UDC 621.375.826.038.823:546.264

論文

56-A38

紫外線予備電離形 TEA パルス CO₂ レーザの 特性に及ぼす封入ガス圧力および組成の影響

正 員 八 木 恭 臣 (東京大)

正 員 関 口 忠 (東京大)

1. ま え が き

近年、主に核融合の研究開発と関連して、高出力・短パルスの炭酸ガス (CO₂) レーザが急速に進展しつつある。これはガラスレーザに比べ格段に高いエネルギー効率が期待されるためであるが、更に核融合開発への応用という観点からは、二つの異なったアプローチがある。第一は、いわゆるレーザ爆縮 (あるいはレーザ慣性閉じ込め) 核融合と呼ばれる方式における爆縮駆動のエネルギー源としてのパルスレーザである⁽¹⁾。第二は、磁気閉じ込め核融合との関連において、任意の磁気容器内に高純度・高電離度の超高温プラズマを直接生成するためのプラズマ生成エネルギー源としてのパルスレーザである⁽²⁾。本論文は、第二のアプローチに好適なレーザの開発に関するものである。

パルス CO₂ レーザとしては既に幾つかの方式が提案されているが、全レーザ出力エネルギーの増大と短パルス化の二つの要求を同時に満たし得るものとしては、横方向励起・大気圧形 (いわゆる Transversely-excited atomospheric-pressure: TEA-type) の方式が有望と考えられる。この形は、更に大容積のレーザ媒質空間内をできる限り一様に (少なくともレーザ光軸方向に) 活性化 (ポンピング) するために不可欠な予備電離の具体的方法により、電子ビーム注入形と紫外光 (UV) 照射形の二つに分けられる。前者は ns 前後またはそれ以下の超短パルス・高出力レーザ光を得るのに唯一の方式と考えられるが、一方、後者の方式は比較的構造および動作の制御が簡単であり、数十 ns 以上の比較的長いパルス幅の高出力レーザ光を得る目

的には、その技術的困難が比較的少ないという長所がある⁽³⁾⁽⁴⁾。

本論文は上記後者の方式に関するもので、従来その系統的な研究の詳細な公表が予想外に少ない点にかんがみ、比較的小規模の試作装置により、主として主放電特性、レーザ出力特性と封入レーザ作動ガスの全圧力およびその混合組成比との間の関係に主点を置いて一連の詳細な実験を行なうと同時に、その結果に対し若干の理論的考察を加えたものである。

なお、本論文は本グループによって別途実施されたより大形の TEA パルス CO₂ レーザ (パルス幅 50 ns, 全レーザ出力数百 J, ピークパワー 数 GW) の試作開発⁽⁵⁾と緊密な連系の下に行なわれたもので、それに対する基礎研究の性格を持ったものである。

2. 実験装置

UV 予備電離形 TEA 短パルス CO₂ レーザは、第 1 図に示すように予備電離用放電回路と主放電回路よりなる。すなわち、一對のロゴウスキー形主放電電極の下部に設けた多数の多段アーク放電ギャップにおいて、まずパルス・アーク放電を起こし、それから発生する UV 光で主放電電極間のレーザ媒質をレーザの光軸方向にできる限り一様に電離させ、次いで適当な時間遅れで主放電電圧パルスを加え、レーザとしての放電励起を得るものである。

本実験の装置では、主放電空間は平面部の長さ約 30 cm, 幅約 2.5 cm, 間げき長約 2.6 cm の一對のロゴウスキー形電極間の空間であり、下部電極はステンレス鋼製の格子板 (光の透過率約 40%) よりなる。UV 光発生用の放電部は約 30 個の一直列ギャップより成り、本実験では最高 7 kA のアーク放電電流を流した。主放電電極間の電圧は第 1 図中の点 b-c 間を高電圧プローブで、また主放電電流は点 a-b 間に入れたロゴウスキーコイルにより測定した。

Effects of Filled Gas Pressure and Composition on UV-Pre-ionized TEA Pulsed CO₂-Laser. By Yasuomi Yagi, Member & Tadashi Sekiguchi, Member (Department of Electrical Engineering, University of Tokyo).

八木恭臣: 正員, 東京大学工学部電気工学科 [現在, (株)日立製作所日立工場]

関口 忠: 正員, 東京大学工学部電気工学科

第 1 図 実験装置図

Fig. 1. Experimental arrangement.

レーザ発振実験は、金蒸着全反射凹面鏡（焦点距離 3m）と 65% 反射の平面ゲルマニウム板（出力窓）とで共振器を組み、共振器長 85cm、出力レーザビームの直径は約 2cm である。レーザ光出力パルスは、その全エネルギーをカロリメータで、出力波形はトン・ドラッグ検出器とテクトロニクス-7633 シンクロスコープ（帯域幅 200MHz）とを組合せて測定した。

3. 主放電特性

UV 予備電離の効果については別の論文⁽⁶⁾に詳しく述べたので、ここでは省略することとし、以下にはそれによってレーザの光軸方向に均一な主放電が得られた場合の主放電特性を計算機解析と実験の両面から調べた結果について述べる。

〈3.1〉 計算機解析と実験との比較 計算機解析に使用した等価回路は、第 2 図に示すように主放電部と電源用コンデンサ C 、回路インダクタンス L よりなるものとする。この等価回路を解析するためには、主放電部の電流を主として担う電子のエネルギー分布 $f(x)$ をボルツマ方程式⁽⁶⁾に従って外部回路方程式と並行して解かねばならない。しかし、この計算は非常にやっかいであり、計算量が膨大となる。そこで、ここでは次のような単純化のための諸仮定を設けて解析を行なうこととした。

(1) 大気圧程度の気体中における電子の平均衝突（自由）時間（ns 程度）は電圧・電流の変化の特性時間（本論文では 100ns）程度に比べてはるかに短いため、電子のエネルギー分布は各時点の電界に対応したほぼ準定常変化と考えてよい⁽⁷⁾。すなわち、電界 E が与えられた場合、その電界に対応して電子のエネルギー分布は時間的に遅れなしに瞬時的に定まり、電離係数 α 、再結合係数 γ 、電子付着係数 β 、電子ドリフト速度 v_e などは電界の一価関数として求まるものとする。最近、CO₂:N₂:He 混合気体中の電子のエネル

第 2 図 主放電部の等価回路

Fig. 2. Equivalent circuit for main discharge part.

ギー分布が精力的に計算されており、気体分子 1 個あたりの電界 (E/N) (N : 分子数密度) に対して α , β , v_e などが求められるようになった⁽⁸⁾⁽⁹⁾。本論文では、Lowke 氏⁽⁸⁾の結果を用いることとする。

(2) 主放電部は、空間的に一様な弱電離プラズマ（分子数密度 $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に対して電子密度は $\sim 10^{13} \text{ m}^{-3}$ ）とし、電極表面近傍のシースにおける電位降下は無視する。

(3) 電流はすべて電子が担うものとする。

(4) 作動ガス圧力が高いので、電子の消滅機構としては再結合と電子付着のみを考え、拡散は無視する。

以上の仮定を考慮すると、基礎方程式は以下のように示される。

回路方程式

$$L(dI/dt) + C^{-1} \int I dt = V_p = E\ell \quad \dots (1)$$

ただし、 $I (\equiv -Sen_e v_e)$: 主放電回路電流、 $v_e = v_e(E/N)$, e , S , V_p , ℓ , n_e : それぞれ電子のドリフト速度、電子の電荷、主電極実効面積、主放電電極間電圧、電極間隔、電子密度

$$dn_e/dt = [(\alpha/N) - (\beta/N)] N v_e n_e - \gamma n_e^2 \quad \dots (2)$$

ここに、 (α/N) , (β/N) , γ : (E/N) の関数

(1), (2) 式を使用し、計算機解析により求めた電極間電圧 V_p および主放電回路電流 I の時間変化（破線）とそれに対する実験結果との比較を第 3 図に示す。実験条件は図の下に示すとおりである。初期において実測値が計算値よりやや電圧が高く、また電流の立ち上がりが遅いのは、不純物 (O₂, N₂O など) による電子付着および陰極降下を無視したためと推察される。

上述の結果から見て、電極間電圧の時間変化はかなり緩やかである。いま簡単のため、主放電部が理想的

実線は実測値、破線は計算値 ($\gamma=10^{-7}$ cm³/s と仮定),
 V_c はコンデンサ電源電圧, $C=0.02$ μ F, $L=1$ μ H,
 封入ガス組成 CO₂:N₂:He=1:2:3, 全ガス圧力
 $p=420$ Torr, $L=2$ cm

第 3 図 主放電電圧 (V_p) および電流波形 (I)

Fig. 3. Inter-electrode voltage (V_p) and current (I) waveforms.

な定電圧特性をもつと仮定すると*, (1)式は解析的に解け, 最大電流 $I_{\max}$ とコンデンサ充電電圧 V_c との間に次の関係式が成り立つ。

$$I_{\max} = (C/L)^{1/2} (V_c - V_p) \quad (3)$$

更に, 主放電電極間電圧 V_p は次の関係式より定めることができる (式の誘導は付録参照)。

$$F(E/N) \equiv \{(\alpha/N) - (\beta/N)\} v_e^2 / \gamma \\ = (S_e)^{-1} (C/L)^{1/2} \{(V_c/N) - (E/N) L\} \quad (4)$$

ただし, $E/N = V_p / N L$

(3)式の V_p は, (4)式に示すように初期コンデンサ充電電圧 V_c の関数でもあるが, 付録中に指摘したように, 本研究の実験においては V_p は V_c に対してほぼ一定として扱ってよい。

〈3.2〉 $I_{\max}$ と V_c との関係 気体分子数混合比を CO₂:N₂:He=1:1:8 に保ちつつ, 全気体圧力を変化させた場合の V_c 対 $I_{\max}$ の実測結果例を第4図(a)に示す。この結果より, (3)式の関係式が確かに成り立つことがわかる。また, $I_{\max}$ 対 V_c の直線の傾きが, 同図でパラメータとなっている全圧力 p にほとんどよらないこと, V_p 値 (実験的には $I_{\max}=0$ となる V_c 値として求まる) が全ガス圧力にほぼ比例することがわかる [同図(b)]。

第5図は, 回路のインダクタンス L を一定にして,

*: 本実験では, コンデンサ容量 C が小さく定電圧特性が明確ではないが, コンデンサ容量を大きくしていくと定電圧特性が明確となる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

CO₂:N₂:He=1:1:8, $L=2$ cm.

第 4 図 (a) 主放電ピーク電流値 ($I_{\max}$) 対コンデンサ電源電圧 (V_c) および (b) 電極間電圧 (V_p) 対全封入ガス圧力 (p) の関係

Fig. 4. (a) Peak current value of the main discharge ($I_{\max}$) versus condenser supply voltage (V_c) and (b) inter-electrode voltage (V_p) versus the total gas pressure (p).

第 1 表 補正係数 η の値

Table 1. Value of correction factor (η).

C (μ F)	η
0.01	0.50
0.02	0.61
0.03	0.64

キャパシタンス C を変化させたときの $I_{\max}$ 対 V_c 曲線で, (3)式より予想されるように V_p は一定で傾きが C と共に増大する。ただし, 傾きは厳密には $(C/L)^{1/2}$ よりやや小さい。そこで, パラメータ η を導入し (3)式を

$$I_{\max} = \eta \sqrt{C/L} (V_c - V_p) \quad (5)$$

と書くことにすれば, この理想値からのずれを表わすパラメータ η は外部回路定数のみで定まり, 実測結果からコンデンサ C の値に対して第1表のようになる。コンデンサ容量 C の増大に伴い η は 1 に近づく。

〈3.3〉 V_p とレーザ混合ガス分圧との関係 (5)式より V_p 値がわかっていれば, 主放電回路に流れる最大電流を算定することができる。そこで, この V_p 値が各組成ガスの分圧によっていかに変化するかを調

$p=500$ Torr, ガス組成比は第4図と同じ,
 $L=1\text{ }\mu\text{H}$, $\mathcal{L}=2\text{ cm}$,

第5図 キャパシタンス C を変えたときの $I_{\max}$ 対 V_c の関係

Fig. 5. $I_{\max}$ vs. V_c for various values of the capacitance (C).

N_2 のみ, CO_2 のみおよび $CO_2:N_2=1:1$ の混合ガスの場合について示す。 $\mathcal{L}=2\text{ cm}$

第6図 封入ガス全圧力 p による電極間電圧の変化 V_p

Fig. 6. Inter-electrode voltage (V_p) vs. the total gas pressure (p).

べた。第4図(b)に各種ガス(CO_2 , N_2 および He)の混合比が一定であれば, V_p は全ガス圧力に比例することを示したので, 以下には更に V_p 値の各種ガス混合比(分圧)に対する依存性を調べる。

(1) CO_2 または N_2 および両者の混合ガスの場合(He ガスを含まない場合) 気体を CO_2 または N_2 のみにして, それらの圧力に対する V_p の変化を調べた結果, 以下の実験式を得た ($\mathcal{L}=2\text{ cm}$ の場合)。

$$\left. \begin{aligned} V_p(\text{kV}) &= 5.7 \times 10^{-2} p_{CO_2} (\text{Torr}) \\ V_p(\text{kV}) &= 6.3 \times 10^{-2} p_{N_2} (\text{Torr}) \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

上式よりわかるように, V_p の圧力依存性は CO_2 と N_2 の場合で相互に良く類似しており, 第6図のようになる。同図中に $CO_2:N_2=1:1$ の場合をも示したが, その直線が CO_2 , N_2 のみのちょうど中間に位置している。これは CO_2 と N_2 に関する限り, 電極間の所要電界 $E(=V_p/\mathcal{L})$ の圧力依存性が, 次式のように CO_2 , N_2 両者の線形結合で表わされることを意味する。

$$E(\text{kV/cm}) = \{2.85 p_{CO_2} + 3.15 p_{N_2}\} \times 10^{-2} \dots (7)$$

単位は p (Torr)

(2) CO_2, N_2 に He を加えた場合 He は不活性気体であるので電子付着は存在しない。これより電離係数 α が電子付着係数 β より大きいと考えられる場合の主放電電圧 V_p 値は He ガスのみの場合極めて小さい⁽⁸⁾。そこで, あらかじめある一定量の CO_2 あ

(a) CO_2 に逐次 He を加えて行なった場合における $I_{\max}$ 対 V_c の関係 (CO_2 圧力 = 100 Torr (一定), パラメータは He 分圧)
(a) $I_{\max}$ vs. V_c for various partial pressure of He gas [CO_2 -gas pressure = 100 Torr (constant)]
(b) 上記の場合の He 分圧 (p_{He}) による電極間電圧 (V_p) の変化, $\mathcal{L}=2\text{ cm}$
(b) V_p vs. partial pressure of He (p_{He}).

第7図

Fig. 7.

るいは N_2 を注入しておき, 更にそれに逐次 He を加えていったときに V_p がどのように変化するかを実験的に調べた。 $CO_2=100$ Torr (一定) に He を加えていったときの V_p の変化は第7図(b)に示すとおりであり, V_p 対 He 分圧 p_{He} のほぼ直線的な関係が p_{He} 400 Torr 以上のときと以下のときで異なることがわかる。このような実験結果を種々の場合で総合すると, $\mathcal{L}=2\text{ cm}$ の場合, 以下のようにまとめ得ることが判明した。

$$\left. \begin{aligned} p_{He}/p_{CO_2} \leq 4 \text{ のとき:} \\ \partial V_p / \partial p_{He} = 5 \text{ kV} / 400 \text{ Torr} \\ p_{He}/p_{CO_2} \geq 4 \text{ のとき:} \\ \partial V_p / \partial p_{He} = 3 \text{ kV} / 400 \text{ Torr} \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

同様に N_2 に関しても類似的な結果を得た。

$$\left. \begin{aligned} p_{He}/p_{N_2} \leq 3.5 \text{ のとき:} \\ \partial V_p / \partial p_{He} = 5 \text{ kV} / 400 \text{ Torr} \\ p_{He}/p_{N_2} \geq 3.5 \text{ のとき:} \\ \partial V_p / \partial p_{He} = 3 \text{ kV} / 400 \text{ Torr} \end{aligned} \right\} \dots (9)$$

(8), (9) 式の実験式を図示すると, それぞれ第8図(a), (b)のようになり, 実測点(●印)と良く一致する。同図は He の分圧が CO_2 あるいは N_2 の分圧

第 8 図 He ガスをそれぞれ (a) CO₂ および (b) N₂ に加えていった場合における電極間電圧 (V_p) の変化

Fig. 8. V_p vs. partial pressure of He gas (p_{He}) for various partial pressure of (a) CO₂ and (b) N₂-gas.

の 4 倍以上か、その逆かによって放電の形態自身が異なることを示す。He の分圧が CO₂(または N₂) の 4 倍以下のとき、すなわち両図において一点鎖線の直線の左上の領域は CO₂ (または N₂) が支配的な放電であり、逆の場合 (右下の領域) は He が支配的な放電と考えられる。He が CO₂(または N₂) の 4 倍という数値は、レーザ出力に対する He の影響についても現われる (後述)。

V_p が電極間隔 L (cm) に比例することを考慮し、以上で得られた結果をまとめると、レーザ放電空間の電界 E_p の各種ガス分圧に対する変化は次のように書ける。

$p_{He}/(p_{CO_2} + p_{N_2}) \leq 4$ のとき：

$$E(\text{kV/cm}) = K_{CO_2} p_{CO_2} + K_{N_2} p_{N_2} + K_{He} p_{He} \quad (10)$$

ただし、 $K_{CO_2} = 2.85 \times 10^{-2}$, $K_{N_2} = 3.15 \times 10^{-2}$, $K_{He} = 0.63 \times 10^{-2}$, p の単位は Torr

$p_{He}/(p_{CO_2} + p_{N_2}) \geq 4$ のとき：

$$E = E_0 + K_{He}'(p_{He} - p_0) \quad (11)$$

ただし、 $K_{He}' = 0.38 \times 10^{-2}$, $p_0 = 4(p_{CO_2} + p_{N_2})$, $E_0 = K_{CO_2} p_{CO_2} + K_{N_2} p_{N_2} + K_{He} p_0$

(10) 式または (11) 式を用いて、 $L = 2\text{cm}$ のとき、CO₂ : N₂ : He の比が 1 : 1 : 8 に対する V_p を求めると第 9 図に示すようになり、再び実測点 (●印) と良く一致する。同図中の破線は Lowke 氏ら⁽⁸⁾によって計算された電離係数 α と電子付着係数 β との交点

第 9 図 2 種のガス組成 (図中に示す) に対する V_p 対全ガス圧力 (p) との関係

Fig. 9. V_p vs. total gas pressure (p) for the two different compositions of gas mixture.

より求めた V_p 値を表わす。

上記、 V_p 値の各種ガス分圧依存性を用いれば、主放電電圧を様々なガス組成に対して予測することが可能であり、更に (5) 式よりそのとき流れる全放電電流 I も知ることができるから、結局、(5), (10), (11) 式より、レーザ媒質中に注入される実効全エネルギーを評価することが可能であり、これらはより大規模な TEA 形 CO₂ レーザ設計の基礎となる。

4. レーザ発振出力の圧力依存性

レーザ光全出力エネルギーおよびピークパワー値の圧力依存性を、ガス混合比一定の場合について調べた結果の一例を第 10 図および第 11 図に示す。レーザ光全出力エネルギー J は全圧力 p に対して顕著な変化を示さないのに対し、ピークパワー W_{peak} は急に値に変化することがわかる。また W_{peak} が最大となる圧力は、 $I_{max} = 0$ となる圧力 p_0 ($V_c = 33\text{kV}$ の場合、第 10 図では約 550 Torr, 第 11 図では約 400 Torr) に対して、共にほぼ $(2/3)p_0$ の付近にある。

上記の結果を解釈するために、レーザ媒質中に注入される全エネルギー J_{glow} を考えてみると、これは V_p と I_{max} の積に比例する。 I_{max} として (5) 式を用い、 V_p が全圧力 p に比例することを考慮すると、 J_{glow} の圧力依存性は次のようになる。

$$J_{glow} \propto V_p I_{max} \propto V_p (V_c - V_p) \propto p(p - p_0) \quad (12)$$

レーザの発振効率は動作点の (E/N) 値に依存するが、 (E/N) は圧力によってあまり変化しないので (付録参照)、レーザ全出力エネルギーは J_{glow} にほぼ比例すると考えられる。すなわち、レーザの全出力エネルギーの圧力依存性はほぼ (12) 式で表わし得ると考えてよい。(12) 式は第 10 図、第 11 図の結果を定性的によく説明する。ところで、レーザ・ピークパワー値は単純に J_{glow} に比例しない。本実験のように N₂ が CO₂ と同量以上注入されている場合には、CO₂ レーザ

J は時間積分の全出力エネルギー, W_{peak} はピーク出力 (縦軸の 100 mV が約 1 MW に対応), ガス組成比 CO_2 : N_2 : $\text{He}=1:2:3$, $C=0.025 \mu\text{F}$, $V_c=33 \text{ kV}$

第 10 図 レーザ発振出力の全ガス圧力依存性
Fig. 10. Laser output characteristics versus the total gas pressure (p).

ガス組成比は CO_2 : $\text{N}_2=1:1$ (He なし)

第 11 図 レーザ発振出力の全ガス圧力依存性
Fig. 11. Laser output characteristics versus the total gas pressure p .

の励起機構は, [基底状態の CO_2 分子が電子衝突により振動準位に励起された N_2 分子と第 2 種の衝突を行なうことにより励起される間接励起が支配的となる。

そこで, 以下に間接励起のみを考慮して, W_{peak} の圧力依存性について考察を加えてみよう。レーザ・ピークパワーは CO_2 分子の励起速度に比例すると考えられるが, 間接励起の場合, CO_2 分子の励起速度は,

励起された N_2 分子数 $\bar{N}_2$ と基底状態の CO_2 分子数 CO_2 の積に比例する。非常に簡単に, 励起 N_2 分子数が主放電部に注入される全エネルギーに比例するとすると $\bar{N}_2 \propto J_{\text{glow}} \propto p(p_0 - p)$, また基底状態の CO_2 分子数は圧力に比例するので, 結局

$$W_{\text{peak}} \propto \bar{N}_2 \cdot \text{CO}_2 \propto p^2(p_0 - p) \dots \dots \dots (13)$$

で与えられる。上式より W_{peak} は $(2/3)p_0$ で最大となり, 実験結果と良く一致する。

5. バッファガス (He または Ar) のレーザピークパワー値への影響

本論文においては, 通常バッファガスとしてよく用いられる He がない状態でも安定な放電を実現し, TEA- CO_2 レーザを動作させることができたので, この事実をむしろ逆用し, He ガスが TEA- CO_2 パルスレーザのピーク出力値に対していかなる影響を与えるかを調べた。

分子数混合比 CO_2 : $\text{N}_2=1:1$ の気体をあらかじめ定量 (両者の圧力和 100~250 Torr; パラメータ X) 封入しておき, それに更に逐次 He (分圧 p_{He}) を加えていったときのレーザ・ピークパワーの変化 (実測値) を第 12 図に示す。明らかに He を加えるとレーザ・ピークパワー値はある値までは増大する。なお, 比較のため同じ不活性気体であるアルゴン (Ar) に対しても同様の実験を行なった。その結果を第 13 図に示すが, この場合にはレーザ・ピークパワー値は逆に減少してしまう。このことはパルス CO_2 レーザの場合, バッファガスの役割は単に安定な主放電を得ることにとどまらないことを意味すると考えられ, 恐らく電子のエネルギー分布が He によって CO_2 , N_2 分子を励起しやすい形 (1~2 eV) に変形されるためと思われるが⁽¹⁰⁾, その詳細については更に原子・分子の励起断面積に関する研究が必要である。また第 11 図から, 最大主放電電流 I_{max} に関して, Ar 100 Torr が He の 200 Torr に相当すること, 更に Ar の場合 150 Torr 近傍で不均一なストリーマ放電に移行してしまう, He に比べて不安定になりやすいことがわかる。

第 14 図は, 第 12 図の結果を $I_{\text{max}}=一定$ の下で, He の混合比 R を変化させたときのレーザ・ピークパワー値の変化の形に書き直したものである*。この図から, $R \approx 0.75 \sim 0.8$ (すなわち, He と $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ の

*: I_{max} 値一定の各曲線上では, (5) 式の V_g が一定であり, このときの主放電電圧, 電流波形はガスの組成によらずほぼ同一であることが実験的に確かめられる。すなわち, $I_{\text{max}}=一定$ の曲線上で, 主放電部に注入されるエネルギーは近似的に一定と考えられる。

パラメータ X は CO₂+N₂ (組成比 1:1) の分圧和 ($V_c=33$ kV, $C=0.025$ μ F)

第 12 図 レーザ・ピーク値 (W_{peak}) に対する He ガス分圧の影響

Fig. 12. The effect of He gas pressure on the laser peak output power (W_{peak}).

$X=150$ Torr, CO₂:N₂=1:1

第 13 図 レーザ・ピーク値に対するバフガガスとしての He および Ar の効果の比較

Fig. 13. Comparison of the effect of adding He and Ar gas on the peak laser output power.

第 14 図 第 12 図の実験結果を I_{max} —一定の下で He ガス混合比 (R) に対する変化の形に書き直したもの

Fig. 14. Re-drawing of Fig. 13 for the variation of relative composition of He gas.

分圧比が 3~4 以上) の領域でレーザ出力が急激に低下することがわかる。この事実は、 V_p の He 分圧に対する変化の割合がやはり CO₂ (または N₂): He = 1:4 付近で急変していること (第 8 図参照) と考え併せると興味深い。He が (CO₂+N₂) の 4 倍以上となると、放電による注入エネルギーの大部分が He によって消費されるようになり、これがレーザ出力の低下を招き、また放電の形態をも変化させることになるためと考えられる。

6. 結 論

本論文では、UV 予備電離形の TEA パルス CO₂ レーザに関し、その基本特性、特に作動ガスの種類、全圧力およびそれらの混合比と主放電特性およびレーザ発振出力特性との間の関係を、比較的小形の装置について主として実験的に詳しく調べ、更にその結果に対し幾つかの理論的考察を加えた。

得られた主な結果を要約すると以下のようなものである。

(1) 適切な UV 予備電離方式を用いることによって空間的に (レーザ光軸方向に) ほぼ均一な高気圧の主放電が達成された場合、その主放電特性は概略的に定電圧特性に近く、最大主放電電流 I_{max} は $I_{max} =$

$\eta \sqrt{C/L} (V_c - V_p)$ で与えられる。ここに C , V_c はそれぞれコンデンサ電源の静電容量および充電電圧、 L は全主放電回路の実効インダクタンス、 V_p は主放電電極間電圧、 η は電源回路によって定まる定数 (C の増大に伴って 1 に近づく) である。

(2) (1) 項に示した I_{max} の式中の主放電電極間電圧 V_p は電極間隔にほぼ比例するが、更にレーザ作動ガスの種類、全圧力およびその混合比によって大幅に変化することが判明し、全圧力が 1 気圧の近傍にある場合の電極間電界 E 对各种ガス分圧の関係を与える実験式を示した。これにより、作動ガスの種類および混合比を与えた場合における主放電特性 (特にレーザ作動ガスへの正味の注入パワーおよびエネルギー) を予測することが可能となった。なお、He 分圧が (CO₂+N₂) 分圧の 4 倍以上になると放電形態が急変し、同時にレーザ発振の出力ピーク値が急激に低下する (レーザ作動ガスへの全注入エネルギーを一定とした場合) ことが判明した。

(3) レーザ発振出力と作動ガス全圧力との関係を調べた。その結果、レーザ作動ガスの混合比および外部回路条件を一定とした場合、レーザ発振全出力エネルギーは全ガス圧力の変化に伴ってあまり鋭敏には変

化しないにもかかわらず、レーザ・ピークパワーは $p^2(p_0 - p)$ (p は全圧力, p_0 はある一定圧力) の圧力依存性に従って急激に増加することが判明した。これらの結果は簡単な理論的考察による結果とも符号する。

以上の結論は、より大出力の UV 予備電離形の TEA パルス CO₂ レーザの試作に極めて有用であり、事実本研究グループが別途本研究と並行して行なった全出力数百 J、ピークパワー数 GW 級の装置試作⁽⁵⁾に重要な基礎資料を提供した。

本研究を遂行し、また本論文をまとめるにあたり、本学電気工学科助手 飯田慶幸氏および大和田野芳郎博士 (現、電子技術総合研究所) を始めとする関口研究室の多くの各位より多大の助言、助力を得た。これらの方々に對し、ここに改めて深謝の意を表する次第である。また、本研究の数値計算には東京大学計算機センターを使用し、また、本研究経費の一部は文部省科学研究費補助金によったことを付記しておく。

(昭和55年3月10日受付, 同55年12月15日再受付)

文 献

- (1) 例えば, N. G. Basov, et al.: *Sov. Phys.-Usp.*, **17**, 705 (1975)
P. B. Perkins: Proc. 7th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research (Innsbruck, Aug., 1978), IAEA-CN-37/D-1 (IAEA, Vienna, Austria, Nuclear Fusion Supplement, 1979)
- (2) 例えば, K. N. Sato, et al.: Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research (Berchtesgaden, Oct. 1976)-Nuclear Fusion Supplement 1977 (IAEA, Vienna), II, p. 567
ibid., (Innsbruck, Aug. 1979)-Nuclear Fusion Supplement 1979 (IAEA, Vienna), II, p. 609
- (3) M. C. Richardson, et al.: *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-9**, 236 (1973)
- (4) R. E. Pechacek, et al.: US Naval Res. Lab. Memorandum Report 3602 (1976)
- (5) Y. Ohwadano, et al.: *Japan. J. Appl. Phys.*, **19**, 1493 (1980)
大和田野: 東京大学工学系研究科博士論文 (昭 54-2)
- (6) W. L. Nigham: *Phys. Rev.*, **A**, **2**, 1989 (1970)
- (7) D. L. Lyon: *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-9**, 139 (1973)
- (8) J. J. Lowke, et al.: *J. Appl. Phys.*, **44**, 4663 (1974)
- (9) D. K. Davies: *ibid.*, **49**, 127 (1978)
- (10) A. J. Demaria: Principle of Laser Plasmas, "Review of High-Power CO₂ Lasers," Chap. 8 (1976) John Wiley & Son

付 録

(3)式および(4)式の導出 主放電部が完全に近い定電圧特性 ($dV_p/dI \sim 0$; $dI/dt \neq 0$ の下では $dV_p/dt = (dV_p/dI)(dI/dt) \sim 0$) を持つとする。第2図を

参照しながら回路方程式(1)の両辺を微分し、初期条件 [$t=0$ で $I=0$, コンデンサ電圧=充電電源電圧 V_c] を考慮すると、回路電流 $I = -I_{\max} \sin(t/\sqrt{LC})$ ($I_{\max} > 0$), コンデンサ電圧 $(1/C) \int I dt = V_c - I_{\max} \times (L/C)^{1/2} \{1 - \cos[t/(L/C)^{1/2}]\}$, これらを(1)式に代入すれば, $V_p = V_c - I_{\max}(L/C)^{1/2}$, すなわち最大放電電流 $I_{\max} = (C/L)^{1/2}(V_c - V_p)$ となる, (3)式が得られる。

次に, V_p は次のようにして求められる。第3章における基礎方程式より、回路電流 I と電子密度 n_e はそれぞれ、(1)式および(2)式より定まる。仮定より v_e は電界の一価関数であるから、主放電電極間電圧 V_p が一定であれば v_e も一定である。すなわち, $I = -S e n_e v_e$ の関係式より n_e は I に比例することとなり、電流が最大の点 ($I_{\max}$) で電子密度 n_e も最大 ($n_{e\max}$) となる。従って、前述の $I_{\max}$ の式と上述との関係式より

$$n_{e\max} = \frac{\sqrt{C/L}(V_c - V_p)}{S e v_e} \dots\dots\dots (付1)$$

を得る。ところで, n_e が最大となる時点においては, $(dn_e/dt) \sim 0$ であるから, (2)式より次式を得る。

$$(\alpha - \beta) v_e = \gamma n_{e\max} \dots\dots\dots (付2)$$

そこで, (付1), (付2)式より $n_{e\max}$ を消去し更に, N で両辺を割れば(4)式を得る。

$\alpha = \beta$ となる電界値を $(E/N)_0$ と書くと、主放電電界はその付近で動作するので、(4)式の左辺を $(E/N)_0$ 近傍で一次展開し、主放電電界の動作点を求める。

$$E/N = [K(E/N)_0 + \Gamma(V_c/NL)] / (K + \Gamma) \dots\dots\dots (付3)$$

$E/N \geq (E/N)_0$ のとき放電開始

$E/N \leq (E/N)_0$ のとき放電が持続しない

ただし,

$$K = \frac{d}{d(E/N)} \left\{ \frac{(\alpha/N - \beta/N) v_e^2}{\gamma} \right\} \Big|_{E/N=(E/N)_0}$$

$$\Gamma = (\mathcal{L}/se)(C/L)^{1/2}$$

(E/N) の圧力 ($\propto N$) 依存性はある圧力 (N_0) 以下で初めて放電が起こり、圧力を下げるに従って徐々に E/N 値は高くなる。この場合、一般に (E/N) が $(E/N)_0$ 値より高くなるほどレーザのエネルギー効率 は下がる⁽⁸⁾。また、 (E/N) の V_c 依存性はある電圧 V_0 以上で放電が起こり、それ以後 (E/N) は V_c に比例して増加する。しかし、本実験においては気体によって決まる K ⁽⁸⁾が、回路によって定まる Γ に比べて大きいので、傾きはかなり緩やかである。