

CO₂ ガスダイナミック・レーザーに関する 衝撃波管の実験

小口伯郎・船曳勝之・佐藤俊逸・前野一夫

An Experimental Study on CO₂ Gasdynamic Laser by
Means of Non-Diaphragm Shock Tubes

By

Hakuro OGUCHI, Katsushi FUNABIKI,
Shunitsu SATO and Kazuo MAENO

ABSTRACT: The present paper concerns with the CO₂-GDL experiment by means of a snap-action type of shock tubes, which are devised so as to be driven by free piston quick valve instead of diaphragm breaking. A part of experiments are conducted by the tube (Type II) with an improved driven mechanism. The CO₂-N₂-He mixture is used as a test gas. The stagnation condition covers from 1.5 to 8.5 kg/cm² in pressure, and from 1,100 to 3,000°K in temperature. The laser power is measured using the Hg-Cd-Te infrared radiation detector calibrated by CW CO₂ laser. Four different types of two-dimensional nozzles and a multiple conical nozzle are employed in order to examine the effect of nozzle configuration on the laser power extracted. First, the optimum operation condition regarding laser power is examined for various stagnation pressures and temperatures. It is found that the power density depends strongly on the stagnation temperature while weakly on the stagnation pressure. Secondly, the power distributions along as well as normal to the flow direction are measured. The total power is roughly close to the one predicted by an analysis of quasi one-dimensional steady flow, but the feature of the power distribution is quite different from the one by the analysis. Moreover, the record of the power with time indicates highly oscillatory mode with many sharp spikes. The theoretical explanation will remain in future study. It should be remarked that the total power as well as the power distribution are not appreciably affected by the nozzle configuration for the throat-exit area ratio fixed so far as the present experiment is concerned.

1. は し が き

炭酸ガスレーザーは1964年に Patel により初めて発振されて以来、発振波長が赤外領域(波長 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ 付近)であり大気に吸収されにくい波長範囲内にあること、高効率の発振(連続発振型— CO_2 CW Laser—で理論効率40%程度)と大出力が可能であること、使用気体の入手が容易であり、気体分子の振動励起と失活を利用するレーザー発振なので励起温度が比較的低いこと等の有利な特性を有し、エネルギー開発等の面からも様々な研究がなされてきた。

なかでも CO_2 — N_2 混合気体の各成分気体分子および振動モード間における振動緩和時間の差を応用したノズル内振動非平衡流からのレーザー発振は Basov [1] により研究され予言されていたが、1970年 Kuehn 等 [2] により実験的にその発振が確認されて以来、いわゆる CO_2 ガスダイナミック・レーザー (CO_2 GDL) と呼ばれ、上記の特性に加えて出力が巨大であること(連続発振型で80kW、Qスイッチ等のパルス型で900kW程度)が注目され世界的に研究が進められている。実験的には Kuehn 等 [2], [3] や Gerry 等 [4] が代表的な発表を行っており、理論的には数密度反転と微小利得係数 (Small Signal Gain Coefficient) についての上記の Basov 等 [1] による定常準一次元流としての解析と Anderson, Jr. [5], [6] による非定常準一次元流の解析が、また出力解析については Lee による論文 [7] がある。日本国内においても関連するいくつかの報告がなされている [8], [9], [10]。また CO_2 GDL に利用される CO_2 , N_2 等の成分気体の分子振動緩和については Taylor と Bitterman [11] によって詳細な研究が発表されている。

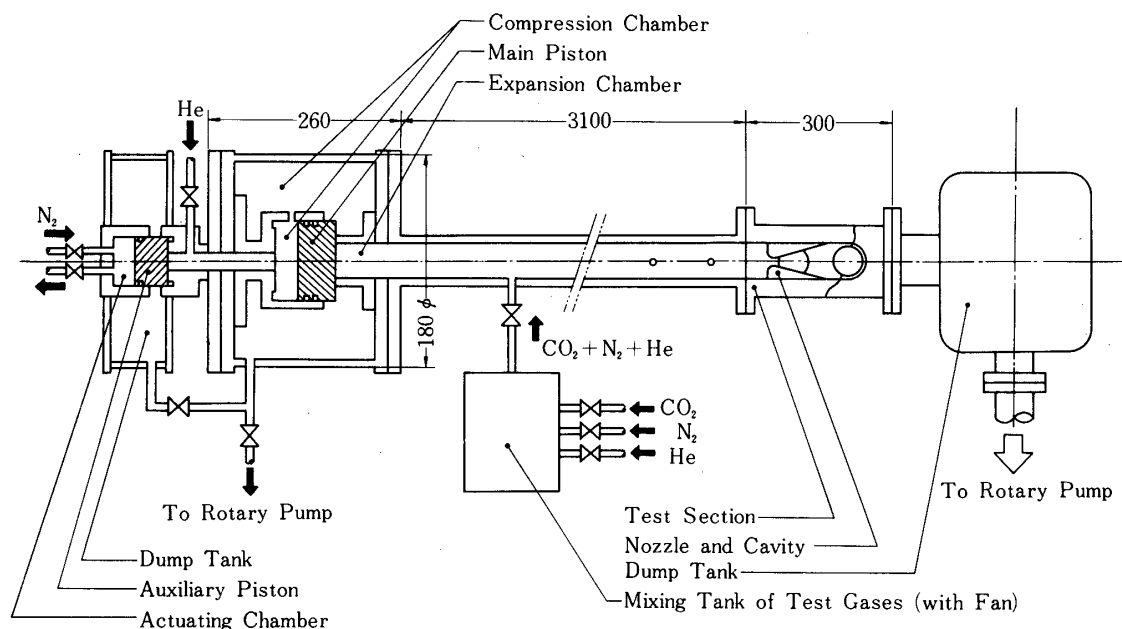
衝撃波管は最初の CO_2 GDL 発振実験に使用され、以後も GDL の有力な実験手段のひとつとなっているが、従来の衝撃波管は管内の破断膜や放電による汚染問題と繰り返し作動に長時間を要する等の難点を有していた。本報告は従来の膜破断型の衝撃波管等と作動方式の異なった無隔膜衝撃波管を用いて CO_2 GDL 発振を行わせた実験研究である。

実験は二つの型の衝撃波管により行い、その作動特性と CO_2 GDL 出力の測定、複数の測定部およびノズル形状による発振出力変化、貯気槽状態への出力依存性、透過鏡面内の GDL 出力分布等を測定した。各測定結果について若干の考察を加えて記述し、併せて我々の衝撃波管の実験装置としての可能性を確かめるものとする。なお、本実験において使用した試気体 (Test Gas) は CO_2 — N_2 — He 混合気である。

2. 実験装置と計測

2.1 衝撃波管

CO_2 GDL の発振を得るために使用した衝撃波管は従来の膜破断による衝撃波管と異なり、高速作動ピストンバルブの動作によって高圧駆動気体 (Driver Gas) が低圧試気体中へ進行を開始する無隔膜衝撃波管である。この衝撃波管の作動原理と性能等はすでに報告がなされている [12], [13]。主な特徴は高圧側にあり、バルブは主副2個のピストン(材質デルリン)より構成される。主ピストンが従来の膜に相当し、補助ピストンは主ピストンの高速作動を目的とする。この型の衝撃波管の特色は、繰り返し作動が容易であること；外気との遮断効果が高いこと；膜による管内汚染がないこと等であり、 CO_2 GDL の発振に



第 1 図 衝撃波管 I 概略図

対し膜破断型衝撃波管等よりも適した装置と考えられる。実験には二つの型の衝撃波管を使用したもので、以下にその概略を説明する。

a. 衝撃波管 I

1976 年度まで使用した衝撃波管 I の概略図を第 1 図に示す。詳細は文献 [12], [13] 等に負う。CO₂ GDL 発振の為に使用した高圧駆動気体 (Driver Gas) はヘリウムで、圧力範囲は約 4~20 気圧である。駆動圧力比 p_4 / p_1 (高圧気体と低圧試気体の圧力比) と形成された衝撃波マッハ数 M_s のデータ例を第 2 図に示す。

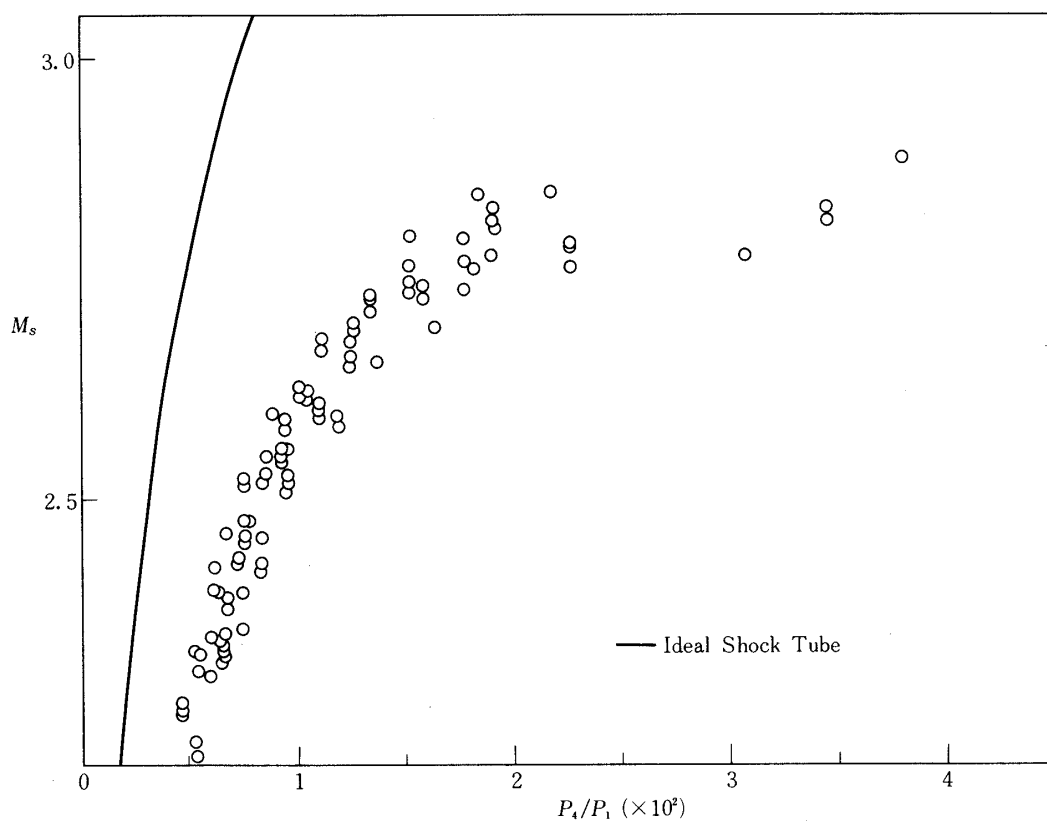
実験結果と考察の部分でも述べるが、第 14 図はこの衝撃波管により得られた反射衝撃波後方の貯気槽状態の条件 (Stagnation Condition; 入射衝撃波速度を測定し、得られたマッハ数 M_s を用いて理想気体の反射衝撃波条件式により温度 T_5 や圧力 p_5 を計算したもの) とこの貯気槽状態を用いて CO₂ GDL 発振を行わせた時の出力測定結果との関係を示すグラフであり、貯気槽の温度範囲が GDL 発振の最適条件に達していない事がわかる。貯気槽圧力に対しても同様の結果が得られた。

b. 衝撃波管 II

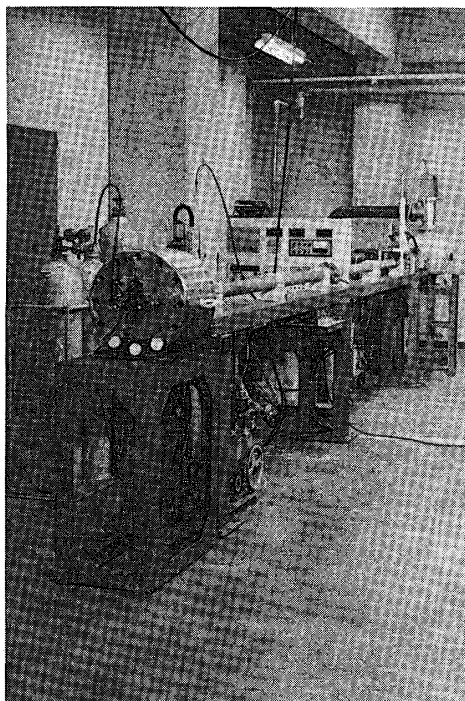
衝撃波管 I の測定結果をふまえた改良型の衝撃波管が衝撃波管 II である。衝撃波管 II の全景写真を第 3 図に、その概略図を第 4 図に示す。この衝撃波管は 1976 年後期に企画、予備実験 (文献 [14])、設計がなされ、1977 年前期に製作、6 月より作動測定を開始した。

衝撃波管 II は衝撃波管 I に比較して若干の設計変更が行われているので、以下にその特徴を記し、さらに作動について説明を加える。

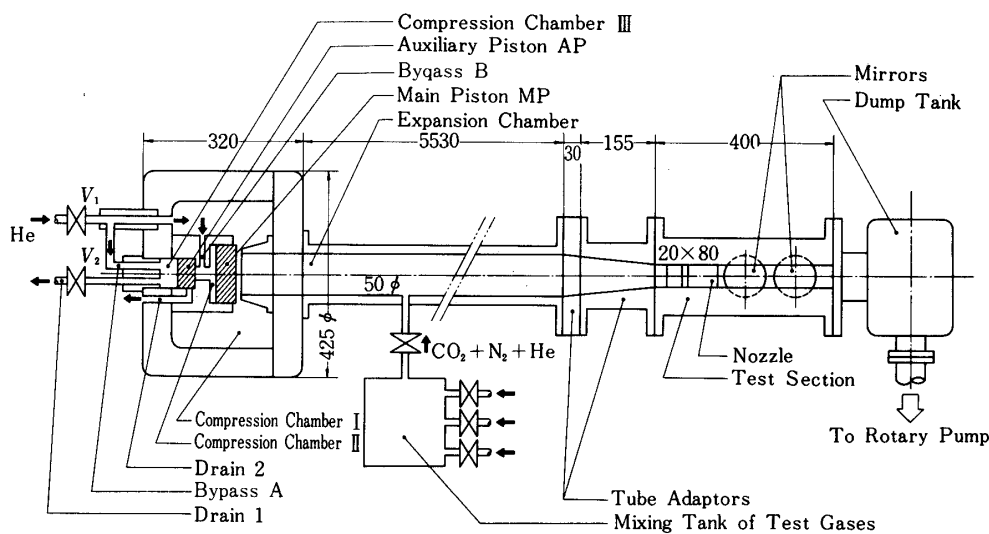
- 1) 衝撃波管 I (低圧部長さ約 3.1 m) よりも低圧部を延長し約 5.7 m とした。



第 2 図 衝撃波管 I に対する駆動圧力比 p_4/p_1 と形成衝撃波マッハ数 M_s の関係 (駆動気体 : He, 試気体 : 10 % CO_2 - 40 % N_2 - 50 % He)



第 3 図 衝撃波管 II 全景

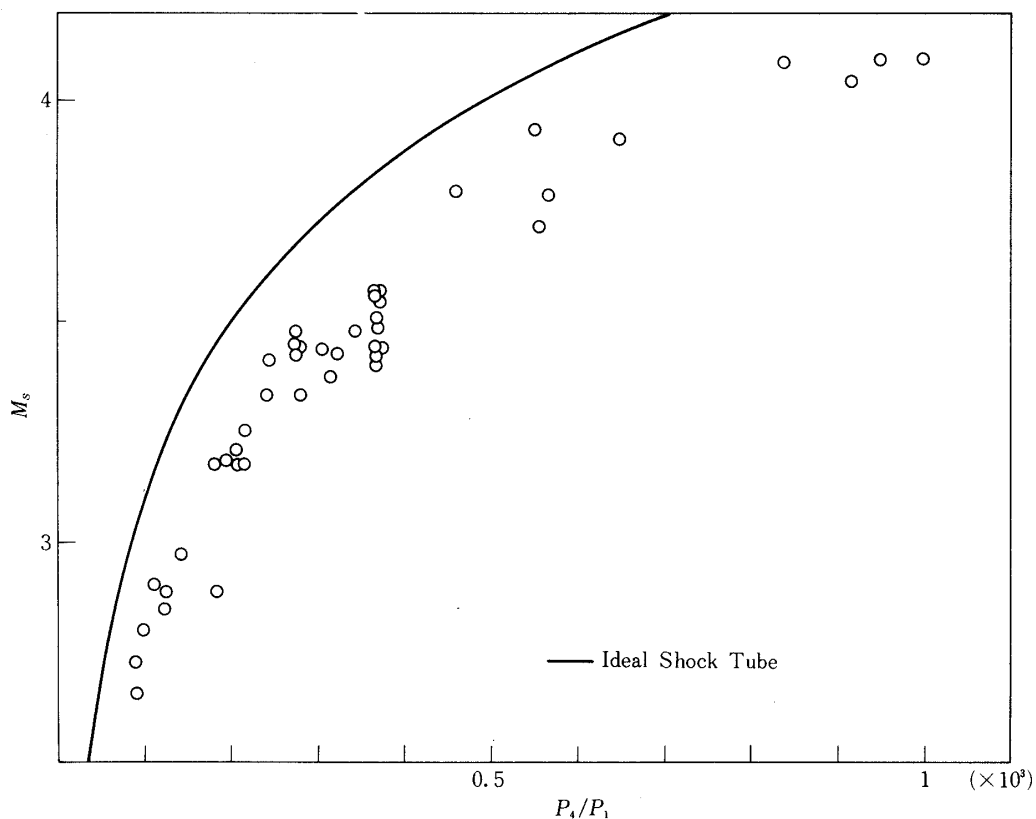


第4図 衝撃波管II 概略図

- 2) 低圧部は SUS 27 ステンレス管で内径 50 mm ϕ の円形断面を持つ。(衝撃波管 I は 鋳鉄製内面 Cr メッキの 40 mm \times 40 mm 矩形断面の低圧部)
- 3) 高圧部耐圧は 50 kg/cm².
- 4) 低圧部体積 (約 12 l), 高圧部体積 (約 5 l) 共に衝撃波管 I に較べて大きい。
- 5) 高圧部への気体充填と発射の方法が簡素化されている。衝撃波管 I では主ピストン後方の高圧気体と補助ピストン後方の高圧気体とに圧力差が必要であったが、衝撃波管 II は等圧の同種気体で作動する。

衝撃波管 II の作動を第 4 図の名称に従って以下に述べる。衝撃波管の発射前に高圧気体を高圧部へ充填するには、ボンベより給気されたヘリウムガスを電磁バルブ V_1 を開けて高圧室 I (Compression Chamber I) に導入する。同時に分枝管 A (Bypass A) によって補助ピストン AP (Auxiliary Piston) の後方の高圧室 III (Compression Chamber III) へ気体を導入し、さらに分枝管 B (Bypass B) を通して主ピストン MP (Main Piston) の後方の高圧室 II (Compression Chamber II) にヘリウムを充填する。つまり、電磁バルブ V_1 からの給気によって、まず補助ピストン AP が閉じ、次に主ピストン MP が閉じ、高圧室 I に気体が送り込まれて最終的にすべての高圧室が初期の給気圧 p_4 となり、高圧ヘリウムの充填が終了する。衝撃波管の発射は、発射スイッチに連動した電磁バルブ V_2 を開くことにより高圧室 III 中の気体が放出管 1 (Drain 1) より放出され降圧し、そのため補助ピストン AP が後方へ移動して高圧室 II の気体が放出管 2 (Drain 2) を通して急激に放出される。この高圧室 II の降圧により主ピストン MP が後方へ移動し、高圧室 I の駆動気体ヘリウムが低圧部へ進行を開始して衝撃波を形成する。繰り返し作動を行う場合は電磁バルブ V_1 を開放に保つと、発射スイッチを切ることにより電磁バルブ V_2 が閉じ、前記の充填方法で自動的に高圧部への気体の充填が完了する。

従来の衝撃波管に比べて膜の交換等に要する時間は必要がなく、衝撃波管の繰り返し作動



第5図 衝撃波管Ⅱに対する駆動圧力比 p_4/p_1 と形成衝撃波マッハ数 M_s の関係（駆動気体：He, 試気体：10% CO_2 - 30% N_2 - 60% He）

に必要な時間は低圧部の排気と試気体の導入に要するもののみである。この衝撃波管Ⅱによる形成衝撃波マッハ数 M_s と駆動圧力比 p_4/p_1 との関係を表わすデータ例に示す。 CO_2 GDL の発振実験に使用した高圧駆動気体はヘリウムで圧力範囲は約5～35気圧、試気体は CO_2 - N_2 -He（または H_2O ）混合気体で初期圧範囲は20～100 Torrであった。

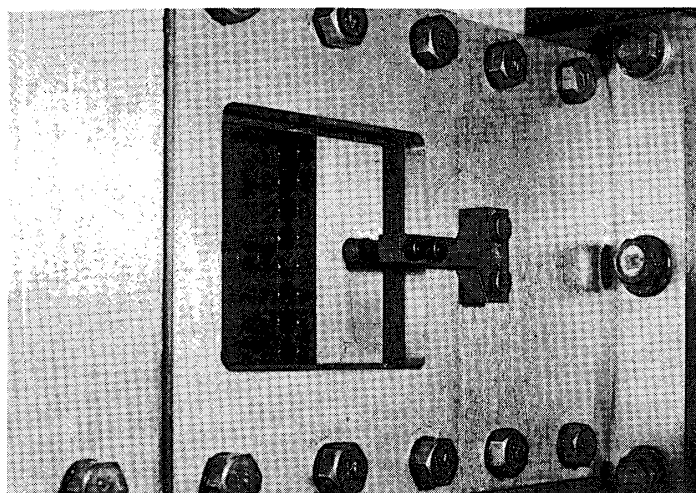
なお、本実験に際しては第1図に示すようにあらかじめ混合された CO_2 - N_2 -He試気体（Premixed Test Gas）を供給するために、内部に混合用ファンを付けた混合気生成容器（Mixing Tank）または市販の CO_2 - N_2 -He混合気体ボンベを使用している。

2.2 測定部・ノズル・レーザーキャビティ（光学系）

a. 測定部とノズル

本実験は管内に40mm×40mm、または80mm×20mmの矩形断面を持つ2種類の測定部を使用した。前者を測定部Ⅰ（Test Section Type I）、後者を測定部Ⅱ（Test Section Type II）とする。測定部Ⅰ・Ⅱの概略を第1・3図に、また測定部Ⅱのシュリーレン観測用測定部写真を第6図に示す。測定部Ⅰ・Ⅱ共に圧力ゲージ（Kistler社製）、ノズル、シュリーレン用光学窓あるいはレーザー用光学系等を設置することができる。レーザー光学系用窓は二対あり、ノズルに近い一対が上流測定窓である。

本実験に使用したノズル型およびその諸元を第7図に示す。図中 h^* はスロート高さ、 A^*



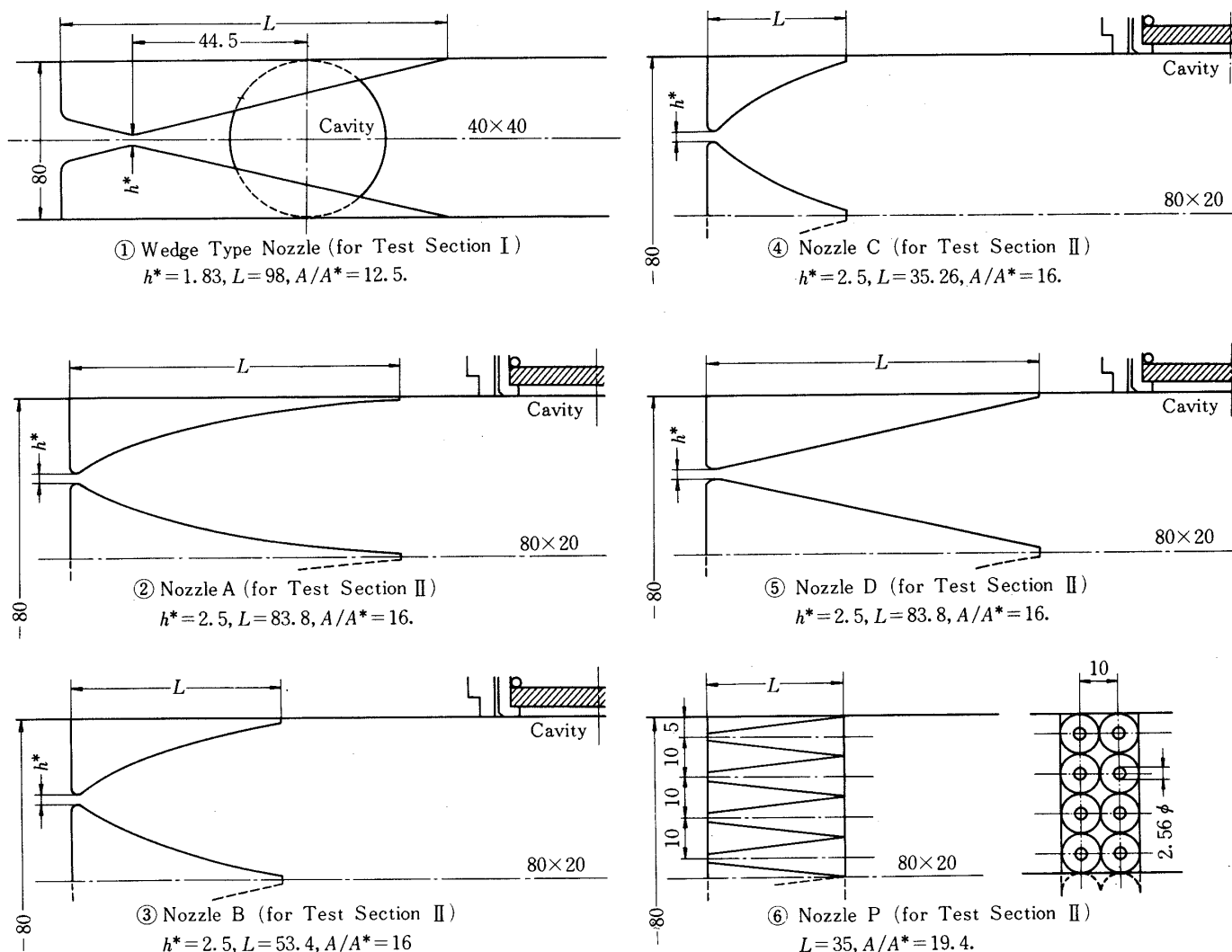
第6図 シュリーレン観測用測定部と多孔ノズル p

はスロート面積, A/A^* はキャビティ部のスロートに対する断面積比, L はノズル長さを表す. 測定部Ⅰに用いたノズルは①の楔型二次元ノズルであり, 他の②から⑥までのノズルは測定部Ⅱ用のものである. 第6図中に外形が示される⑥の多孔ノズル (Porous Type Nozzle P) 以外はすべて二次元ノズルである. これらのノズルを通過する衝撃波および流れのシャドウグラフおよびシュリーレン写真の数例が第8図に示される. 図中写真aは衝撃波がノズル入口で反射した直後のノズル流れスタート前のもの, bはノズル流れが形成されている写真, cは管内を進行して来た駆動気体の影響がノズル流れ中に現れ始めている写真である. 写真bに見られるようにノズル流れ中に剥離や強い衝撃波は形成されていない. これらの二次元ノズルのスロート幅は薄板の挿入により可変である. スロート幅はレーザー媒質の質量流量とノズルでの膨張比に影響を与え, スロート幅を狭めると質量流量 \dot{m} は減少し面積比 A/A^* は増大する. 本実験の出力測定の結果ではその場合, 出力は全般に減少し, 本実験範囲では質量流量の影響が大であることが確かめられた ([15] 参照).

b. レーザーキャビティ (光学系)

レーザーキャビティを構成する光学系とその支持装置は第3図中と第9図に示されている. 本実験では光学調整 (Optical Alignment) が比較的容易な, 凹面鏡と平面鏡の組み合わせによるいわゆる Stable Resonator を採用した. 凹面鏡は Ge 製全反射鏡で曲率半径 $R = 10$ m, 反射率は CO_2 レーザー波長の $10.6 \mu\text{m}$ に対し 99.7% 以上である. 平面鏡には $4 \text{ mm}\phi$ の出力孔 (Coupling Hole) 付きの Au 蒸着全反射鏡 (材質 SUS 27) と, 反射率 98.5%, 透過率 1.5% の Ge 製透過鏡との2種類を使用した. 出力部分の単位面積あたりのレーザー光強さ (Laser Power Density) は出力孔付全反射鏡を用いた方が大きい, 鏡面全体の出力では Ge 製透過鏡が大きい. 本報告のデータは大部分この平面透過鏡を使用して得られたものである. 以後, 図中に但し書きがない場合は 98.5% 反射率の Ge 製平面透過鏡によるデータとする.

第9図に示される光学系の支持部はネジによる鏡角度の微調整が可能であり, 鏡の気流からの後退 (Recess*注) も管内壁に対して 0.2 cm から 1.5 cm 程度までの変化が可能である.



第 7 図 ノズル形状

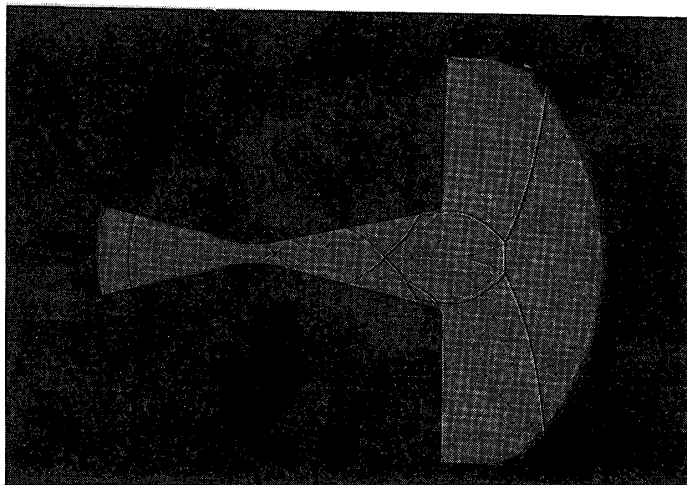
本実験は 0.3 cm 程度の後退（キャビティ長の 7.5 % 程度）で行われているが、800 回程度の作動を経た後でも鏡面の汚れによる影響は見られなかった。

c. 光学系の調整 (Optical Alignment)

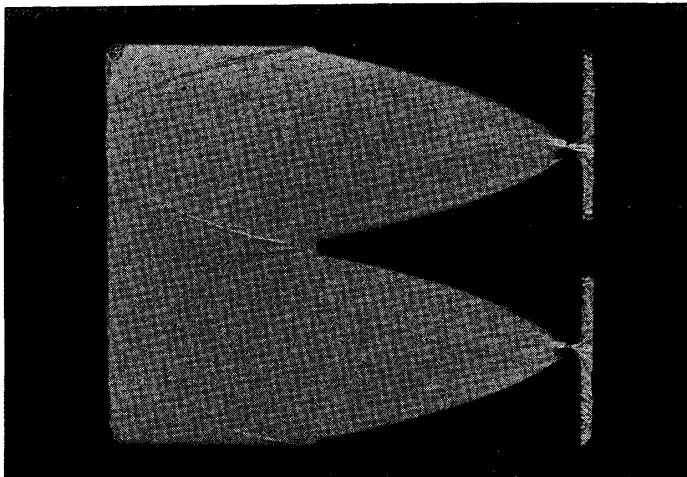
上記の光学系の調整は He-Ne レーザーと凹面反射鏡を使用して行った。概略図を第 9 図に示す。凹面鏡はキャビティ光軸の設定に際し He-Ne レーザーと共に使用する。なお、光学系の調整は大気圧で行うので、管内を真空にした後 GDL 発振を行いながら更に微調整ね

* 一般の GDL 実験においては衝撃波管型、燃焼型、アーク放電型等を問わずレーザーキャビティを構成する光学系の汚染 (Contamination) 損失が厳しい条件となっており、この問題を避けるために光学系を気流中から離れた位置に設置する。これを Recess と言うが、Recess を設ける事によりキャビティ内の気流は著しく乱され実験と理論解析の対応が一層困難になる。この問題は低出力の GDL 実験の場合に特に厳しいものとなる。

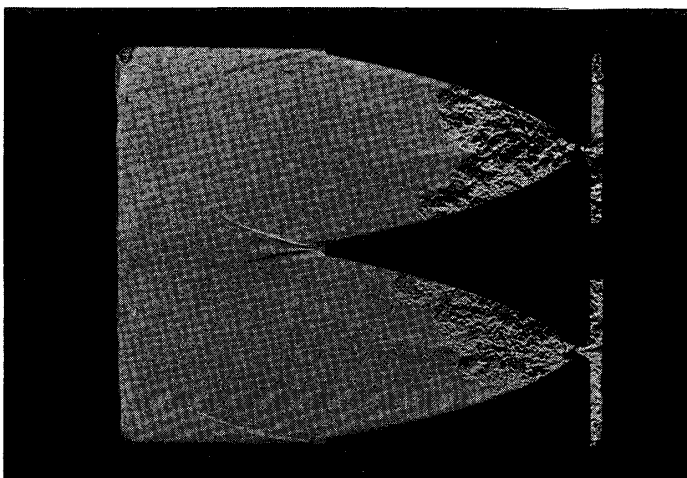
- a. Immediately after Shock Reflection (Shadowgraph for Test Gas: $15\%CO_2$ - $45\%N_2$ - $40\%He$).



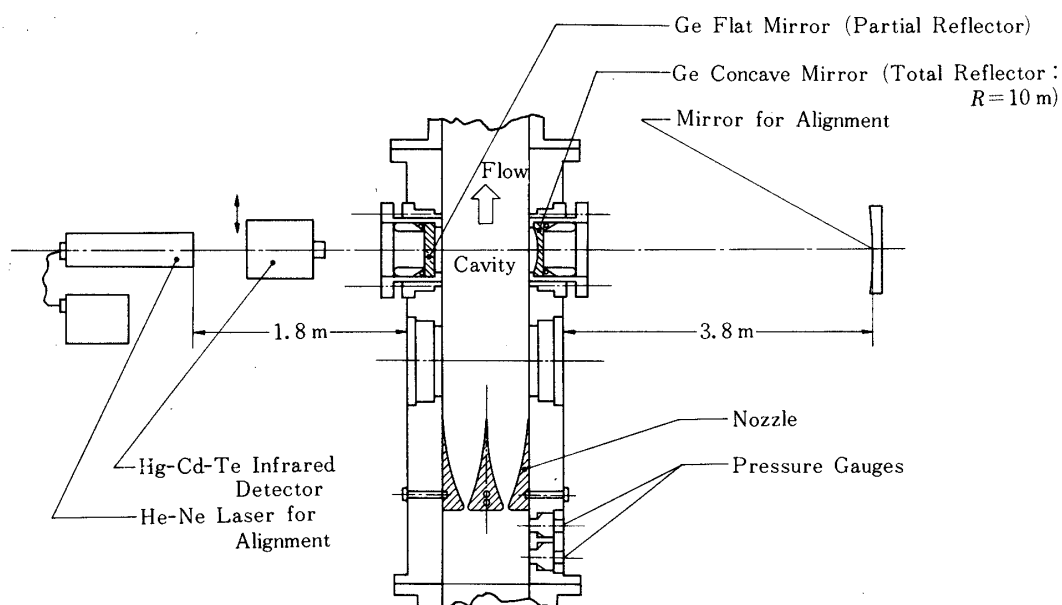
- b. 1msec. after Shock Reflection (Schlieren Photograph for Test Gas: $10\%CO_2$ - $30\%N_2$ - $60\%He$).



- c. 3msec. after Shock Reflection (Schlieren Photograph for Test Gas: $10\%CO_2$ - $30\%N_2$ - $60\%He$).



第8図 ノズル流れの写真

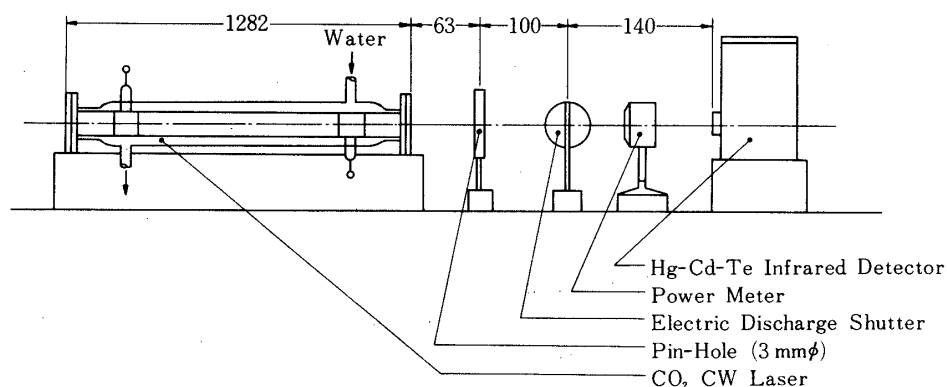


第9図 レーザーキャビティおよび光学系調整図

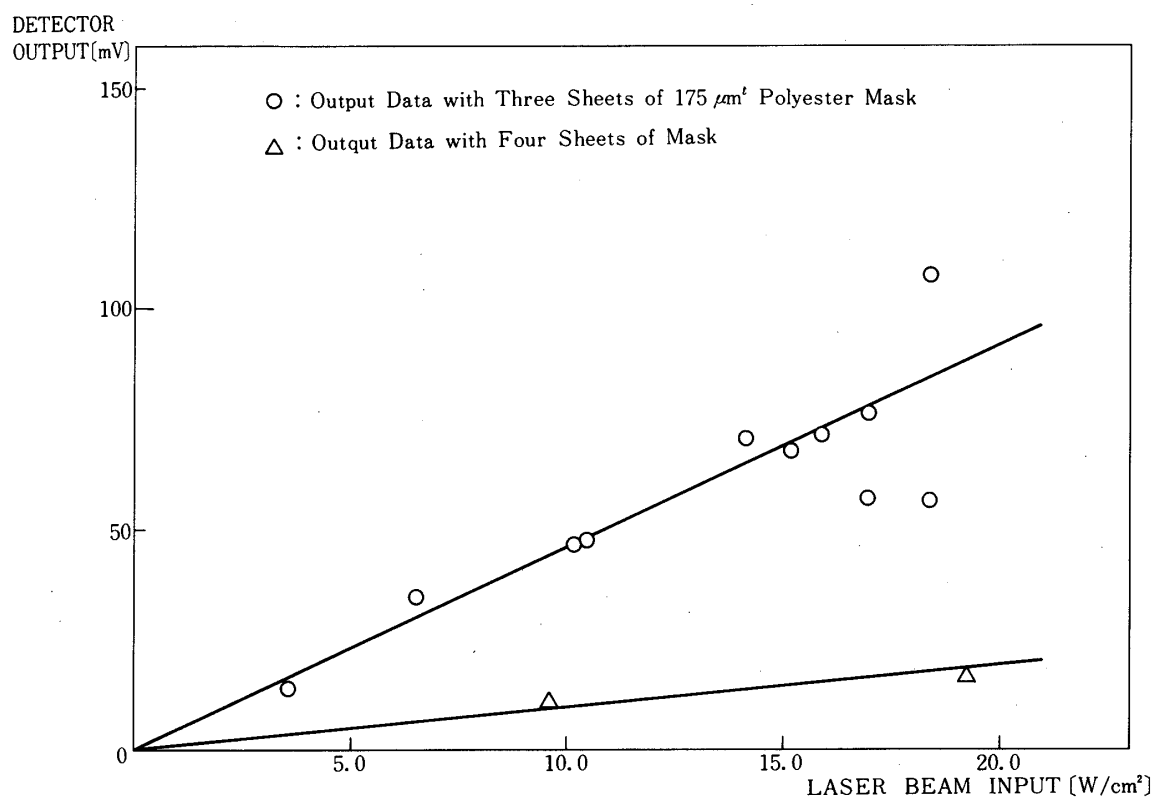
じにより光学系の最適状態を捜す必要がある（結果と考察参照）。

2.3 遠赤外線検出とCO₂ CW レーザーによるGDL出力の較正

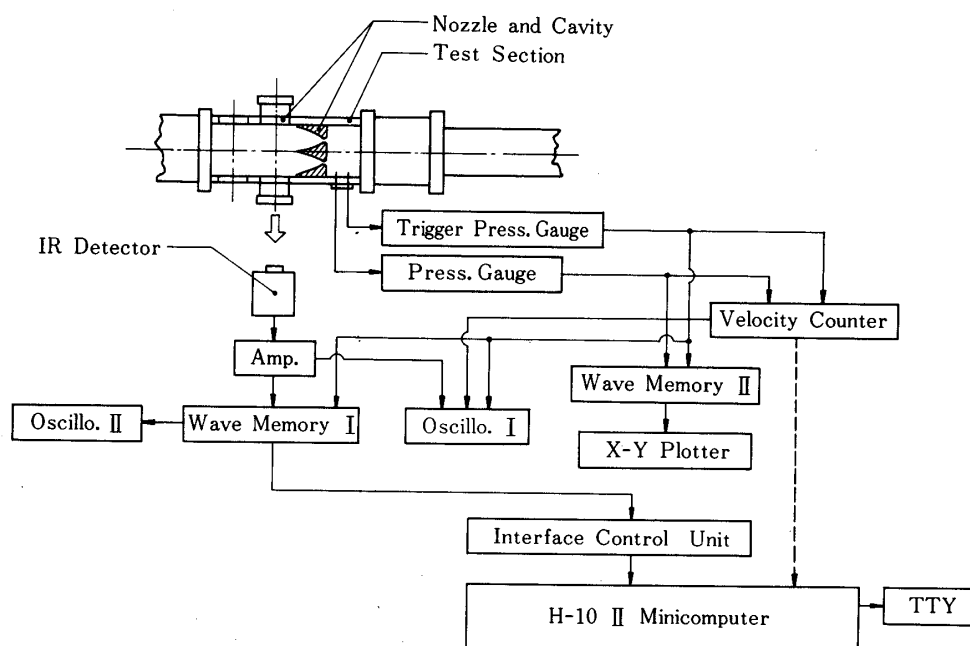
発振したCO₂ GDLのレーザー光を測定するために、本実験では液体窒素冷却でHg-Cd-Te素子利用のジュワー型赤外線検出器（Hg-Cd-Te Photoconductive Infrared Detector）を製作して使用した。衝撃波管によるGDL発振出力の測定においては、応答速度の早い検出器が必要となる。液体窒素冷却型のHg-Cd-Te赤外線検出器の応答時間はnsのオーダーである（文献[16]）。本検出器は推定冷却温度77°K，測定到達真空度 1×10^{-5} mmHg，素子抵抗（冷却時）45～46 Ω，素子電流15～15.5 mA程度で実験に使用した。一般的な赤外線検出については例えば[16]を参照されたい。なお、本実験に際して



第10図 Hg-Cd-Te赤外線検出器較正の概略図



第11図 Hg-Cd-Te 赤外線検出器の校正曲線



第12図 データ処理のブロック図

は検出器の入力飽和 (Saturation) を防止するために $175\mu\text{m}$ の厚さを持つポリエステルシートを数枚マスクとして使用している. この赤外線検出器により得られたレーザー光出力 I の時間的变化は第13図に示されている.

作製した Hg-Cd-Te 赤外線検出器の較正は, 電子励起型の CO_2 連続発振レーザー (CW Laser) の出力をパワーメーター (Coherent Radiation 社製 210 Laser Power Meter) により測定した結果と比較して行われた. 較正実験の装置略図を第10図に示す. 図中で CO_2 CWレーザーの発振ビームは上記パワーメーターで出力測定され, 放電型シャッター ([17] 参照) を通り, マスク ($175\mu\text{m}$ ポリエステルシート) によって減衰された後に Hg-Cd-Te 赤外線検出器により検出される. 測定された CWレーザー出力波形は高周波成分を含んでいるので, 電気的なフィルターをかけて出力波形を読み取る. この実験により得られた Hg-Cd-Te 赤外線検出器較正曲線を第11図に示す. 図中 CWレーザーからの出力が 15 W/cm^2 以上でデータのバラつきを見せているが, 原因は使用した CWレーザー が強い出力領域で電氣的に不安定となり出力変動が大きくなったためである.

2.4 データ処理

2.3 で述べた赤外線検出器により得られたレーザー出力波形 (第13図参照) はデジタル波形記録機 (Data Lab. 社製 DL 905 Transient Recorder) に記憶され, アナログ変換後 X-Yプロッターに記録される. 同時に汎用コンバーターを通してミニコンピューター (H-10 II) によりオンライン処理され, 有効データの判定, 出力波形の持続時間, 平均出力高と総出力などが数値化されて打ち出される. また測定された入射衝撃波速度より, 反射衝撃波後方の諸条件等をオフラインで処理する. 以上のブロック図を第12図に示す.

3. 実験結果と考察

3.1 衝撃波管の特性

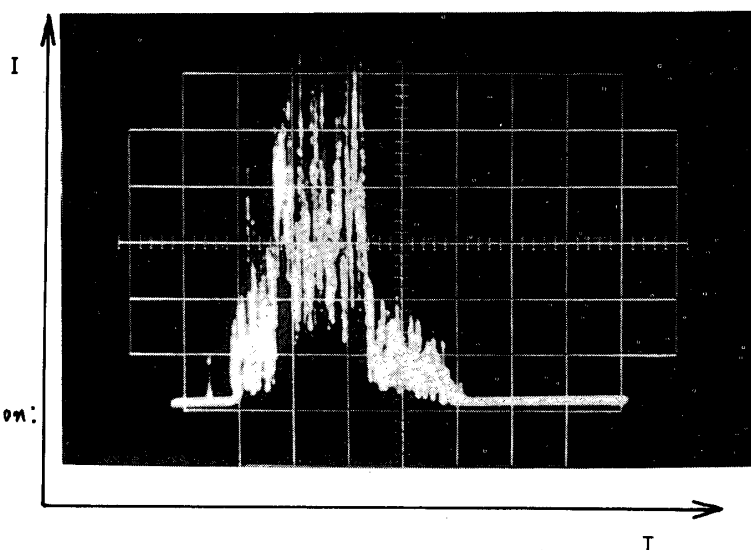
本実験に使用した衝撃波管の駆動圧力比 p_4/p_1 と得られた入射衝撃波マッハ数 M_s との関係は第2図, 第5図に示されている. これらの図中の実線は各成分気体を理想気体と見なした混合試気体に対する理想的衝撃波管についての計算値曲線である. 衝撃波管 I に対する実験データは第2図を見るとわかるように理論計算値に対し $p_4/p_1 > 200$ の領域で大きな外れを示し, 図の混合比試気体に対しては形成衝撃波マッハ数 M_s は 3.0 を超えることがなかった. 他のデータによれば, 試気体中のヘリウムの比率を増加すると理論値からの外れがより低いマッハ数で起き始める.

これに対し衝撃波管 II の特性は第5図から判明するように理想衝撃波管についての計算値から一定幅の差はあるが, その差を保って高いマッハ数範囲まで追従を示している. 同図の試気体で得られた衝撃波マッハ数範囲は 2.4~4.1 であった. 作動の安定度は良好で, ほぼ仕様どおりの作動特性を示している.

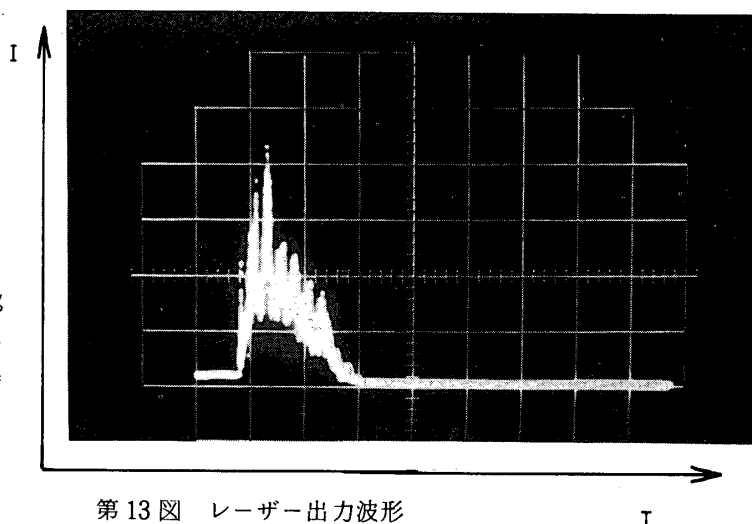
3.2 CO_2 GDL 出力波形

本実験により最大持続時間 5 ms 程度の CO_2 GDL 発振を確認した. 得られた GDL の出力波形数例を第13図に示す. 写真 a は衝撃波管 I と測定部 I を用いた出力孔付全反射鏡からの出力であり, 写真 b は衝撃波管 II と測定部 II を用いた 98.5% 反射の透過鏡からの出力

- a. Output from Mirror
with Coupling Hole,
I: Intensity ($4.33\text{w}/\text{cm}^2/\text{Div.}$)
T: Time ($0.5\text{ms}/\text{Div.}$)
(for $10\%\text{CO}_2$ - $40\%\text{N}_2$ - 50%
He Mixture, Shock Tu-
be I, Reservoir Condition:
 $p_5=2.7\text{atm}$, $T_5=1400^\circ\text{K}$).



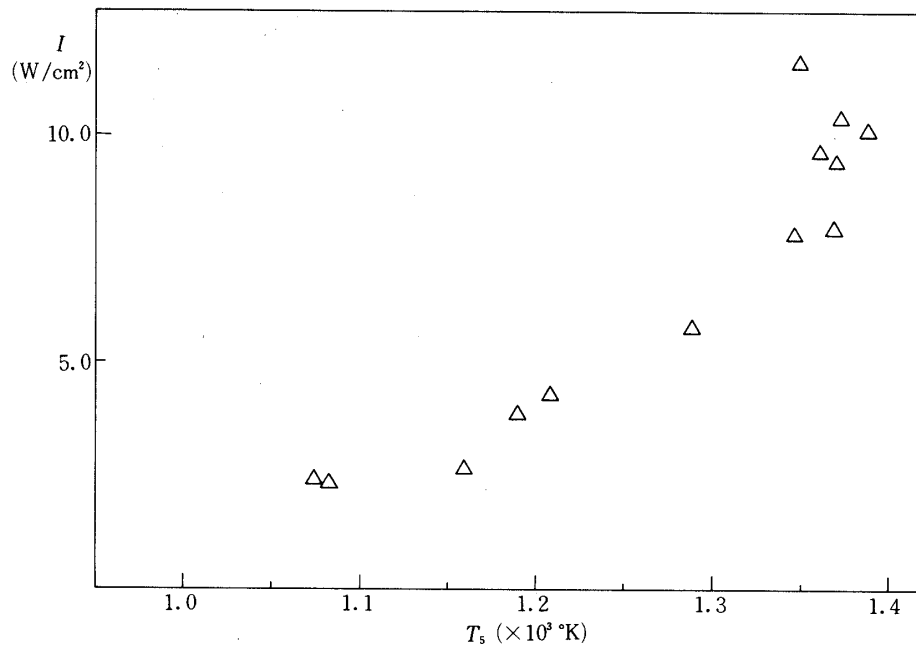
- b. Output from Partial
Reflector(at Mirror
Center),
I: $6.7\text{w}/\text{cm}^2/\text{Div.}$
T: $2\text{ms}/\text{Div.}$
(for $10\%\text{CO}_2$ - $30\%\text{N}_2$ - 60%
He Mixture, Shock Tu-
be II, $p_5=8.3\text{atm}$, $T_5=2140^\circ\text{K}$).



第13図 レーザー出力波形

を示す。図中の出力波形の特徴はその時間変化が著しく、多数の尖頭(Spike)を持つ事である。ルビーレーザーの発振波形との類似性がある[18]が、この現象はキャビティ内に高速流れを伴う気体レーザーである GDL 発振に特有なものとも考えられる。現在のところこの現象を理論的に取り扱うことは難しく、 CO_2 GDL の微小利得係数 (Small Signal Gain Coefficient) とレーザー出力、出力分布はこれまで準一次元流からの定常発振の仮定によって解析されているにすぎない([7], [15] 参照)。観測されたレーザー出力の非定常性の解明は今後の研究に期待したい。

なお、本実験は Stable Resonator を使用したキャビティ (測定部Ⅱで等価共焦点系曲率半径 $R_c \cong 178\text{ cm}$ に相当) で測定を行っているため、得られた結果の条件は平面鏡系を仮定した理論解析[19]と完全に同一ではない。二枚の平面鏡を用いた発振実験も行ったが、GDL 発振を確認することはできなかった。



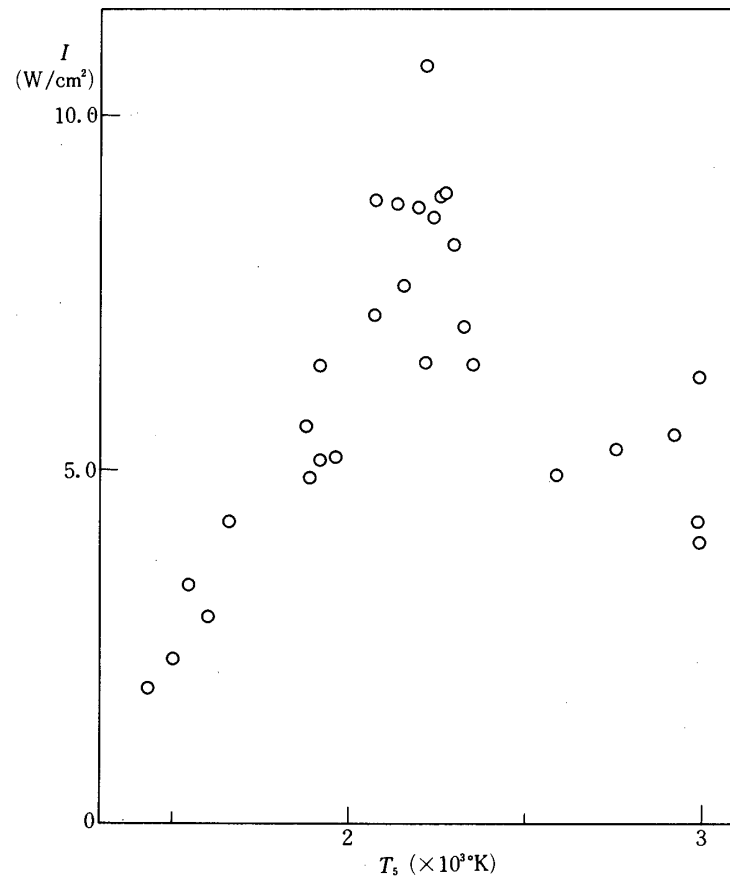
第14図 レーザー出力の貯気槽温度 T_s に対する変化（衝撃波管 I，出力孔付鏡，ノズル①， $p_5 = 2$ 気圧，試気体：10% CO_2 - 40% N_2 - 50% He による）

3.3 GDL 出力の貯気槽（Stagnation）状態依存性

GDL 出力の貯気槽状態に対する依存性は，これまでも [3]，[9] 等多くの論文が発表されている．本実験においても出力側鏡面中心での GDL 出力の貯気槽状態による変化を測定した（鏡面からの総出力ではない）．結果を第14，15，16図に示す．第14図は第7図中のノズル①を用いた出力孔付全反射鏡からの出力で，第15，16図はノズルCを使用した98.5% 反射の部分透過鏡からの出力データである．図中 I は発振の平均出力， T_s は貯気槽温度， p_5 は貯気槽圧力を表す．第14，15図に示すようにレーザー出力は貯気槽温度と共に増加して $2100^\circ\text{K} \sim 2300^\circ\text{K}$ で最大となり，それ以上の温度では出力の減少が見られる．つまり貯気槽圧を一定にすると，GDL 発振の最適貯気槽温度範囲が存在するということである．この温度範囲は他の実験 [9] とほぼ一致する．第16図は出力の貯気槽圧力依存性であるが，温度の依存性ほど顕著な傾向は見られず4気圧以上ではほぼ一定の結果となった．

3.4 GDL 出力とその鏡面内分布

98.5% 反射平面透過鏡の鏡面内におけるレーザー出力分布の測定を行った．測定は衝撃波管 I については測定部 I と II，二対の光学系（上流窓，下流窓），ノズル型各々について行われ，衝撃波管 II については測定部 II，ノズル C，二対の光学系について行われた．得られた測定結果のうち衝撃波管 I，測定部 II を用いた上流窓について，鏡面中心を通り流れ方向（水平方向）に対する GDL 出力分布を第17図に，鏡面中心を通り流れに垂直な方向（鉛直方向）に対する出力分布を第18図に，また下流での鉛直方向に対する出力分布を第19図に示す．図中 I は平均出力， X と Y は図に示すような直角座標であり， X は鏡の半径 $r = 20 \text{ mm}$ で， Y は $r/2$ で基準化してある．第17図から見られるように，ノズル形状による出力分布の

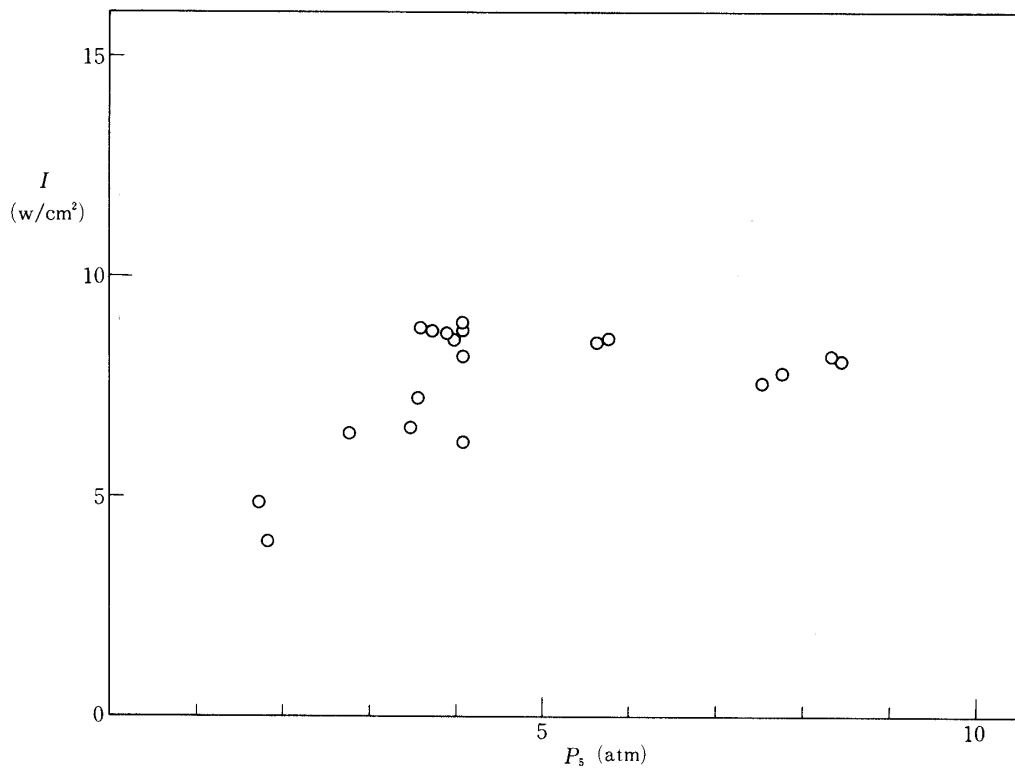


第15図 鏡面中心でのレーザー出力の貯気槽温度 T_5 に対する変化（衝撃波管Ⅱ，透過鏡，ノズルC， $p_5 = 3.75$ 気圧，試気体：10% CO_2 - 30% N_2 - 60% He による）

差は大きくなく，また全体として定常準一次元流の仮定による解析から予測される分布の形とは異なっている．第18，19図に示されるY方向分布もX軸に沿う分布と同様ノズル形状による差は大きくない．ただし鏡面端付近を除く中心部ではほぼ準一次元的な出力分布をしていると見てよい．

なお，第17図中の特徴は鏡面内X方向出力分布に二か所のピークが見えることである．これについては実験に用いた凹面鏡平面鏡からなるStable Resonatorの影響と光学調整の影響も考えられるが，横モードの基本モード(TEM_{00})とは異なり，また上記のように定常準一次元流の発振出力解析で得られる出力分布とも異なっている．横モードにおいても多モード発振をしていると考えられる．また，出力分布の中心は鏡面中心に対し下流側寄りとなった．これらは複数回の光学調整を行って得た結果である．なお，下流側の光学窓でレーザーキャビティを構成した場合には平均出力分布のピークが二か所にある現象は変わらなかったが，そのピークは上流窓に対する結果と較べて低く，また出力の分布中心は上記の結果と異なり鏡の上流寄りに偏ったものとなった．

以上の出力分布結果を考慮したキャビティからのGDL総出力 I_T は第7図ノズルAの場合 $I_T = 11.4 w$ ，ノズルBの場合 $I_T = 12.6 w$ ，ノズルCの場合 $I_T = 13.5 w$ ，ノズルDの場合

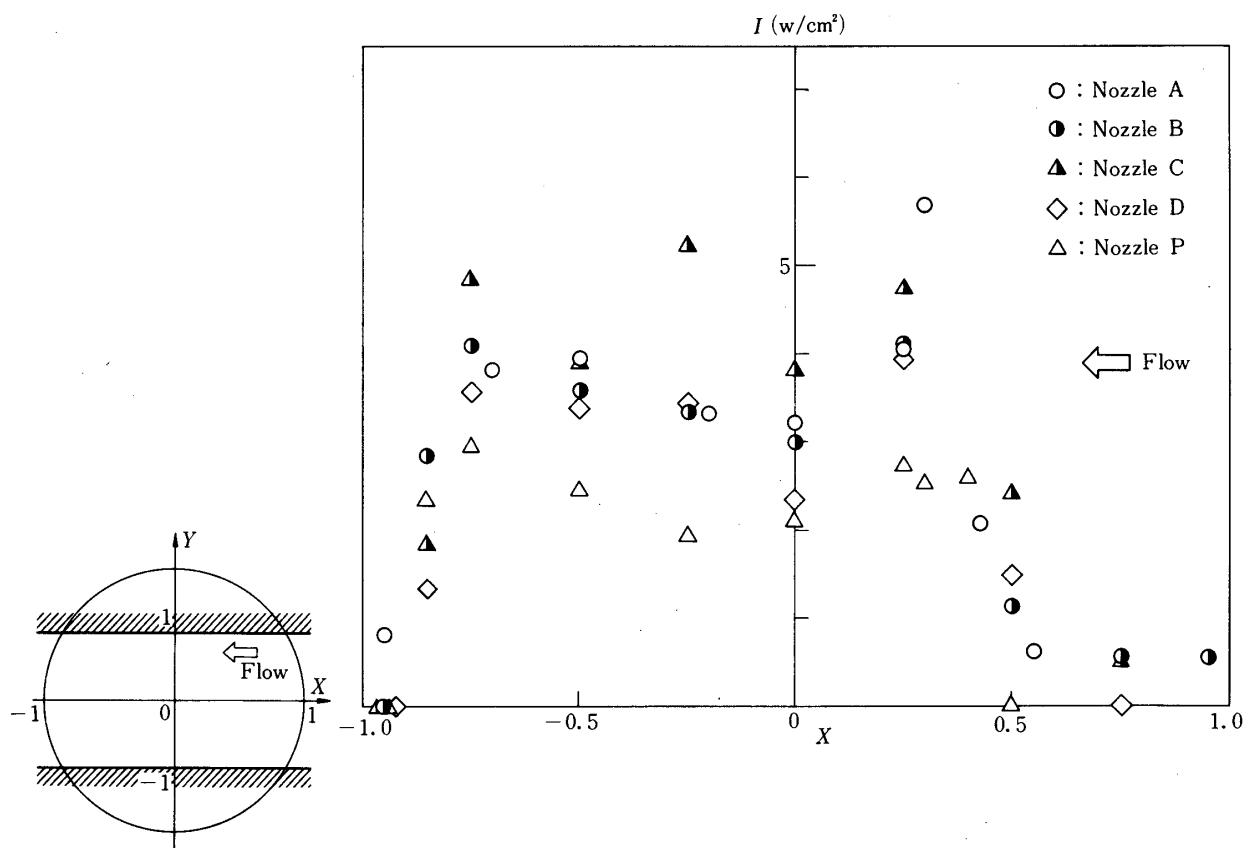


第16図 鏡面中心でのレーザー出力の貯気槽圧力に対する変化（衝撃波管Ⅱ，透過鏡，ノズルC， $T_5 = 2200^\circ\text{K}$ ，試気体：10% CO_2 - 30% N_2 - 60% He ）

$I_T = 12.8\text{w}$ ，ノズルPの場合 $I_T = 10.7\text{w}$ である．定常準一次元流に対する定常発振の理論解析結果はほぼ同じ貯気槽状態（ $T_5 = 1260^\circ\text{K}$ ， $p_5 = 1.7$ 気圧，他の条件は同一）に対して，ノズルAで $I_T = 22.7\text{w}$ ，ノズルBで $I_T = 10.3\text{w}$ ，ノズルCで $I_T = 0\text{w}$ ，ノズルDで $I_T = 49.9\text{w}$ となっており，理論解析の方が出力のノズル形状に対する依存性の大きな結果を得ている．

3.5 光学調整と出力との関係

2.2.c で述べたように，光学系の調整（Optical Alignment）は第9図の方法で行ったが，GDL出力は光学調整に大きく依存する．特に発振の特続時間と鏡面内の出力分布が影響を受けやすい．一度調整を完了しても，光学系支持部に応力が残った状態が強いと長時間の後に調整の最適点は変化してくる．光学調整が出力に与える影響の例を第20図に示す．このデータは衝撃波管Ⅰ，測定部Ⅰ，ノズル①により得られたものであり，レーザーキャビティは第7図①に示される位置にあるため，出力分布結果は第17図のものとは異なっている．図中a，b，cは各々光学調整を行ったこと以外，同一の条件で測定した結果である． I は発振の平均出力（ w/cm^2 ）， E は I に発振持続時間を乗じた発振の総エネルギー（ J/cm^2 ）を表す．光学調整が出力，特に総エネルギー E と鏡面内出力分布に与える影響の大きなことがわかる．GDL実験においては，光学系の調整に細心の注意が払われねばならない．

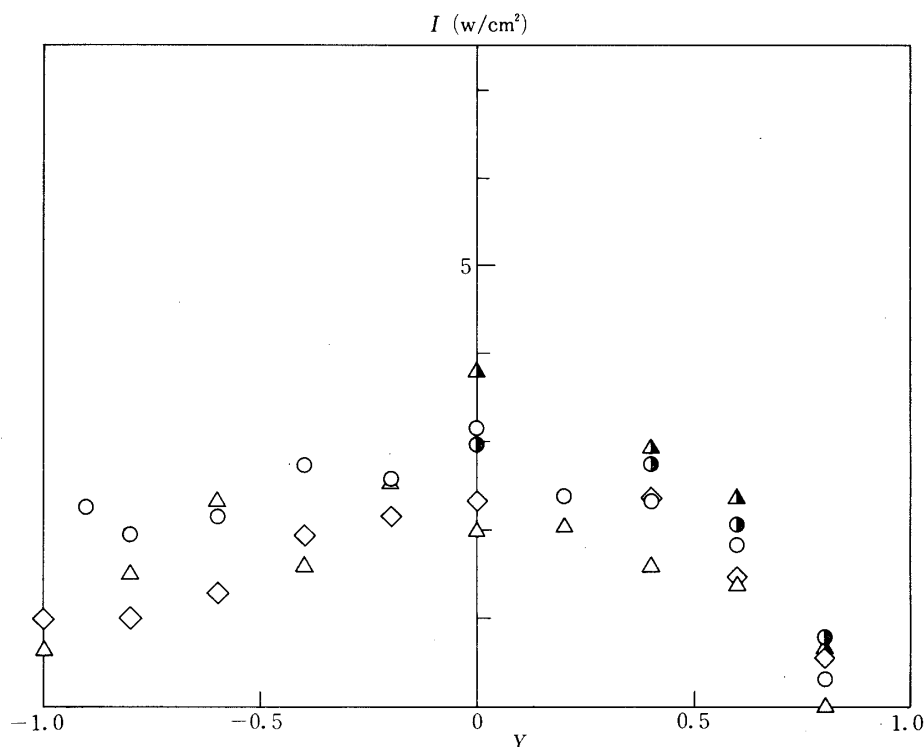


第17図 流れ方向Xに沿った鏡面内出力分布とX-Y座標 ($p_5 = 1.7$ 気圧, $T_5 = 1300^\circ\text{K}$, $\dot{m} = 14 \text{ g/sec}$, Xは鏡半径 $r = 20 \text{ mm}$ で無次元化, $Y = 0$, 試気体: 10% CO_2 -30% N_2 -60% He)

4. む す び

本実験による結果とその考察から以下のことが結論される。

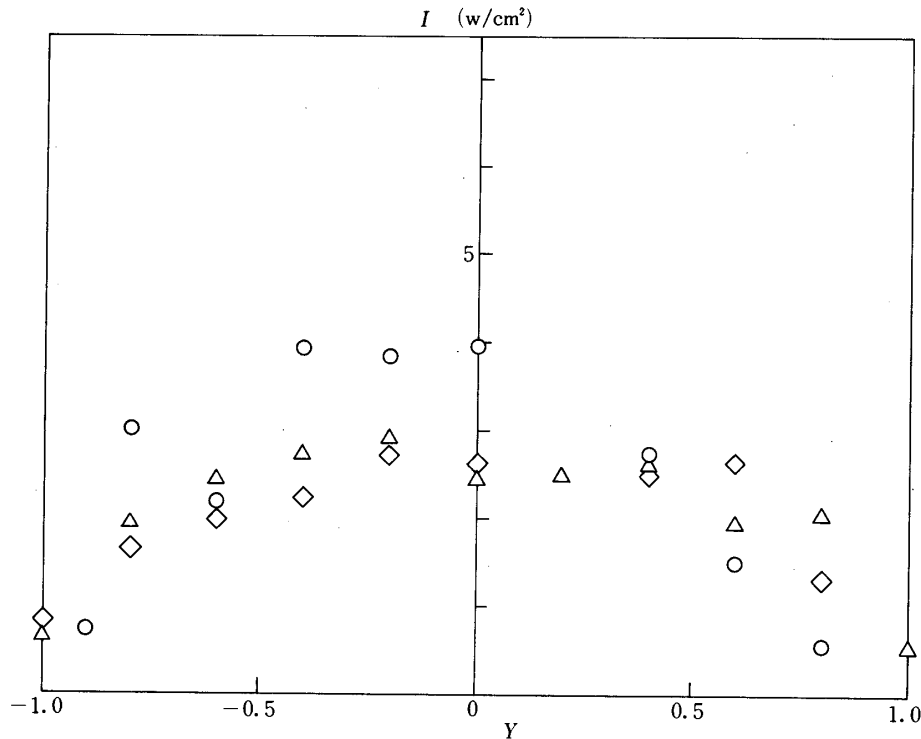
- 1) 本実験に用いた衝撃波管Ⅰ・Ⅱ共に作動は良好であり, 目的によっては従来の膜破断型衝撃波管等より多くの長所を持ち, 有力な実験手段となり得る. 特に衝撃波管Ⅱは衝撃波管Ⅰの改良型としての設計仕様を十分満たす実験結果を与えている.
- 2) CO_2 GDL 出力には多数の時間的尖頭 (Spike) 状変化が観測された. 従来の定常問題としての理論的出力解析からは説明されないことで, その解明は今後の研究に待たれる.
- 3) 衝撃波管Ⅱにより出力鏡面中心における GDL 出力の貯気槽 (Stagnation) 状態依存性が測定され, その結果比較的低圧 (4 気圧程度) の貯気槽圧力下では $2100^\circ\text{K} \sim 2300^\circ\text{K}$ の温度範囲が 10% CO_2 -30% N_2 -60% He の混合試気体について出力の最適条件を与えることが確かめられた. 貯気槽圧力への依存性については測定範囲内で顕著な傾向は現れなかった.
- 4) GDL 出力の出力側透過鏡面内の分布を測定した. その結果, 本実験のレーザー発振



第 18 図 $X = 0$ での流れに垂直な方向の鏡面内出力分布 ($p_5 = 1.7$ 気圧, $T_5 = 1300^\circ\text{K}$, $\dot{m} = 14\text{g/sec}$, Y は $r/2$ で無次元化, 試気体: 10% CO_2 -30% N_2 -60% He , 諸記号は第 17 図と同様)

の横モードは基本モードが支配的ではなく, 他の複数のモードと高速気流との複合(Coupling)効果の可能性があることが推察される. また流れに垂直な方向の出力分布結果から, 鏡の上下端付近を除く中心部ではおおよそ一次的なふるまいを示すことが確かめられた. 測定部Ⅱの上流, 下流二対のキャビティからの出力分布はやや異なるものとなった. 今後, より精密な実験を試みることが必要である.

- 5) 上記の出力分布測定結果に基づいて各ノズルを使用した場合の GDL 総出力を得た. 結果は定常発振を仮定した出力の理論解析による結果とほぼ一致するが, 理論解析ほどノズル形状による出力依存性は顕著でなく, ノズル形状による出力の差異は少なかった. 実験の貯気槽状態は 1300°K , 1.7 気圧程度である.
- 6) 光学系の調整 (Optical Alignment) は GDL 出力, 特に発振の総エネルギー (J/cm^2) および分布に大きな影響を与える. GDL 実験について, 今後簡便で正確な光学系調整法の確立が望まれる.
- 7) 最後に, 本実験はすべて CO_2 - N_2 - He 予混合気体について行われたものであるが, 将来有望な GDL として注目されている強制混合方式の CO_2 GDL の特性について, 衝撃波管による実験的研究を進展させることを計画している.



第 19 図 $X = -0.5$ での流れに垂直な方向の鏡面内出力分布 ($p_5 = 1.7$ 気圧, $T_5 = 1\,300^\circ\text{K}$, $\dot{m} = 14\text{ g/sec}$, 試気体: 10% CO_2 - 30% N_2 - 60% He , 諸記号は第 17 図と同様)

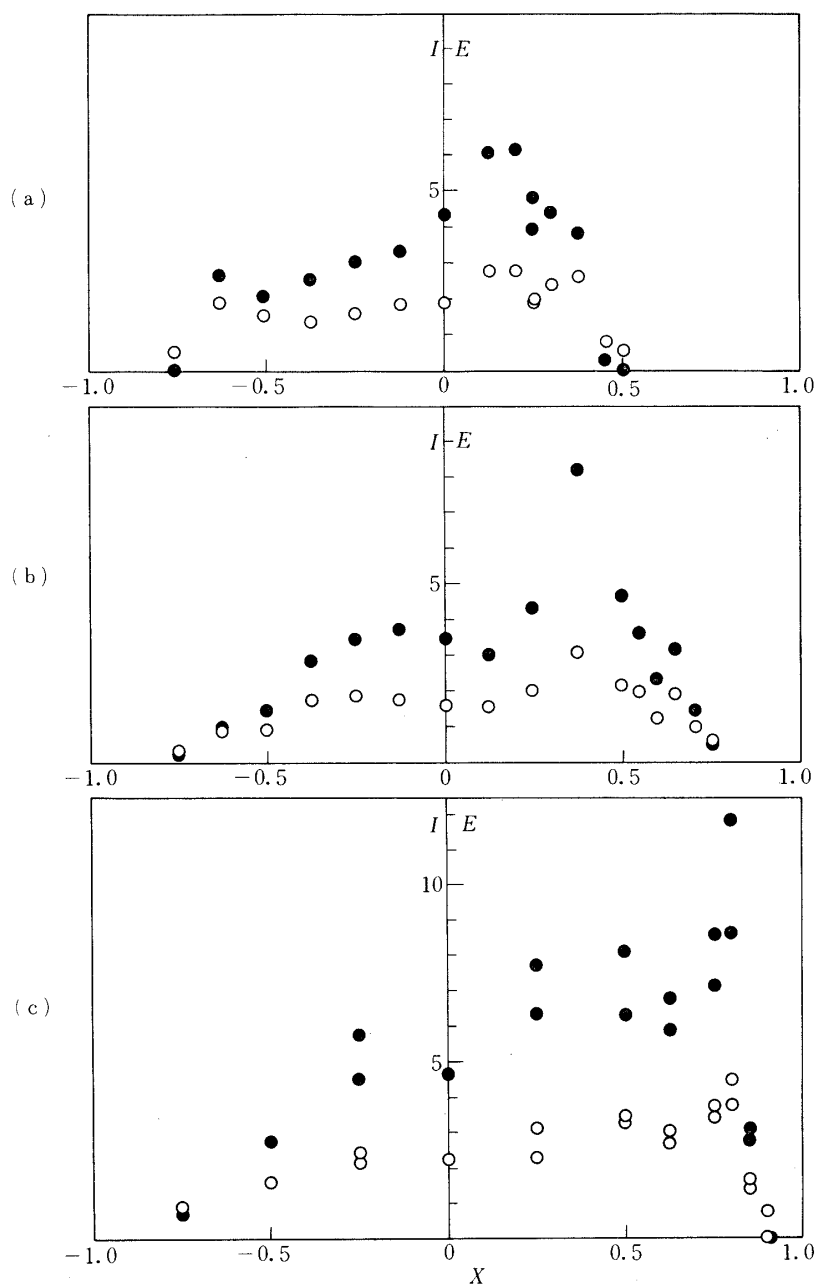
謝 辞

本研究を遂行するに際し、測定部Ⅱおよびノズル A, B, C, D の設計製作ならびに G D L 出力の理論解析について石川島播磨重工業株式会社技術研究所と同所増田渉博士に多大な御協力を頂き、赤外線検出器と CO_2 CW レーザーの製作にあたっては東京大学教養学部基礎科学科、土屋荘次助教授に御示唆を、 CO_2 CW レーザーの特性実験については東京都立航空工業高等専門学校、石井好講師より御協力を頂いた。ここに深く感謝の意を表し、謝辞といたします。

1978 年 4 月 14 日 航空力学部

文 献

- [1] N. G. Basov, V. G. Mikhailov, A. N. Oraevskii and V. A. Scheglov: Molecular Population Inversion in the Supersonic Flow of a Binary Gas in a Laval Nozzle, Soviet Physics - Technical Physics, 13, 12, p. 1630 (1969).
- [2] D. M. Kuehn and D. J. Monson: Experiments with a CO_2 Gas-Dynamic Laser, Applied Physics Letters, 16, 1, p. 48 (1970).
- [3] D. M. Kuehn: A High-Pressure Carbon Dioxide Gasdynamic Laser, NASA TND-7471 (1973).



第 20 図 光学調整の出力分布に与える影響

\bigcirc : 平均出力密度 I (W/cm^2)
 \bullet : 総発振エネルギー $E = \int I(t) dt$ (J/cm^2)
 X は鏡半径 $r = 20 \text{ mm}$ で無次元化

- [4] E. T. Gerry: Gasdynamic Lasers, AIAA Paper, No. 71-23 (1971).
- [5] J. D. Anderson, Jr.: Gasdynamic Lasers: An Introduction, Academic Press, New York, pp. 1-82 (1976).
- [6] J. D. Anderson, Jr.: Numerical Experiments Associated with Gas-Dynamic Lasers, NOLTR 70-198 (1970).
- [7] G. Lee: Quasi-One-Dimensional Solution for the Power of CO₂ Gasdynamic Lasers, The Physics of Fluids, **17**, 3, p. 644 (1974).
- [8] G. Kamimoto, H. Matsui and K. T. Len: A Study of CO₂ Gas-Dynamic Lasers, Part 1 Theoretical and Numerical Analysis, Kyoto Univ. Current Papers, C. P. 38 (1973).
- [9] K. Sato and T. Sekiguchi: Experimental Studies of CO₂ Gas-Dynamic Laser by Means of a Shock Tube, Journal of the Physical Society of Japan, **36**, 3, p. 808 (1974).
- [10] K. Kasuya, S. Uji, M. Miyamoto, K. Horioka and T. Murasaki: A Semi-Empirical Gain Kinetics for CO₂ Gasdynamic Laser, 10th International Shock Tube Symposium Proceedings, p. 512 (1975).
- [11] R. L. Taylor and S. Bitterman: Survey of Vibrational Relaxation Data for Processes Important in the CO₂-N₂ Laser System, Reviews of Modern Physics, **41**, 1, p. 26 (1969).
- [12] H. Oguchi, K. Funabiki, and S. Sato: An Experiment on Interaction of Shock Wave with Multiple-Orifice Plate by Means of Snap-Action Shock Tube, 10th International Shock Tube Symposium Proceedings, p. 386 (1975).
- [13] 前野一夫: 無隔膜衝撃波管によるガスダイナミック・レーザーの実験的研究, 東京大学工学系大学院修士論文 (1976).
- [14] H. Oguchi, K. Funabiki and S. Sato: A New Type of the Shock Valve and Its Characteristic Performance, Tokyo Univ. ISAS Research Note RN-20 (1976).
- [15] G. Kamimoto and K. T. Len: Shock-Tube Studies on the CO₂-N₂-He-System Gasdynamic Laser, 10th International Shock Tube Symposium Proceedings, p. 528 (1975).
- [16] E. H. Putley: Modern Infrared Detectors, (Royal Radar Establishment. Malvern), p. 202 (1974).
- [17] 小口伯郎, 船曳勝之, 佐藤俊逸: 無隔膜ショック・チューブの特性と衝撃波形成に関する実験, 東京大学宇宙航空研究所報告, **10**, 4 (B) (1974).
- [18] D. Röss: Lasers, Light Amplifiers and Oscillators, Academic Press, p. 277 (1969) (Translated in English).
- [19] T. A. Cool: Power and Gain Characteristics of High Speed Flow Lasers, Journal of Applied Physics, **40**, 9, p. 3563 (1969).