室蘭工業大学
学術資源アーカイブ
Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive

# 放電混合型CO⊠高速気流レーザーに関する研究 (第1報 : レーザーの理論的基礎と超音速流の応用実験)



| メタデータ | 言語: Japanese |
| --- | --- |
| | 出版者: 室蘭工業大学 |
| | 公開日: 2014-03-04 |
| | キーワード (Ja): |
| | キーワード (En): |
| | 作成者: 前野, 一夫, 広瀬, 学, 花岡, 裕 |
| | メールアドレス: |
| | 所属: |
| URL | http://hdl.handle.net/10258/1116 |

# 放電混合型 $CO_2$ 高速気流レーザーに関する研究
# (第1報：$CO_2$ レーザーの理論的基礎と超音速流の応用実験)

前野一夫・広瀬　学・花岡　裕

# An Investigation on Electric Discharge Type $CO_2$ Mixing Supersonic Flow Laser
# (1st Report：Theoretical Basis of $CO_2$ Supersonic Laser and Applicational Experiment of Supersonic Flow $CO_2$ EDL)

Kazuo MAENO, Manabu HIROSE, and Yutaka HANAOKA

**Abstract**

$CO_2$ laser is widely investigated for the applications of material processing, isotope separation and so forth. The feature of this laser is its high efficiency and high power. For the power source of laser propulsion or nuclear fusion in the future, however, higher efficiency and larger power should be required. Gasdynamic laser (GDL) is one of the wellknown high power instruments, but the efficiency is much lower than that of electric discharge laser (EDL). The efficiency is greatly improved if flow mixing type is chosen in $CO_2$ EDL. It is necessary, on the other hand, to input a great deal of electric energy into the upper laser level of $CO_2$ and to have large mass flux in cavity. This report deals with experimental and analytical research to clarify the fundamental characteristics of $CO_2$ supersonic flow mixing EDL. A system of equations for $CO_2$ EDL of high velocity are derived. Furthermore, parameters of supersonic flow and glow discharge in supersonic $N_2$ are measured. The dependence of small signal gain coefficient on stagnation pressure ratio, input power, active flow length in cavity is observed. The possibility of this $CO_2$ mixing laser is assured.

## 1. まえがき

レーザー (LASER) とは Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation を表わしている。1960年のメイマンによる発振確認以来，レーザー開発は目覚しい進展をしてきた。現在ではルビー，ネオジウム，YAG などの固体レーザー，Ne, Ar, $CO_2$などの気体レーザーや半導体レーザー，色素レーザーを含め，波長0.1 $\mu$m の真空紫外域から1 mm以上のミリ波領域までの多数の波長のレーザー発振が確認され，また，出力に関しても1 $\mu$W から瞬間的にであれば$10^{12}$W 級の大出力までが報告されている。

レーザーの特徴は単色性（周波数帯の広がり幅が小さい）とコヒーレンス性（空間的，時間的に電界の位相が揃っている）であり，その特徴を生かした次のような用途が研究されている。

（1）　レーザー光の可干渉距離が長い（コヒーレンス性）ことを利用した長距離の高精度測定。具体的には米国アポロ計画で人間が月面に設置した反射鏡を目標物とする地球と月との距離測定がある。その精度は30㎝以下と言われ，大陸の移動などがわかり，地球物理学の分野でこの測定が活用されている[1)]。

（2）　レーザーの波長位相度の良いことを利用した高密度の情報伝達。例えば光集積回路や光ファイバーを用いた光通信および大型計算機と端末機器の情報伝達などがあげられる。

（3）　医学的な分野における眼球の網膜剝離，ガン細胞の破壊，レーザーによる血液の凝固作用を利用した出血の少ない手術。

（4）　高出力レーザーを用いた核融合反応。これは通常型原子炉に替わる将来のエネルギー源として注目され各国で研究が進められている。

（5）　レーザーの単色性を利用したレーザー誘起反応や同位体分離。

（6）　レーザーの持つ指向性と高エネルギー密度を利用した機械加工。レーザーは単色性と平行性にすぐれているため，レンズもしくは鏡による集光が容易である。このため高融点材料やセラミックスの加工も可能である。また非接触加工であり工具摩耗による寸法精度の変化がない，高い機械強度を必要としない，自動化が容易であるなどの利点を持っており，１台のレーザー加工機で穴あけ，切断，溶接，焼入れの機能を持たせることも可能である。

上記の分野のうち，特に(4)，(5)，(6)においては高効率，高出力のレーザーを必要とし，それに対応するものとして現在は主に$CO_2$レーザーが用いられている。$CO_2$レーザーは比較的効率が高く（放電型で約20％，量子効率は約40％），気体レーザーであるので流量増加によりある程度までは比較的簡単に出力を増大させることができる。$CO_2$レーザーを含めた大出力気体レーザーはａ）ガスダイナミック型，ｂ）放電励起型，ｃ）光照射型の３種類に大別することが可能である[2)]。ａ）のガスダイナミック型は高温，高圧の貯気槽からの急激な断熱膨張と分子振動緩和時間の差によって媒質中に数密度反転（高いエネルギー準位にある分子の数が低いエネルギー準位にある分子の数よりも多い状態）を生成しレーザー発振を得ようとするものであり，媒質の流量を大きくできるため大出力が得られる。従来の$CO_2$レーザーの大出力化に関する研究は主にこの型式のレーザーに関して行なわれている。ｂ）の放電励起型は主としてグロー放電によって媒質中の上位エネルギー準位を励起するもので，発振効率が高い[3)]。ａ），ｂ）のどちらの場合もレーザー気体を予め混合して利用する型式（予混合型）より励起された$N_2$ガスと$CO_2$ガスを混合させる型式（混合型）の方がレーザー発振のための分子振動エネルギーを有効に利用することができる。ｃ）の光照射型は選択的な上位エネルギー準位の励起も可能で，入射光に対する発振レーザー光の変換効率が高く，簡単にレーザー発振が得られ固体レーザーや液体レーザーには良く使用される[1)]。しかしながら，$CO_2$レーザーでは放電励起による効率の方が高く，現在のところ宇宙空間での太陽エネルギー利用が考えられるのみで一般には用いられない。

上記3種類の方式の比較により，高出力レーザー光を高効率で得るためには放電励起を用いた混合型のレーザー装置が適していると考えてよい。

放電混合型のレーザーに関する研究として，亜音速流中での放電を用いた報告は数例あるが，[4] 超音速流中でのグロー放電振動励起を用いた混合型レーザーに関する報告は現在のところ非常に少ない。本研究は著者らにより現在までに行われた混合型 $CO_2$レーザーの研究[2),5)]をふまえて，円錐型超音速ノズルによる超音速流の形成と $N_2$超音速流中でのグロー放電振動励起を用いた超音速流混合型 $CO_2$レーザーに関する基礎特性を実験的，理論的に解明しようとするものである。本報告では超音速混合型 $CO_2$レーザー解析の基礎となる関係諸式の理論的導出を述べ，さらに実験としては主にレーザー光の増幅率とも言える微小信号利得係数（ゲイン）の測定に関して行なう。ゲインの測定は圧力，入力電力，キャビティ内測定位置などをパラメーターとし，自作の小型 $CO_2$プローブレーザー光を超音速媒質中に入射してその強度変動を測ることにより行われる。

## 2．レーザー発振の理論

### 2．1　数密度反転

いま，一般的な原子または分子の持つエネルギー準位のうち上下2準位に着目する。統計熱力学によれば，温度Tでの熱力学的平衡状態においては Maxwell–Boltzmann 分布が成り立ち，次式が成立する。

$$\frac{N_2}{g_2}=\frac{N_1}{g_1}\exp\left(-\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{k_B\cdot T}\right) \tag{2.1}$$

ここで，N：原子もしくは分子の数密度（$1/m^3$），g：統計的重み（縮退度），$\varepsilon$：エネルギー(J)，$k_B$：ボルツマン定数(J/K). であり添字2はエネルギーの高い状態（上位エネルギー準位），添字1はエネルギーの低い状態（下位エネルギー準位）を表わす。上式において平衡状態においては $\varepsilon_2>\varepsilon_1$であるから，明らかに

$$\frac{N_2}{g_2}<\frac{N_1}{g_1} \tag{2.2}$$

が成り立ち，$g_1=g_2$の場合には $N_2<N_1$であるので上位エネルギー準位の数密度は下位エネルギー準位の数密度よりも小さいのが通常である。これに対し系への放電や急激な温度変化，光の照射などにより，上位エネルギー準位の数密度が下位エネルギー準位のものよりも大きな状態が形成される場合がある。この状態を数密度反転(Population Inversion)または負温度状態（$N_1>N_2$の成立には見かけ上(2．1)式の温度Tが負であれば良い）と呼び，レーザー発振の必要条件である。この状態では Bohr の振動条件式

$$\varepsilon_2-\varepsilon_1=h\nu \qquad [h：プランク定数(J\cdot S)] \tag{2.3}$$

に従って求められる周波数$\nu$の光が上位準位から下位準位へ誘導輻射遷移する確率が高くなり

レーザー発振と増幅が可能となる。$CO_2$レーザーの場合，後述する$CO_2$分子の振動エネルギー準位間の誘導輻射遷移による主発振波長は10.6 $\mu$m である。

レーザー光は上述の機構で増幅されるが，その光を出力として取り出すためには「発振」を起こさせる必要がある。そのためにレーザー媒質の両側に反射鏡を置き，媒質中の微弱な自然輻射光を反射鏡系により何度も往復させ，その間に誘導輻射を用い光を増幅させることを行う。この時，一方の反射鏡を半透過鏡とすることによりレーザー光が出力として取り出されることになる。この系全体を共振器といい，レーザー発振のためには上記誘導輻射による増幅率〔これを微小信号利得係数（ゲイン）と呼ぶ〕が共振器によって決まる損失しきい値を超えることが必要である。

### 2．2　微小信号利得係数（ゲイン）

分子がエネルギー $\varepsilon_2$の状態から $\varepsilon_1$の状態へ遷移する際に光子として放出するエネルギーは $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$であり，その周波数は前節の Bohr の振動条件式より

$$\nu = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{h} \tag{2.4}$$

である。分子は特に外部からエネルギーを与えられなければエネルギーの下位準位，あるいは最も低い基底状態にとどまる確率が高い。しかし，何らかの方法でエネルギーを与えられると量子化された上位励起準位へ遷移する。図２－１はこの様な上下２準位を示しているが，励起準位から偶発的にある確率で下の準位へ遷移する時に伴う発光を(a)の自然輻射 (Spontaneous Emission) と言う。次に励起準位にある分子に(2.4)式に相当する波長の光が入射すると，図中(b)のように入射光と同じ位相，同じ偏り，同じ周波数を持った光子を同じ方向に放出することがある。これを誘導輻射 (Stimulated Emission) と言う。これとは逆に，エネルギー $\varepsilon_1$の状態にある分子に式(2.3)のエネルギー差を持つ光が入射すると図中(c)のように分子はエネルギー $\varepsilon_2$の状態に励起される。これが吸収 (Absorption) である。

平衡状態では前述のように高いエネルギーを持つ準位ほど数密度は小さく，周波数$\nu$の光に対しては自然輻射や誘導輻射より吸収が支配的である。一方，数密度反転が形成された媒質中では吸収や自然輻射よりも誘導輻射が支配的となり，周波数$\nu$の光は増幅される。この時の光の増幅は次の関係式で表わされる。(図２－２参照)

$$I' = I + dI = I \exp(G \cdot x) \tag{2.5}$$

ここで，G：微小信号利得係数［ゲイン(1/m)］，x：光が媒質中を通過した距離(m)，I：媒質通過前の光の輻射強度 (W/cm$^2$), I′：媒質通過後の光の輻射強度である。

$CO_2$レーザーの主発振波長(10.6 $\mu$m)に対する微小信号利得係数は量子力学的な関係から，次のように求められる。[6)]

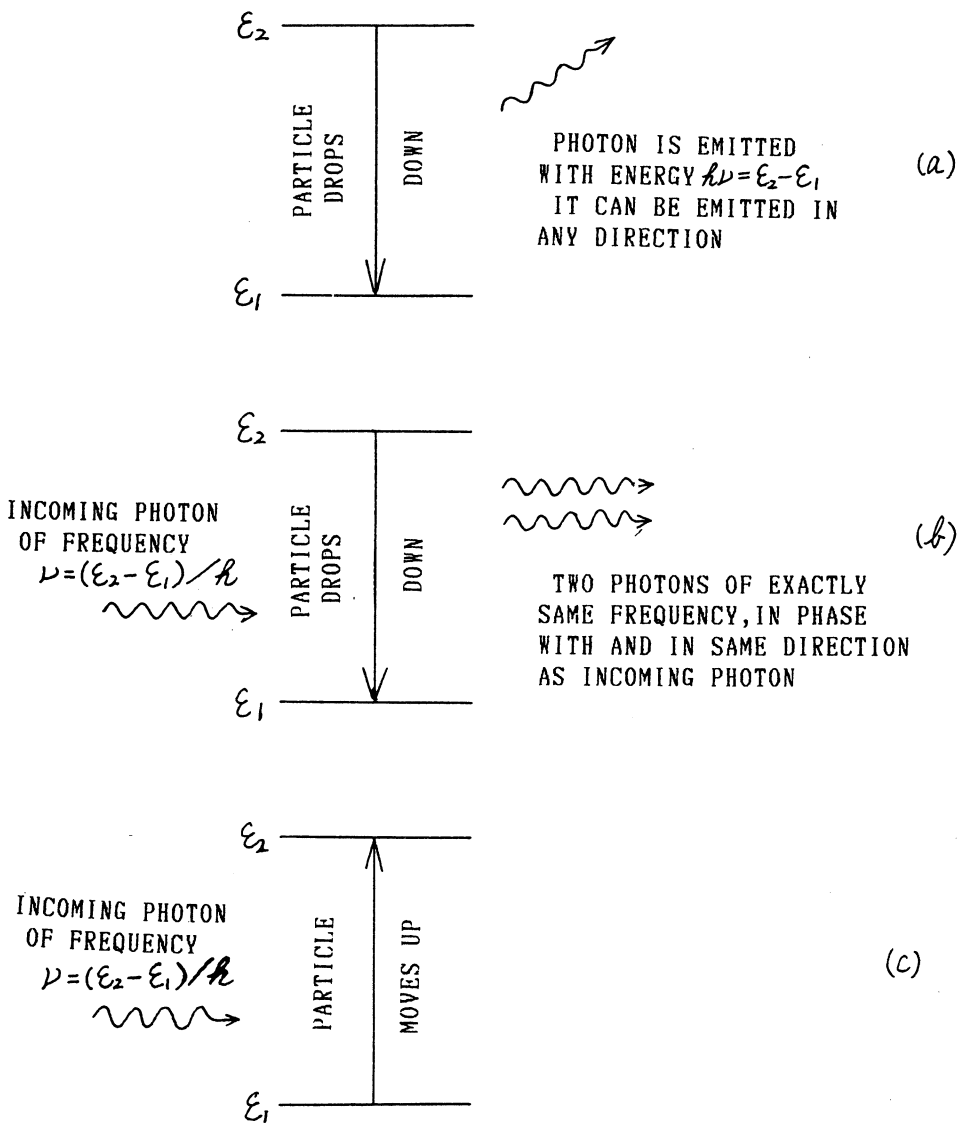



**図 2－1** 励起準位と光の相互作用

$$G=\frac{\lambda^2}{4\pi\tau Z}(N_{001}-N_{100})\left(\frac{45.6}{T}\right)\exp\left(-\frac{234}{T}\right). \tag{2.6}$$

ここで，$\lambda$：$CO_2$レーザーの主発振波長10.6 $\mu$m，$\tau$：自然輻射寿命5.38sec，Z：分子衝突頻度(1/s)，$N_{001}$と$N_{100}$：$CO_2$レーザーの上位と下位準位の数密度(1/m$^3$)である。上式において$N_{001}>N_{100}$のときゲインは正となり，理論的にレーザー発振が可能となることがわかる。

## 2．3　$CO_2$レーザーにおける数密度反転の形成

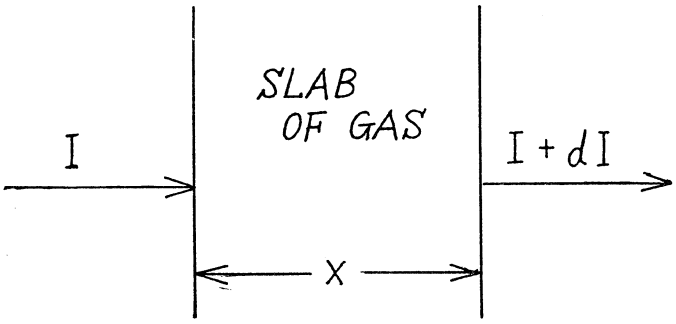



**図 2－2**　光　の　増　幅

$CO_2$レーザーでは分子振動エネルギーがレーザー発振に関係する。$CO_2$分子は3原子分子であり，その振動状態は図2－3に示すような3個の基本振動モードから成立する。すなわち対称伸張モード$\nu_1$，曲げ振動モード$\nu_2$，非対称伸張モード$\nu_3$である。また，$CO_2$分子へのエネルギー供給体となる$N_2$分子は2原子分子であり，軸対称伸張モード$\nu_N$のみを有する。これらの振動エネルギーは図2－4のように量子化され階段状のエネルギー準位を持つ。図の縦軸はエネルギーをプランク定数hと光速cの積で割った波数$\omega$（$cm^{-1}$，カイザー）である。$CO_2$各振動モードのエネルギー準位は$CO_2(v_1, v_2, v_3)$と表わされる。ただし$v$は振動量子数を，添字1，2，3は各々$CO_2$の$\nu_1$，$\nu_2$，$\nu_3$基本振動モードを表わす。$CO_2$レーザーの主発振波長10.6 $\mu$m に関係する上位と下位のエネルギー準位は$CO_2(001)$と$CO_2(100)$であり，両準位間の輻射遷移によって10.6 $\mu$m 赤外光が発振される。他の準位間の輻射遷移としては$CO_2(001)$と$CO_2(020)$間，$CO_2(010)$と$CO_2(020)$間が知られる。前者は9.4 $\mu$m の赤外光を得られるが，その強度は10.6 $\mu$m に比較して1/10以下であるので通常は無視される。後者は16.1 $\mu$m のレーザー光発振が可能で同位分離への応用面から注目されている。

放電励起型の$CO_2$レーザーにおける数密度反転は次のようにして形成される。$CO_2$分子は放電による放出電子との衝突によって上記3基本振動モードの持つ様々な振動準位へ励起される。放電時には$\nu_1$，$\nu_2$モードへの励起よりも$\nu_3$モードへの励起がおこりやすく，上位準位の数密度$N_{001}$が増加し数密度反転が形成される。しかし放電によって下位準位の数密度$N_{100}$も同時に増加するため，強い数密度反転は得られない。そのため一般的には下位準位の数密度を減少させるために失活第3体としてHeや$H_2O$を混合する。失活第3体としてのHeや$H_2O$は$CO_2$との衝突により下位準位の振動エネルギーを吸収し，失活（分子の振動エネルギー準位を基底準位へ落とすこと）させる役割りを持つ。通常の$CO_2$レーザーは強い数密度反転の形成のために$N_2$を加えるが，$N_2$の振動モードは$CO_2$の$\nu_3$振動モードと近共鳴状態（エネルギー準位間のエネルギー差が極めて小さく準位間の遷移が起こりやすい状態）にあり，両モード間のエネルギー移動が非常に速い（振動エネルギーのポンピング作用）。さらに$CO_2$よりも$N_2$の方が放電による励起効率が高いので，$N_2$の混合により数密度反転の形成を補助することとなる。

$CO_2$ガスダイナミックレーザー（$CO_2$ Gasdynamic Laser, GDL）は$CO_2$–$N_2$（＋He or $H_2O$）系の断

熱超音速膨張流による急激な温度変化を利用して数密度反転を形成するものである。$CO_2$ GDL においては，まず貯気槽内のレーザーガスを燃焼，放電，衝撃波などの方法により高温，高圧とし，並進，回転，振動の全エネルギー準位を励起する。次に超音速ノズルにより気体を断熱急膨張させ，並進温度を急激に減少させる。この時，$CO_2$，$N_2$分子の振動モードは並進や回転のモードよりも平衡状態への緩和時間が相対的に長いため振動非平衡流が形成される。なかでも $N_2$分子振動モードの緩和時間は最も長く，振動エネルギー緩和は特に遅いので，$N_2$分子と近共鳴状態にある $CO_2$の $\nu_3$振動モードも流れ中の非平衡度が強くなる。一方，$CO_2$の $\nu_1$，$\nu_2$振動モード間には Fermi 共鳴のために非常に速いエネルギー移動が行なわれ，$\nu_1$と $\nu_2$振動モードは熱力学的平衡状態にあると見なすことができる（局所平衡）。さらに，He，$H_2O$ などの $\nu_2$振動モードのエネルギー緩和を助ける失活第３体の存在もあり，$\nu_1$振動モードは比較的速く平衡状態に近づくことになる。つまり，下位準位の数密度 $N_{100}$は比較的速く減少する。この緩和時間の差によって数密度反転が形成される。

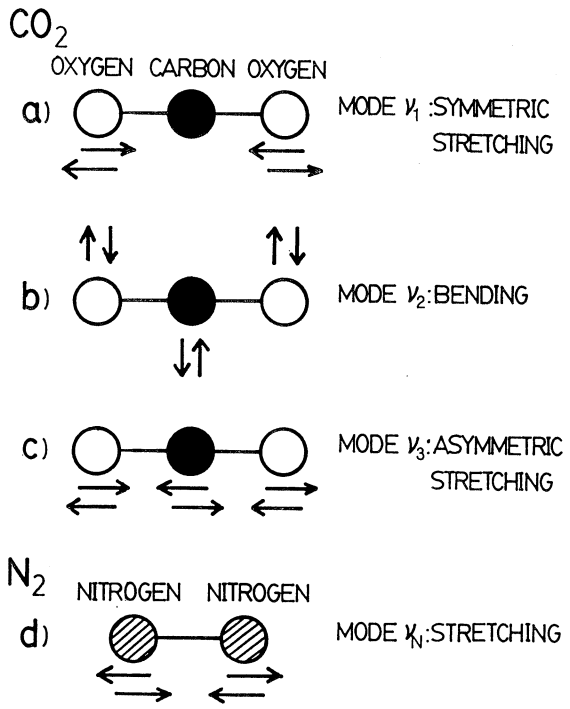



図２－３　$CO_2$, $N_2$分子の振動モード

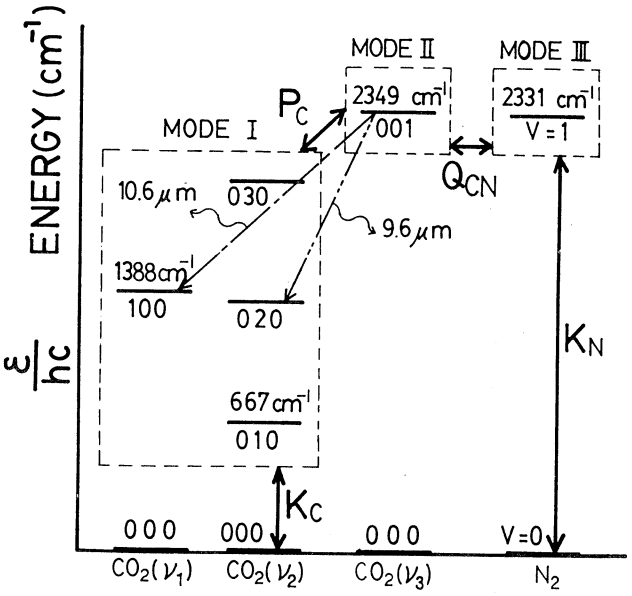



図２－４　$CO_2$, $N_2$分子の振動エネルギー準位

## 2．4　放電混合型 $CO_2$高速気流レーザーの特徴

本研究により開発された放電混合型 $CO_2$高速気流（超音速流）レーザーでは，前節の議論に基づきまず $N_2$超音速流中でグロー放電を形成し $N_2$分子を放電振動励起する。そして別のノズルによる $CO_2$超音速流と混合させることによって，$N_2$の $\nu_N$振動モードと $CO_2$の $\nu_3$振動モード間に共鳴衝突遷移によるエネルギー移動を行い，上位準位である $CO_2$の $\nu_3$振動モードの数密度を選択的に増加させて数密度反転を形成しようとするものである。この形式のレーザーは以下のような特徴を有する。

1) 貯気槽内温度を常温程度に設定できるので，特別な高温に耐え得る材料を使用する必要がない。
2) 気体を超音速ノズルで断熱急膨張させるため並進温度を非常に低く保持できて下位準位のエネルギーを失活させやすい。また，超音速流であるので大質量流量を達成することができる。
3) 超音速流中でグロー放電振動励起を行うので気体が放電区間を通過する時間が非常に短く，放電に対する熱的不安定が生じにくい。
4) 電子エネルギー（放電電力）が $N_2$の振動エネルギーに変換される割合いの高いグロー放電振動励起を用いているので高効率が期待できる。また，入力エネルギーが電気という入手容易な形であり実用的である。
5) 振動励起した $N_2$分子と $CO_2$分子を衝突させ，共鳴衝突遷移によって $CO_2$分子を振動励起させるため上位レーザー準位を選択的に励起でき，下位準位を同時に励起することがないため予混合型のレーザーと比較して強い数密度反転を得ることが可能である。

## 2．5　分子振動緩和に関する理論

A．分子振動緩和のモデル

$CO_2$レーザーで用いられる $CO_2-N_2$系の混合気体においては，理論的にあらゆる遷移過程が考えられるが，レーザーの発振に関しては一般に次に示す基本過程を用いて表わされる。

$$CO_2^*(\nu_2)+M \rightleftarrows CO_2+M+\Delta E_2. \quad \text{(a)}$$

$$N_2^* \quad +M \rightleftarrows N_2 \quad +M+\Delta E_N. \quad \text{(b)}$$

$$CO_2^*(\nu_3)+N_2 \rightleftarrows CO_2+N_2^*+\Delta E_{3N}. \quad \text{(c)}$$

$$CO_2^*(\nu_3)+M \rightleftarrows CO_2^{***}(\nu_2)+M+\Delta E_{32}. \quad \text{(d)}$$

$$CO_2^*(\nu_1)+M \rightleftarrows CO_2^{**}(\nu_2)+M+\Delta E_{12}. \quad \text{(e)}$$

ここで，$\Delta E_2=h\nu_2$，$\Delta E_N=h\nu_N$，$\Delta E_{3N}=h\nu_3-h\nu_N$，$\Delta E_{32}=h\nu_3-3h\nu_2$，$\Delta E_{12}=h\nu_1-2h\nu_2$であり，$\nu_l$は $l$ 次振動モードの振動数，M は衝突第 3 体 ($M=CO_2, N_2, He, H_2O$ etc.)，添字＊は振動モード内の励起状態を表わし，＊の数はその振動モード内の振動量子数を表わす。

式(a)と(b)で表わされる過程は $CO_2(010)$ と $N_2$分子の振動エネルギーを並進および回転のエネルギーへ交換する過程であるので T−V (Translational−Vibrational) 遷移過程と呼ばれている。式(c)は $CO_2(001)$ 準位の分子が基底準位にある $N_2$分子と衝突，失活遷移して相手の $N_2$分子が $N_2(1)$ 準位へ励起される過程を表わし，$CO_2$−$N_2$分子間 V−V (Vibrational−Vibrational) 遷移過程と呼ばれる。両準位間のエネルギー差は小さく，遷移が起こる頻度も高く，エネルギー交換の速度は速い（共鳴遷移過程)。式(d)は $CO_2(001)$ が粒子 M と衝突して $CO_2(030)$ 準位へ遷移してエネルギー $\Delta E_{32}$を放出する過程を表わし，式(e)は $CO_2(100)$ が粒子 M と衝突して $CO_2(020)$ 準位へ遷移する過程を示している。式(e)の過程は Fermi 共鳴と呼ばれ，エネルギー遷移が速いことが知られている。この 2 つの遷移過程は分子内 V−V 遷移過程と呼ばれている。以上の $CO_2$−$N_2$系衝突遷移過程に基き次のような仮定がなされる。

1) $CO_2(001)$ 準位と $N_2(1)$準位は近共鳴状態にあるが，分子の種類が違うこととレーザー発振状態では誘導輻射遷移過程が $CO_2(001)$ 準位の数密度の変化を支配するので，これら 2 つのモードは異なる振動モードとして扱う。

2) 前述の Fermi 共鳴の存在を考え，$\nu_1$と $\nu_2$モード間に熱力学的平衡状態が成立し，局所ボルツマン分布が成立すると仮定し，両モード内のエネルギー状態を 1 つの振動温度 $T_{12}$で表わす。

3) 以上のことより，$CO_2$−$N_2$分子振動系を次の 3 個の振動モードに大別し，各モード間の振動エネルギー移動により全体系の振動エネルギー変化が記述されるとする（三振動モードモデル)。

MODE Ⅰ：$CO_2$の $\nu_1$と $\nu_2$モードを 1 つのブロックとしたモード（振動温度 $T_{12}$)

MODE Ⅱ：$CO_2$の $\nu_3$モード（振動温度 $T_3$)

MODE Ⅲ：$N_2$の振動モード（振動温度 $T_N$)

上記の仮定に基づき，$CO_2$−$N_2$系混合気中の振動エネルギー変化を記述する振動緩和方程式が導かれる。

B．振動緩和方程式

前節の三振動モードモデルに基づき，各振動モードのエネルギー変化を記述する振動緩和方程式は以下のようになる[2)]。

$$\dot{q}_{12}=\frac{de_{12}^{v}}{dt}=-\Delta e_{2}^{v}+\frac{3\theta_2}{\theta_3}\cdot\Delta e_{32}^{v}\ , \tag{2.7}$$

$$\dot{q}_{3}=\frac{de_{3}^{v}}{dt}=-\Delta e_{32}^{v}+\Delta e_{3N}^{v}\ , \tag{2.8}$$

$$\dot{q}_{N}=\frac{de_{N}}{dt}=-\Delta e_{N}^{v}-\frac{C_C\theta_N}{C_N\theta_3}\Delta e_{3N}^{v}\ , \tag{2.9}$$

$$\Delta e_2^v = 2K_C\left\{e_2^v - \frac{R_C\theta_2}{\exp(\theta_2/T)-1}\right\}, \tag{2.10}$$

$$\Delta e_N^v = K_N\left\{e_N^v - \frac{R_N\theta_N}{\exp(\theta_N/T)-1}\right\}, \tag{2.11}$$

$$\Delta e_{32}^v = 2P_C\left[\left(\frac{e_2^v}{R_C\theta_2}+1\right)^3 e_3^v - (e_3^v+R_C\theta_3)\left(\frac{e_2^v}{R_C\theta_2}\right)^3 \exp\left(\frac{3\theta_2-\theta_3}{T}\right)\right], \tag{2.12}$$

$$\Delta e_{3N}^v = Q_{CN}\left[(e_3^v+R_C\theta_3)\frac{e_N^v}{R_N\theta_N}\exp\left(\frac{\theta_N-\theta_3}{T}\right) - \left(\frac{e_N^v}{R_N\theta_N}+1\right)e_3^v\right], \tag{2.13}$$

$$e_{12}^v = e_2^v + 2e_2^v, \tag{2.14}$$

ここで，$\dot{q}$：各モードの振動エネルギーの生成項 (J/Kgs), $e_l^v$：$l$ モードの振動エネルギー (J/kg), $R_j$, $C_j$：$j$ 種気体のガス定数 (J/kg) と質量分率，$\theta_l$：$l$ モードの振動特性温度 (K), $K_C$, $K_N$, $Q_{CN}$, $P_C$：振動緩和定数である。$l$ 振動モードの振動エネルギーは局所ボルツマン分布の仮定により振動温度 $T_l$ を用いて次のように示される。[6)]

$$e_l^v = \frac{R_j\theta_l}{\exp(\theta_l/T_l-1)} \tag{2.15}$$

$CO_2$ レーザーの解析では以上のような緩和方程式や流体力学的方程式，光の増幅方程式などを連立させて数値的に解く。この時，局所平衡下の異モード（$\nu_1$, $\nu_2$ モード）各々の振動エネルギーを各時間ステップで求める必要が生じる。これは通常では代数的に求めることが不可能であり，ニュートン法などによる繰り返し計算を必要とし，多くの時間を費してしまう。そこで $e_2^v$ が直接求められる形に(2.7)式の変形を試みる。

いま，各モードの振動エネルギーは振動温度のみの関数として書かれるので以下となる。

$$\frac{de_{12}^v}{de_2^v} = \frac{de_{12}^v}{dT_{12}}\frac{dT_{12}}{de_2^v} = \frac{de_{12}^v}{dT_{12}} \Big/ \frac{de_2^v}{dT_{12}}, \tag{2.16}$$

$$\frac{de_2^v}{dT_{12}} = \frac{\exp(\theta_2/T_{12})}{(T_{12}/\theta_2)^2\{\exp(\theta_1/T_{12}-1)\}}R_C, \tag{2.17}$$

また，(2.14)，(2.15)，(2.16)式より，

$$\frac{de_{12}^v}{de_2^v} = \frac{\exp(\theta_1/T_{12})}{(T_{12}/\theta_1)^2\{\exp(\theta_1/T_{12})-1\}^2}\cdot\frac{(T_{12}/\theta_2)^2\{\exp(\theta_2/T_{12})-1\}^2}{\exp(\theta_2/T_{12})}+2$$

$$= \frac{(e_1^v)^2\exp(\theta_1/T_{12})}{(e_2^v)^2\exp(\theta_2/T_{12})}+2 = \frac{(e_1^v)\frac{e_1^v+R_C\theta_1}{e_1^v}}{(e_2^v)\frac{e_2^v+R_C\theta_2}{e_2^v}}+2 = \frac{e_1^v(e_1^v+R_C\theta_1)}{e_2^v(e_2^v+R_C\theta_2)}+2. \tag{2.18}$$

(2.18)式を(2.7)式の両辺に乗じると以下の振動エネルギー表示型の緩和方程式を得る。

$$\dot{q}_2 = \frac{de_2^v}{de_{12}^v}\cdot\frac{de_{12}^v}{dt} = \left\{\frac{e_1^v(e_1^v+R_C\theta_1)}{e_2^v(e_2^v+R_C\theta_2)}+2\right\}^{-1}\left(-\Delta e_2^v + \frac{3\theta_3}{\theta_3}\Delta e_{32}^v\right). \tag{2.19}$$

上式を用いれば各計算ステップにおいて $e_v^2$が求まり，計算時間が短縮される。[7)]

C．振動緩和定数

前述の振動緩和方程式系に使用される振動緩和定数 $K_C$, $K_N$, $P_C$, $Q_{CN}$ は振動緩和時間 $\tau$ の逆数に対応する。一般に混合気体中の緩和定数は平行抵抗則 (Parallel Resistance Rule) により求めることができ，本研究の $CO_2$–$N_2$–He 系混合気体に対する緩和定数は次式で表わされると仮定する。

$$K_C = X_N K_{C-N} + X_C K_{C-C} + X_H K_{C-H}, \tag{2.20}$$

$$K_N = X_H K_{N-H}, \tag{2.21}$$

$$Q_{CN} = X_N Q_{N-C}, \tag{2.22}$$

$$P_C = X_N P_{C-N} + X_C P_{C-C} + X_H P_{C-H}, \tag{2.23}$$

ここで，$X_j$：$j$ 種気体のモル分率 ($j$ = $CO_2$, $N_2$, He), $K_{i-j}$, $Q_{i-j}$, $P_{i-j}$：$i$ 種と $j$ 種気体分子の衝突による緩和定数 (1/s) であり，

$$\left.\begin{aligned} &K_{C-N}=\frac{1}{\tau_{2N}}, \quad K_{C-C}=\frac{1}{\tau_{2C}}, \quad K_{C-H}=\frac{1}{\tau_{2H}}, \quad K_{N-H}=\frac{1}{\tau_{NH}}, \quad Q_{N-C}=\frac{1}{\tau_{NC}}, \\ &P_{C-N}=\frac{1}{\tau_{3N}}, \quad P_{C-C}=\frac{1}{\tau_{3C}}, \quad P_{C-H}=\frac{1}{\tau_{3H}}. \end{aligned}\right\} \tag{2.24}$$

これらの緩和時間は文献(8)に示されたデータを最小自乗近似することにより得られている[2)]。ただし，常温以下の範囲のデータは常温付近のデータを一次外挿して求める。

## 2．6　振動平衡流

振動平衡流は $CO_2$レーザーを解析するにあたり亜音速流部で成立すると仮定される。分子の振動エネルギーを考慮したよどみ点エンタルピーは一般的に次式で与えられることが統計熱力学により知られている。

$$H=C_pT+\sum_l C_j e_l^{ve}+\frac{u^2}{2}=C_pT_0+\sum_l C_j e_{l_0}^{ve}, \tag{2.25}$$

ただし，

$$e_l^{ve}=\frac{g_l R_j \theta_l}{\exp(\theta_l/T)-1} \tag{2.26}$$

ここで，$C_p$：定圧比熱，(J/kgK), u：流速 (m/s) であり，$g_l$, $\theta_l$：$l$ 振動モードの縮退度，振動特性温度 (K), 添字 e, o は各々振動平衡状態，よどみ点状態を表わし，$e_l^{ve}$は縮退度を考慮した $l$ モードの平衡振動エネルギー (J/kg) である。

上式の $C_p$ は本解析の $CO_2$–$N_2$–He 系混合気体に対しては次のように示される。

$$C_p=\left\{\frac{8}{2}X_C+\frac{7}{2}X_N+\frac{5}{2}X_H\right\}R. \tag{2.27}$$

また定常流に対する質量流量は次式から求められる。

$$Q=\rho uA=\rho^{*}a^{*}A^{*}, \tag{2.28}$$

ここで，Q：質量流量 (kg/s), a：音速 (m/s), $\rho$：密度 (kg/m$^2$)，A：流路断面積 (m$^2$) であり，添字＊はノズルスロート部の値を示す。

(2.28)式を(2.25)式に代入すると次式が得られる。

$$H=C_pT+\sum_l C_j e_l^{ve}+\frac{a^{*2}}{2}\left(\frac{\rho^{*}A^{*}}{\rho A}\right)^2. \tag{2.29}$$

振動平衡流中の比熱比$\gamma$は次式で表わされる。$C_v$は定容比熱である。

$$\gamma=\frac{C_p+\sum_l C_j\frac{de_l^{ve}}{dT}}{C_v+\sum_l C_j\frac{de_l^{ve}}{dT}} \tag{2.30}$$

一方(2.26)式をTで微分すると，

$$\frac{de_l^{ve}}{dT}=\frac{g_l R_j \exp(\theta_l/T)(\theta_l/T)^2}{\{\exp(\theta_l/T)-1\}^2} \tag{2.31}$$

なる関係式が求められるから$\gamma$は次式のようになる。

$$\gamma=\frac{C_p+\sum_l\left[C_j g_l R_j\frac{\exp(\theta_l/T)(\theta_l/T)^2}{\{\exp(\theta_l/T)-1\}^2}\right]}{C_v+\sum_l\left[C_j g_l R_j\frac{\exp(\theta_l/T)(\theta_l/T)^2}{\{\exp(\theta_l/T)-1\}^2}\right]} \tag{2.32}$$

よどみ点エンタルピーHをスロートにおける諸量で表わせば次式のようになる。

$$H=C_pT^{*}+\sum_l C_j e_l^{ve*}+\frac{\gamma^{*}RT^{*}}{2} \tag{2.33}$$

熱力学第一法則と気体が完全ガスの状態方程式を満足すると仮定すると圧力と温度の関係式は次のように表わされる。

$$\frac{p}{p_0}=\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{C_P}{R}}\prod_l\left[\exp\left\{\frac{X_j}{R_j}\left(\frac{e_l^{ve}}{T}-\frac{e_{l0}^{ve}}{T_0}\right)\right\}\left(\frac{e_l^{ve}+g_l R_j\theta_l}{e_{l0}^{ve}+g_l R_j\theta_l}\right)^{X_j g_l}\right] \tag{2.34}$$

## 2.7　放電振動励起に関する理論

A．気体放電の基本形態

気体放電は自続放電と非自続放電に大別される。非自続放電は放電電流Iが外的に供給される荷電粒子量に依存する状態で，両極間の電流密度は小さく気体励起用には適さない。自続放電は外的荷電粒子供給を断っても放電電流が通じている状態であり，電子と気体粒子の衝突による電子生成と消滅の過程がつり合っており，グロー放電が代表的な放電形態である。特定気体中のグロー放電に対しては電子生成消滅速さを決定する重要なパラメータE/N（電界と気体粒子数密度の比）が一定となることが知られている。

気体分子の振動励起に最適な放電形態は正規グロー放電と呼ばれ，この時放電気体は弱電離プラズマの状態にある。この状態で電流が増加すると陰極面上で電流密度一定のまま放電面積が増

大し，さらに電流が増加すると放電は異状グロー放電を経てアーク放電へ移行する。アーク放電では強電離プラズマが形成され，放電エネルギーが分子の解離などに使われてしまい分子振動励起には適さない。つまり本研究ではグロー放電を維持しながら放電電力を超音速流中で増加させることがひとつの目標となる。

図２－５はグロー放電における電位，電界，電子電流密度の極間方向分布である。陰極暗部では諸量の勾配が大きく，特に電位降下量は陰極降下電圧 $V_{CF}$と呼ばれ接触抵抗に相当し，放電部材質や面積，放電気体によって決まり分子振動励起には関係しない。陰極暗部以外では電界や電子電流密度がほぼ一定となる。

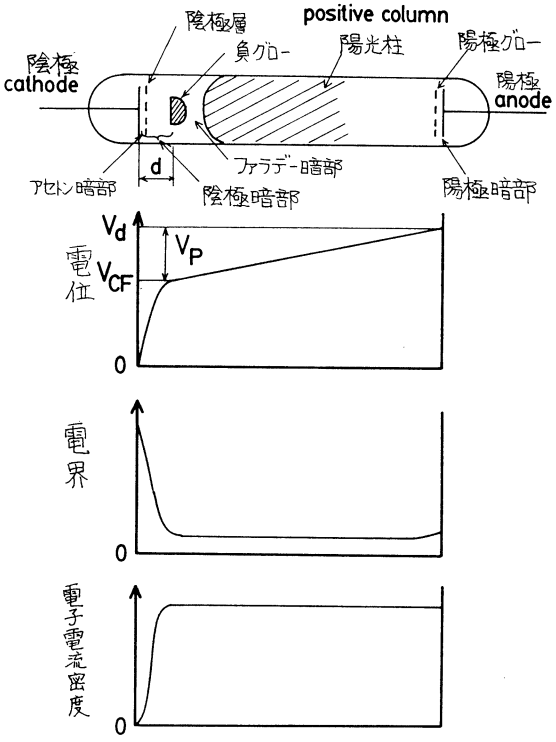



**図２－５**　グロー放電における諸量の軸方向分布

グロー放電に対する不安定性として，局所的温度上昇による熱的不安定性と電子数釣り合いによる付着不安定性が存在する。前者の熱的不安定性を減少させる手段としては，熱伝導率の大きな気体を添加することや強制対流冷却法が考えられる。本研究では $N_2$を超音速流とするため安定性効果が期待できる。後者の擾乱として電子数密度増加による電子温度の減少に伴い，電離過程，再結合過程，電子付着過程，および電子分離過程の間の速度バランスが壊れ，電子消滅速度の総和としての減少が電離速度の減少より激しい場合は不安定となる。

気体の自続放電では上述の機構により安定作動領域は制限され，レーザー励起手段としての最適放電領域とは異なることが多い。この欠点を克服する方法として電子ビームによる電離，予備電離を利用するもの，無声放電 (SD) や SAGE[9] が考えられる。

B．　放電振動励起の基礎

通常の予混合型放電励起 $CO_2$レーザーの場合の励起機構は次のように説明される。一般的に使用される $CO_2$–$N_2$–He 混合気体中のグロー放電陽光柱内で１個の電子が持つエネルギーは平均し

て数 eV であり，この電子エネルギー範囲では $N_2$ や $CO_2$分子は大きな振動励起衝突断面積を持つ。このため $N_2$や$CO_2$は陽光柱内で電子衝突により効率良く振動励起される。振動励起は $N_2$の $\nu_N$モード，$CO_2$の $\nu_1$，$\nu_2$，$\nu_3$モードの全モードに対してなされるが，失活第三体の He により $\nu_2$モードの振動エネルギーは速く緩和する。従って上位準位 $CO_2$(001) と下位準位 $CO_2$(100) との間に数密度反転が形成される。レーザーの大出力化のためには $\nu_N$または $\nu_3$モードに効率良くエネルギーを供給し，下位準位の $\nu_2$モードの数密度を減少させることが必要であり，気体の並進温度は低い方が望ましい。そのためレーザー気体の混合比の調整，気体の強制対流冷却，電離電圧の低い気体の添加，予備電離による E/N の低下など，放電の安定化と放電気体中の電界の最適化について現在まで多数の研究がなされている。

上記の予混合型レーザーに対し，$CO_2$–$N_2$混合型レーザーでは $N_2$の放電振動励起後に混合と共鳴衝突遷移により $CO_2$（001）へ振動エネルギーを供給するため上位準位を選択的に励起できるので結果として強い数密度反転を形成することが可能となる。

C．　電子衝突の素過程と電子の分布関数

気体中の放電では電子と気体粒子（分子や原子）との衝突過程として弾性・非弾性衝突過程などが考えられる。弾性衝突過程は衝突前後で運動量と運動エネルギーの和が保存される過程で，非弾性過程は電子の運動エネルギーの一部が他形態のエネルギーに変換される過程である。

電子と気体粒子（中性粒子を含む）の非弾性衝突過程として以下のものが考えられる。

$$e + X \longrightarrow X^* + e \tag{a}$$

$$e + X^* \longrightarrow X^{**} + e \tag{b}$$

$$e + X^* \longrightarrow X + e \tag{c}$$

$$e + X \longrightarrow X^+ + e + e \tag{d}$$

$$e + X^* \longrightarrow X^+ + e + e \tag{e}$$

$$e + XY \longrightarrow X^- + Y \tag{f}$$

$$e + XY^+ \longrightarrow X^* + Y \tag{g}$$

$$e + XY \longrightarrow X + Y + e \tag{h}$$

ここで X, Y は気体粒子，上添字＊，＋，－は各々励起状態，正イオン，負イオンを表す。式(a)と(b)は電子衝突による気体粒子の励起過程，式(c)は電子と励起粒子との衝突により励起粒子が基底状態へ遷移する過程で超弾性衝突過程と呼ぶ。式(d)と(e)は気体粒子の電離過程，式(f)は衝突により気体分子が解離し，一方の粒子が負イオンとなる過程（解離付着過程），式(g)は電子衝突により正電荷を帯びた分子が解離して１個の励起粒子と１個の基底状態粒子となる過程（解離再結合過程），式(h)は気体分子の解離過程を表している。

いま静止した気体粒子と１個の速度 $v$ の電子が $i$ 種の衝突過程を起こす頻度 $\nu_i(v)$ は次式で得

られる。

$$\nu_i(v)=N_i Q_i(v) v, \tag{2.35}$$

ここで $N_i$は $i$ 種の電子衝突過程に関係する気体粒子数密度(1/m³)，$Q_i(v)$ は $i$ 種衝突断面積(m²)である。低圧（数 Torr）での自続放電中では気体粒子の熱速度は電子の平均熱速度に較べ$10^{-3}$程度と遅く無視することができる。放電気体中には様々な速度を持った電子が存在するが，速度 $v$ を持つ電子数分布は速度分布関数 f により表され，$i$ 種の衝突過程が起こる正味の頻度は次式で与えられる。

$$\nu_i=N_i\int_0^\infty Q_i(v) v f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\, d^3v \tag{2.36}$$

ここで $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ は電子速度分布関数 (s³/m⁶), $\mathbf{r}$ は位置ベクトル，$\mathbf{v}$ は速度ベクトルである。分布関数は電子数密度 $n_e$と次のように関係づけられる。

$$\int_0^\infty f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\, d^3 v=n_e(\mathbf{r}, t)\ . \tag{2.37}$$

いわゆる平衡状態の分布関数は速度空間において等方的で，この時は電子の速さ分布関数が決定できる。球座標を用いて電子数密度を記述すると，

$$\begin{aligned} n_e(\mathbf{r}, t) &= \int_0^\infty\int_0^{2\pi}\int_0^\pi f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) v^2 \sin\theta\, d\theta\, d\phi\, dv \\ &= \int_0^\infty 4\pi v^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\, dv \\ &= \int_0^\infty f(\mathbf{r}, v, t)\, dv \end{aligned} \tag{2.38}$$

となる。ゆえに電子に対する速さの分布関数 $f(\mathbf{r}, v, t)$ は

$$f(\mathbf{r}, v, t) = 4\pi v^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \tag{2.39}$$

であり，分布が空間的に一様で定常状態であれば次式となる。

$$f(v) = 4\pi v^2 f(\mathbf{v}). \tag{2.40}$$

上記の議論と同様に電子のエネルギー分布関数 $f(\varepsilon)$ は電子のエネルギー $\varepsilon$ によって次のように表現される。

$$n_e=\int_0^\infty f(\varepsilon)\, d\varepsilon\ . \tag{2.41}$$

弾性衝突過程に比べて非弾性衝突過程が無視できる場合の電子エネルギー分布は Maxwell 分布に従うが，大出力，高効率レーザーには強い放電励起が必要であり電子エネルギー分布が Maxwell 分布から外れる可能性がある。この場合の正確なエネルギー分布関数はボルツマン (Boltzmann) 方程式を解くことで求められる。

D.　電子のボルツマン方程式

ボルツマン方程式は物理空間，速度空間を含めた6次元位相空間における連続の式であり外力ベクトルを F，衝突項をSとして次の形で表現される。

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\Delta_r f+\frac{\mathbf{F}}{m_e}\cdot\Delta_v f=S=\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{collision} \quad (2.42)$$

上式を電界中の定常，一様な電子の分布に適用し変形すると，最終的に次式を得る。

$$\frac{1}{3}\left(\frac{E_z}{N}\right)^2\frac{d}{d\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{Q_{m_1}}\cdot\frac{\partial f}{\partial\varepsilon}\right)+\frac{2m_e}{M}\frac{d}{d\varepsilon}(\varepsilon^2 Q_{m_2} f)+\frac{2m_e k_B T}{Me}\frac{d}{d\varepsilon}\left(\varepsilon^2 Q_{m_2}\frac{df}{d\varepsilon}\right)$$

$$+\sum_j(\varepsilon+\varepsilon_j)f(\varepsilon+\varepsilon_j)\phi_j Q_j(\varepsilon+\varepsilon_j)-\varepsilon f(\varepsilon)\sum_j\phi_j Q_j(\varepsilon)+\sum_j(\varepsilon-\varepsilon_j)f(\varepsilon-\varepsilon_j)\phi_j Q_j(\varepsilon-\varepsilon_j)$$

$$-\varepsilon f(\varepsilon)\sum_j\phi_{-j}Q_{-j}(\varepsilon)=0 \quad . \quad (2.43)$$

ここで $Q_j$，$Q_{-j}$ は $j$ 種の非弾性衝突過程と超弾性衝突過程の電子衝突断面積($m^2$)，$\varepsilon_j$は1回の $j$ 種非弾性衝突により電子が失うエネルギー(eV)，$\phi_j$，$\phi_{-j}$は $j$ 種の非弾性衝突過程と超弾性衝突過程に関係する分子モル分率，$E_Z$は電界ベクトルのZ方向成分，e は電子の電荷（$1.6021892\times10^{-19}$ C)，$k_B$はボルツマン定数（$1.380662\times10^{-23}$ J/K)，M は気体粒子の平均質量(kg)，$Q_{m_1}$は弾性衝突断面積の平均値($m^2$)，$Q_{m_2}$は加重平均値($m^2$)，$\varepsilon$ と $f(\varepsilon)$ は

$$\varepsilon=\frac{m_e v^2}{2e}\ ,\quad f(\varepsilon)=\frac{4\sqrt{2}\,\pi}{m_e^{\frac{3}{2}}}f_0(v)$$

である。ただし $f(\varepsilon)$ は規格化されており，$\varepsilon$ と $\varepsilon+d\varepsilon$ のエネルギー範囲に存在する電子の割合は $\varepsilon^{1/2}f(\varepsilon)\,d\varepsilon$ である。

式(2.43)の左辺第1項は電界による電子エネルギー利得過程，第2項は弾性衝突による電子エネルギー損失過程，第3項は低いエネルギーの電子と気体温度に対応した高いエネルギーを持つ僅かな気体粒子との衝突による利得過程，第4項は $j$ 種の非弾性衝突過程により $\varepsilon+\varepsilon_j$のエネルギーを有する電子が $\varepsilon_j$のエネルギーを失う過程，第5項は $j$ 種非弾性衝突過程によりエネルギー $\varepsilon$ の電子が $\varepsilon_j$のエネルギーを失う過程，第6・7項は基本的に第4・5項の逆過程で，超弾性衝突による利得過程である。上式を数値的に解くことにより電子エネルギー分布関数が得られる。

E.　振動励起速度定数と輸送係数

気体放電における様々な電子衝突過程の速度定数や輸送係数は前節(2.43)式を解いて得られる電子エネルギー分布関数を用いて計算される。放電中の $i$ 種の電子衝突過程に対する粒子1モルあたりの速度定数 $k_i^e$ ($m^3$/mol・s) は分布関数 $f(\varepsilon)$($eV^{-3/2}$) から次式により得る。

$$k_i^e = \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty Q_i(\varepsilon) \cdot N_A \varepsilon f(\varepsilon)\, d\varepsilon \ , \tag{2.44}$$

ここで $N_A$はアボガドロ数（$6.022045 \times 10^{23}$1/mol）である。例えば電子衝突により $N_2$の振動量子数が $v$ だけ増加する過程の速度定数 $k_{Nv}^e$は次式から求められる。

$$k_{Nv}^e = \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \sigma_{NV,v}(\varepsilon) \cdot \varepsilon f(\varepsilon)\, d\varepsilon \ . \tag{2.45}$$

ここで $\sigma_{NV,v}(\varepsilon)$は$N_2$の振動量子数が $v$ だけ励起される過程の衝突断面積 ($m^2$/mol) である。

気体放電において電子は電界と逆方向に加速され，平均として電界と反対方向に運動するが，この速度をドリフト速度 $v_d$ (m/s) と呼び以下で求められる。

$$v_d = -\frac{1}{3}\frac{E}{y}\left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\sigma_{m_1}(\varepsilon)} \frac{df}{d\varepsilon} d\varepsilon \ , \tag{2.46}$$

ここで y は気体粒子モル密度 (mol/$m^3$), $\sigma_{m_1}(\varepsilon) = Q_{m_1}(\varepsilon) \cdot N_A$ ; 粒子 1 モルあたりの弾性衝突断面積の平均値 ($m^2$/mol) である。

また，平均電子エネルギー $\bar{\varepsilon}$ (eV), 換算平均電子エネルギー $\bar{\varepsilon}_r$ (eV), 換算電子温度 $T_e$ (K), 放電気体の単位断面積あたり電流値 J (A/$m^2$), 単位体積あたり放電電力密度 W (W/$m^3$), $j$ 種の非弾性衝突過程に対するパワー密度 $W_j$ (W/$m^3$), 気体の直接加熱に対するパワー密度 $W_H$ (W/$m^3$) などが以下の式から求められる。

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^\infty \varepsilon^{\frac{3}{2}} f(\varepsilon)\, d\varepsilon = \frac{3}{2}\bar{\varepsilon}_r \ , \tag{2.47}$$

$$T_e = \frac{2e}{3k_B}\bar{\varepsilon} \ , \tag{2.48}$$

$$J = e\, n_e\, v_d \ , \tag{2.49}$$

$$W = JE = e\, E\, n_e\, v_d \ , \tag{2.50}$$

$$W_j = \phi_j\, e\, \varepsilon_j\, n_e\, y k_j^e \ , \tag{2.51}$$

$$W_H = e n_e\, y \frac{2m_e}{M}\left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \sigma_{m_1}(\varepsilon)\varepsilon^2 f(\varepsilon)\, d\varepsilon \ . \tag{2.52}$$

また電子衝突振動励起過程の励起効率（電子エネルギーの変換割合）$\eta_{NV}^e$は次式となる。

$$\eta_{NV}^e = \frac{\sum_r^{v_{max}} W_{Nv}}{W} = \frac{\phi_{NV} y}{E v_d} \sum_r^{v_{max}} \varepsilon_{Nv}\, k_{Nv}^e \ , \tag{2.53}$$

ここで$v_{max}$は衝突励起過程で考慮される $N_2$の振動量子数差の最大値，$W_{Nv}$は$N_2$の衝突振動励起の過程の励起パワー密度 (W/$m^3$), $\varepsilon_{Nv}$は$N_2$の $v$ 振動準位の持つエネルギー (eV) である。

$CO_2$レーザーで使用する $N_2$，He 気体中の電子励起と電離過程に対する励起効率 $\eta_E^e$，$\eta_I^e$は各々以下で表される。

$$\eta_E^e=\frac{W_{NE}+W_{HE}}{W}=\frac{y}{Ev_d}\left(\phi_{NE}\sum_{j=1}^{6}\varepsilon_{NEj}\,k_{NEj}^e+\phi_{HE}\sum_{j=1}^{3}\varepsilon_{HEj}\,k_{HEj}^e\right),\tag{2.54}$$

$$\eta_I^e=\frac{W_{NI}+W_{HI}}{W}=\frac{y}{Ev_d}(\phi_{NI}\,\varepsilon_{NI}\,k_{NI}^e+\phi_{HI}\,\varepsilon_{HI}\,k_{HI}^e),\tag{2.55}$$

ここで添字NとHは$N_2$とHe，添字EとIは電子励起と電離過程を示している。

一方$N_2$の電子衝突振動励起過程の逆過程の速度定数は詳細釣り合いの原理を用いることにより次式から計算される。

$$k_{NSv}^e=\left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}\int_0^\infty\sigma_{NV,v}(\varepsilon+\varepsilon_{Nv})(\varepsilon+\varepsilon_{Nv})\,f(\varepsilon)\,d\varepsilon\ ,\tag{2.56}$$

ここで$k_{NSv}^e$は衝突により$N_2$の振動量子数が$v$だけ減少する過程の速度定数($m^3$/mol・s)である。この過程に対する励起効率は

$$\eta_{NVS}^e=\frac{y}{Ev_d}\sum_{v}^{v_{max}}\phi_{NSV}\,\varepsilon_{Nv}\,k_{NSv}^e\tag{2.57}$$

であり，$N_2$の振動励起過程の正味の励起効率は$\eta_{NV}^e-\eta_{NVS}^e$で与えられる。

以上の速度定数や輸送係数はLowke[10]らにより$CO_2$–$N_2$–He混合気体中のものが，Nighan[11]によって$N_2$–CO–$CO_2$–He系のものが研究されている。

### 2．8　放電混合型$CO_2$高速気流レーザー解析への適用

本研究は前節までの理論を放電混合型$CO_2$高速気流レーザーへ適用しようとするものであるが，ここでは解析に必要な仮定と方程式系に関して記す。実際の解析手順と数値解析結果，および実験との比較は次報以降の報告に待つものとする。

$CO_2$レーザーの理論を本研究における実際の装置に適用するに際しては，装置内の流路を$CO_2$超音速ノズル膨張部，$N_2$超音速ノズル膨張部，超音速放電区間，混合区間，混合されたレーザー媒質の流れる区間などに大別して解析を行う。$CO_2$–$N_2$–He系の分子振動緩和を伴う流れ全体としては，気体は完全気体の状態方程式を満足し，気体分子の並進，回転のエネルギー状態は平衡となっており，ノズル壁などと気体の間の熱の出入りと，流れ中の衝撃波などの乱れはなく，気体の電離や解離は放電部までは無視でき，分子振動状態はノズルスロート上流では平衡であるような定常，非粘性の準一次元流であると仮定する。さらに$CO_2$–$N_2$系の振動エネルギー移動は三振動モードモデルにより記述されるものとする。

超音速放電区間を通過する流れでは，上記仮定に加えて，区間中の電界は一定である，単位体積あたりの放電電力は一定である，区間では正規グロー放電が形成されている，区間を通過する気体は$N_2$または$N_2$＋ Heである，流路断面積は一定である，陰極暗部の厚さは無視できる，$N_2$の電子衝突振動励起以外に消費されるエネルギーは気体の加熱に使用される，などの仮定を行う。

上記仮定に基づき，準一次元の連続の式，運動量の式，および第２．５節Ｂで述べた振動緩和方程式が成立する。超音速放電部ではこれらの方程式の一部が次のように表される。よどみ点エンタルピーの式

$$\frac{dH}{dx}=\frac{W}{\rho v}, \tag{2.58}$$

$N_2$の振動緩和方程式

$$\frac{de_N^v}{dx}=-\frac{K_N}{v}\left\{e_N^v-\frac{R_N\theta_N}{\exp\left(\frac{\theta_N}{T}\right)-1}\right\}+\frac{W\eta^e}{\rho v C_N}. \tag{2.59}$$

上式におけるエネルギー変換効率 $\eta^e$は放電効率 $\eta_p$と陽光柱内の $N_2$振動エネルギー変換効率 $\eta_{NV}^e$を用いて

$$\eta^e=\eta_p\cdot\eta_{NV}^e \tag{2.60}$$

と表される。これらの方程式を連立させ数値解析を行うと実際の超音速流れとレーザー特性を得ることができる。

## ３．放電混合型 $CO_2$高速気流レーザーの実験

本研究の放電混合型 $CO_2$レーザーに関する実験は，主として放電特性測定と放電電力，混合後の距離，貯気槽圧力比とレーザー光増幅率である微小信号利得係数（ゲイン）の関係に対する計測により行われた。以下に本実験で使用された実験装置および実験方法について記す。

### ３．１　実験装置

Ａ．　設計方針

本実験装置は以下の条件を満足するように設計，製作された。

ａ）$CO_2$と $N_2$別々の超音速ノズル流を形成し，出口ではできるだけ速やかに混合する。

ｂ）$N_2$超音速流中のグロー放電を用い振動励起する。また充分な振動励起を行うために放電距離を確保する。できれば放電距離は可変とする。

ｃ）放電状態と流れの様子が可視化できるように，キャビティや放電部には透明な材料を使用する。

ｄ）ノズルの交換，放電距離の設定変更などが容易に行える構造とする。

以上の条件を考慮して製作された実験装置は，$N_2$貯気槽部，ガラス管超音速放電部，$CO_2$貯気槽ならびに超音速ノズルブロック，キャビティ部などの主要部から構成される。図３－１に実験装置の概略を示す。以下に各部の詳細を述べる。

B.　$CO_2$および$N_2$超音速ノズルと放電部

$N_2$と$CO_2$超音速ノズルは流れの混合距離を短縮するために小径ノズルを複数個配置するものとした。$N_2$超音速ノズルは陰極を兼ねるため黄銅製とし，スロート直径3㎜，出口直径7㎜，断面積比5.44，出口マッハ数約3.2の円錐を4本並列に並べた。$CO_2$ノズルはスロート直径2㎜，出口直径5㎜，断面積比6.25，出口マッハ数約3.4で2列10本を配置した。両円錐ノズルの半頂角は15°である。

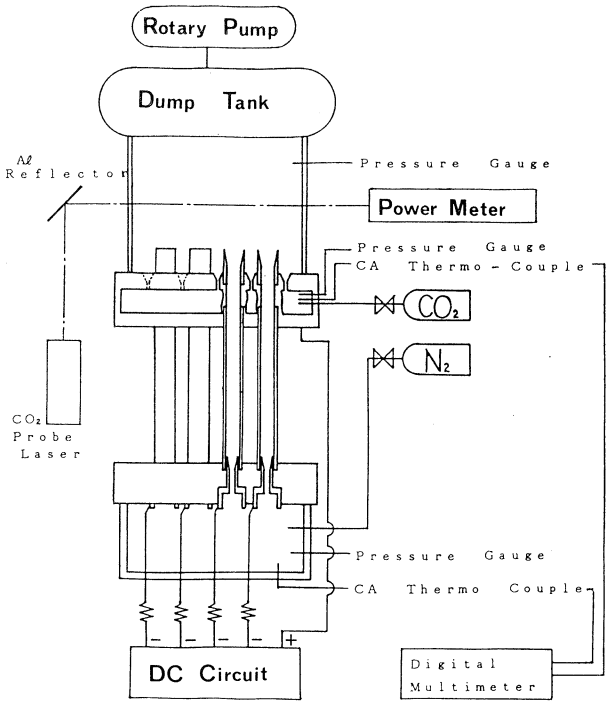



図3－1　実験装置概略図

放電部は内径8㎜のガラス円管とし，$N_2$超音速ノズルとガラス管出口の黄銅ブロックとの間にグロー放電を形成する。放電距離は通常は最大85㎜で，$N_2$ノズル下流へのアルミ製または黄銅製筒の取り付け，あるいはガラス管の交換で放電距離の調整を行う。

C.　貯気槽部とキャビティ部

$N_2$側貯気槽部は厚さ10㎜のアクリル製で，ネジ込ミ式$N_2$ノズルの脱着が可能となっている。また貯気槽には$N_2$供給用のシンフレックスチューブ金具と静圧測定孔金具が取りつけられる。

$CO_2$貯気槽部は陽極を兼ねる黄銅ブロックに孔けた$\phi$12㎜の筒状形状で，両側から$CO_2$が供給され，アダプターを介して貯気槽圧力測定用孔の金具が取り付けられている。

キャビティ部は厚さ20㎜のアクリル製で流路は14×84㎟の矩形断面を有している。$CO_2$側ノズル出口から170，230，260㎜の下流位置に微小信号利得係数測定用の窓が取り付けられる。また静圧測定孔は$CO_2$ノズル出口より50，320㎜の位置に設けられている。

D.　気体給排気系と電力供給系

$CO_2$と$N_2$は各々ボンベからレギュレーターで圧力調整後，電磁弁を介して各貯気槽に供給される。$N_2$は超音速ノズル流となり放電部を通過した後，出口から同様にして超音速流となった$CO_2$

と混合しながらキャビティ測定部を流れ，ダンプタンクを通して油回転真空ポンプにて排気される。なお貯気槽部圧力とキャビティ圧力はブルドン管圧力計などで測定し，貯気槽温度は非放電状態で熱電対により計測する。

グロー放電用電源（日本測器製）は10kV，1.2A の直流電源を使用する。なお直流グロー放電は負抵抗特性を持つため，4個の放電電極と電源の間に同程度の安定化抵抗を直列接続して正抵抗特性とする。

### 3．2　実験方法

図3－2に微小信号利得係数（ゲイン）測定の概略図を示す。ゲインは自作小型 $CO_2$プローブレーザーの発振光を測定部に入射させ，レーザー媒質流れなしの時と流入時の通過レーザー光強度変動をサーモパイル型パワーメーター（日本科学エンジニアリング製）で測定し，式(2.5)に基づく次式から計算される。

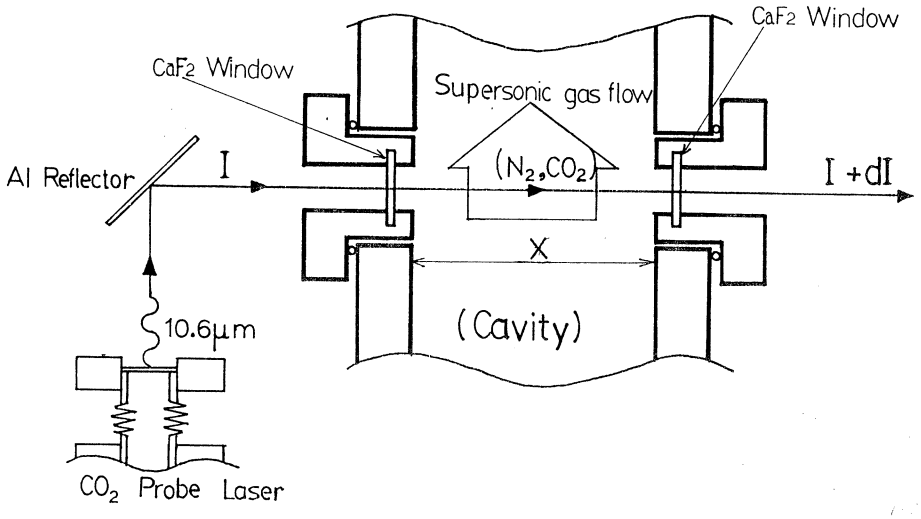



**図3－2**　微小信号利得係数の測定

$$G = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{I'}{I} \right) \tag{3.1}$$

図3－3は本実験でペンレコーダーに記録されたレーザー光強度の変動波形である。前後の低い一定部分が媒質流れなしのレーザー光強度Iで，鋭い立ち上がりの間の上昇部分がレーザー媒質通過時の光強度I′である。2本の鋭い立ち上がりは電磁弁開閉時に生じた電気ノイズによるものである。

ゲインの測定は流れ方向距離，両貯気槽圧力，放電電力などを変化させて行い，結果に放電入力密度の関係も加えて検討する。その他のパラメーターとして貯気槽温度，キャビティ内静圧，

陰極降下電圧などがある。陰極降下電圧の測定は $N_2$貯気槽圧力を変化させて放電電圧を計り，電圧を一次外挿して算出する。

## 4．実験結果と考察

### 4．1　放電状態と放電特性

図４－１に本実験の放電特性のグラフを示す。この図より放電電圧 $V_d$が電流によらずほぼ一定であり，正規グロー放電の特徴が明確に現れている。入力電力増加は電源ブレーカーが落ちる程度まで可能であるが，部分的にアーク放電に移行する場合も多く，最大電流は約0.8A で，図の放電電圧は約１kV であるので最大入力電力は約800W と判明する。この電力は放電部の工作精度に依るところも大きい。

上記より正規グロー放電が達成されているので陰極降下電圧を求める。図４－２は $N_2$貯気槽圧力 $p_N^S$を変化させ $V_d$を測定した結果である。グロー放電においては陽光柱で消費される電力（分子振動励起に用いられる

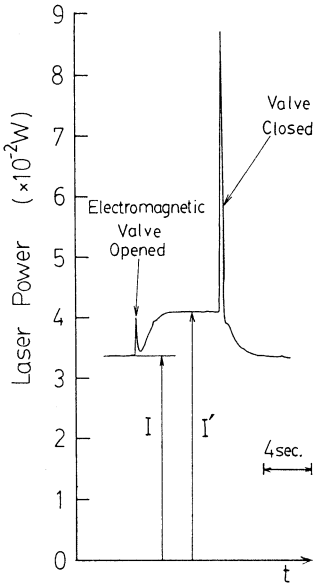



**図３－３**　測定プローブレーザー光の変動波形

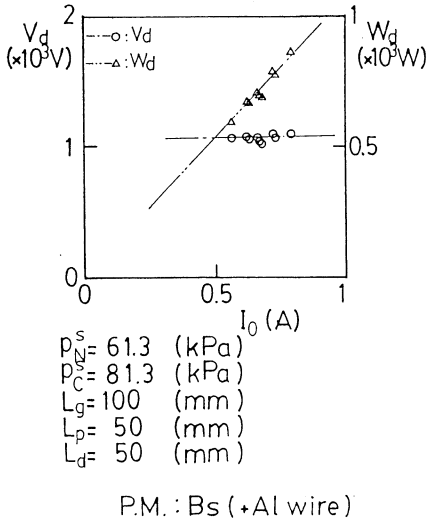



**図４－１**　放　電　特　性

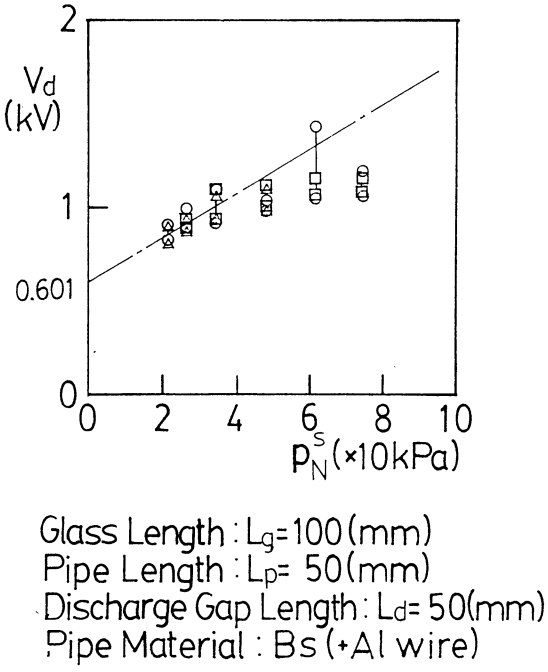
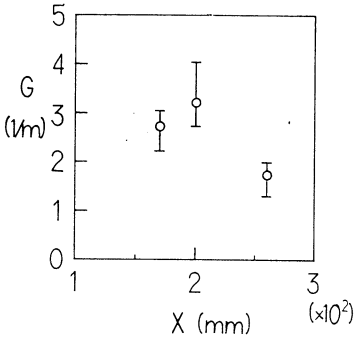



**図４－２**　$N_2$貯気槽圧力と放電電圧

正味の放電電力）は放電部圧力に比例すると仮定できるので $p_N^S$とも比例関係が成り立つ。ゆえに $p_N^S$と $V_d$の関係を一次外挿することで陰極降下電圧 $V_{CF}$が計算できる。陰極降下電圧は放電部材質や面積などで決まる値であり，この図では約600V である。

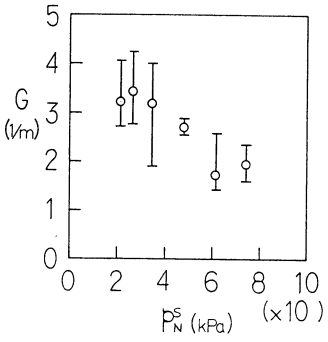
### 4．2　流れ方向微小信号利得係数（ゲイン）分布

図４－３に流れ方向ゲイン分布を示す。図より測定ゲインの最大値が約200mmにあることが判明する。流れの観察から，放電によりオレンジ色に発光した $N_2$は $CO_2$と混合するに従い紫色に変わる（$CO_2$の発光色は青である）が，全体が紫色に変化し終わる距離が約200mmの位置でゲイン最大となる距離と一致することにより，本実験装置における混合完了距離は200mm程度と推定される。$N_2$側，$CO_2$側貯気槽圧力を変化させてもこの距離の変動は少いので，ゲインの測定は主に $CO_2$ノズル出口200mm下流で行った。




$p_N^S$ = 21.3 (kPa)
$p_C^S$ = 81.3 (kPa)
$W_d$ = 420.4 − 707.7 (W)
$L_d$ = 50 (mm)
P.M. : Bs (+Al wire)

**図４－３**　流れ方向の微小信号利得係数分布




X = 200 (mm)
$p_C^S$ = 81.3 (kPa)
$W_d$ = 611.7 − 840.4 (W)
$L_d$ = 50 (mm)
P.M. : Bs (+Al wire)

**図４－４**　$N_2$貯気槽圧力とゲイン

### 4．3　$N_2$貯気槽圧力とゲインの特性

図４－４は $N_2$貯気槽圧力 $p_N^S$とゲイン G のグラフである。図中で $p_N^S$≒25kPa付近に G の最大が見られる。しかし，この点は $CO_2$貯気槽圧力 $p_C^S$を変化させると大きく変動し G の最大値も大きく変化する。これより最適 $N_2$貯気槽圧力ならびに最適混合比が存在することが明らかである。しかしながら，最適な $N_2$貯気槽圧力は装置の特性（放電部の工作精度，電源の特性など）に依るところも大きい。よって最適混合比に重点を置くこととする。

### 4．4　$N_2$，$CO_2$貯気槽圧力比ーゲイン特性

前述の最適混合比のため横軸に$N_2$，$CO_2$貯気槽圧力比$p_C^S/p_N^S$をとり，縦軸にゲインをとったのが図4－5である。最適貯気槽圧力比が約3であることがわかる。これを質量流量比に直すと約5となる。一般の$CO_2$レーザーでは$N_2$：$CO_2$：Heの混合比が4：1：5であることから考えて，この混合比は$CO_2$の濃度が非常に高く，本形式のレーザーの最大の特徴である。また失活第三体を用いずに正の，しかも2.0～4.5という高いゲインを得ていることも注目される。これは$CO_2$を超音速流とすることで並進温度を低く保ち，下位レーザー準位のエネルギーを迅速に失活させようという初期の目的が達成されたと見られる。

本研究のレーザーは混合型なので現在使用している$N_2$ガスに換えて大気の使用も可能である。しかし大気を使用する場合，ほこりや水蒸気等の不純物を測定しなければ定性的な解析は不可能である。現在のところ大気を使用した実験は行なっていない。

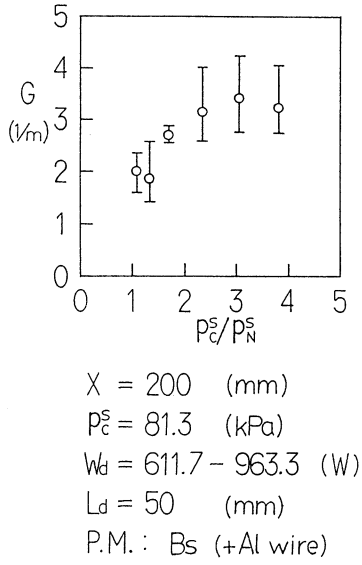



**図4－5**　両貯気槽圧力比とゲイン

### 4．5　真の放電入力密度ーゲイン特性

真の放電入力密度とは放電電力から陰極降下による消費電力を差し引いた値を$N_2$質量流量で割った値である。図4－6は横軸に真の放電入力密度，縦軸にゲインをとった図である。全体に単位質量流量あたり100～200Wという高い入力密度を示しており，本形式が励起に適していることがわかる。傾向としては入力密度の増加とともにゲインも増加する方向にあり，特に$CO_2$貯気槽圧力が高いほどこの傾向が顕著である。入力密度の増加によってさらに高いゲインが得られるように思われるが，分子の解離や放電形態の変化（グロー放電からアーク放電への移行）も考えられ，実際には限界が生じる。またこの時のE/Nを計算してみると約$2\times10^{-20}$Vm²となり，ボルツマン方程式を解いて得られる電子エネルギーの振動エネルギーへの変換効率はほぼ100％である。

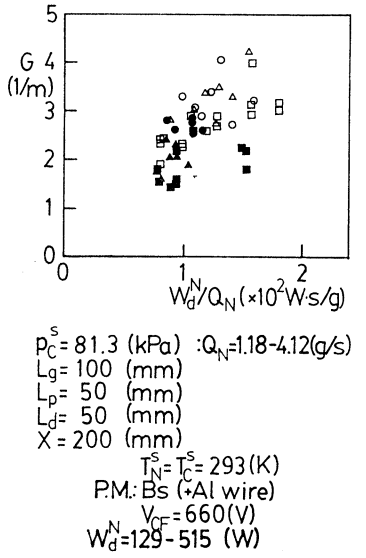



**図4－6**　真の放電入力密度とゲインの関係

## 5．ま と め

超音速中でのグロー放電振動励起を用いた混合型 $CO_2$高速気流レーザーに関して，基本特性を解明するため，圧力，入力電力，混合距離などをパラメーターとして主に微小信号利得係数の測定を行なった。微小信号利得係数は数密度反転の状態と直接対応する値であり，この値を測定することによって媒質中の数密度反転の状態を知ることができる。また理論的解析を行なうための方程式を導出した。

本研究で行なわれた放電混合型 $CO_2$高速気流レーザーの実験に関して次のことが明らかとなった。

1) $N_2$超音速流中で正規グロー放電の達成が確認された。
2) 本実験装置を用いて失活第三体を用いずに正の，しかも2.0～4.5（1/m）という非常に高いゲインを得ることができた。
3) より大きな電力を与えることによってさらに高いゲインを得る可能性がある。しかしながらグロー放電を維持したまま電力を増大するには工学的に工夫が必要である。
4) 本装置での $N_2$–$CO_2$最適混合距離は約200㎜で，目視による観測と合わせて考えると混合完了距離≒最適混合距離と見なせる。また，この距離は $N_2$ノズルと $CO_2$ノズルの中心軸間距離（約10㎜）の約20倍である。
5) $N_2$と $CO_2$の最適混合比は質量流量比で約１：５である。これは従来の $CO_2$レーザーに比較して $CO_2$流量が非常に大きな値であり，本形式が $N_2$分子の振動励起に適していることを証明している。

今後の課題としては，より大電力までグロー放電を維持させる工夫，超音速流をより長い距離，長い時間維持させること（ディフューザーなどの設定），レーザー光出力の取り出し，強度測定，数値計算と実験値との対比などが挙げられる。

本形式の放電混合型 $CO_2$高速気流レーザー装置を用いて非常に高いゲインを得ることができ，その目的である高効率でレーザー光を得る可能性が見い出された。出力に関しては今後の具体的進展に待つが，本結果の高いゲインから判断して高出力が期待できる。将来的には閉ループ作動とし，レーザー加工用や宇宙開発や軌道変更用推進機のエネルギー源などの可能性も有する高効率，大出力レーザーが期待される。

（昭和61年５月21日　受理）

## 6．参考文献

1）桜井　彪，「レーザー (Laser)〔原理から応用まで〕」，パワー社(1979).
2）山口直人，「放電混合型 $CO_2$ガスダイナミック・レーザーに関する研究」，昭和58年度室蘭工業大学修士学位論文.

3）笠松，塚本，白鳥，小原，内山，「大出力横放電 $CO_2$レーザーの開発－6 KW 機の概要とレーザー特性－」，レーザー研究，第9巻，第6号，pp. 647-657 (1981).

4）C.O. Brown, "A High Power $CO_2$ Electric Discharge Mixing Laser," UAR-J206, UNITED AIRCRAFT CORP. RESERCH LAB. (1970).

5）　広瀬，佐久間，志田，「放電混合型 $CO_2$高速気流レーザーに関する研究」，昭和59年度室蘭工業大学学士論文.

6）J.D. Anderson, Jr., "Gasdynamic Lasers: An Introduction," ACADEMIC PRESS (1976).

7）前野一夫，「局所平衡仮定下の $CO_2$–$N_2$非定常準一次元流解析法の改良」，空気力学における数値シミュレーションの研究・飛行体まわりの剝離流の解析合同シンポジウム論文，pp. 153-156 (1986).

8）R.L. Taylor, and S. Bittermann, "Survey of Vibrational Relaxation Data for Processes Important in the $CO_2$–$N_2$ Laser System," Reviews of Modern Physics, Vol.41, No.1, p. 26 (1969).

9）菱井，田中，八木，永井，田畑，「大出力レーザーの放電励起方式 (SD と SAGE)」，三菱電機技報，Vol. 60, No.3, pp. 22-24 (1986).

10）J. J. Lowke, A.V. Phelps, and B.W. Irwin, "Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of of $CO_2$–$N_2$–He laser Mixtures," J. Appl. Phys., Vol. 44, No.10, p. 4664 (1973).

11）W.L. Nighan, "Electron Energy Distributions and Collision Rates in Electrically Excited $N_2$, CO, and $CO_2$," Physical Review A, Vol. 2, No.5, p. 1989 (1970).