

磁约束放电 CO 激光模型

王 涛 陈清明 毛代胜

(华中理工大学激光技术国家重点实验室 武汉 430074)

(2000 年 1 月 3 日收到 2000 年 7 月 7 日收到修改稿)

建立了磁约束放电 CO 激光的模型. 在该模型下分析、计算了 CO 气体放电系统电子的能量分布函数, CO 分子的电子碰撞激发概率以及 CO 分子的振动-振动(V-V)、振动-平动(V-T)激发概率, CO 分子各振动态的布居数分布和对应的小信号激光增益系数. 研究表明, 由于磁场的加入 CO 分子振动态布居数分布出现凹陷. 在该区域获得了更大激光的小信号增益.

关键词: CO 激光, 磁约束, 布居数, 小信号增益, 激发系数

PACC: 4255

1 引 言

CO 激光在光谱分析、激光化学和材料加工方面有着独特的优势和广泛的应用前景, 因而受到许多学者的重视^[1, 2]. 但目前讨论 CO 激光放电系统的电子碰撞激发概率和其他激发概率、CO 分子布居数分布和激光小信号增益时都是采用的常规的放电模型^[3, 4], 该模型只考虑在单一的电场下 CO 分子各种微观输运过程和激发过程. 本文引入磁约束放电 CO 激光模型. 在磁约束条件下讨论计算了 CO 激光的各种微观过程. 本文的研究对提高 CO 激光小信号增益和改善 CO 激光输出可能具有一定的指导意义.

2 CO 气体放电中电子能量分布

我们假设一个简单的物理模型, 在气体放电区设置与电场正交的磁场, 如图 1 所示. 在外加电磁场 E, B 作用下, 以速度 V 运动的电子受到的力为

$$F = -e(\mathbf{V} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}),$$

在磁场约束放电条件下玻耳兹曼方程一般表达式为^[5]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_r f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c, \quad (1)$$

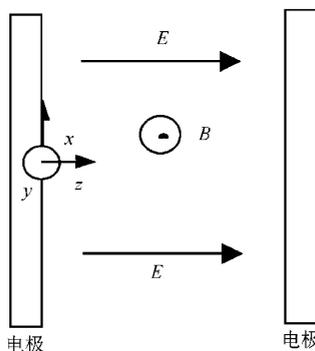


图 1 磁约束放电模型

式中 $f = f(r, \mathbf{V}, t)$ 是粒子分布函数, $\frac{\partial f}{\partial t}$ 是粒子分布函数的时间变化率, r, \mathbf{V} 分别代表粒子的位置和速度, ∇_r 是坐标空间梯度算子, ∇_v 是速度空间的梯度算子, F 是外场作用力, m 是粒子质量, $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$ 是碰撞项(表示单位时间, 单位相体积由于粒子碰撞作用引起的分布函数的变化).

假设电子所处的放电等离子体为弱电离等离子体, 因此碰撞主要是电子与中性粒子的碰撞. 分布函数各向同性, 与空间位置无关. 在稳态情况下考虑弹性、非弹性及超弹性碰撞, 得到具体的玻耳兹曼方程^[6]

$$\frac{E^2}{3} \frac{d}{du} \left\{ u \left[\sum_{ij} N_i (\sigma_i(u) + \sigma_{ij}(u)) + \frac{m\omega_c^2}{2eu \left[\sum_{ij} N_i (\sigma_i(u) + \sigma_{ij}(u)) \right]} \right]^{-1} \frac{df}{du} \right\} + 2m \frac{d}{du} \left[u^2 \left(\sum_i \frac{N_i \sigma_i(u)}{M_i} \right) f \right] + \frac{2mk_B T}{e} \frac{d}{du} \left[u^2 \left(\sum_i \frac{N_i \sigma_i(u)}{M_i} \right) \frac{df}{du} \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{ij} [(u + u_{ij})f(u + u_{ij})N_i\sigma_{ij}(u + u_{ij}) - uf(u)N_i\sigma_{ij}(u)] \\
 & + \sum_{ij} [(u - u_{ij})f(u - u_{ij})N_i\sigma_{i,-j}(u - u_{ij}) - uf(u)N_i\sigma_{i,-j}(u)] \\
 & = 0,
 \end{aligned} \tag{2}$$

u 是电子能量; T 是气体温度; k_B 是玻耳兹曼常数; m, E 分别是电子质量和电场强度; N_i 是第 i 种粒子的粒子数密度; σ_i 是第 i 种粒子的动量转移截面; V 是电子速度; M_i 是第 i 种粒子的质量; 磁场作用以回旋频率 $\omega_c = eB/m$ 的形式出现在方程中, 其中 e 是电子电量, B 是磁感应场强度; σ_{ij} 是第 i 种粒子激发到第 j 个能级的截面. $\frac{df}{du}$ 表示电子分布函数对能量求导. 方程等号左边第一项对应电子从电场获得能量的过程, 第二项与第三项表示电子与气体粒子发生弹性碰撞而进行的能量交换^[7]. 以后两项对应非弹性碰撞过程. 求解该方程得到 CO 气体放电系统电子能量分布, 见图 2. 可以看到在磁场的作用下, 电子能量分布曲线向低能方向移动, 电子平均能量降低. 同时分布曲线变窄, 电子能量分布趋向集中. 通过选择不同的磁场大小便能获得不同的电子能量分布, 进而获得不同的电子激发概率, 使 CO 布居数达到最佳的激发条件.

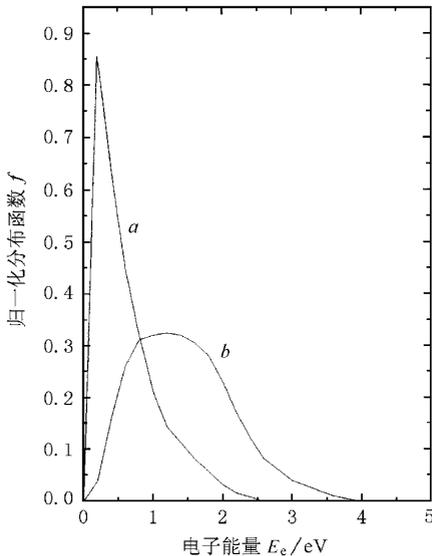


图 2 在磁场 $B=0.4\text{T}$ (a) 和 0.0T (b) 条件下 CO 气体放电系统电子能量分布

3 磁约束放电对电子激发概率的影响

电子对振动态 CO 分子的激发概率系数为^[8]

$$K_{\nu \rightarrow \omega} = (2/m)^{1/2} \int_0^{\infty} du f(u) u^{1/2} \sigma_{\nu \rightarrow \omega}(u), \tag{3}$$

u 为电子能量, $f(u)$ 为磁场作用下电子能量分布函数. $\sigma_{\nu \rightarrow \omega}(u)$ 为电子将 ν 振动态 CO 分子碰撞到 ω 振动态的碰撞截面. 在 CO 激光放电模型中, 考虑的是 CO 分子从基态激发到低振动态 ($\nu = 1-10$) 和从低振动态激发到基态. 忽略掉起始于非基态激发的过程, 这种假设对 CO 分子较高的振动能级也成立^[9]. 因而可以认为从基态的激发过程能够代表电子碰撞产生的 CO 分子激发主要过程.

图 3 绘出了有磁场和无磁场情况下由 (3) 式计算出的 CO 分子电子碰撞激发系数. 从图 3 我们可以看到由于磁场的作用, CO 分子从基态激发到第 1 振动能级的电子碰撞激发系数约下降到 1/4, 而基态激发到第 10 振动能级的电子碰撞激发系数下降了 2 个多数量级. 这是由于横向磁场作用下, 电子产生了 $E \times B$ 方向的迁移 (霍尔漂移), 电子的迁移运动将偏离电场方向而具有同时垂直于电场和磁场的运动分量, 电场对电子的作用减弱, 电子获得的能量降低, 因而导致 CO 分子的电子激发系数下降. 由于对应较高振动态碰撞截面的电子分布函数变小, 导

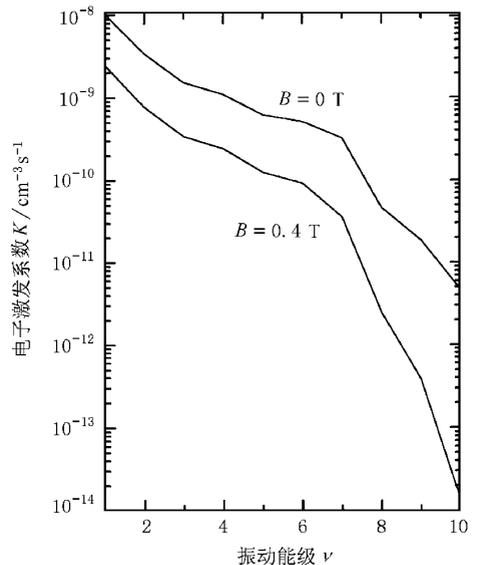


图 3 在磁场 $B=0.4$ 和 0.0T 条件下 CO 分子从基态激发到第 ν 振动能级的电子碰撞激发系数

致电子激发 CO 分子到较高能级的概率下降更多. CO 分子振动-平动 (V-T) 振动-振动 (V-V) 激发系数公式可从 SSH 理论得到^[10], 其表达式分别为

$$P_{\nu, \nu-1} = Z_{11} P_{11} \prod_{\nu} \nu \omega (1 - \delta_{\nu}) [F(x_{\nu, \nu-1})],$$

$$P_{\nu, \nu-1}^{\omega-1, \omega} = Z_{11} Q_{11} \prod_{\nu} \nu \omega (1 - \delta_{\nu}) \cdot [\omega (1 - \delta_{\omega})] [F(x_{\nu, \nu-1}^{\omega-1, \omega})],$$

$Z_{11} = 4\sigma_{11}^2 (\pi k_B T / 2m_{11})^{3/2}$ 为 CO-CO 碰撞数 (cm^3/s), σ_{11} 为 CO-CO 碰撞时分子球的直径, m_{11} 为 CO-CO 碰撞时的约化质量, T 为气体温度, $\delta = 0.00598$ 为 CO 分子非简谐振子常量, $P_{11} = 1.77 \times 10^{-4}$, $Q_{11} = 3.70 \times 10^{-6}$ 均为无量纲常数因子, ν, ω 均为分子振动能级数, 公式中

$$F(x) = \frac{1}{2} [3 - \exp(-2x/3)] \exp(-2x/3),$$

$$x_{\nu, \nu-1} = (1/2)^{3/2} (\theta'_{11}/T)^{3/2} (1 - 2\delta_{\nu}),$$

$$x_{\nu, \nu-1}^{\omega-1, \omega} = 2\delta (1/2)^{3/2} (\theta'_{11}/T)^{3/2} |\nu - \omega|,$$

式中 $\theta'_{11} = 4.45 \times 10^6$ ($^{\circ}$) 为由 SSH 理论导出的常数项. 由公式 (4) 可以看出 V-T、V-V 激发系数都与分子的种类、振动能级数和气体的温度有关, 与外电场磁场无关.

4 CO 分子振动能级布居数分布和小信号激光增益

CO 分子振动态的激发原理是: 电子碰撞将基

态的 CO 分子激发到低振动态 ($\nu \leq 8$) 能级, 然后再在 V-V 碰撞近共振传能的作用下将部分低振动态分子激发到较高能级. 同时辅助气体 He 的 V-V 传能过程将部分基态和低能级的 CO 分子激发到较高振动能级. 随着振动能级的提高, V-T 碰撞弛豫过程和自发辐射等过程速率加快. 这些激发和消激发过程最终达到一个动态平衡. 如果此时的振动粒子布居数分布能够使相邻振动能级的转动能级之间实现部分粒子数反转, 就可能实现激光输出. 在求解 CO 分子振动能级布居数的过程中, 我们假设

1) 将 CO 分子振动量子态处理为莫尔斯非简谐振子;

2) 考虑两种气体 CO 和 He, 它们的转动和平动温度均为 T , 温度的空间分布是均匀的;

3) 影响振动态布居数分布主要是 CO 分子与电子、He 原子间的非弹性碰撞, 只考虑单量子过程 $\Delta\nu = \pm 1$;

4) 在一定的流体流动速度下, 横流激光器放电区的中下游 (光轴处) 由于激发消激发的作用, CO 分子各振动态上布居数达到平衡, 在该平衡区域可认为各振动态上布居数对于时间和空间是不变的, 对于管状激光器也是如此, 即本文考虑稳态下的 CO 分子振动态布居数分布.

利用以上的结论和假设, 通过下面的方程组可以求得稳态下的第 ν 振动态 CO 分子数:

$$\begin{aligned} dN_{\nu}/dt &= 0 \\ &= \bar{P}_{\nu+1, \nu} \bar{N} \{N_{\nu+1} - \exp[-(E_{\nu+1} - E_{\nu})/k_B T] N_{\nu}\} \\ &\quad - \bar{P}_{\nu, \nu-1} \bar{N} \{N_{\nu} - \exp[-(E_{\nu} - E_{\nu-1})/k_B T] N_{\nu-1}\} \\ &\quad + \sum_{\omega=1}^{\nu} P_{\nu+1, \nu}^{\omega-1, \omega} \{N_{\nu+1} N_{\omega-1} - \exp[-(E_{\nu+1} + E_{\omega-1} - E_{\nu} - E_{\omega})/k_B T] N_{\nu} N_{\omega}\} \\ &\quad - \sum_{\omega=0}^{\nu-1} P_{\nu, \nu-1}^{\omega, \omega+1} \{N_{\nu} N_{\omega} - \exp[-(E_{\nu} + E_{\omega} - E_{\nu-1} - E_{\omega+1})/k_B T] N_{\nu-1} N_{\omega+1}\} \\ &\quad + n_e \sum_{\omega=0}^{\nu} T_{\omega} \{N_{\omega} - \exp[-(E_{\omega} - E_{\nu})/k_B T_e] N_{\nu}\} \\ &\quad + A_{\nu+1} N_{\nu+1} - A_{\nu, \nu-1} N_{\nu} \quad \nu = 0, 1, 2, \dots, \nu^* \end{aligned} \quad (6)$$

N_{ν} 是 CO 分子第 ν 振动态的分子数密度; \bar{N} 为总的分子数密度; ν^* 是莫尔斯非简谐振子的最高振动态; E_{ν} 是 CO 分子第 ν 振动态的能量; 在 $(0, \nu^*)$ 区间之外所有系数为零; $\bar{P}_{\nu, \nu-1} \bar{N} = P_{\nu, \nu-1} N + Q_{\nu, \nu-1} M$

是 CO 分子被其他分子从 ν 振动态激发跃迁升到 $\nu-1$ 振动态的概率, 其中 $P_{\nu, \nu-1} N$ 是被 CO 分子激发的概率; $Q_{\nu, \nu-1} M$ 是被 He 原子激发的概率. N, M 分别是 CO 和 He 气密度, 我们称之为振动-平动 (V-T) 激发概率. $P_{\nu, \nu-1}^{\omega-1, \omega} N_{\omega}$ 是指振动态 ω 的 CO 分

子跃迁到 $\omega + 1$ 态时, ν 态的 CO 分子跃迁到 $\nu - 1$ 态的概率, n_{ω} 是 ω 振动态的 CO 分子数密度, 我们称之为振动-振动(V-V)激发概率; $n_e T_{\omega\nu}$ 是指由于电子碰撞, CO 分子从 ω 振动态跃迁到 $\nu - 1$ 振动态的概率; $A_{\nu, \nu-1}$ 指 CO 分子自发辐射从 ν 振动态跃迁到 $\nu - 1$ 振动态的概率.

我们计算了在有无磁场两种情况下, CO 分子各振动态的布居数 N 分布, 见图 4. 在低能级区域 ($\nu = 0-10$), 布居数 N 下降很快, 它主要取决于电子激发过程. 在中部区域 ($\nu = 10-30$), 布居数 N 随振动能级数的增加变化十分缓慢, 出现平台, 它主要取决于 CO 分子的 V-V 激发过程. 在超过平台的区域, 布居数 N 下降很快, 它取决于 V-T 激发过程和自发辐射过程.

由于磁场的加入, CO 分子的电子激发系数下降 ($\nu = 0-10$) 造成在低能级区域布居数 N 下降. 特别是在能级 10 附近电子激发系数下降很大, 布居数 N 减少很多. 在平台区由于 V-V 激发系数不受磁场的影响, 布居数 N 相对而言变化不大. 以上两方面原因使得 CO 分子布居数 N 在能级 10 附近形成一个凹陷. 在凹陷的右半部分 ($\nu = 10-17$) 可望得到较大的粒子数反转, 获得更高的 CO 小信号激光增益.

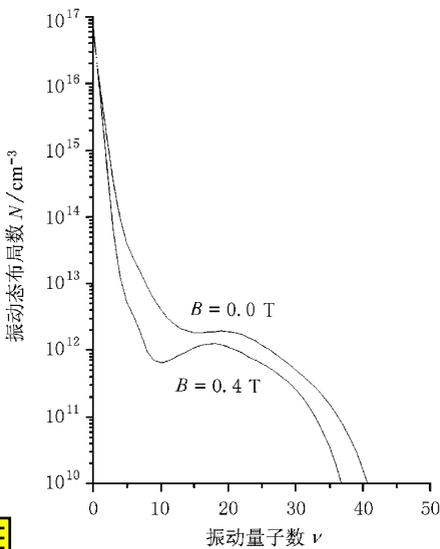


图 4 磁场对 CO 分子布居数 N 的影响 $T_e = 15000$ K; $P_{CO} = 0.53$ kPa; $P_{He} = 10.67$ kPa; $n_e = 2.5 \times 10^9$ cm⁻³

假设 CO 和 He 气是以 Doppler 加宽为主, 单 P 支 CO 小信号激光增益系数为^[11]

$$\alpha_{\nu J, \nu' J+1} = \frac{8\pi^3 C^4 |R_{\nu, \nu'}|^2}{3k_B T (2\pi k_B T/M)^{3/2}} (J+1) \times \{B_{\nu} N_{\nu} \exp[-F_{\nu}(J)hc/k_B T] - B_{\nu'} N_{\nu'} \exp[-F_{\nu'}(J+1)hc/k_B T]\} \quad (7)$$

这里增益对应的是 CO 分子从 (ν, J) 能级跃迁到 ($\nu', J+1$) 能级, M 为 CO 分子质量, c 为光速, $R_{\nu, \nu'}$ 为偶极跃迁矩阵元, 式中

$$F_{\nu}(J) = B_{\nu} J(J+1) - D_{\nu} J^2(J+1)^2, \\ B_{\nu} = B_e - \alpha_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right) + \gamma_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (8) \\ D_{\nu} = D_e + \beta_e \left(\nu + \frac{1}{2} \right),$$

其中 $B_e, D_e, \alpha_e, \beta_e$ 和 γ_e (cm⁻¹) 是 CO 分子振转常量.

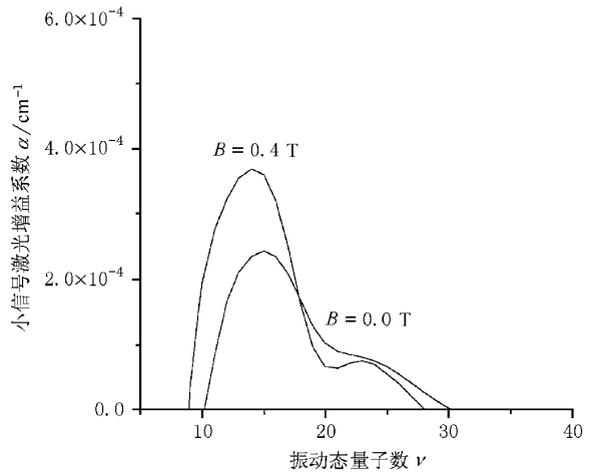


图 5 磁场对小信号激光增益 $\alpha(\nu \rightarrow \nu - 1)$ 的影响 $T_e = 15000$ K; $P_{CO} = 0.53$ kPa; $P_{He} = 10.64$ kPa; $n_e = 2.5 \times 10^9$ cm⁻³

图 5 示出电子密度 n_e 为 2.5×10^9 cm⁻³, 气体温度为 175 K, 各振动能级间 ($\nu \rightarrow \nu - 1$) 的小信号激光增益, 可以看到振动能级 10 到 15 区间有磁约束的 CO 小信号增益比没有磁约束的 CO 小信号增益要上升得快得多, 它正好对应的是 CO 分子布居数凹陷的右壁, 此处的粒子数反转最大, 因而获得大的小信号激光增益.

5 总 结

本文引入了磁约束放电 CO 激光模型. 通过增加与电场正交的磁场来约束电子运动, 改变电子的能量分布. 在此基础上:

1) 计算并讨论了电子对 CO 分子的碰撞激发概率, 明显地看到磁场使基态的 CO 分子激发到 1—10

振动态的激发概率都有不同程度的下降.

2) CO 分子 V-V, V-T 激发概率与磁场无关, 仅取决于气体的温度、碰撞分子的种类、分子振动能级等.

3) 研究了磁场对 CO 分子振动态布居数分布的影响, 磁场使布居数分布的平台区发生了很大变化, 在平台区左端出现一个凹陷.

4) 研究表明在产生激光的各能级间, 对应布居数分布的平台区 $\nu=10-15$ 获得了更大的 CO 小信号激光增益.

本文的结果对研究利用局部反转机理进行红外辐射的双原子激光器可能具有一定的指导意义.

- [1] J. G. Xin, W. Zhang, W. T. Jio, *Appl. Phys. Lett.*, **75** (1999), 1369.
 [2] A. V. Lavrov, G. N. Volchkova *et al.*, *Proc. SPIE*, **2714** (1996), 119.
 [3] V. I. Dolinina, I. B. Kovsh, M. V. Pyatakhin *et al.*, *Sov. J.*, **QE-15** (1985), 1045.
 [4] M. Iyoda, S. Sato, T. Fujioka *et al.*, *Appl. Phys.*, **B47** (1988), 251.
 [5] R. M. Lawrence, *J. Geophys. Research*, **69** (1964), 5041.
 [6] J. Li, Q. H. Xu *et al.*, *Acta Physica Sinica* **43** (1994) 30 in

Chinese][李 军、许强华等 物理学报 **43** (1994) 30]

- [7] J. J. Lowke, A. V. Phelps, B. W. Irwin, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973) A664.
 [8] P. M. Milonni, A. H. Paxton, *J. Appl. Phys.*, **49** (1978), 1012.
 [9] W. Rich Joseph, *J. Appl. Phys.*, **42** (1971) 2719.
 [10] K. F. Herzfeld, T. A. Litovitz, *Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves* (Academic, New York, 1959).
 [11] W. Rich Joseph, *J. Appl. Phys.*, **42** (1971) 2719.

THE MODEL OF MAGNETICALLY CONFINED DISCHARGE CO LASER

WANG TAO CHENG QING-MIN MAO DAI-SHENG

(State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 3 January 2000; revised manuscript received 7 July 2000)

ABSTRACT

A model for magnetically confined discharge carbon monoxide laser is presented. Electron energy distribution function, the influence of the magnetic field on electron impact excitation, the vibration-to-translation and vibration-to-vibration excitation rates of CO molecule are discussed. The vibrational-state populations of CO molecule and small-signal gain with magnetic field are calculated and studied also. After a magnetic field has been added, there appears a hole in the distribution of the vibrational-state populations of CO molecule and the small-signal gain is higher in this region.

Keywords: CO laser, magnetically confinement, populations, small-signal gain excitation rate

PACC: 4255