

K₂ 分子 2³Π_g—1³Σ_u⁺ 漫射谱强度的 碰撞诱导增强效应

张立敏 楼立人 郭常新

中国科学技术大学物理系, 合肥, 230026

马 兴 孝

中国科学技术大学近代化学系, 合肥, 230026

夏 宇 兴

中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥, 230031

1989年3月20日收到

用 4415.6 Å CW 激光线获得了 5730 Å 附近的 K₂ 分子 2³Π_g—1³Σ_u⁺ 漫射荧光谱。实验研究了缓冲气体 Ar 气压强 *P* 对漫射谱峰值强度 *I*_{diff} 的碰撞诱导增强效应。用稳态碰撞模型描述了 C¹Π_u—2³Π_g 间的能量转移过程, 推导出了 *I*_{diff}—*P* 函数关系, 对实验数据进行了令人满意的拟合。这种拟合表明: 适当变更实验装置, 利用本文模型可以得到 C¹Π_u—2³Π_g 间的能级交叉速率和碰撞诱导转移速率。

PACC: 3370; 3490; 3380; 3320K

一、引 言

碱金属双原子分子三重态间的跃迁可以发射连续荧光谱, 是近年来令人感兴趣的课题之一。1971年 Rebeck 等人^[1]在 K 放电中观察到了 K₂ 分子 5725 Å 附近的发射带, 认为它是由 K₂ 分子的一个未被确认的三重态到最低三重态的跃迁产生的。1979年 Kraulinya 等人^[2]、1984年马祖光^[3]在激光诱导荧光 (LIF) 光谱中也观察到了这一跃迁。但他们都未给出确切的上能态。1987年 Milosević 等人^[3]确认了 K₂ 分子 5730 Å 附近的漫射带来自 2³Π_g—1³Σ_u⁺ 跃迁, 并用 4579 Å 单模 Ar⁺ 激光线把干涉结构谱 (2¹Σ_u⁺—X¹Σ_g⁺) 和漫射带 (2³Π_g—1³Σ_u⁺) 分离开来。一般认为 K₂ 分子 2³Π_g 态的粒子数布居来自 C¹Π_u 态到 2³Π_g 态的碰撞诱导转移^[3], 但是对 2³Π_g—1³Σ_u⁺ 跃迁的碰撞动力学机制的深入研究尚未见报道。本文作者用 4415.6 Å He—Cd⁺ 激光线获得了 5730 Å 附近的漫射荧光谱 (2³Π_g—1³Σ_u⁺ 跃迁), 研究了缓冲气体对漫射谱强度的碰撞诱导增强效应, 用稳态碰撞模型解释了由碰撞诱导增强和碰撞猝灭两种效应的竞争引起的漫射谱强度的变化。

1) 马祖光, 量子电子学, 1(1984), 23.

二、实验装置

实验上采用直热管炉后向收集 LIF 的方案。实验装置与文献 [4] 中描述的相同。 $^{39}K_2$ 分子是在不锈钢热管炉中产生的。加热区长为 30 cm。用 DTW-702 装置进行恒温, 控温精度为 $\pm 1^\circ C$ 。典型的工作温度为 $500^\circ C$, 这时 K 金属蒸气约含 10^{18} atom/cm³, 其中约有 2% 的 K_2 分子^[5]。热管炉中充以 5—150 Torr 的 Ar 气作缓冲气体。用 HC-15A 型 He-Cd⁺ 激光器 4415.6 Å 波长激发 K_2 分子。激光工作功率为 45 mW 左右, 使用 LPE-1 型激光功率/能量计监测激光功率。工作过程中控制激光功率的变化小于 1%。LIF 光谱和漫射光谱被用带有斩波器和锁相放大的 GDM-1000 型双光栅单色仪测量。

用上述装置获得了 K_2 分子 $C^1\Pi_u(v' = 0, J' = 53) \rightarrow X^1\Sigma_g^+(v'' = 0-11, J'' = 52, 54)$ 的 LIF 光谱^[4]和 5730 Å 附近的漫射荧光谱 ($2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 跃迁)。

三、实验结果与分析

图 1 为 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射带激发、发射过程的能级示意图。一般认为 $2^3\Pi_g$ 态的布居来自 $C^1\Pi_u$ 激发态的碰撞诱导转移^[3]。文献 [3] 中用 4579 Å Ar⁺ 单模激光线激发的是 $X^1\Sigma_g^+(v'' = 14, J'' = 97) \rightarrow C^1\Pi_u(v' = 3, J' = 97)$ 的 Q 支跃迁和 ($v'' = 14, J'' = 103, 105) \rightarrow (v' = 3, J' = 104)$ 的 R, P 支跃迁。文献 [4] 用 4415.6 Å He-Cd⁺ 激光线激发的是 $X^1\Sigma_g^+(v'' = 3, J'' = 54) \rightarrow C^1\Pi_u(v' = 0, J' = 53)$ 的 P 支跃迁。激发到 $C^1\Pi_u$ 态的 K_2 分子经碰撞诱导转移到 $2^3\Pi_g$ 态产生 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 跃迁。这些过程可以表示为

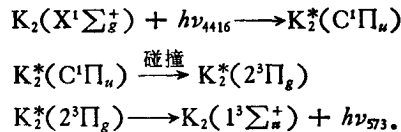


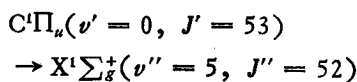
图 2 示出热管炉温度 $T = 543^\circ C$ 、缓冲气体 Ar 气压强 $P = 5$ Torr ($18^\circ C$)^[9] 时的 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射荧光谱, 其中心波长在 5730 Å, 短波方向有一段平缓延伸。这和文献 [6], [9] 用其它波长激发获得的 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射谱的形状相似。导致这个漫射带的激发机制还有待进一步研究, 因为文献 [14] 用 3511 Å, 2480 Å 激光激发获得了同一漫射带, 用长波长 4724 Å, 4880 Å 和 5145 Å 也能激发这个漫射带^[3], 而长波长激光线不能得到 X—C 的激发跃迁^[7]。

为了探讨 $2^3\Pi_g$ 态的激发机制和 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 的跃迁动力学过程, 我们改变热管炉温度 T (因而改变了 K 原子和 K_2 分子的蒸气压) 和缓冲气体 Ar 气压强 P , 研究了漫射谱强度的变化^[9]。

图 3(a), (b) 分别示出缓冲气体压强 $P = 5$ Torr ($18^\circ C$) 和 $P = 145$ Torr ($497^\circ C$) 时

1) 在热管炉工作模式下, 热管炉中部的压强 $P_{tot} = P_{Ar} + P_K + P_{K_2}$ 。由于 $P_{K_2} \ll P_K$ ^[5,9], 且温度给定时 P_K 是常数, 因此本文所说的缓冲气体压强 P 实际上是从外部测得的热管炉总气压 P_{Ar} (热管模式下 $P_{Ar} = P_{tot}$)。

$2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射谱峰值强度 I_{diff} 随热管炉温度 T 的变化. 从图 3(a) 中可以看到 T 低于 480°C 时 I_{diff} 随 T 升高而增加,



LIF 光谱的相对强度 I_{c-x} 有几乎相同的变化趋势. 这表明 $2^3\Pi_g$ 态的布居来自 $C^1\Pi_u$ 态的碰撞诱导转移. 在泵浦没有达到饱和时, K_2 分子数密度随 T 上升而增加, 例如 T 从 300°C 增

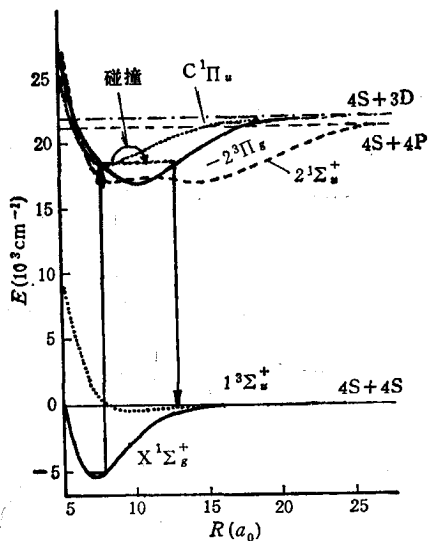


图 1 与 K_2 分子 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射带有关的势能曲线和激发(布居)、发射过程示意图

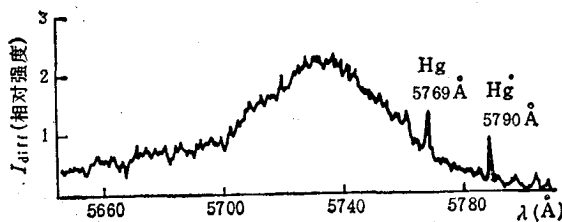


图 2 4415.6\AA CW 激光线激发的 K_2 分子漫射荧光谱定标用的 5769\AA 和 5790\AA 谱线来自 Hg 灯; $T = 543^\circ\text{C}$; $P = 5\text{ Torr}(18^\circ\text{C})$

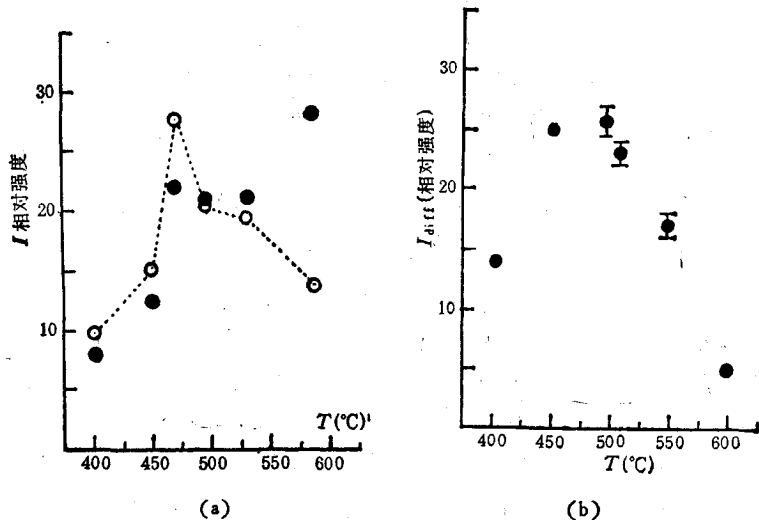


图 3 K_2 分子 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射带谱峰值强度对热管炉温度 T 和缓冲气体 Ar 气压强 P 的依赖关系 (a) 为 $P = 5\text{ Torr}(18^\circ\text{C})$; (b) 为 $P = 145\text{ Torr}(497^\circ\text{C})$; (a) 中也示出了 $C^1\Pi_u(v' = 0, J' = 53) \rightarrow X^1\Sigma_g^+(v'' = 5, J'' = 52)$ LIF 光谱强度 I_{c-x} 随 T 的变化关系. ● 为 I_{diff} ; ○ 为 I_{c-x}

加到 600°C 时, K_2 分子数密度将从 3×10^{13} 增加到 6×10^{16} 分子/ cm^3 ^[8,5]. 当温度 T 高于 480°C 时, 泵浦可能饱和, K 原子、Ar 原子和 $C^1\Pi_u$ 态 K_2 分子的碰撞将导致 I_{c-x} 的猝灭, 如图 3(a) 所示. 但 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射谱峰值强度 I_{diff} 在 $T > 480^\circ\text{C}$ 时几乎不随 T 升高而减小, 这说明了存在着一种使 $2^3\Pi_g$ 态碰撞增强的因素. 图 3(b) 中 T 小于

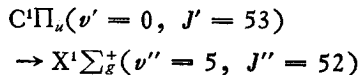
500℃时 I_{diff} 随 T 增加而变大也是由于 K_2 分子随 T 增加而增加的原因. 但在 $T > 500℃$ 时 I_{diff} 随 T 增加而明显减小. 这说明在缓冲气体压强较高时 (145Torr), $2^3\Pi_g$ 态的碰撞猝灭效应占了支配作用. 按照文献 [9], $2^3\Pi_g$ 态的自发辐射寿命约为 28 ns, 当 $P = 145\text{Torr}$, $T = 500℃$

时, 可以推导出^[5]两次碰撞之间的时间间隔 $T_2 \approx 0.14\text{ns} \ll 28\text{ns}$, 此时碰撞猝灭效应十分显著. 由于温度升高时 K_2 分子和 K 原子同时增加, 这就使得用改变 T 的方法研究 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射谱的碰撞诱导增强和碰撞猝灭两种效应变得困难. 改变缓冲气体 Ar 气压强不会引起 K_2 分子和 K 原子数的变化, 因而使 $2^3\Pi_g$ 态的碰撞效应研究变得简化.

图 4 示出热管炉温度

$$T = 497℃$$

时 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射谱峰值强度 I_{diff} 和



LIF 光谱强度 I_{c-x} 随缓冲气体压强 P 的变化. 图 4 表明: 随 P 增加 I_{c-x} 有显著的碰撞猝灭效应. $I_{c-x}-P$ 的函数关系由下节导出. 从图 4 还可以看到 I_{diff} 和 I_{c-x} 随 P 增加而有显然不同的变化趋势. I_{diff} 的变化趋势正是前面分析图 3 时提到的碰撞诱导增强和碰撞猝灭效应两种机制竞争的结果. 用下面给出的稳态碰撞模型可以对实验数据进行解释.

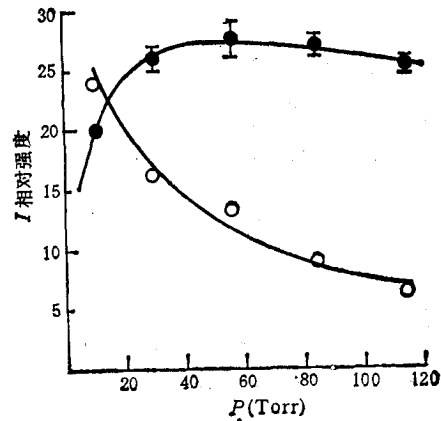


图 4 热管炉温度 $T = 497℃$ 时, K_2 分子 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射带峰值强度 I_{diff} 和 $C^1\Pi_u(v' = 0, J' = 53) \rightarrow X^1\Sigma_g^+(v'' = 5, J'' = 52)$ LIF 光谱强度 I_{c-x} 对缓冲气体压强 P 的依赖关系. 符号说明同图 3

四、 I_{diff} 碰撞诱导增强的理论模型和实验数据拟合

在考虑热管炉中的碰撞过程时, 由于 Ar 原子激发态能量远高于 K_2 分子 $C^1\Pi_u$ 和 $2^3\Pi_g$ 态, 可以认为 Ar 原子和 K_2 分子碰撞时内能不改变. 在 500℃时 K 原子和 K_2 分子的饱和蒸气压分别为 28Torr 和 0.5 Torr (但实验测得的非饱和总蒸气压仅为 16Torr).

- 1) K_2 分子被激光共振激发后, $C^1\Pi_u$ 激发态 (v', J') 能级上的粒子数密度 $n_{s,j'}$ 除了发射光子跃迁到下能级、直接碰撞诱导转移到 $2^3\Pi_g$ 态以及可能预离解成原子态外, 也会转动弛豫(转动态-转动态的碰撞诱导转移)到其它 ($J' + \Delta J$) 能级上. 在热管炉中气压不大时 (例如 $P < 120$ Torr), $\Delta J > \pm 2$ 的转动弛豫已很小^[14]. 因此 β_{ST} 代表了 $C^1\Pi_u$ 态 (v', J') 及其附近少数几个转动能级到 $2^3\Pi_g$ 态上的碰撞诱导转移速率常数, 即

$$\beta_{ST} = \frac{1}{n_s} \sum_{\Delta J} \beta_{ST}^{(j', j'+\Delta J)} n_{s, j'+\Delta J} \quad (\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

只要 $\beta_{ST}^{(j', j'+\Delta J)}$ 对 J' 附近几个转动能级相差不很大, β_{ST} 就是较稳定的 (相对于 $n_{s, j'+\Delta J}$ 分布而言). 事实上, 由于碰撞布居的 $n_{s, j'+\Delta J} (\Delta J \neq 0)$ 随 ΔJ 增加迅速减少^[14], 因而 β_{ST} 和 n_s 主要由 $\beta_{ST}^{(j', j')}$ 和 $n_{s, j'}$ 决定. β_{TS} , α_{ST} , α_{TS} 也有类似的物理含义.

当 Ar 气压强 P 为 5—150 Torr 时,可以用理想气体模型描述热管炉中的气体,即

$$P = nkT \quad (1)$$

其中 n 为总粒子数密度, k 为 Boltzmann 常数.

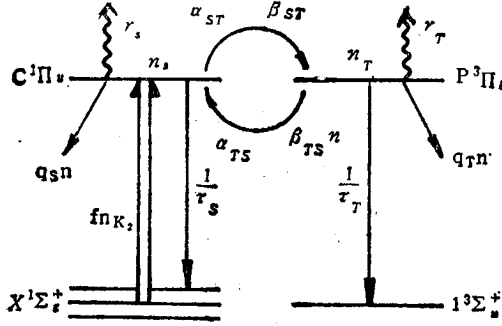


图 5 K_2 分子 $C^1\Pi_u$ 态和 $2^3\Pi_g$ 态的激发(布居)和发射过程的动力学模型

K_2 分子单态 $C^1\Pi_u$ 和三重态 $2^3\Pi_g$ 的激发(布居)和发射过程的动力学模型如图 5 所示. $C^1\Pi_u$ 态上的粒子数密度 n_S 和 $2^3\Pi_g$ 态上的粒子数密度 n_T 由下述速率方程描述:

$$\begin{aligned} \frac{dn_T}{dt} &= -\left(\frac{1}{\tau_T} + q_T n\right) n_T + \alpha_{ST} n_S - \alpha_{TS} n_T \\ &\quad + \beta_{ST} n n_S - \beta_{TS} n n_T, \\ \frac{dn_S}{dt} &= -\left(\frac{1}{\tau_S} + q_S n\right) n_S - \alpha_{ST} n_S + \alpha_{TS} n_T \\ &\quad - \beta_{ST} n n_S + \beta_{TS} n n_T + f n_{K_2}. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 n 为总粒子数密度, n_{K_2} 为基态

$X^1\Sigma_g^+$ 上的 K_2 分子数密度, f 为激光引起的抽运速率, $1/\tau$ 为发射荧光的速率, τ 为上能级有效辐射寿命, q 为(单次)碰撞猝灭速率常数, α 为能态 $C^1\Pi_u$ 和 $2^3\Pi_g$ 交叉引起的粒子数变化速率, β 为 $C^1\Pi_u$ 和 $2^3\Pi_g$ 态之间的碰撞诱导转移速率常数,所有下标 S, T 分别代表单态 $C^1\Pi_u$ 和三重态 $2^3\Pi_g$. 速率方程中忽略了影响较小的其它转移过程 r_S, r_T .

一般地有 $\alpha_{ST} \gg \alpha_{TS}$, $\beta_{ST} \gg \beta_{TS}$. 又因为 $C^1\Pi_u$ 态上的粒子数增加由光泵 $f n_{K_2}$ 决定,而 $2^3\Pi_g$ 态上的粒子数增加仅来自 $C^1\Pi_u$ 态的碰撞诱导转移 $\beta_{ST} n n_S$, 因此有

$$n_S \gg n_T. \quad (3)$$

由于热管炉中 K_2 蒸气压只占 K 蒸气压的 2% 左右^[8,9], 因而还有

$$n \gg n_S, n_T. \quad (4)$$

考虑到 (3), (4) 式后,在激光光强恒定、热管炉恒温且气体处于热平衡时,可以得到稳态速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dn_T}{dt} = 0 &= -\left(\frac{1}{\tau_T} + q_T n\right) n_T + \alpha_{ST} n_S + \beta_{ST} n n_S, \\ \frac{dn_S}{dt} = 0 &= -\left(\frac{1}{\tau_S} + q_S n\right) n_S - \alpha_{ST} n_S - \beta_{ST} n n_S + f n_{K_2}. \end{aligned} \quad (5)$$

由 (5) 式可以解出

$$\begin{aligned} n_S &= f n_{K_2} / (\tau_S^{-1} + \alpha_{ST} + q_S n + \beta_{ST} n), \\ n_T &= \frac{\alpha_{ST} + \beta_{ST} n}{\tau_T^{-1} + q_T n} \cdot n_S. \end{aligned} \quad (6)$$

发射光谱强度由下式给出^[12]:

$$I_{\nu, \nu'} = \frac{64}{3} \pi^4 c N_{\nu'} \nu^4 \bar{R}_c^2 q_{\nu, \nu'}. \quad (7)$$

其中 $N_{\nu'}$ 为上能级粒子数密度, \bar{R}_c 为电偶极跃迁矩平均值, $q_{\nu, \nu'}$ 为上、下能级间的 Franck-Condon 因子, ν 为跃迁波数, c 为光速. 由 (1), (6), (7) 式可以得到 $C^1\Pi_u \rightarrow$

$X^1\Sigma_g^+$ 的发射光谱强度 I_{c-x} 和 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 的发射光谱强度 I_{diff} 分别为

$$\begin{aligned} I_{c-x} &= \tilde{F}/(\tilde{G} + P), \\ I_{diff} &= (\tilde{A} + \tilde{B}P)/(\tilde{C} + \tilde{D}P + P^2). \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} \tilde{F} &= \frac{64}{3} \pi^4 c \nu^4 (\bar{R}_c^2)_{c-x} q_{c-x} f n_{K_2} kT / (q_s + \beta_{ST}), \\ \tilde{G} &= (\tau_s^{-1} + \alpha_{ST}) kT / (q_s + \beta_{ST}), \\ \tilde{A} &= \frac{64}{3} \pi^4 c \nu^4 (\bar{R}_c^2)_{2-1} q_{2-1} f n_{K_2} \alpha_{ST} k^2 T^2 / (q_T q_s + q_T \beta_{ST}), \\ \tilde{B} &= \frac{64}{3} \pi^4 c \nu^4 (\bar{R}_c^2)_{2-1} q_{2-1} f n_{K_2} \beta_{ST} kT / (q_T q_s + q_T \beta_{ST}), \\ \tilde{C} &= (\tau_T^{-1} \tau_s^{-1} + \tau_T^{-1} \alpha_{ST}) k^2 T^2 / (q_T q_s + q_T \beta_{ST}), \\ \tilde{D} &= (\tau_T^{-1} q_s + \tau_T^{-1} \beta_{ST} + \tau_s^{-1} q_T + \alpha_{ST} q_T) kT / (q_T q_s + q_T \beta_{ST}). \end{aligned} \quad (9)$$

稳态时,对于给定的温度和给定的跃迁, \tilde{F} , \tilde{G} , \tilde{A} , \tilde{B} , \tilde{C} , \tilde{D} 都是常数.

利用(8)式对实验数据进行最小二乘法拟合. 拟合出的 $I_{c-x}-P$, $I_{diff}-P$ 曲线示于图4. 它们的解析式为

$$\begin{aligned} I_{c-x} &= 3983.5/(29.0 + P) \quad (r = 0.91), \\ I_{diff} &= (81036.3 + 7355.1P)/(6221.2 + 150.8P + P^2) \quad (r = 0.80-0.99) \end{aligned} \quad (11)$$

其中 r 表示各常数间的相关系数. 从图4可以看到实验数据点和理论拟合曲线之间符合较好. 这种符合也可以从相关系数 r 接近1看出.

由于实验上只能测到相对光强变化,因而 \tilde{F} , \tilde{A} , \tilde{B} 的拟合值没有绝对值意义. \tilde{G} , \tilde{C} , \tilde{D} 是可以绝对确定的量,从它们的拟合值可推导出各动力学常数之间的联系. 一般情况下有

$$q_s \approx q_T \approx q = 4d^2 \sqrt{\pi kT/\mu}. \quad (12)$$

(12)式推导时利用了关系 $T_2 = \sqrt{\mu kT}/(4\sqrt{\pi} d^2 P)$ 和 $qn = 1/T_2^{[23]}$, 其中 T_2 为两次碰撞之间的时间间隔, μ 和 d 分别为碰撞体的折合质量和分子的有效直径. 由(9),(10),(12)式可得

$$\begin{aligned} \tilde{G} &\approx (\tau_s^{-1} + \alpha_{ST}) kT / (q + \beta_{ST}), \\ \tilde{C} &\approx (\tau_T^{-1} \tau_s^{-1} + \tau_T^{-1} \alpha_{ST}) k^2 T^2 / (q(q + \beta_{ST})), \\ \tilde{D} &\approx (\tau_T^{-1} + \tau_s^{-1} + \alpha_{ST} + \tau_T^{-1} q^{-1} \beta_{ST}) kT / (q + \beta_{ST}). \end{aligned} \quad (13)$$

当热管炉中不存在荧光的受激放大时,有效寿命 τ_T , τ_s 就是自发辐射寿命,可由文献[9, 10]给出. 分子有效直径 d 也可由其它方法测出^[23]. 这样由无受激放大时的 \tilde{G} , \tilde{C} , \tilde{D} 拟合值可求出 α_{ST} , β_{ST} 的关系,多个温度 T 下的测量可拟合出一组 $\alpha_{ST}-\beta_{ST}$ 方程,再由最小二乘法拟合出 α_{ST} 和 β_{ST} , 进而给出有关 $C^1\Pi_u-2^3\Pi_g$ 间能级交叉和碰撞诱导转移的定量信息. 本文实验用的直热管中存在着 $C-X$, $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 荧光的受激放大, τ_T , τ_s 随温度和激光功率的改变有所变化,尚不能最后拟合出 α_{ST} , β_{ST} . 进一步的工作有待进行.

五、结 论

1. $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射荧光谱强度紧密依赖于 $C^1\Pi_u$ 态的初始布居数,表明 $2^3\Pi_g$ 态的布居可以来自 $C^1\Pi_u$ 态的碰撞诱导转移。

2. 缓冲气体 Ar 气对 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 漫射谱强度的碰撞诱导增强和碰撞猝灭的竞争机制显然不同于 Ar 气对 $C^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ LIF 光谱的碰撞猝灭效应。

3. 用包含 $C^1\Pi_u$ 和 $2^3\Pi_g$ 态间的碰撞诱导转移和能级交叉效应的速率方程模型可以令人满意地拟合出漫射谱强度 I_{diff} 和 LIF 光谱强度 I_{C-X} 随缓冲气体压强变化的实验数据。在无受激发射的实验条件下可以由上述模型得到 $C^1\Pi_u-2^3\Pi_g$ 间碰撞诱导转移速率和能级交叉速率的定量信息。上述结果对获得 K_2 分子 $C^1\Pi_u$ 和 $2^3\Pi_g$ 态的能态信息、能量转移动力学信息,以及研究 $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_g^+$ 的受激发射和激光振荡条件都是有意义的。

魏计林参加了部分实验工作,在此表示感谢。

- [1] M. M. Rebbeck and J. M. Vaughan, *J. Phys. B*, 4(1971), 258.
- [2] E. K. Kraulinya and M. L. Yanson, *Opt. Spectrosc.*, 46(1979), 629.
- [3] S. Milošević, P. Kowalczyk and G. Pichler, *J. Phys. B*, 20(1987), 2231.
- [4] 张立敏、魏计林、高成岳、李银妹、夏宇兴,化学物理学报,待发表。
- [5] M. Lapp and L. P. Harris, *J. Quant. Spectr. Radiative Trans.* 6(1966), 169.
- [6] W. T. Luh, J. T. Bahns, K. M. Sando, W. C. Stwalley, S. P. Heneghan, K. P. Chakravorty, G. Pichler, D. D. Konowallow, *Chem. Phys. Lett.*, 14(1986), 335.
- [7] P. Klyavinsh and M. L. Janson, *Opt. Spectrosc.*, 52(1982), 630.
- [8] A. N. Nesmeyanov, Vapor pressure of the elements, New York, (1963).
- [9] Cz. Radzewicz, P. Kowalczyk and J. Krasinski, *Opt. Commun.*, 44(1983), 139.
- [10] K. H. Meiwes and F. Engelke, *Chem. Phys. Lett.*, 85(1982), 409.
- [11] 固体激光导论编写组,固体激光导论,上海人民出版社,(1974),170页。
- [12] G. Herzberg, Spectra of Diatomic Molecules, D. Van Nostrand, 3rd Printing (1953).
- [13] W. J. Tango and R. N. Zare, *J. Chem. Phys.*, 53(1970), 3094.
- [14] W. Demtröder, Laser Spectroscopy, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (1981), p. 595.
- [15] 陈仁烈,统计物理导论(修正本),高等教育出版社,(1978),43页。

COLLISION-INDUCED ENHANCEMENT EFFECT OF THE INTENSITIES OF $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_u^+$ DIFFUSE SPECTRUM FOR K_2 DIMER

ZHANG LI-MIN LOU LI-REN GUO CHANG-XIN

Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, 230026

MA XING-XIAO

Department of Modern Chemics, University of Science and Technology of China, Hefei, 230026

XIA YU-XING

Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 20 March 1989)

ABSTRACT

The $2^3\Pi_g-1^3\Sigma_u^+$ diffuse fluorescence spectrum around 5730 Å for K_2 dimer excited by 4415.6 Å CW Isser line was obtained. The collision-induced enhancement effect of the maximum intensities I_{diff} of the diffuse spectrum versus the pressure P of buffer gas Ar was studied experimentally. The energy transfer processes of $C^1\Pi_u-2^3\Pi_g$ was showed by stable collision model. The $I_{diff}-P$ relation was deduced and a satisfactory fitting for the experimental data was obtained by use of this model. This fitting showed that the energy crossing rate and collision-induced transfer rate could be obtained by this model with some alternations of the experimental setup.

PACC: 3370; 3490; 3380; 3320K