

# CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O 激光体系的振动弛豫过程

严海星

(中国科学院力学所)

**提要:** 讨论了弛豫过程中的一些重要问题: CO<sub>2</sub><sup>\*</sup>( $\nu_3$ )的分子内 V-V 传能机制; 水对弛豫过程的重要效应的机制; CO<sub>2</sub> 的  $\nu_1$  与  $\nu_2$  间的共振传能; 膨胀流与压缩流的弛豫速率的同异; 不同转动能级间和同一振型的不同振动能级间存在不平衡的可能性。指出了需进一步研究的问题。此讨论的内容亦适用于其它气体激光体系。

## Vibrational relaxation processes in CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O laser system

Yan Haixing

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** A number of important problems concerning relaxation processes of the system are discussed, such as relaxation mechanism of intramolecular V-V processes in CO<sub>2</sub>, mechanism of significant effect of H<sub>2</sub>O on relaxation, resonant energy transfer between  $\nu_1$  and  $\nu_2$  modes of CO<sub>2</sub>, identity of relaxation data in compression, and expansion flows and possible nonequilibrium, among different vibrational levels in a mode and different rotational levels in a vibrational level. Problems that need further exploration are presented. This discussion is also found to be applicable to other laser systems.

本文是文献[1]的继续, 主要对与此激光体系的弛豫过程有关的一些重要问题进行分析。

### 一、CO<sub>2</sub><sup>\*</sup>( $\nu_3$ ) 消激发的弛豫机制

绝大多数弛豫实验只能测得 CO<sub>2</sub> ( $\nu_3$ ) 到  $\nu_1$  与  $\nu_2$  复合振型(认为二者处于局部平衡)的传能速率, 并不能确定反应的终态。

目前, 确定弛豫机制, 除少数实验方法外, 主要还是靠理论分析。

从理论分析可知, V-V 过程的能量差  $\Delta E$ (交给或取自平动)减小, 弛豫速率迅速

加大; 过程中跃迁的总量子数增大, 速率将急剧降低<sup>[2]</sup>。

Moore 等将实验测得的温度依赖关系或不同体系(如与各种惰性气体的混合物)的速率对折合质量的关系, 与理论计算结果作对比, 反推出可能的弛豫机制<sup>[3]</sup>。认为  $\Delta E$  应在 200~300 厘米<sup>-1</sup>, CO<sub>2</sub>(11<sup>10</sup>) 是重要的终态。Kamimoto 等<sup>[4]</sup> 和 Sato 等<sup>[1,69]</sup> 亦对激波管结果在不同弛豫机制下作了处理。

光声法可实验地确定描述弛豫机制的  $G$  因子(V-V 过程中反应终态与始态的振动能之比)。对于 CO<sub>2</sub>,  $G$  值见表 1。Huetz-

收稿日期: 1980年8月12日。

表 1 CO<sub>2</sub> 分子的 G 因子

反应终态	20 <sup>0</sup>	12 <sup>2</sup>	12 <sup>0</sup>	04 <sup>2</sup>	04 <sup>0</sup>	00 <sup>1</sup>	11 <sup>1</sup>	03 <sup>1</sup>	10 <sup>0</sup>	02 <sup>2</sup>	02 <sup>0</sup>	01 <sup>1</sup>
能级(厘米 <sup>-1</sup> )	2804	2761	2680	2591	2578	2349	2077	1933	1388	1336	1286	667
G	1.194	1.175	1.141	1.103	1.097	—	0.884	0.823	0.591	0.569	0.547	0.284

表 2 光声法测得的 CO<sub>2</sub> 及其混合物的 G 因子

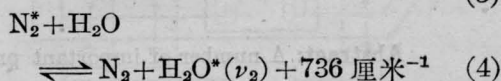
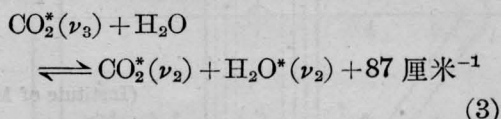
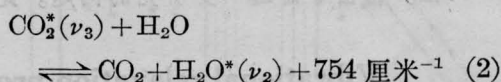
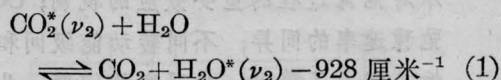
碰撞伴侣	He	Ne	N <sub>2</sub>	Ar	CO <sub>2</sub>	Kr	Xe
分子量	4	20	28	40	44	83.7	131.3
G	—	0.54±0.03	1	0.60±0.01	0.80±0.01	0.68±0.01	0.85±0.01

Aubert 等的一系列工作<sup>[1:39:5, 6]\*</sup> 结果见表 2。表 2 中缺 He 的数据是由于对实验数据的拟合对 G 不敏感, 以至无法定出 G 值。可看出, 不同碰撞伴侣的弛豫机制可能不同, 对于惰性气体, G 似随伴侣质量增加而增加; 对于双原子或多原子分子, 无简单的规律性。Слободская<sup>[7]</sup> 在室温下确定纯 CO<sub>2</sub> 的 G 为 0.9。Cannemeijer 等<sup>[1:31, 40:8]</sup> 得到, 对于纯 CO<sub>2</sub> 终态为 3ν<sub>2</sub>, 碰撞伴侣为惰性气体时为 2ν<sub>2</sub>, 伴侣为 N<sub>2</sub> 时, 终态为 1~3ν<sub>2</sub>, 结果显不出差别。

总之, 至今关于 CO<sub>2</sub><sup>\*</sup>(ν<sub>3</sub>) 消激发机制的研究尚不充分。不同碰撞伴侣, 甚至在不同的温度范围内, 可能有不同的弛豫机制。在目前情况下, 我们取 11<sup>1</sup>0 作为反应终态, 这是由于 11<sup>1</sup>0 与 00<sup>1</sup> 的能量差 272 厘米<sup>-1</sup>, 较 03<sup>1</sup>0 与 00<sup>1</sup> 的 416 厘米<sup>-1</sup> 小, 且跃迁总量子数少。这也得到理论计算<sup>[1:21]</sup> 和一些实验结果的支持。

## 二、水对弛豫过程的重要影响

人们很早就注意到, 微量水会对弛豫有大的影响。在 CO<sub>2</sub> 激光中, 少量水大大加快了激光下能级的消激发, 从而显著提高增益<sup>[1:21]</sup>。水除可作为 CO<sub>2</sub><sup>\*</sup>(ν<sub>2</sub>)、CO<sub>2</sub><sup>\*</sup>(ν<sub>3</sub>) 和 N<sub>2</sub><sup>\*</sup> 消激发的碰撞伴侣外, 还可能存在分子间 V-V 交换, 如



等。应采用何种弛豫机制?

研究纯水的弛豫过程, 对于解决上述问题是有益的。近年来, 激波管、激光、超声等方法的实验结果表明<sup>[9]</sup>, 室温下, H<sub>2</sub>O 的 ν<sub>1</sub> 与 ν<sub>3</sub> 振动模紧密耦合 (跃迁几率 P~1), ν<sub>1</sub>-ν<sub>3</sub> 与 ν<sub>2</sub> 间的 P~0.11, 2ν<sub>2</sub> 与 ν<sub>2</sub> 之间的 P~0.47, ν<sub>2</sub> 与平动之间 P~0.28-0.47; 水的弛豫速率随温度变化甚小, 高至 4100 K 的 V-T 几率 (~1/3) 与室温结果基本相同; H<sub>2</sub>O(V-T)-N<sub>2</sub> 的速率, 在室温 P~2.3×10<sup>-3</sup>, 大于 2000 K 时 ~1/350。水的振动消激发远较其它过程快, 可以认为水的振动能总与平动保持平衡。

对于水的弛豫效应的物理本质已作过不少探索。特别是 Shin 近年来的计算表明<sup>[10]</sup>, 水分子间强烈的亲合作用 (氢键) 可能形成弱束缚的络合物, H<sub>2</sub>O(ν<sub>2</sub>) 与络合物的振动之

\* 分号前的记号为 [1] 引用的文献; 分号后为本文引用的文献。

间的交换, 能量差为水分子的转动所吸收。在此机制下算出的低温(200~400 K)弛豫速率与实验吻合得很好。而在高温下,  $V-R$  传能机制是主要的, 这样算出的 2000~4000 K 弛豫速率与激波管数据一致。由于这两种机制的共同作用, 在 600 K 附近  $P$  有一约为 0.1 的极小值。

由于水的振动弛豫速率极快, 总可将水的振动看成与平动平衡, 这样  $\text{CO}_2^*(\nu_2)$  和  $\text{N}_2^*$  到  $\text{H}_2\text{O}^*(\nu_2)$  的  $V-V$  传能, 就完全等价于  $\text{CO}_2(\nu_2 \rightarrow T)-\text{H}_2\text{O}$  和  $\text{N}_2(\nu \rightarrow T)-\text{H}_2\text{O}$ 。只是速率  $K(\nu_2 \rightarrow T)-\text{H}_2\text{O}$  与  $K\nu_2 \rightarrow \nu_H$  之间和  $K(\nu_N \rightarrow T)-\text{H}_2\text{O}$  与  $K\nu_N \rightarrow \nu_H$  之间有一个变换因子

$$\frac{1-e^{-\theta_2/T}}{1-e^{-\theta_H/T}} \quad \text{和} \quad \frac{1-e^{-\theta_N/T}}{1-e^{-\theta_H/T}}$$

它们在 300、1000、2000 K 分别为 0.960、1.0005、0.686、1.073、0.559、1.191。在  $V-V$  机制下得到的数据用于  $V-V$  机制下的弛豫方程, 与在  $V-T$  机制下得到的数据用于  $V-T$  弛豫方程, 效果完全相同。而

$\text{CO}_2(\nu_3 \rightarrow 3\nu_2)-\text{H}_2\text{O}$  与  $\nu_3 \rightarrow \nu_2 + \nu_H$ , 从本质上讲是有差别的, 过程中交给平动的能量不同(在上一过程中,  $\nu_H$  得到的能量也相当于传给了平动)。考虑了  $\nu_H$  与平动的平衡, 两机制的速率的换算因子为

$$\frac{1-e^{-\theta_H/T}}{(1-e^{-\theta_3/T})^2}$$

它在 300、450、600、1000、1500 K 分别为 1.086、1.279、1.536、2.361、3.506。因此 Henderson 等<sup>[1:83]</sup> 采用后一机制所得 450 K 的数据, 可以与采用前一机制的 [I:26] 的结果相比较。但是, 尽管在较低温度时两机制所得数据相差不大, 但按哪种机制的弛豫方程使用数据, 效果定有差别。值得庆幸的是, 在  $\text{CO}_2$  激光体系中, 对  $\text{CO}_2(\nu_3 \rightarrow \nu_1, \nu_2)-\text{H}_2\text{O}$  考虑得不太精确, 并不会对太大影响, 因此, 我们简单地将水看作碰撞伴侣。

### 三、关于 $\text{CO}_2$ 的 $\nu_1$ 与 $\nu_2$ 之间的共振传能

此过程涉及  $\text{CO}_2$  激光下能级的消激发, 其重要性不言而喻。在激光发明前, 无法对此过程进行实验研究。近来进行了一些理论和实验研究, 但仍很不充分。实验可分为三类: 一是测定激光器件的性能, 用理论模型间接推算出  $\nu_1 \rightarrow 2\nu_2$  的速率<sup>[1:95~97]</sup>。它的结果取决于理论模型, 分析中使用的其它速率数据和测量参数对弛豫速率的改变是否敏感, 其结果很难十分精确, 不同人的结果可差二个量级。二是脉冲放电激光的增益测量<sup>[1:44, 90~92]</sup>。实验中无法确定反应终态, 只能得到平均效果; 同样需要恰当的理论模型来分析它; 而且需对体系内其它速率过程(如速度交叉弛豫, 转动弛豫, 脉冲放电, 与电子碰撞有关的一些过程)的影响, 作仔细的分析。不同人的分析, 常很不同。三是激光双共振法<sup>[1:88, 93]</sup>。它可以精确测量某振转能级的粒子数, 测量数据可直接与弛豫过程联系起来。但它也只能直接得到  $10^0 \rightarrow 02^0$  的速率; 也需对一些可能引起该能级粒子数改变的快速过程, 如转动弛豫和受激 Raman 效应, 作出恰当的分析。理论工作主要是 Sharma<sup>[1:89]</sup> (SB 理论) 和 Seeber<sup>[1:98]</sup> (改进的 SSH 理论) 的。由理论计算可得到每种可能反应的速率, 是实验所无法测出的。由理论得到的不同反应的速率的相对大小, 为实验分析所必须。两种理论的结果, 除个别反应外, 相差甚大。不同实验者常使用不同的理论结果来解释和支持自己的结果。

事实上,  $\text{CO}_2(10^0)$  的消激发有十分复杂的机制

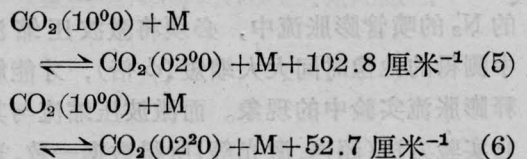
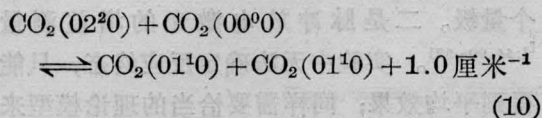
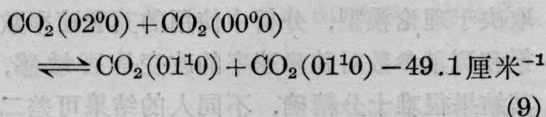
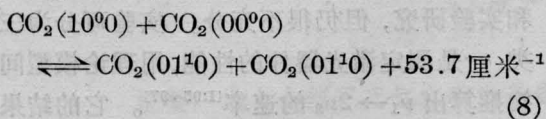
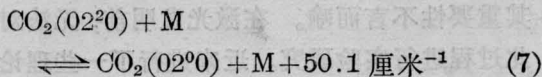


表3 CO<sub>2</sub>激光体系中各种过程的速率(室温,除 $\tau_v^{-1}$ 为秒<sup>-1</sup>外,均为托<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup>)

$X_C:X_N:X_H=0.08:0.91:0.01$			$\nu_1 \rightarrow 2\nu_2$	振型内 $V-V$	$R \rightarrow T$	$\tau_v^{-1}$ ( $I=10^3$ 瓦/厘米 <sup>2</sup> )
$\nu_2 \rightarrow T$	$\nu_3 \rightarrow \nu_1, \nu_2$	$\nu_3 \rightarrow \nu_N$				
$4.2 \times 10^3$	$3.7 \times 10^2$	$1.3 \times 10^4$	$(1-5) \times 10^5$	$10^5-10^6$	$\sim 1 \times 10^7$	$\sim 8 \times 10^4$



而我们关心的主要是抽空激光下能级 $10^0$ 的速率,即 $10^0 \rightarrow 2(01^1)$ 的速率。

在我们感兴趣的激光动力学研究中,建议采用 $\nu_1$ 与 $\nu_2$ 平衡的近似。这是根据:实验测得(5)在300K的速率为 $4 \times 10^5$ 托<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup>,按理论计算<sup>[1:89,93,98]</sup>(9)的速率为 $1.1 \times 10^5$ , (8)与(9)近似相等;更何况还有(6)+(10)等别的弛豫途径使 $10^0$ 的消激发加速。在有辐射场时,激射过程造成的粒子数抽运可用等效速率 $\tau_v^{-1}$ 来估计<sup>[11]</sup>。在光强为880瓦/厘米<sup>2</sup>的实际光腔中算出 $\tau_v^{-1}$ 约为 $7.1 \times 10^4$ 秒<sup>-1</sup><sup>[12]</sup>(见表3)。看来,除光强非常大( $>10^4$ 瓦/厘米<sup>2</sup>)时,均可取 $\nu_1$ 与 $\nu_2$ 平衡的近似。

#### 四、压缩流与膨胀流中

##### 弛豫速率的同异

1964年Hurle等<sup>[13]</sup>发现反射激波加热的N<sub>2</sub>的喷管膨胀流中,必须将激波压缩流中测得的弛豫时间大大缩短( $\phi$ 倍),才能解释膨胀流实验中的现象。而激波压缩流与其它实验方法(超声、激光等)所得数据一致。这

一惊人结果立即引起人们的注意,促进了实验和理论研究。对此,Hurle曾作过一详细评述<sup>[16]</sup>。在膨胀流所采用的高温下,非谐性强的非谐能级将有明显的集居。而由膨胀流得到弛豫速率时所采用的能量弛豫方程,是以谐振子假设为基础的,认为振型内存在准平衡分布( $V-V$ 速率远大于 $V-T$ 速率)<sup>[17]</sup>。与膨胀流实验相配合,Treanor等发展了非谐振子体系的理论分析<sup>[18]</sup>。由于 $V-V$ 并不比 $V-T$ 过程快得多,振动分布函数将发生畸变,使 $0 \rightarrow 1$ 跃迁所等效的振动温度降低,从而好象加快了消激发速率。

研究得较广泛的是CO和N<sub>2</sub>二种体系。对CO实验结果的详细分析表明,Russo及其同事所得的异常大的 $\phi$ 值,是由于样品中可能混入了少量杂质所致。激波管实验中极易混入的H<sub>2</sub>,特别是高温下解离产生的H原子,对于CO的弛豫有非常大的影响。Von Rosenberg等的实验表明<sup>[14]</sup>,含5%CO的体系中,混入100ppm的H<sub>2</sub>就会使 $\phi$ 达到10,500ppm使 $\phi$ 达100。Nasser等最近的实验比较精细<sup>[15]</sup>,注意到了影响实验的各种有关因素,得到 $\phi \sim 2$ ,并与非谐振子理论作了对比,考虑到实验的精度和 $V-V$ 速率对理论计算的影响,认为理论和实验吻合。

杂质不可能对N<sub>2</sub>膨胀流有那么大影响。非谐性效应在N<sub>2</sub>膨胀流条件下,不可能造成 $\phi > 5$ 。一些人得到的大 $\phi$ 值是由于测量振动温度的钠线倒逆法的误差所致。原来都认为 $\text{Na}(^2S) + \text{N}_2(v=7.8) \rightarrow \text{Na}(^2P) + \text{N}_2(v=0)$ 是共振的,即钠的电子温度 $T_e$ 与N<sub>2</sub>的振动温度 $T_v$ 相等。1972年,MacDonald<sup>[19]</sup>采用[20]提出的Na-N<sub>2</sub>间非共振传能模型,发现在 $T_e > T_v$ 时, $T_e$ 显著地比 $T_v$ 大。他用这

一模型重新解释 Hurle 等和他自己的实验, 均得到  $\phi_{N_2} \sim 1$  的结果。Kewley<sup>[21]</sup> 将此结果用于 Hurle 的原始实验<sup>[13]</sup>, 亦得到  $\phi_{N_2} \sim 1.4$ 。这是非谐性效应所能解释的。

对于 CO<sub>2</sub> 体系的膨胀流实验很少<sup>[2]</sup>。采用非共振模型重新处理钠线倒逆法实验结果, 可得  $\phi \sim 1$  的结果<sup>[19]</sup>。

综上所述, 在膨胀流中完全可以使用压缩流实验测得弛豫速率, 除杂质和数据处理的误差外, 二者弛豫速率间的可能差别, 主要来自于非谐性。而在我们感兴趣的温度 (<2000 K), 非谐性效应不大<sup>[17]</sup>。实际上, 非平衡膨胀流计算与实验很好地吻合<sup>[1,21]</sup>, 反过来说明, 弛豫数据在膨胀流中也是可用的。

## 五、关于振型内的“局部平衡”

在谐振子近似下, 振型  $V-V$  交换是精确共振的, 跃迁几率  $\sim 1$ 。但由于非谐性效应, 相邻振动能级间隔  $\Delta E_v \sim 2\omega_e x_e(v-1)$ ,  $v$  为上能级量子数,  $\omega_e x_e$  为光谱常数。一些分子特别是含氢分子,  $\omega_e x_e$  相当大; 高振动激发态, 非谐性总十分明显。这就存在一个振型内是否总能维持局部平衡的问题。其关键是振型内  $V-V$  交换与体系内其它过程相比, 是否快得多。对 CO 和化学激光的理论分析表明, 振型内  $V-V$  传能速率对其性能颇有影响。在脉冲电激励 CO<sub>2</sub> 激光中, 有人亦认为可能存在振型内局部平衡的破坏<sup>[1,95]</sup>。

近年来, 配合激光研究, 对一系列分子的振型内  $V-V$  传能进行了实验和理论研究, 得到  $AB(v) + AB(0) \rightleftharpoons AB(v-1) + AB(1)$  的不同  $v$  在不同温度下的速率。如 HF<sup>[22]</sup> 在室温下  $v=2, 3, 4$  分别为 0.68、1.4、 $1.2 \times 10^6$  (托<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup>, 下同); HCl<sup>[23]</sup>  $v=2$  的逆反应速率, 在室温  $1.4 \times 10^5$ , 在 700 K  $3.2 \times 10^4$ ; HBr<sup>[24]</sup>  $v=2$  在室温  $1.7 \times 10^5$ , 在 600 K  $5 \times 10^4$ ; DF<sup>[25]</sup> 的室温下逆反应速率, 对  $v=2$  为

$7 \times 10^5$ ,  $v > 2$  为  $1.61^{2-v} \times 7 \times 10^5$ ; CO<sup>[26]</sup> 在 100 K,  $v=2$  的  $4 \times 10^5 \rightarrow v=7$  的  $2.5 \times 10^3$ , 在 300 K,  $v=2$  的  $6.2 \times 10^4 \rightarrow v=11$  的  $1.5 \times 10^3$ , 在 500 K,  $v=2$  的  $2.8 \times 10^4 \rightarrow v=12$  的  $1.4 \times 10^3$ 。可看出, 对于低振动能级, 振型内  $V-V$  速率达  $10^5 \sim 10^6$ , 比一般的  $V-V$  和  $V-T$  速率快得多, 而  $v$  大时, 速率仅为  $10^3$  量级, 并不比其它过程明显的快。

CO<sub>2</sub> 分子有三个振型(一个为二度简并), 不同振型间存在复杂的传能过程, 至今未见直接测得振型内  $V-V$  速率。Burak 等测得  $00^0 1 + 01^1 0 \rightarrow 01^1 1$  的速率在室温为  $5.3 \times 10^6$ <sup>[27]</sup>, 它发生在分子内的不同振型之间, 但它的效果是将激光上能级“抹平”。对此过程 Doyennett 等测得的温度关系为室温  $3.7 \times 10^6 \rightarrow 900$  K  $1.3 \times 10^6$ <sup>[28]</sup>。直接测量 CO<sub>2</sub> 振型内  $V-V$  速率是需要的。由于 CO<sub>2</sub> 各振型的非谐性都不大(对应于  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  的  $\omega_e x_e$  分别为 0.3、1.3、12.5 厘米<sup>-1</sup>; 作为对照, CO、HCl、HF、HBr 的分别为 15.16、52.05、45.71、45.21), 而且 CO<sub>2</sub> 的相互作用势, 转动惯量均不特殊, 因此预计其振型内  $V-V$  速率会为  $10^5 \sim 10^6$ 。在一般条件下(振动温度为几千度以下), 明显集居的只有下面非谐性较小的几个振动能级。所以, 当辐射场不太强 (< $10^4$  瓦/厘米<sup>2</sup>), 脉宽大于微秒时(见表 3), 认为振型内存在局部平衡, 将是一个好的近似。这时应使用能量弛豫方程。而在振型严重不平衡, 即振型内  $V-V$  速率远小于其它过程时, 可认为振动只“冻结”在最低的振动能级, 此时应采用粒子数方程<sup>[17]</sup>。

## 六、关于转动能级间的平衡

分子激光都是发生在特定的振转能级之间的, 显然, 转动弛豫对激光器性能有影响。激光的跃迁竞争、烧孔效应都是以转动弛豫为其物理基础的。近年来, 为适应激光核聚变的需要, 对转动弛豫对短脉冲激光的影响

进行了深入的研究<sup>[29]</sup>。研究表明,毫微秒脉冲激光可取出的激活能和脉冲波形均受转动弛豫时间 $\tau_R$ 的非常大的影响。在典型条件下,只在脉宽大于 $15\tau_R$ 时,才能近似地认为转动自由度处于平衡。在研究HF的 $V-R$ 传能时,亦发现高转动激发态不能达到转动平衡<sup>[30]</sup>。

有人发现,CO<sub>2</sub>(10<sup>0</sup>)的 $J=4$ 到46的20个转动能级的振动弛豫时间随 $J$ 而不同,认为存在着转动不平衡。但对此实验结果,尚存在争论<sup>[31]</sup>。

转动能级间是否出现不平衡,从根本上说,取决于转动弛豫速率相对于其它过程的大小。长期以来,对转动弛豫作了大量理论计算和实验测量<sup>[1,13]</sup>。已经知道,双原子和多原子分子的转动弛豫均很快,发生转动跃迁的碰撞数 $Z_R < 10$ ,只有含氢分子的 $Z_R$ 可能大一、二个量级。对于CO<sub>2</sub>,以CO<sub>2</sub>、N<sub>2</sub>、He为碰撞伴侣的00<sup>0</sup>1能级的转动弛豫速率分别为1.3、1.2、 $0.6 \times 10^7$ 托<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup><sup>[32]</sup>,与气动碰撞频率同量级,并发现速率随 $J$ 而不同,在 $J=19$ 附近有一极大值。至于温度关系,未见到CO<sub>2</sub>的实验结果,但对其它体系的研究表明,转动弛豫速率随温度的变化不大。值得注意的是,Rabitz等对于自由射流、激波管和超声实验条件下的转动弛豫速率的理论分析表明,三法所得速率在低温下一致,但在较高温度(>200 K)彼此不同<sup>[33]</sup>。

在极短脉冲(脉宽小于 $15\tau_R$ )激光器中,可将所有振动弛豫过程看作冻结的,只考虑转动弛豫的影响。除此之外,对于CO<sub>2</sub>体系,只在辐射场极强(>10<sup>5</sup>~10<sup>6</sup>瓦/厘米<sup>2</sup>)时,才有可能出现转动非平衡效应(见表3),一般均可取转动平衡近似。对于含氢分子,近似的适用范围要相应缩小。

### 参 考 文 献

[1] 严海星;《激光》,1981,8, No. 6, 1~8.

- [2] MacDonald J. R., AD-718131, 1970.
- [3] *J. Chem. Phys.*, 1967, **46**, No. 11, 4491; 1971, **54**, No. 7, 3097.
- [4] Kamimoto G., Matsui H.; *J. Chem. Phys.*, 1970, **53**, No. 10, 3990.
- [5] Huetz-Aubert M. et al.; *J. Chem. Phys.*, 1971, **54**, 2289; 1971, **55**, 5724.
- [6] Huetz-Aubert M. et al.; *Physica*, 1974, **78**, 435; 1978, **93G**, 237; *Chem. Phys. Lett.*, 1976, **41**, 297.
- [7] Слободская П. В.; *Опт. и спектр.*, 1973, **34**, №4, 678.
- [8] Cannemeijer F., DeVries A. E.; *Physica*, 1973, **70**, 135.
- [9] *J. Acoust. Soc. Am.*, 1974, **56**, p. 856, p. 1455; *J. Chem. Phys.*, 1975, **62**, 2187; *J. Acoust. Soc. Am.*, 1976, **60**, p. 74, p. 78; in *Shock Tube and Shock Wave Research*, 1978, ed. by Ahlborn B. et al.: p. 127; *J. Chem. Phys.*, 1977, **67**, 4053.
- [10] Shin H. K., *J. Phys. Chem.*, 1971, **75**, 1079; 1973, **77**, 346; 1977, **81**, 1122; *J. Chem. Phys.*, 1978, **69**, No. 3, 1240.
- [11] Hoffman A. L., Vlases G. C.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, No. 2, pt. 1, 46.
- [12] 吴中祥, 严海星;《激光》, 1980, **7**, No. 3, 5.
- [13] Hurle I. R. et al.; *J. Chem. Phys.*, 1964, **40**, 2076.
- [14] T. Just, P. Roth; *J. Chem. Phys.*, 1968, **48**, 5731; 1971, **54**, No. 5, 1974.
- [15] *Acta Astronautica*, 1977, **4**, No. 3~4, 357.
- [16] Hurle I. R.; in *Shock Tube Research*, ed. by Stollery J. L. et al.; No. 3.
- [17] 严海星;《激光》, 1979, **6**, No. 10, 1.
- [18] *J. Chem. Phys.*, 1968, **48**, 1798; *J. Phys. B.*, 1970, No. 1, 705; 1970, **3**, 1515; *J. Chem. Phys.*, 1972, **57**, No. 9, 3763.
- [19] MacDonald J. R.; *J. Chem. Phys.*, 1972, **57**, No. 2, 1016.
- [20] Fisher E. R., Smith G. K.; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, No. 8, 1083.
- [21] Kewley D. J.; *J. Chem. Phys.*, 1973, **59**, No. 1, 549.
- [22] Osgood R. M. et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **20**, No. 12, 469; *J. Chem. Phys.*, 1974, **60**, 1464.
- [23] *Chem. Phys. Lett.*, 1972, **17**, No. 3, 345; *J. Chem. Phys.*, 1972, **57**, No. 9, 3816; *ibid*, 1973, **59**, No. 2, 970; *ibid*, 1973, **58**, No. 8, 3519; *ibid*, 1974, **60**, No. 6, 2305; *Chem. Phys. Lett.*, 1973, **19**, 340.
- [24] *J. Chem. Phys.*, 1973, **59**, No. 2, 970; *ibid*, 1973,

58, No. 8, 3519; *Chem. Phys. Lett.*, 1972, 16, No. 2, 306.

[25] Wikins R.L.; *J. Chem. Phys.*, 1979, 70, No. 6, 2700.

[26] *Appl. Opt.*, 1971, 10, No. 8, 1827; *Chem. Phys. Lett.*, 1972, 16, 292; *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, 1973, 1169, 939; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, 22, No. 8, 367; *ibid.*, 1973, 22, No. 11, 576; *J. Chem. Phys.*, 1974, 60, No. 9, 3562; *ibid.*, 1973, 59, No. 9, 4937; 1975, 64, No. 6, 2635; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, QE-11, No. 8, pt. 2, 654; *Chem. Phys. Lett.*, 1979, 64, No. 1, 21.

[27] Burak I. et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, QE-9, No. 5, 541.

[28] Deyennett L. et al.; *J. Chem. Phys.*, 1975, 62,

No. 2, 440.

[29] *Phys. Rev.*, 1973, A8, 912; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, 23, p. 319; p. 322.

[30] Wikins R. L. et al.; *J. Chem. Phys.*, 1979, 70, No. 4, 1705; 1979, 70, No. 6, 2700.

[31] *J. Chem. Phys.*, 1970, 53, No. 7, 2978; 1971, 55, No. 12, 5842; *ibid.*, 1972, 57, No. 2, 632.

[32] *Phys. Lett.*, 1968, 27A, No. 9, 590; *Appl. Phys. Lett.*, 1969, 14, No. 2, 49; 1969, 15, No. 6, 177; *ibid.*, 1974, 24, No. 8, 375; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1974, QE-10, No. 5, 480; *ibid.*, 1972, QE-8, No. 4, 404.

[33] Rabitz H., Lam S. H.; *J. Chem. Phys.*, 1975, 63, No. 8, 3532.

\*\*\*\*\*

### 简 讯

## 激光若干基本问题(概念)学术讨论会在黄山召开

由中国光学学会举办的“激光若干基本问题(概念)学术讨论会”于今年9月5—15日在安徽黄山举行。

会议主要讨论三个方面的问题: (1)激光产生过程中的若干基本问题; (2)光辐射场的特性描述; (3)非线性光学基础。会议共分8个专题。

有近60名来自高等院校及科研部门从事激光物理教学和研究工作的学者参加了会议。会后,还将整理出版“激光若干基本问题(概念)学术讨论会发言汇编”,供国内从事激光教学和科研工作的人员参考。

(吴鸿兴)

(上接第59页)

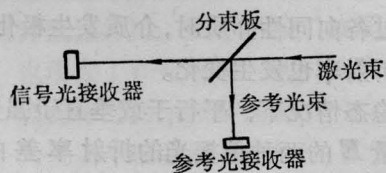


图3 附加参考光接收器的测量原理图

中使用附加一个参考光接收器作比较(图3),可以估计功率起伏的影响。

我们实测了距激光束束腰(束腰光斑尺寸约为0.30毫米)100厘米处的透镜(焦距 $f=17.13$ 毫米)焦点的光斑尺寸。几次的测量结果为: 6.97微米、7.01微米、6.89微米、6.88微米、7.01微米,其平均值为6.95微米,百分误差约为1.0%。由电压测

量精度引起的误差小于0.05%,可以忽略。而功率测量误差约为0.1~0.3%。引起测量误差的其他主要原因是微小的机械形变等引起刀片与激光斑点的相对位移。实测的光斑尺寸比理论计算的光斑尺寸5.14微米略大些。这是由于实际的光学系统都存在象差,不能得到理想的聚焦点;另外,多个透镜表面的反射以及透镜表面上的灰尘等的散射影响都使聚焦点尺寸增大。

### 参 考 文 献

[1] Yasuzi Suzuki, Atsushi Tachihana; *Appl. Opt.*, 1975, 14, No. 12, 2809.

[2] 张光寅;《物理》, 1974, 3, No. 2, 119.

(南开大学物理系 张春平

1980年10月17日收稿)