

磁约束放电的 CO 激光激发系数

王 涛 陈清明 毛代胜

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

摘要: 采用磁约束放电 CO 激光模型研究在外磁场作用下: (1) 放电系统电子的能量分布变化; (2) 电子对振动态 CO 分子的碰撞激发几率; (3) CO 分子振动-平动, 振动-转动激发系数与磁场、温度的关系。研究表明, 外磁场使原电场在电场方向上对电子作用变小, 电子能量减小, 并导致电子对 CO 分子的碰撞激发几率系数下降, 而对 V-V, V-T 激发系数影响不大。

关键词: CO 激光 磁约束 激发系数 电子能量

Excitation rates of CO laser with magnetically confined discharge

Wang Tao, Cheng Qingmin, Mao Daisheng

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

Abstract: A model of magnetically confined discharge CO laser is presented. Under the condition of magnetically confined discharge, the following factors are analyzed. First, the change of electron energy distribution of discharges system; secondly, the impact excitation rates of electron for the vibrating CO molecules; finally, the dependence of V-V, V-T rates on magnetic field and temperature. It is shown that with magnetic field added, the effect of electric field on electron decreases which decreases the impact excitation rate of electron for the vibration CO molecules in electric field direction and that the effect on V-V, V-T rates is weak.

Key words: CO laser magnetic confinement excitation rate electron energy

引 言

由于 CO 激光器的量子效率高, 波长比 CO₂ 激光短, 易于光纤传输, 在激光材料加工方面优于 CO₂ 激光器等优点, 近年来, 越来越受到国内外研究者的重视^[1,2]。但目前理论上只是采用常规放电模型来处理 CO 气体微观输运过程和各種激发几率。我们采用磁约束放电模型来研究 CO 激光放电中电子的能量分布, 以及电子对 CO 分子振动激发几率, CO 分子 V-V 振动激发几率, V-T 激发几率等。这些工作的完成对 CO 分子激光器在磁约束放电条件下的一些新现象研究有着十分重要的意义。

1 理 论

1.1 磁约束放电条件下的玻耳兹曼方程

我们考虑的是正交的电磁场。在外加电磁场 E, B 作用下, 以速度 v 运动的电子受力为 $F = -e(v \times B + E)$, 在磁场约束放电条件下玻耳兹曼方程一般表达式为^[3]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f + \frac{F}{m} \cdot \nabla_v f = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_c \quad (1)$$

式中, $f = f(r, v, t)$ 是粒子分布函数, $\partial f / \partial t$ 是粒子分布函数的时间变化率, r, 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, $(\partial f / \partial t)_c$ 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, 即粒子中的大多数是尚未被电离的中性粒子, 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^[4]:

$$\begin{aligned} \frac{E^2}{3} \frac{d}{du} \left\{ u \left[\sum_j N_j (\sigma_i(u) + \sigma_j(u)) + \frac{m \omega_c^2}{2eu \left[\sum_{ij} N_i (\sigma_i(u) + \sigma_j(u)) \right]} \right]^{-1} \frac{df}{du} \right\} \\ + 2m \frac{d}{du} \left[u^2 \left(\sum_i \frac{N_i \sigma_i(u)}{M_i} \right) f \right] + \frac{2mkT}{e} \frac{d}{du} \left[u^2 \left(\sum_i \frac{N_i \sigma_i(u)}{M_i} \right) \frac{df}{du} \right] \\ + \sum_j [(u + u_{ij}) f(u + u_j) N_i \sigma_j(u + u_{ij}) - u f(u) N_i \sigma_j(u)] \\ + \sum_{ij} [(u - u_{ij}) f(u - u_{ij}) N_i \sigma_j(u - u_{ij}) - u f(u) N_i \sigma_{-j}(u)] = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

式中, u 是电子能量; T 是气体温度; k 是玻耳兹曼常数; m, E 分别是电子质量和电场强度值; N_i 是第 i 种粒子数密度; σ_i 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; $\omega_c = eB/m$ 是电子的拉莫尔回旋频率; σ_{ij} 是第 i 种粒子激发到第 j 个能级的截面。方程的第 1 项对应电子从电场获得能量的过程, 第 2 项表示电子与气体粒子发生弹性碰撞损失能量, 第 3 项表示电子通过与快速运动的气体粒子发生碰撞而获得能量, 以后 4 项对应非弹性碰撞过程。磁场作用以回旋频率 ω_c 的形式出现在方程中, 若以碰撞频率 ν 代入方程, 则第 1 项可表达为:

$$\frac{E^2}{3} \frac{d}{du} \left\{ \frac{u}{\left[\sum_{ij} N_i (\sigma_i(u) + \sigma_j(u)) \right] (1 + \omega_c^2 / \nu^2)} \frac{df}{du} \right\} \quad (3)$$

因此看到, 磁场作用相当于增大了碰撞频率。在假设碰撞频率 ν 为常数(与电子能量无关)的条件下, 将上式中含回旋频率 ω_c 的因子 $(1 + \omega_c^2 / \nu^2)$ 与 E 合并, 得到等效电场:

$$E_e = E (1 + \omega_c^2 / \nu^2)^{-1/2} \quad (4)$$

通过数值求解玻耳兹曼方程, 可得 CO 气体放电系统电子能量分布函数 f 。图 1 给出在不同磁场作用下的电子能量分布。可看到, 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。从等效电场看, 引入磁场后电场强度变为原来的 $(1 + \omega_c^2 / \nu^2)^{-1/2}$, 电子从电场获得的能量下降, 因而电子能量在磁场的作用下降低。

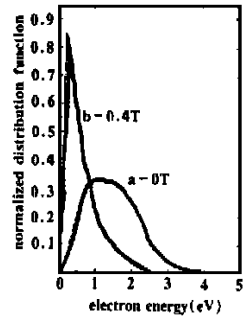


Fig. 1 Electron energy distribution function with various magnetic field

1.2 磁约束放电对电子激发几率的影响

电子对振动态 CO 分子的激发几率系数为^[5]:

$$K_{V \rightarrow W} = (2/m)^{1/2} \int_0^\infty du f(u) \mathcal{E}^{1/2} \sigma_{V \rightarrow W}(u) \quad (5)$$

式中, u 为电子能量, $f(u)$ 为磁场作用下电子能量分布函数。 $\sigma_{V \rightarrow W}(u)$ 为电子将 V 振动态 CO 分子碰撞到 W 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 ($V = 1 \sim 10$) 和从振动态消激发到基态。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。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 2 给出了有磁场和无磁场情况下由 (5) 式计算出的电子碰撞 CO 分子激发系数。从图可看出, 由于磁场的作用, 激发几率平均下降 1~ 2 个数量级。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, 导致 CO 分子的电子激发系数下降。

1.3 V-T 和 V-V 激发几率

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^[6], 其表达式分别为:

$$P_{V, v-1} = Z_{11} P_{11} T [V / (1 - \delta V)] F(x_{V, v-1})$$

$$P_{V, v-1}^{W, 1, W} = Z_{11} Q_{11} T [V / (1 - \delta V)] [W / (1 - \delta W)] F(y_{V, v-1}^{W, 1, W}) \quad (6)$$

$Z_{11} = 4 \sigma_{11}^2 (\pi k T / 2 m_{11})^{1/2}$ 为 CO-CO 碰撞数 (cm^2/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, δ 为 CO 分子非谐振率常数, V, W 均为分子振动能级数, 其它参数从文献中均可查到^[7]。公式中:

$$F(x) = [3 - \exp(-2x/3)] \exp(-2x/3) / 2$$

$$x_{V, v-1} = (1/2)^{3/2} (\theta_{11}/T)^{1/2} (1 - 2\delta V)$$

$$y_{V, v-1}^{W, 1, W} = 2\delta (1/2)^{3/2} (\theta_{11}/T)^{1/2} |V - W| \quad (7)$$

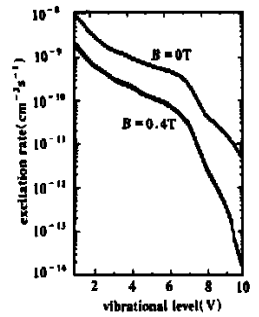


Fig. 2 Electron excitation rates of CO molecules under magnetic field $B = 0.4\text{T}$ and $B = 0\text{T}$

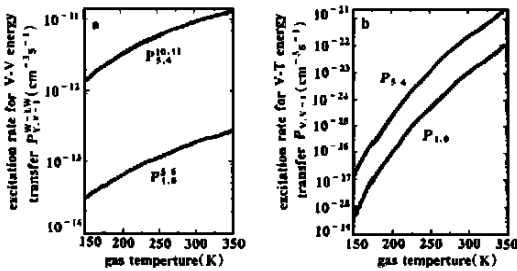


Fig. 3 The V-V excitation rates (a) and V-T excitation rates (b) under various gas temperature

从第 10 跃迁到第 11 振动能级, 另一碰撞 CO 分子从第 5 振动能级跃迁到第 4 振动能级的几率系数。当温度从 150K 上升到 350K 时, V-V 激发系数大约增加一个数量级, 对上能级激发不利。V-T 激发系数受温度的影响更大。但对于产生 CO 激光的振动能级 ($V = 10 \sim 20$), V-V 激发系数起决定作用, 只是在更高振动能级 V-T 激发作用才占据主导地位。

CO 分子激光产生过程中, 由于较低能级 ($V = 1 \sim 8$) 的 CO 分子主要由电子碰撞激发产生。电子碰撞激发几率系数的下降造成低能级 CO 分子布局下降, 在较高能级起作用的 V-V, V-T 激发系数受磁场影响不大, 因而在产生 CO 激光振动能级范围的布局数分布变得较为平坦, 局部粒子数反转得到增加, 有望增加 CO 激光的增益。

参 考 文 献

高斯光束通过球差透镜的聚焦特性*

季小玲^{a,b} 吕百达^a

(^a四川大学激光物理与化学研究所, 成都, 610064)

(^b重庆师范学院物理学与信息技术系, 重庆, 400047)

摘要: 基于广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 在较为普遍情况下, 对高斯光束通过球差透镜的聚焦特性作了研究, 给出了数值计算例。分析表明, 当入射光束束腰宽度较小时, 结果与文献 [1] 和文献 [2] 的有关结论相符。

关键词: 球差 高斯光束 聚焦

Focusing property of Gaussian beams through a spherical aberrant lens

Ji Xiaoling^{a,b}, L Baida^a

(^a Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu, 610064)

(^b Dept. of Physics and Information Technology, Chongqing Teachers College, Chongqing, 400047)

Abstract: Based on the general Huygens-Fresnel diffraction integral formula, the focusing property of Gaussian beams through a spherical aberrant lens is studied. Numerical illustrative examples are given. It is shown that if the waist width of the incident Gaussian beams is relatively small, our results reduce to those of references [1] and [2].

Key words: spherical aberration Gaussian beams focusing

引 言

在激光材料加工、激光化学等应用中, 常将激光光束聚焦后照到工件或样品上。因此, 对激光束聚焦的研究是很重要的。实际工作中, 聚焦透镜的像差使波前发生畸变, 导致光强分布发生变化。研究表明, 球差会使光束质量降低^[3], 此外, 利用球差可以获得超衍射极限聚焦^[1]和获得平顶光束^[2]。球差也会引起焦移; 且球差大小不同, 焦移量也不同^[4], 还可利用球差透

* 激光技术国家重点实验室基金资助。

- 2 Iyoda M, Sato S, Fujicka T *et al.* Appl Phys, 1988; B47(2): 251
- 3 Lawrence R M. Journal of Geophysical Research, 1964; 69(23): 5041
- 4 Carleton N P, McGill L R. Phys Rev, 1962; 126(4): 2089
- 5 Milonni P W, Paxton A H. J A P, 1978; 49(3): 1012
- 6 Herzfeld K F, Litovitz T A. Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves. New York: Academic, 1959
- 7 Joseph W R. J A P, 1971; 42(7): 2719

* * *

作者简介: 王 涛, 男, 1962 年 10 月出生。副教授。从事气体激光理论与实验, 激光与材料相互作用的研究。