

の一酸化物であるという点に注目すると、同じⅣ族の一酸化物であるCO分子における ${}^3\pi_r$ に相当する状態がPbO分子ではスピン-軌道相互作用により分裂して $A(0^+)$ 、 $B(1)$ 状態が派生したと考えられ、そのエネルギーの大小関係等を考慮すると $\Omega = 2$ の状態が $B(1)$ 状態より高エネルギー側に存在することがわかる。このことから摂動を起こす相手の状態は $\Omega = 2$ の状態であると考えられる。また、摂動の相互作用ポテンシャルとしては電子一回転運動の相互作用が考えられ、これは選択則 $\Delta\Omega = \pm 1$ に従う heterogeneous perturbation である。このことから摂動の相手は $\Omega = 2$ の状態であることの妥当性が示唆される。一方、combination difference等の解析から求めた回転定数 B_v は、Barrowら¹⁾の値と比較して約0.5%小さい値が得られた。(table 1) $B(1)-X(0^+)(2.0)$ バンドR(35)、Q(29)線についての蛍光寿命の圧力依存性をFig. 4に示す。このスペクトル線は摂動を受けていない線で、図の切片より圧力ゼロにおける蛍光寿命が $\tau_0 \cong 2.03 \mu s$ 、傾きからPbOとArの消光断面積が $\sigma^2 \cong 1 A^2$ と得られ、 τ_0 の値はOldenbergら²⁾の値と比較して実験誤差の範囲内で良い一致をみた。摂動を受けている線についての蛍光寿命は、蛍光が弱いために予備的な結果しか得られなかったが、 $B(1)-X(0^+)(3.0)$ バンドにおいて τ_0 がやや大きくなるという傾向が得られた。

(1) R. F. Barrow et al., NATURE 191 (1961) 374.

(2) R. C. Oldenberg et al., J. Mol. Spectrosc. 58 (1975) 283.

5. 赤外赤外二重共鳴法によるCO₂レーザー媒質の緩和の研究

土 沢 泰

<序>

CO₂レーザーは $(00^0 1) - (10^0 0, 02^0 0)_{I,II}$ 準位間 (Fig. 1)で高い効率の発振が得られる気体レーザーとして知られており、レーザーをプローブ光源とする緩和の研究も数多く行なわれている。しかしこれらの研究はプローブ光源としてCO₂レーザーを用いたものであり測定できる準位はレーザー発振に直接関与するものに限られていた。今回我々は14~16 μm で発振する波長可

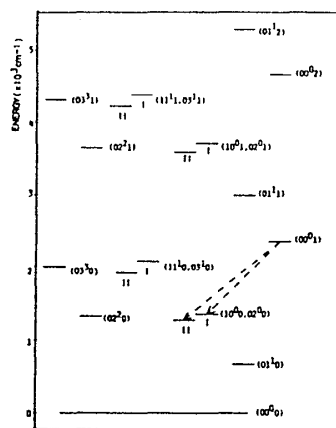


Fig. 1 CO Energy level

変ダイオードレーザーをプローブ光に用い、放電した CO_2 レーザー媒質 CO_2 レーザーを照射して摂動を与え、その影響を観測する赤外赤外二重共鳴法により放電したレーザー媒質の振動状態分布ならびに様々な振動準位の動的特性について研究を行った。

<実験>

Fig. 2 に実験装置図を示す。レーザー媒質 (CO_2 , N_2 , He) を入れた放電管をレーザー共振器内に置き、レーザー管とは独立に放電条件を変えられる様にして置く。そこにダイオードレーザー光を CO_2 レーザー管のブリュースター窓の反射を利用して CO_2 レーザー光と重ねて通し、half ミラーより取り出された光を分光器で分離してダイオードレーザー光のみを検出する。放電条件を変えて CO_2 レーザーを照射したときと、しないときの吸収スペクトルの強度変化、ならびに CO_2 レーザーを断続してそのときの吸収の変化分のみを示す二重共鳴信号を観測した。

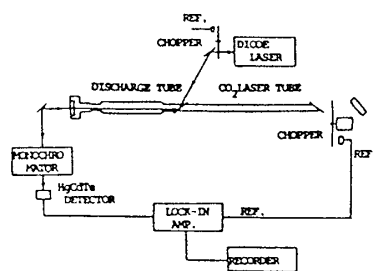


Fig. 2

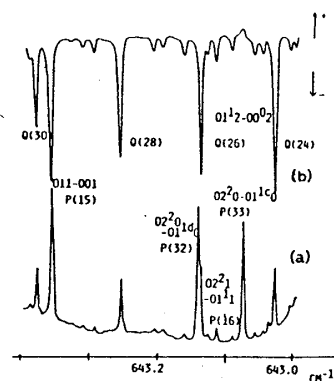


Fig. 3

<結果と考察>

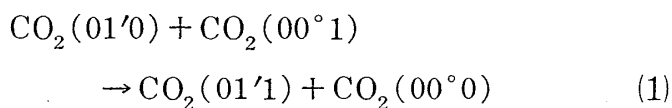
Fig. 3 に測定結果の一例を示す。(a)は10mAで放電したときのダイオードレーザー光の吸収を表わしたものであり、(b)は CO_2 レーザー ON, OFF での変化分のみを示す二重共鳴信号で(+)は増加を(-)は減少を表わしている。 CO_2 レーザー照射による $(00^{\circ}1)$ 準位の分子数の減少の影響がレーザー発振に直接関与しない $(01^{\circ}1)$, $(00^{\circ}2)$ 準位にもおよひ吸収の減少が観測された。このことは $(01^{\circ}1)$, $(00^{\circ}2)$ 準位が共にレーザー上準位 $(00^{\circ}1)$ と衝突による強い coupling を持つためと考えられる。

次に CO_2 分子の各振動 mode (ν_1 , ν_2 , ν_3) 内で成り立つとされる mode temperature model に基づき、実験から得られた吸収強度比を用い、 ν_2 mode (変角), ν_3 mode (非対称伸縮) の振動温度 T_2 , T_3 を算出した。ここで ν_1 mode (対称伸縮) と ν_2 mode との結合は強いために $T_1 \simeq T_2$ とおくことができる。Fig. 4 にレーザー上準位と結合しているより高い振動準位について求めた T_2 , T_3 の電流依存性を示す。 T_2 , T_3 共に電流の増加に従って上昇しているが、 T_3 は T_2 に比べはるかに高い温度を維持している。これは ν_3 mode 内に強い coupling があることを示唆している。レーザーを照射すると T_2 , T_3 とも減少している。このことは T_3

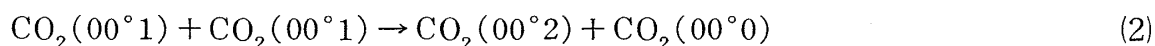
についてはレーザー上準位 ($00^{\circ}1$) の分子数の減少の影響が ν_3 mode のさらに高い準位に波及するためと考えられる。 T_2 についても同様の考察ができる。

Fig. 5 は T_2 に関して下準位と結合している準位系について求めたもの(a)と, 上準位と結合している準位系について求めたもの(b)とを比較したものである。レーザーを照射しない状態では同じ振動温度が得られたもののレーザーを照射した状態では(a)は増加, (b)は減少し明らかに異なる温度が得られた。このことは, レーザー発振状態の様な非熱平衡状態では分子系全体を1つの振動温度で表わすことはできないが, レーザー上準位と結合している準位系とレーザー下準位と結合している準位系とに分けてみれば mode temperature model がそれぞれ成り立っていることを示している。この場合には分子系全体を振動温度で議論することよりも各振動準位の分子の絶対数を算出してその動的性質を考察することの方がより多くの情報が得られると思われる。

Fig. 6 に $(01'1)$, $(00^{\circ}2)$ 準位の分子数の放電電流依存性を示す。エネルギー準位は $(00^{\circ}2)$ の方が高いにもかかわらず分子の絶対数は $(01'1)$ よりも多く, ν_3 mode に効率よく励起が行なわれていることがわかる。レーザーを照射すると $(01'1)$, $(00^{\circ}2)$ 共に分子数は減少しているが, これは $(01'1)$ については ν_2 mode のエネルギー移乗



の過程が, $(00^{\circ}2)$ については ν_3 mode のエネルギー移乗



の速い衝突過程が存在するためと考えられる。今回の結果によれば分子数減少の大きさは(2)の過程の方が(1)の過程より約2倍大きいことがわかり ν_3 mode の coupling が ν_2 mode の cou-

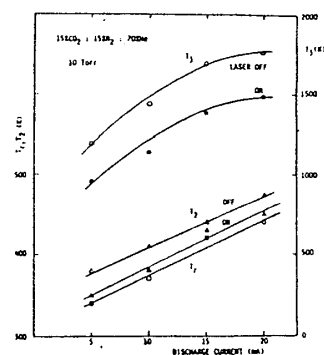


Fig. 4

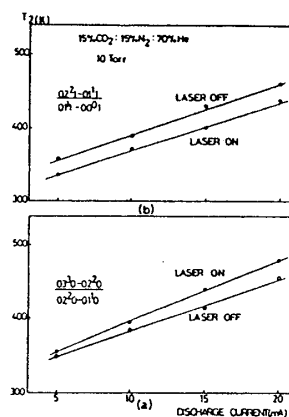


Fig. 5

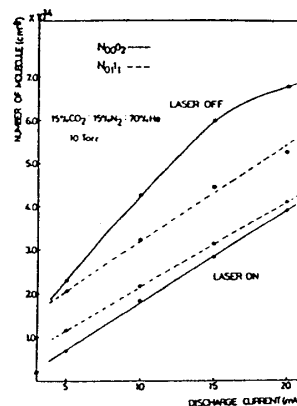


Fig. 6

plingよりも強いことが示唆された。

<文献>

- 1) C. Dang et al., Appl. Phys. **B27** (1982) 145.
- 2) K. E. Fox et al., J. Opt. Soc. Am. **B2** (1985) 807.

6. 低エネルギー $\text{Li}^+ - \text{Ne}$ 衝突による Ne の 自動電離断面積の測定

池 崎 吉 和

低エネルギー（今回は $E_i \leq 9 \text{ keV}$ ）の Li^+ を Ne に衝突させると、準分子状態を形成し、その間に電子昇位が起こり、 $\text{Ne}^{**} 1s^2 2s^2 2p^4 n l n' l'$ の 2 電子励起状態が主に生ずる。この励起状態は、ある寿命の後に、電子を 1 つ放出して崩壊する。今回その放出電子のエネルギー分析をして、その励起断面積を測定した。

Fig. 1 は得られたスペクトルである。閉殻どうしの衝突なので始状態は 2^+ であり、生ずる励起状態は Wigner のスピン保存則により Singlet 状態である。a, e, f のピークについて放出電子の角度分布を測定し微分断面積、積分断面積を求めた。a (1D) $3s^2 ^1D$ については角度分布を詳細に調べた。尚 Fig. 1 のピークの同定は Andersen らによった¹⁾

断面積の絶対値は、電子の Ne による弾性散乱の断面積²⁾と比較することにより決定した。そのために電子と Li イオンを Ne に一緒に衝突させる同時衝突を行った。（Fig. 2）

Fig. 3 ~ 8 は得られた微分断面積 (DCS) である。角度分布は 90° 対称をなしている。d の分布はほぼ等方的である。また a の分布は、衝突エネルギーの変化によりその形が大きく変化している。これは衝突エネルギーによって励起の起こりやすいイオンの散乱角が変わり、分子軸とビーム軸となす角度が変化するために起こる。

図中の実線は北里大学小池博氏の理論により

$$d\sigma/d\Omega = (\sigma_t/4\pi) \{1 + \beta P_2(\cos\theta)\}, \quad \beta = \frac{2}{3} \frac{1}{\sigma_t} \int P_2(\cos\theta) d\sigma$$

σ_t : 全断面積 θ : 重心系での散乱角

としてフィッティングをしたものである。Fig. 11 にそのときの β の変化を示した。高エネルギー