远红外激光发明以来, 许多学者<sup>[1, 2]</sup>通过求解激光工作分子的三级能级系统的密度矩阵方程, 并为了方便而采用小信号近似的假设, 研究了光泵远红外激光系统的增益系数。1985年黎耀等人<sup>[3]</sup>在激光系统中远红外功率密度没有限制的情况下, 求解多能级系统的密度矩阵方程, 算出光泵远红外激光器的输出功率密度, 并提高了计算的精度。但是在一个激光工作分子系统中采用能级数目超过三的模型来求解密度矩阵方程是相当冗长的。因此, 对光泵远红外激光的计算一般多采用三能级系统模型。对于小型光泵远红外激光器, 由于工作气体压强较一般的光泵远红外激光器要大得多, 因此, 在指定的三能级以外的其它能级的跃迁过程也必须考虑进去, 例如光泵激光器的自吸收效应。

## 2 远红外激光系统的自吸收效应

光泵远红外激光系统的量子跃迁过程可以近似为三能级系统中的跃迁过程(见图1)。一部分的泵浦的能量, 通过激光过程或喇曼过程转化为远红外信号能量。在一个实际的分子系统中有许多能级没有参与激光过程, 因为这些能级粒子数分布没有反转。但是在这三个能级之外, 有些能级能和远红外信号频率相匹配, 因而会对远红外起吸收作用, 这就是自吸收效应。图1中的2~3能级对与远红外激光信号的匹配最好, 但这部分的自吸收作用已包括在解三能级系统的密度矩阵方程之中, 可不必另外计算。用 $\alpha_i$ 表示第*i*个能级对的自吸收系数, 那么这个激光系统的总的自吸收系数就是

$$AS = \sum_i \alpha_i \quad (1)$$

本文1990年12月8日收到, 最后修改稿1991年6月5日收到。

• 国家博士点基金资助课题。

$\alpha_i$  一般均为负值, 因为泵浦对三能级系统以外的能级对没有产生粒子数反转的激励作用.

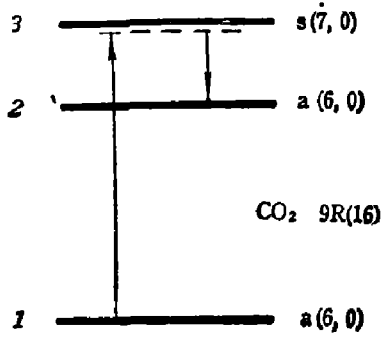


图1 光泵 NH<sub>3</sub> 分子远红外激光过程三能级近似

Fig. 1 Three-level system approach to NH<sub>3</sub> OPFIRL

$\alpha_i$  可通过逐个求解二能级系统的密度矩阵方程求得:

$$\left. \begin{aligned} \rho_{mm} &= \rho_{mm}^e + iT(P_{mn}B_s - P_{mn}^*B_s), \\ \rho_{nn} &= \rho_{nn}^e + iT(P_{mn}^*B_s - P_{mn}B_s), \\ L_{mn}P_{mn} &= -T'\gamma_{nm}B_s, \\ L_{mn}^*P_{mn}^* &= -T'\gamma_{nm}^*B_s; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中  $m$  是指第  $i$  能级对的下能级,  $n$  是上能级;  $\rho_{mm}, \rho_{nn}$  是密度矩阵的两个对角元;  $\gamma_{nm} = \rho_{nn} - \rho_{mm}$ ;  $\rho_{mm}^e, \rho_{nn}^e$  是热平衡条件下, 密度矩阵的两个对角元;

$$B_s = \frac{\mu_{mn}E_s}{2\hbar},$$

$\mu_{mn}$  是能级  $m$  能级  $n$  之间的跃迁电偶极矩,  $E_s$  是远红外的复振幅. 参数  $L_{mn} = y - i$ , 其中  $y$  是远红外信号频率相对于能级对的归一化的失谐量;  $T' = 5.245 \times 10^{-11} \text{ s}/P$  是跃迁弛豫时间;  $P$  是工作气体压强(单位为 Pa). 能级对的寿命  $T$  的值随能级对在  $G$  带或  $\nu_2$  带而定. 分子处于  $G$  带  $T = 5.245 \times 10^{-11} \text{ s}/P$ , 而在  $\nu_2$  带则为

$$T = 3.03673 \times 10^{-10} \text{ s}/P^{[4]}.$$

令远红外激光电场

$$E = \frac{1}{2} E_s \exp(i\omega_s t) + \frac{1}{2} E_s \exp(-i\omega_s t);$$

密度矩阵非对角元

$$\rho_{mn} = P_{mn} \exp(i\omega_s t)$$

$P_{mn}$  是复数量, 即  $P_{mn} = R_e(P_{mn}) + iI_m(P_{mn})$ .

对第  $i$  能级对, 从式(2)求  $I_m(P_{mni})$ , 利用如下关系便可求得这个能级对对远红外信号的自吸收系数为

$$\alpha_i = \frac{\omega_s \chi''}{nc} = -\frac{4N_{vi}\mu_{si}\omega_s}{\epsilon_0 nc E_s} I_m(P_{mni}), \quad (3)$$

用第  $i$  能级对的能级系数, 从式(2)的复数方程中解得  $P_{mni}$  的虚部  $I_m(P_{mni})$  之值, 代入式(3)可得该能级对对远红外信号的自吸收系数为

$$\alpha_i = -\frac{2N_{vi}P\mu_{si}^2}{\epsilon_0 nc \hbar} \cdot \frac{(\omega_{32}T' - y)\gamma_{vni}^e}{[(\omega_{nmi} - \omega_{32})T' + y]^2 + 1 + 424.2T'T'\mu_{si}^2 I_s/P^2 \hbar^2}, \quad (4)$$

式(4)中  $\mu_{si}$  是第  $i$  能级对的跃迁电偶极矩,  $\omega_{32}$  是三能级系统中振动激发态两能级间的跃迁角频率,  $I_s$  为远红外信号的功率密度,  $\gamma_i^e$  为在热平衡条件下第  $i$  能级对的分子布居数之差.

第  $i$  能级对的跃迁频率相对于远红外信号频率的失谐量为

$$\Delta_i = \omega_{nmi}T' - \omega_s T' = (\omega_{nmi}T' - \omega_{32}T') + y,$$

从式(4)可见,  $\Delta_i$  越大,  $\alpha_i$  越小. 系统总的增益系数等于受激发射的增益和自吸收的负增益之和:

$$G = G_s + \sum_i \alpha_i; \quad (5)$$

式(5)中  $G_s$  是未经自吸收修正的三能级系统的增益系数,  $\alpha_i$  是第  $i$  能级对的自吸收系数. 从式(4)可见,  $\alpha_i$  的大小决定于能级对的跃迁频率  $\omega_{mi}$  与光泵远红外激光频率  $\omega_s$  之间的失谐量. 从  $\text{NH}_3$  分子的能级结构可见, 失谐量  $\Delta_i < 9 \times 10^{11}$  的有 9 对,  $\Delta_i < 1.5 \times 10^{12}$  的共有 21 对, 而  $\Delta_i > 1.5 \times 10^{12}$  的能级, 其自吸收效应已小到可以忽略. 我们把以上的 21 对能级的数据分别代入到式(4), 再把这 21 个自吸收系数累加, 得到系统的增益系数的修正为

$$G = - \frac{2N_v \mu_s^2}{\epsilon_0 n c \hbar B_s} \omega_s I_m (P_{32}) + \sum_i \alpha_i \quad (6)$$

注意,  $\alpha_i$  总是负值, 因为是吸收效应,  $i$  共有 21 个值.

### 3 光泵远红外激光器最佳工作气体压强的实验

我们用迭代法计算了光泵  $\text{NH}_3$  分子气体远红外激光器输出激光信号的功率密度随工作气体压强变化, 并对激光系统的增益系数作了修正, 如式(6)所示. 为了验证理论计算的精确度, 我们进行了实验, 实验装置如图 2 所示<sup>[5]</sup>.

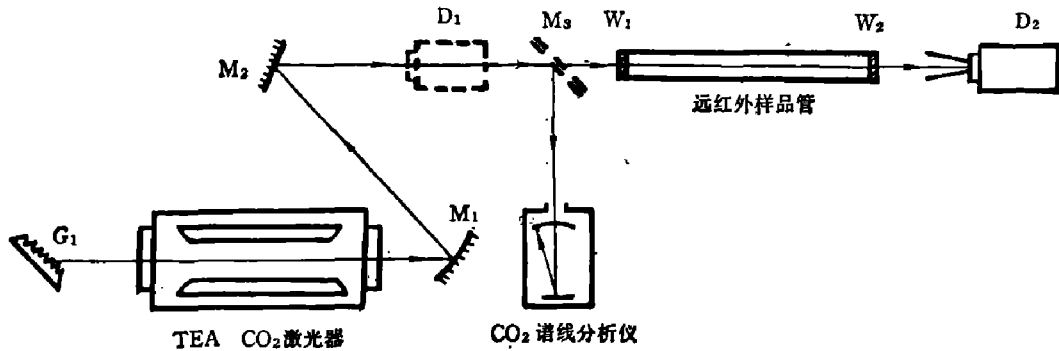


图 2 脉冲光泵远红外激光实验系统

Fig. 2 Experimental set-up of pulsed OPFIRL

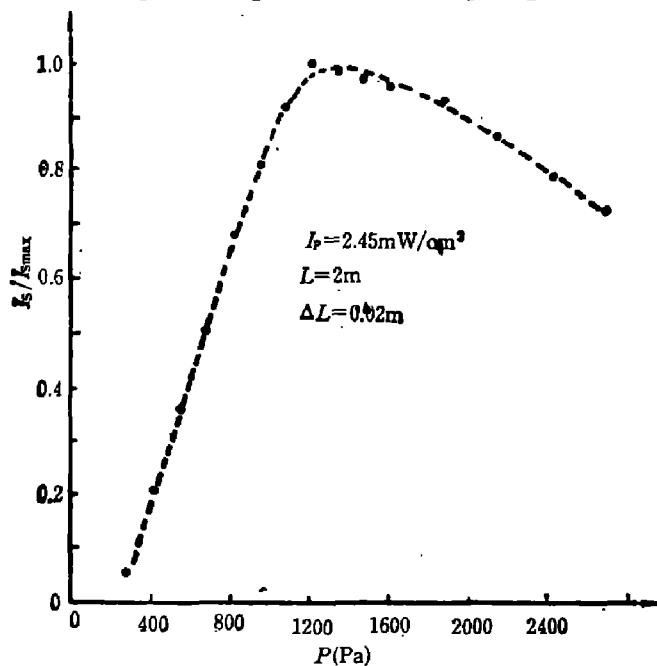


图 3 光泵  $\text{NH}_3$  分子远红外激光器工作气体压强的最佳值实验结果

Fig. 3 Optimum experimental result of the operating gas pressure of  $\text{NH}_3$  OPFIRL

图2中泵浦源是一台TEA-CO<sub>2</sub>激光器,输出9R(16)支的红外激光,经过M<sub>1</sub>和M<sub>2</sub>聚焦;泵光束由一台CO<sub>2</sub>激光谱线分析仪来监测,当进行监测时,用反射镜M<sub>3</sub>把泵光束反射以作测量。D<sub>1</sub>是激光能量计,D<sub>2</sub>是远红外检测器。实验中,保持一定的泵浦功率,逐点改变工作气体的压强,系统的远红外激光输出功率将随工作气体压强P而变,最佳工作气体压强实验结果如图3所示。

从图3可见,当泵浦功率密度 $I_p=2.45 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ ,样品管长为2m条件下,激光器的最佳气体压强约为 $1.2 \sim 1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$ 。

#### 4 理论计算与实验结果的比较

根据式(4)计算 $\alpha_i$ 的数值,我们把挑选能级对的跃迁频率与远红外激光频率相比较,把失谐量 $\Delta_i$ 小于 $10^{13}$ 的能级对的参数逐个代入式(4),求出各能级对的自吸收系数,然后累加而得到总的自吸收系数。由三能级系统的密度矩阵方程求解得到受激NH<sub>3</sub>分子系统的增益系数,再应用式(4)和迭代运算,得到自吸收修正和没有自吸收修正的远红外输出功率密度随气体压强变化的理论计算曲线和实验结果的对照如图4和图5所示。图4有三组数据,分别是实验数据,自吸收系数 $AS=0$ 时的理论计算结果和用 $AS=\sum_i \alpha_i$ 进行修正后的理论计算结果。从图4可见,理论计算结果与实验数据相比,自吸收修正的比没有自吸收修正的与实验数据较接近,但符合得并不好,特别是当工作气压较大时,偏差较大。在我们的实验条件下,远红外激光器的样品管长约2m,工作气体压强最大可达2800Pa,在这种情况下由瑞利散射等引起的损耗不可忽略。如果在 $AS=\sum_i \alpha_i$ 的基础上,由拟合法添加一

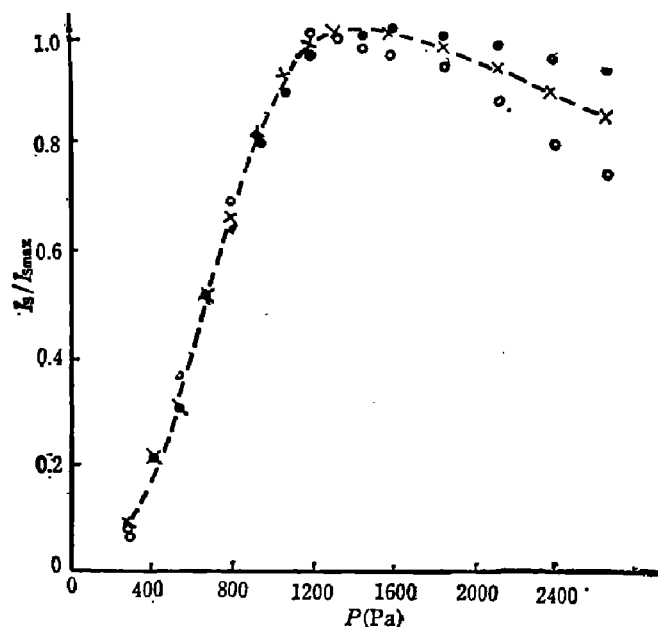


图4  $AS=0$ ;  $AS=\sum_i \alpha_i$  时理论计算与实验比较

● 当  $AS=0$  时的理论值 —×— 当  $AS=\sum_i \alpha_i$  时的理论值 ○ 实验值  $I_p=2.45 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$

Fig. 4 Comparison of theory with experiment, for  $AS=0$ ,  $AS=\sum_i \alpha_i$ , respectively

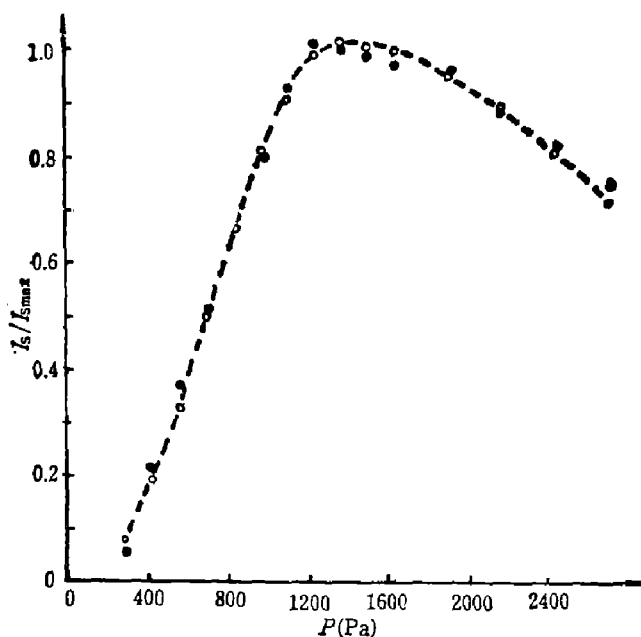


图5  $AS = \sum \alpha_i - 6 \times 10^{-7} \times P^4$ , 考虑到散射损耗后的计算结果

● 实验值,  $I_p = 2.45 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$  —○— 当  $AS = \sum \alpha_i - 1.9 \times 10^{-15} P^4$  时的理论值

Fig. 5 Calculation result for  $AS = \sum \alpha_i - 1.9 \times 10^{-15} P^4$  considering scattering loss

个散射损耗的修正项 ( $-1.9 \times 10^{-15} P^4$ ), 则理论曲线与实验结果符合得很好 (见图 5)。

## 5 讨 论

我们采用三能级系统模型以简化光泵  $\text{NH}_3$  远红外激光系统, 便于求解系统的密度矩阵方程。事实上, 光泵  $\text{NH}_3$  激光系统内能级间的量子跃迁, 不仅包含辐射跃迁还包含吸收跃迁。一个实际的光泵远红外激光的总体效应应是这两部分的总和, 但是这个三能级系统的理论模型难以反映系统内的光学过程的全貌, 由图 4 可见, 理论计算结果与实验结果不大相符, 当  $P > 1300 \text{ Pa}$  时, 没有自吸收修正项或有修正项的计算所得的远红外功率密度数值总是比实验要大, 而且随着  $P$  增大, 这个偏差也增大。从图 5 可见, 自吸收系数中增加了一个与工作气体压强有密切关系的小修正项, 使理论计算与实验结果很好地符合。实验时, TEA- $\text{CO}_2$  激光器产生兆瓦级的大功率中红外脉冲激光, 作为泵激信号源。在这个强脉冲能量的作用下,  $\text{NH}_3$  气体内部将产生瞬时的相当强烈的骚动, 引起内部严重的均匀性, 使受激辐射的远红外信号产生强烈的散射效应。因此在强烈的脉冲泵光下的远红外激光器中, 散射所引起的传输损耗是不可忽视的。工作气体压强越大, 在泵浦脉冲作用下产生的不均匀性也就越大, 从而增加了远红外信号的散射损耗。在计算中找到的气体压强有关的修正项 ( $-1.9 \times 10^{-15} P^4$ ) 可能与散射损耗有关。本文涉及的远红外信号附加的散射损耗的物理内容, 有待进一步深入研究。

## 参 考 文 献

- 1 Brewer R G, Hahn E L. *Phys. Rev.*, (1975): A11: 1641
- 2 Panock R L, Temkin R J. *Q. E.*, (1977); QE-13: 425
- 3 Yao Li, Yikun Lin, *Int. J. of IR & MMWS*, (1985); 6: 1075
- 4 Willenberg G D, Heppner J, Foote F B. *IEEE J. Q. E.*, (1982); 18 (13): 2060~2069
- 5 林贻堃, 杨旭东. *中山大学学报(自然科学版)*, (1989); 28: 1~7

## SELF-ABSORPTION EFFECT AND SCATTERING LOSS REVISION FOR THE OPTICALLY PUMPED FAR INFRARED LASER\*

LIN YIKUN ZHENG XINGSHI LUO XIZHANG LIN XIAPAU

(Department of Electronics, Zhongshan University, Guangzhou, Guangdong 510275, China)

The calculation method of self-absorption in the theory of optically pumped far infrared lasers is proposed in this paper. In addition, a revision term, which is related to the operating gas pressure, is discovered. By this term the theoretical calculation results are in good agreement with the experiments.

**Key words:** optically pumped far infrared laser, self-absorption effect.

---

\* The project supported by the Foundation of Specialties oped to Doctorate.