



Title	電子ビーム制御CO2レーザーに関する研究
Author(s)	藤田, 尚徳
Citation	大阪大学, 1979, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1733
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

電子ビーム制御 CO₂ レーザーに関する研究

昭和 54 年 1 月

藤 田 尚 徳

内 容 梗 概

本論文は筆者が大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻後期課程において行なった電子ビーム制御CO₂レーザーに関する研究の成果をまとめたものである。

CO₂レーザーは、高効率・高出力レーザーとして種々の分野での応用が活発に進められている。特に電子ビーム制御CO₂レーザーは、大容量高気圧のレーザー媒質の均一な励起を可能とし、各国で盛んにその研究が進められている。筆者は電子ビーム制御CO₂レーザーを慣性核融合用エネルギードライバーとしての高出力レーザーシステムの増幅段へ応用する目的のもとに研究を行なった。

大容量高気圧の電子ビーム制御CO₂レーザーにおける各種物理過程の解明と必要な新技術の開発を行ない出力1kJのCO₂レーザーシステムを開発した。

本論文は8章よりなる。

第1章は結論であって、CO₂レーザーの慣性核融合エネルギードライバーとしての可能性及び解決しなければならない問題点を示し、電子ビーム制御CO₂レーザーに関する研究の意義を明らかにしている。

第2章は、試作した電子ビーム制御CO₂レーザーの各部の構成及び動作特性を示し、電子ビームによる予備電離、伝導電流による励起機構を明らかにしている。また短パルス増幅実用化から回転レベルの緩和機構を解明し、レーザーガスの高気圧化及び多重スペクトル線増幅を用いることにより、増幅器からのエネルギー取り出し効率が改善されることを明らかにした。

第3章では、電子ビーム制御CO₂レーザー増幅器の大型化を行ないこれに必要な技術開発、動作特性の解明を行なった結果を述べる。とくに大きな断面積をもった大電流冷

陰極型電子銃に関してその動作特性を種々の形状のものについて詳細に調べ大型増幅器設計の指針を得た。

第4章は、高い増幅率をもった増幅器間の結合を防止するための各種アイソレーターの開発及びその特性、システム中における各種寄生発振のモード解析と発振防止の方法を示している。

第5章は、Heを含まない新しいレーザーガスにおいてガス混合比による動作特性を述べ印加電界・ N_2 分圧の最適化を示している。従来のレーザーガス混合比にくらべ励起効率及び実効飽和エネルギーが高く短パルス増幅システム的大幅な効率の改善が可能であることを明らかにした。

第6章は、PFN電源のレーザー励起用電源としての応用を示し、電源効率の改善について述べている。

第7章では、核融合研究用高出力 CO_2 レーザーシステムの開発について述べている。多重スペクトル線増幅によるエネルギー取り出し効率の改善、非線形増幅及び吸収を受ける場合のパルス波形の変形など大規模レーザーシステムにおける問題点を明らかにした。

第8章は結論であって得られた結果をまとめ本論文の総括を行なっている。

目 次

内容梗概	1
第1章 緒言	6
第2章 電子ビーム制御 CO ₂ レーザーの開発	9
§2-1 まえがき	9
§2-2 パワーレーザーとしての CO ₂ レーザーの特徴	9
§2-3 CO ₂ レーザーにおける短パルス増幅	12
§2-4 電子ビーム制御 CO ₂ レーザーの試作	13
§2-5 励起放電特性	17
§2-6 小信号利得特性	21
§2-7 短パルス増幅特性	23
§2-8 まとめ	29
参考文献	29
第3章 大容量双頭増幅器の開発	31
§3-1 まえがき	31
§3-2 大容量双頭増幅器の試作	31
§3-3 電子銃動作特性	32
§3-4 励起放電特性	36
§3-5 3パス光学系	37
§3-6 まとめ	38
参考文献	39
第4章 寄生発振の防止	40
§4-1 まえがき	40
§4-2 ガスアイソレーター	40
§4-3 P-Ge アイソレーター	44
§4-4 ファラデー・ローター	45

§ 4-5	寄生発振のモード解析と発振防止	48
§ 4-6	まとめ	51
	参考文献	52
第5章 高効率レーザーガスの研究		53
§ 5-1	まえがき	53
§ 5-2	ガス混合比と各種パラメータ	53
§ 5-3	小信号利得及び効率	56
§ 5-4	短パルス増幅特性	60
§ 5-5	まとめ	62
	参考文献	62
第6章 電源効率の改善		64
§ 6-1	まえがき	64
§ 6-2	PFN電源の試作	64
§ 6-3	PFN電源によるレーザー励起	66
§ 6-4	まとめ	68
	参考文献	68
第7章 烈光Ⅱレーザーシステムの設計及び動作結果		69
§ 7-1	まえがき	69
§ 7-2	烈光Ⅱの仕様	69
§ 7-3	システム増幅特性	71
§ 7-4	パルス波形状の変形	74
§ 7-5	まとめ	76
	参考文献	76
第8章 結論		77

言射 台辛

80

業績目録

81

第 1 章 緒 論

核融合実現へ向け レーザーを用いた慣性閉じ込め方式が、トカマクに代表される磁場閉じ込め方式と原理的に異なる相補的アプローチとして並行して進められている。筆者は、慣性核融合のエネルギードライバーへの応用を目的とし、高出力CO₂レーザーシステムの開発およびこれに必要な各種物理機構の解明を行なった。その内容はシステムの主増幅器である電子ビーム制御CO₂レーザーの開発およびその特性解析、大容量高ゲイン増幅段における寄生発振モードの解明とその防止、および高出力レーザーのシステム解析手法の開発等である。これらの研究を通じて核融合炉用エネルギードライバーとしての高出力高効率CO₂レーザー建設への技術的見通しが得られた。本論文はこれらの成果をまとめたものである。

レーザーによるプレット爆縮核融合は、中性子 10^{10} /ショット、圧縮率 $100 \sim 1000$ 倍、 $T_i \sim 5 \text{ keV}$ が達成されるに及び、各国とも次の里程標であるブレークイーブン(投射レーザーエネルギー = 核融合発生エネルギー)に向け、しのぎを削る状況となっている。このためのレーザーに要求される特性は、①高出力 ($10 \sim 100 \text{ TW}$) ②短パルスの発生 ($\sim \text{ns}$) ③パルスの高収束性及び ④パルスの高 S/N 等である。これらの特性を現時点で最もよくそなえているのはガラスレーザーである。ガラスレーザーは開発の歴史が古く、可視の光学技術が使えることにより最も完成度の高いレーザーとして各国ともその大型装置建設を競っている。

実用核融合炉用レーザーとしては、以上の特性のほかに、具備すべき基本的特性として⑤高繰返し ⑥高効率及び⑦低コスト等がある。ガラスレーザーでこれらの要求を満たすことはかなり困難である。CO₂レーザーは、これらの特性を同時に満足し実用炉用レーザーとしての高い可能性をもっている。一方

CO₂レーザーは、波長が $10.6\mu\text{m}$ とガラスレーザーに比べて1桁長い。この観点よりプラズマ加熱・爆縮に関する基礎実験が必要である。両レーザーの結果を比較対比すれば、レーザー核融合の物理的機構がより明らかになると思われる。以上の理由により、筆者らは高出力CO₂レーザーシステム“烈光Ⅱ”の開発を行なった。

レーザー核融合への応用を目指した高出力レーザーシステムでは、パルス幅($\sim\text{ns}$)パルス波形が自由に制御できる必要がある。このためシステムは、発振段、パルス整形部と増幅に応じてビーム径を拡げていく多段の増幅器から構成される。発振段では、比較的低いエネルギー領域で動作し、ビーム特性のよい、再現性の高いレーザーパルスの発生に重点が置かれる。この後にGaAs等のポッケルセル、偏光子及びレーザートリガースパークギャップにより構成された電気光学シャッターを配置し所定のパルス幅を得る。増幅段ではパルス整形部からの出力を 10^6 倍程度にまで増幅する。このような高い増幅率をもった増幅段では、増幅器間のカップリングを防ぐためアイソレーターが必要となる。増幅段における解決すべき問題点として次の点がある。まず第一に、高出力化に伴ない増幅器の高気圧化・大型化が必要である。良好なビームの均一性を損わずに高出力まで増幅するため大容量・高気圧レーザー媒質の均一な励起が問題となる。第2にnsパルスによる増幅器からの高効率エネルギー取り出しの達成である。CO₂レーザーにおいてはレーザー媒質中での蓄積エネルギーは、レーザー上準位(001振動レベル)の各回転レベルに分布している。この回転レベルに分布した蓄積エネルギーを核融合用レーザーとして要求されるnsパルスの増幅過程において効率よく取り出すことがCO₂レーザーシステムの高効率化の要件となる。このためレーザー増幅過程における回転レベル間の緩和、共鳴レベル間の振動緩和等短パルスにおけるエネルギー取り出し過程の解明が重要である。第3に、高い増幅率をもった増幅段中

での寄生発振の防止、蛍光増幅・モレ光増幅の抑制が、微小な核融合ターゲット照射実験の際大きな問題となる。

筆者は、これらの問題点に関して各種物理過程の解明と新技術の開発を行ない出力1kJの“烈光Ⅱ”システムの開発を行なった。特にレーザー効率を高めるために行なった電子ビーム制御CO₂レーザーに適した新しい混合比のレーザーガスの研究及びPFN電源の開発は、実用炉に向けての大型レーザー建設の技術的見通しを与えている。

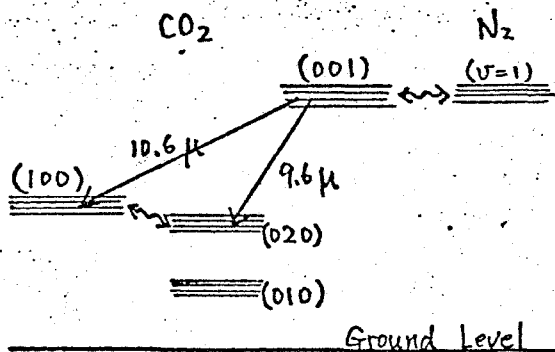
第2章 電子ビーム制御CO₂レーザーの開発

§2-1 まえがき

CO₂レーザーの核融合研究用レーザーとしての応用を考えると、レーザー媒質の高気圧化が必須である。その理由は高蓄積エネルギー密度を実現すること、および短パルス増幅における高効率エネルギー取り出しを行なうためである。高気圧のレーザー媒質を安定かつ均一に所起するため、電子ビーム制御CO₂レーザーの開発を行なった⁽¹⁾。この章ではCO₂レーザーの一般的な特徴を述べレーザー媒質の高気圧化の必要性、開発された電子ビーム制御CO₂レーザーの概略及び明らかとなった諸特性について述べる。

§2-2 パワーレーザーとしてのCO₂レーザーの特徴

CO₂分子は、対称中心をもつ直線状分子であり基本振動モードは対称性伸縮、屈曲及び非対称伸縮の三つでありレーザー動作に関与する低エネルギー領域の振動エネルギー準位を図(2-1)に示す。パテルによって発見されたレーザー遷移は、⁽²⁾



図(2-1) CO₂レーザー準位

CO₂ (001)

→ CO₂ (100) + hν (10.6 μm)

CO₂ (001)

→ CO₂ (020) + hν (9.6 μm)

の2つである。各振動準位は、分子軸に垂直な軸での回転により微細構造を持つ、こ

のような回転の量子数を J とすると、量子力学的偶奇性によりレーザー上準位 (001) では J として奇数のみがゆるされ、レーザー下準位 $(100)(020)$ では、偶数のみがゆるされる。また上準位から下準位への遷移に関して J の変化が ± 1 しかゆるされない。 J の変化 $+1$ を P ブランチ、 J の変化 -1 を R ブランチと呼ぶ。このため $10.6 \mu\text{m}$ および $9.6 \mu\text{m}$ の遷移は、それぞれ P 及び R ブランチからなり、それぞれのブランチはさらに回転準位に対応した多数のラインにより構成される。 $\text{CO}_2(001)$ と $\text{N}_2(v=1)$ 準位は、エネルギー差が 18 cm^{-1} と近接しているため共鳴的に結合している。⁽³⁾ また $\text{N}_2(v=1)$ 準位は基底準位への輻射遷移が禁止されているため寿命は長い。レーザーガス中の放電による電子衝突により $\text{CO}_2(001)$ 及び $\text{N}_2(v=1)$ 準位への励起が行なわれる。

CO_2 レーザーは、このように放電により励起が行なわれるため、励起効率が非常に高い。また誘導放出断面積が大きいため、飽和エネルギーが小さくエネルギー取り出し効率のよい飽和増幅が容易に達成される。このため一般に CO_2 レーザーは非常に高い効率が得られるという利点を持つ。その反面飽和エネルギーが小さいことは、増幅器の蓄積エネルギー密度を小さくするため高出力化のためには装置が大きくなる。また飽和増幅を行なうため、増幅段の小信号利得を高くする必要性から寄生発振の問題が他のレーザーにくらべ厳しい制約条件となるなどの欠点を持つ。高出力レーザーとして増幅媒質にどのようなパラメーターを持ったものが最適かを検討する。使用するパラメーターを以下に定義する。

g_0 : 小信号利得, σ : 誘導放出断面積, δ : 反転分布密度

L : 増幅媒質長, E_s : 飽和エネルギー密度, $h\nu$: フォトンエネルギー

E_{stored} : 蓄積エネルギー密度, E_{ext} : 取り出しエネルギー密度

これらのパラメーターは相互に以下のような関係式で結びあわれる。

$$\begin{aligned}
 &g_0 = \sigma \delta && (2-1-a) \\
 &g_0 l < 10 \quad (\text{寄生発振より}) && (2-1-b) \\
 &E_s = \frac{h\nu}{2\sigma} && (2-1-c) \\
 &E_{\text{stored}} = g_0 E_s && (2-1-d) \\
 &E_{\text{ext}} = l E_{\text{stored}} = l g_0 E_s < 2 \text{ J/cm}^2 && (2-1-e) \\
 &\quad \quad \quad (\text{ダメージより})
 \end{aligned}$$

飽和増幅を行なわせると出力エネルギー密度は、取り出しエネルギー密度 E_{ext} にほぼ等しくである。増幅器の口径を小さくするため取り出しエネルギー E_{ext} はできるかぎり大きくとる。光学材料の損傷しきい値より E_{ext} を 2 J/cm^2 とする。増幅器の媒質長を 2 m とすると式(2-1-b)より寄生発振の制限値を考え $g_0 = 5 \text{ m}^{-1}$ となる。これらの値から式(2-1-e)より $E_s = 0.2 \text{ J/cm}^2$ となる。 CO_2 レーザーの場合 $h\nu = 1.8 \times 10^{-20} \text{ J}$ であるから $\sigma = 4.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ となる。誘導放出断面積 σ は、レーザーガス圧力の上昇によるスペクトルの衝突広がり効果により減少する。 σ に対する前記の値を達成するには、典型的なガス混合比 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1/4 : 3$ では、レーザーガスの圧力を 33.3 気圧としなければならない。ただしここではレーザー遷移の1つの回転レベルのみが増幅に寄与するとした。一かすべての回転レベルが増幅に寄与するとすると、レーザーガス圧力は 2.2 気圧

表(2-1) ガラスレーザーと CO_2 レーザーの比較

	媒長 (μm)	誘導放出 断面積 (cm^2)	飽和エネルギー密度 (J/cm^2)	小信号 利得 (cm^{-1})	蓄積エネルギー密度 (J/l)	効率 (%)
Nd・ガラス レーザー	1.06	3×10^{-20}	3	0.08	240	0.05
CO_2 レーザー (1気圧)	10.6	1.5×10^{-18}	0.09 (全回転レベル)	0.04	3.6	2

となりこの値は達成可能である。したがって CO_2 レーザーは高気圧化が可能となると波長が $10.6 \mu\text{m}$ と長く可視域の光学材料を使用することができないという欠点を除けば、高出力レーザーに非常に適していると言うことができる。表(2-1)にガラスレーザーと CO_2 レーザー(1気圧)の各種パラメータを示す。

§ 2-3 CO_2 レーザーにおける短パルス増幅

図(2-1)に示すように CO_2 レーザーの上準位・下準位は多くの回転レベルから成っている。効率よいパルス増幅を行なうためには、各回転レベルに蓄えられたエネルギーを有効に取り出すことが重要である。 CO_2 レーザーの回転レベル間の緩和時間 τ_R は、典型的なガス混合比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1/4:3$ に対し

$$\tau_R = 0.16 \times 1/P \text{ ns} \quad P: \text{圧力 (atm)} \quad (2-2)$$

と表わされる⁽⁴⁾。回転緩和時間は圧力に反比例する。核融合用レーザーとして求められるパルス幅 1 ns に対し、ガス圧を 0.15 気圧以上にするとも回転緩和時間は 1 ns 以下となり十分な回転緩和が得られ有効なエネルギー取り出しが可能と考えられる。しかしレーザー遷移にかかえる1本の回転レベル($J=19$)に蓄えられているエネルギーの全体に占める割合は $K(J)=1/15$ 程度と小さいため実際に有効なエネルギー取り出しを行なうために必要な時間は、 $\tau_R/K(J)=15\tau_R$ と長くなり⁽⁵⁾、 2.25 気圧以上のガス圧が必要である。

パルス増幅を行なわせるレーザー媒質はその小信号利得 g_0 と飽和エネルギー E_s で特徴づけられる。前に述べたように回転レベルの緩和を考慮すると、 CO_2 レーザーの場合には実効的な飽和エネルギー E_s^* はパルス幅によって変化することになる。

$$E_s^* = E_s \left\{ 1 - \exp \left(\frac{-K(\gamma) \cdot \tau_p}{\tau_R} \right) \right\} \quad (2-3)$$

τ_p : パルス幅

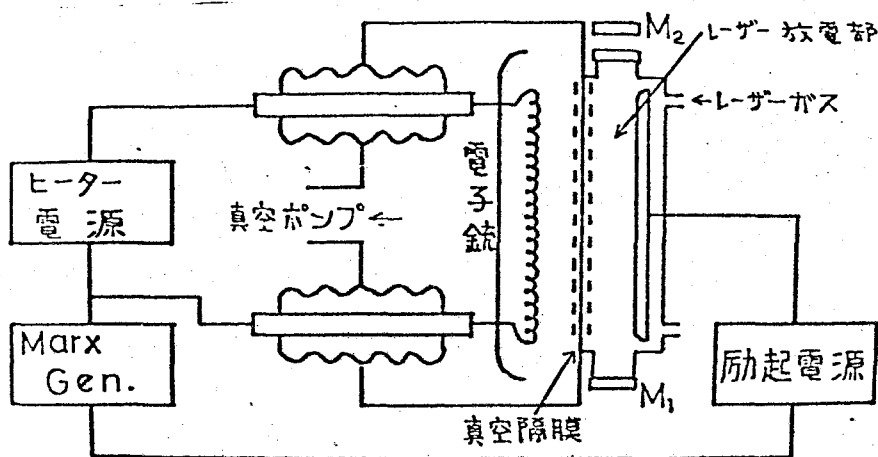
E_s : 回転レベルのすべてが増幅に寄与する場合の飽和エネルギー

有効な増幅を行なうには E_s^* を E_s に近づける必要があるが、その方法としては、式(2-3)にみられるように レーザーガス圧を高め τ_R を短くする方法と マルチライン増幅によって増幅に寄与するレーザーレベルの分布割合 $K(\gamma)$ を大きくする方法が考えられる。

§ 2-4 電子ビーム制御 CO_2 レーザーの試作

レーザーガスの高気圧化は、パルス幅 μs 程度で高出力の必要な核融合用レーザーとしては必須である。また $\text{CO}_2(001)$ および $\text{N}_2(v=1)$ 振動準位への電子衝突による励起効率最大の電子温度を実現する電界 (E/p) は、持続放電気界より大幅に低い。さらにレーザー増幅媒質として光学的均一性を保つために放電自体が均一である必要がある。このように高気圧でしかも持続放電気界より低い電界で均一なレーザー励起を行なうには、レーザーガスの電離性と励起機構とを完全に分離する必要がある。すなわち励起放電気源とは別の機構により電離を行なわせ、こうしてできたプラスマ中の伝導電流によりレーザー励起をおこなわしめる必要がある。このため電子ビームをレーザーガスの電離性に利用した電子ビーム制御 CO_2 レーザーを試作し大型装置開発を目標として種々の動作特性を調べた。

図(2-2)に実験装置の概略を示す。ヒーター電源によりフィラメントは熱せられ熱電子を放出する。これら熱電子は、高電圧により加速され電子ビーム透過膜を通して主放電部へ入射される。



図(2-2) 電子ビーム制御CO₂レーザーの概要

高エネルギー電子は中性ガス分子を電離しつつ進み、レーザー媒質を均一に予備電離化する。励起電源によりプラズマ化したレーザー媒質中に伝導電流を流しCO₂分子の励起を行なう。この装置は次の要素からなる。

(A) 電子ビーム発生部

a) 電子ビーム発生用真空チャンバー

真空チャンバーは、50×50×120 cm³、300 lの容積であり3×10⁻⁷まで真空排気できる。

b) 熱電子放出型電子銃

電子銃としては、熱電子放出型と電界放出型の2種類が考えられるが、電子ビーム電流密度は少ないが、パルス幅の長くとれる熱電子放出型の電子銃を用いた。フィラメント材料としては、大気にさらしても再使用でき、イオン衝撃に強く、加熱電力あたりの熱電子放出量の大きいトリウムタングステムを用いた。表(2-2)に各種フィラメント材料の特性を示す。⁽⁶⁾

c) 電子ビーム加速用高電圧発生装置

電子ビーム加速用高電圧発生装置は、4段のマルクス発生器であり、最高出力電圧400 kV、最大蓄積エネルギー

2.5 kJである。

表(2-2) 各種フィラメント材料の特性

Material	Emission power	characteristics
Pure tungsten	5~10mA/wat	Little emission Fragile
Thorium tungsten	25mA/watt	Medium emission Good manufacturing
Oxide cathode	100 mA/watt	Good emission Difficult to repetition use

(B) 耐高気圧電子ビーム透過部

α) 電子ビーム透過膜

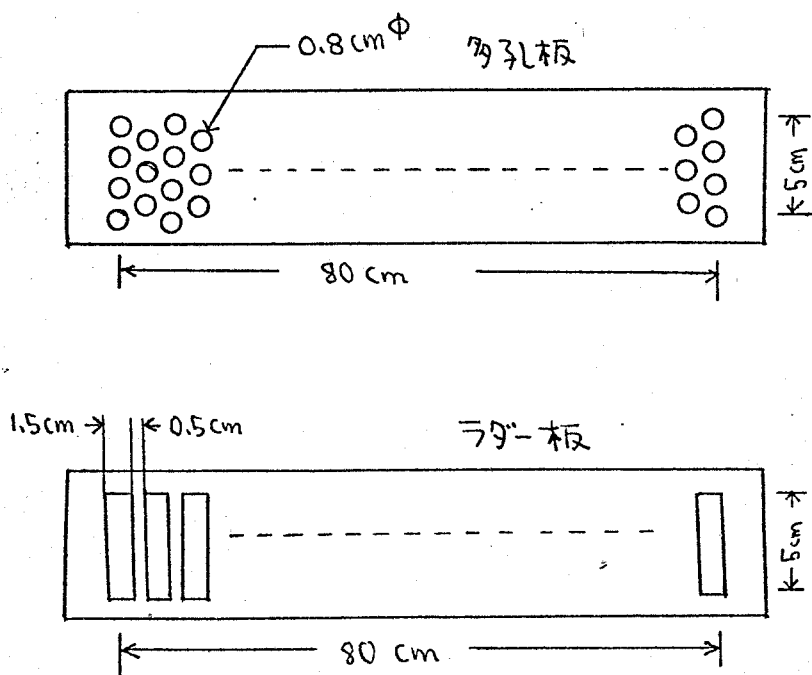
電子ビーム透過膜は、高気圧のレーザーガスと真空とを介離しなければならないことより抗張力力が大きいことと、電子ビームの透過率が高いことが必要である。電子ビームの減衰は、ビーム断面の単位面積あたりの通過質量により決定される。表(2-3)に各種膜材の特性を示す。ILミラーは熱的に問題があり、Beは大きな膜材が得られな。電子ビーム透過膜としては、Al 30 μ mとTi 30 μ mを使用しそれぞれの特徴を比較検討した。

表(2-3) 各種膜材の特性の比較

	密度(g/cm ³)	引張強さ (Kg/mm ²)	引張強さ/密度 (Kg/mm ² g/cm ³)	原子量 (g)
ILミラー (ポリエスチル)	1.40	14.5~27	10.36~19.3	263
Al	2.69	10~50	3.7~18.6	660
Be	1.84	28~67	15.2~36.4	1284
Ti	4.54	35~56	7.8~12.4	1660

b) 透過膜支持機構

透過膜の支持には開口率60%の多孔板と、開口率75%のラダー板を使用した。図(2-3)にそれぞれの支持板の構造を示す。多孔板の場合、透過膜は2枚の同じ位置に穴のあった多孔板にはさみこまれて支持される。ラダー板の場合、透過膜はレーザーガス圧力によってラダー板に押しつけられている。主放電の透過膜への影響をなくすため、60%メッシュを主放電側にとりつけている。



図(2-3)

透過膜支持板
の構造

(C) レーザー励起部

a) 放電チャンバー及びレーザー窓

放電体積は $5 \times 5 \times 80$ cm, 2 l である。これに対し放電チャンバーは、レーザーガスの分解性及び温度上昇の影響を少なくするため $30 \times 30 \times 98$ cm, 88.2 l と大きい。レーザー窓は有効径 5 cm ϕ の NaCl 板であり、寄生発振の防止のため 5° 傾けて取り付けられている。

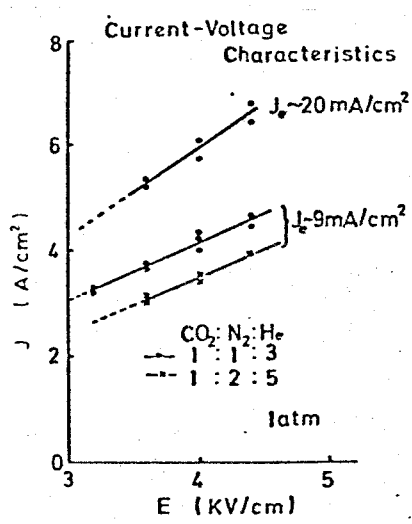
b) 主放電カ極

主放電カ極は、 $13 \times 86 \text{ cm}$ 厚さ 2 cm のアルミ板を用い周辺は電界集中を防ぐため 2 cm R の角落としがなされている。電極でのレーザー光の反射による寄生発振を防止するため、ガラス繊維糸で電極はあおわれている。ガラス繊維糸の $10.6 \mu\text{m}$ 光に対する反射率は極めて小さい。

c) 主励起電源

主励起電源は、 $0.8 \mu\text{F}$ のコンデンサーを10個並列にならべたコンデンサーバンクであり最大充電電圧 50 kV 、最大蓄積エネルギー 10 kJ である。

§ 2-5 励起放電特性



図(2-4) 放電特性

図(2-4)に、電子ビーム加速電圧 160 kV の場合の放電特性を示す。電圧電流特性は直線にのっており完全な伝導電流として放電電流が流れていることがわかる。放電電流 J_d は次式で表わされる⁽⁷⁾

$$J_d = e \cdot n_e \cdot v_d \quad (2-4)$$

ここで、 e 、 n_e および v_d はそれぞれ電子の電荷、電子密度 および 電子のドリフト速度である。電子密度は、電子ビームによる電離電子の増加と電子イオンの再結

合による損失との平衡によって決定される⁽⁷⁾

$$\frac{dn_e}{dt} = S_0 - \alpha \cdot n_e \cdot N_i \quad (2-5)$$

ここで α , n_e および S_0 は、それぞれ 再結合係数、イオン密度 および 電離発生数である。平衡状態 および $n_e \sim n_i$ を仮定すると

$$n_e = \sqrt{S_0 / \alpha} \quad (2-6)$$

となる。電子ビームの電離性能を 1 気圧の レーザ ガス に対し 100 pairs/cm とすると⁽⁸⁾ 電離発生数 S_0 は次式で表わされる。

$$S_0 = \frac{J_e}{e} \times 100 \quad (2-7)$$

(J_e : 電子ビーム電流密度)

式 (2-6) (2-7) より S_0 を消去して

$$\begin{aligned} J_e &= \frac{1}{100} \cdot e \cdot n_e^2 \cdot \alpha \\ &= 3.2 \times 10^{-28} n_e^2 \end{aligned} \quad (2-8)$$

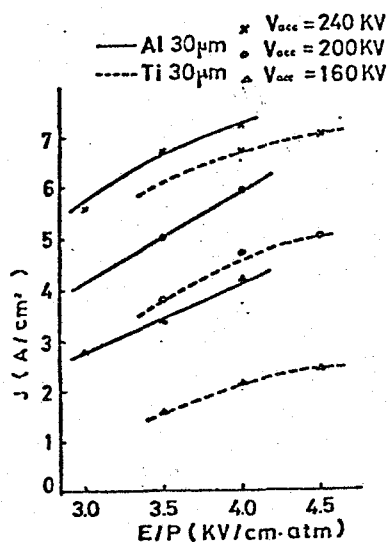
となる。 $CO_2:N_2:He = 1:1:3$, 1 気圧の レーザ ガス で 印加電界 $E/p = 3.8 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ に対し 再結合係数は $\alpha \sim 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{molecule} \cdot \text{s}$ と評価され⁽⁹⁾、式 (2-8) ではこの値を用いた。式 (2-4), (2-8) より

$$J_d = 35.8 \sqrt{J_e} \quad (2-9)$$

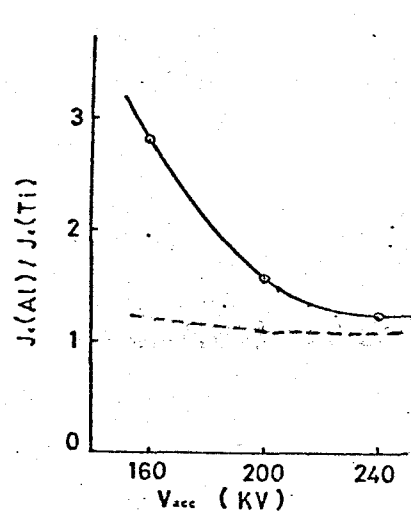
ここで 再結合係数の評価と同じ条件のもとで、ドリフト速度は $v_d \sim 4 \times 10^6 \text{ cm/s}$ と評価されこの値を用いている。

式 (2-9) より、放電電流は、電子ビーム電流の平方根に比例することがわかる。実測された電子ビーム電流密度 $J_e = 9 \text{ mA/cm}^2$, 20 mA/cm^2 を式 (2-9) に代入し $J_d = 3.4 \text{ A/cm}^2$, 5.1 A/cm^2 が計算で得られるが、これらの値は 図 (2-4) の $E/p = 3.8 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ の放電電流密度 4.0 A/cm^2 及び 5.6 A/cm^2 とよく一致する。

また 図 (2-4) で $J_e = 9 \text{ mA/cm}^2$ の場合 混合比によって放電電流値が異なるのは、混合比によりドリフト速度がかわるためである。



図(2-5) Al 30μmと
Ti 30μm 透過膜による放
電特性



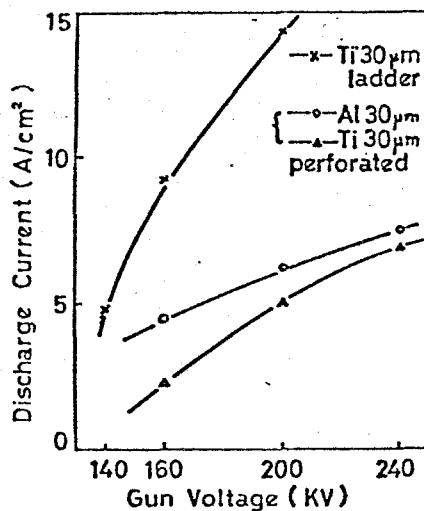
図(2-6) 実験値と理
論値の比較。

Al 30 μm と Ti 30 μm を透過膜として用いた場合の放電特性を図(2-5)に示す。図中各曲線のパラメータは電子ビーム加速電圧である。各電子ビームエネルギーに対するレンジ(密度×飛程)は、160 keV に対し 30 mg/cm², 200 keV に対し 45 mg/cm², 240 keV に対し 60 mg/cm² である⁽¹⁰⁾。Al 30 μm の単位面積当りの質量は 8.07 mg/cm², また Ti 30 μm のそれは 13.62 mg/cm² である。単位面積当りの質量 α (mg/cm²) を透過してまた電子のエネルギー E は⁽¹⁰⁾

$$\frac{E}{E_0} = (1 - \gamma)^{3/5}, \quad \gamma = \frac{\alpha}{R} \quad (2-10)$$

ここで E_0 および R は、それぞれ入射電子ビームエネルギー、入射電子ビームのレンジである。式(2-10)を用いて、Al 及び Ti 膜を用いた場合の電子ビームエネルギーの減衰を求め、その比の平方根(透過電子ビーム電流比)を図(2-6)に点線で示す。放電電流は式(2-9)より電子ビーム電流の平方根に比例している。図(2-5)より各加速電圧に対し $E/P = 4.0$ KV/cm·atm での Al 及び Ti の場合の放電電流の比をとり、その2乗を図(2-6)中に○点で示した。これは透過電子ビーム電流比を実験的に示したものである。両者の結果は、電子ビーム加速電圧の

低い場合、顕著な違いを示した。透過膜により電子ビームが散乱を受けるがこの効果は電子ビームエネルギーが小さいほど大きい。図(2-6)の結果は強く散乱を受けた低エネルギー電子ビームが透過膜支持機構により強く減衰された結果と考えられる。



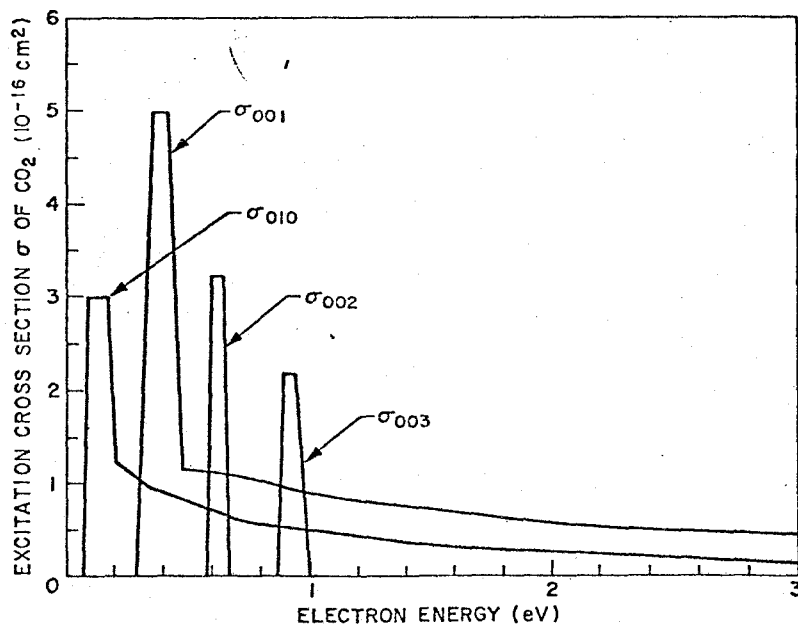
図(2-7) 多孔板およびラダー板の透過膜支持機構による放電特性の比較

図(2-5)の実験に用いた透過膜支持機構は多孔板であった。§2-3(B)のb)において述べたように、多孔板の場合には、2枚の同じ位置に穴のあった多孔板により透過膜ははさみこまれて支持されている。このため透過膜を通過した電子はさらに多孔板を通過しなければならない。透過膜において強く散乱された電子は多孔板の壁により減衰される。新しくラダー型の透過膜支持機構によりこの影響を取り除き放電特性を調べた結果を図(2-7)に示す。§2-3(B)のb)において述べられたように、ラダー板では、レーザー

ガス圧力によって透過膜はラダー板におしつけられている。このため透過膜を通過した電子はその後直ちにレーザーガスへ導かれる。開口率はラダー板のほうが多孔板より大きい。ラダー板の場合主放電から透過膜を防止するため60%メッシュ1枚が余分に必要である。このため電子ビーム透過部全体の開口率は、多孔板を用いた場合が優れている。図(2-7)からラダー支持の場合放電電流が多孔板支持の場合の約3倍に増大することがわかる。以上より電子ビームの透過部による減衰は、透過膜による電子ビームエネルギーの減衰の他に、透過膜による電子ビームの散乱が主要な役割をはたしていたことが判った。この結果より効率のよい支持機構の設計指針が得られた。

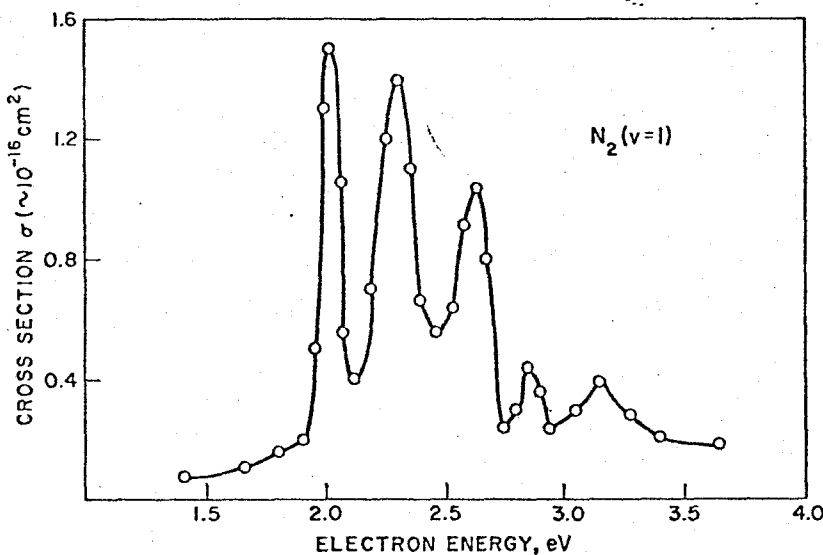
§2-6 小信号利得特性

CO₂分子の励起機構として重要なものは、基底状態のCO₂分子と運動エネルギーをもった電子との非弾性衝突により、電子の運動エネルギーが、CO₂分子の振動エネルギーに変わる電子衝突励起過程と振動レベル($v=1$)にあるN₂分子と基底状態のCO₂分子との間の共鳴励起過程である。CO₂分子の各振動レベルの励起断面積を図(2-8)に、N₂分子の $v=1$ 振動レベルの励起断面積を図(2-9)に示す。これらからCO₂分子の励起には、最適な電子温度(1~3eV)が存在することがわかる。



図(2-8)

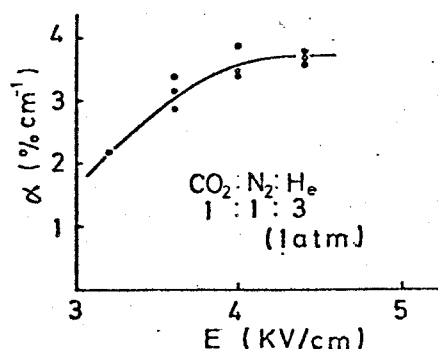
CO₂分子の各種振動レベルの励起断面積



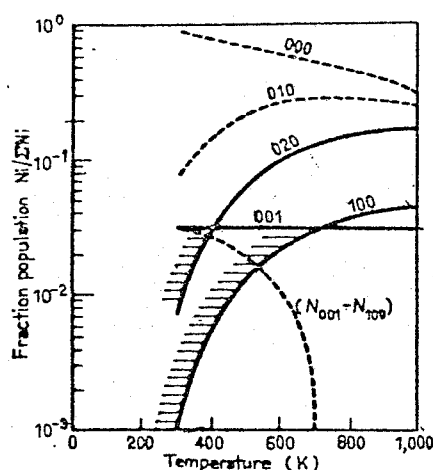
図(2-9)

N₂分子の $v=1$ 振動レベルの励起断面積

高エネルギー電子ビームにより生成した二次電子は、エネルギーの高いものはさらに電離を起こし、電離エネルギー以下の電子はガス分子との非弾性衝突により、エネルギーを失なう。このようにして生成された電子の電子温度は、伝導電流を流すための印加電界 E とレーザーガス圧力 P との比 E/p により決定される。くわしい解析は、例えばニーカン⁽¹³⁾によってボルツマン方程式を数値解析することで行なわれた。 CO_2 、 N_2 および He を用いた典型的なレーザーガスでは最適電子温度 (1~3 eV) が、 $E/p = 3 \sim 5$ kV/cm·atm で達成される。



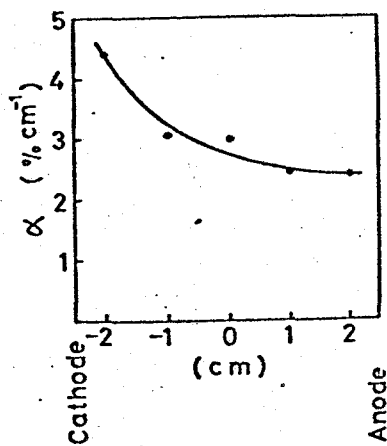
図(2-10) 小信号利得の E/p 依存性



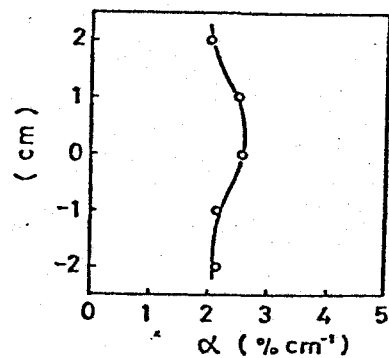
図(2-11) ガス温度に対する各レベルの密度分布

図(2-10)に、開発された電子ビーム制御 CO_2 レーザーの小信号利得の印加電界依存性を示す。小信号利得は $E/p = 4$ kV/cm·atm から飽和の傾向を示す。レーザーガスへの電気入力、 E/p の増加にしたがい増大する。したがって $E/p = 4$ kV/cm·atm 以上では効率は低下する。この原因としては上にも述べた最適 E/p の値より印加電界が大きくなったこと、及び電気入力の増大によるレーザーガス温度の上昇によって、レーザー準位密度が増大したことが考えられる。図(2-11)に各エネルギー準位の数密度の温度依存性を示す。⁽¹⁴⁾

レーザー軸に垂直な断面に対する小信号利得の横方向分布(電子ビーム、主放電電流の流れる方向)及び縦方向分布をそれぞれ図(2-12)、図(2-13)に示す。 CO_2 : N_2 : $He = 1:1:3$ (1気圧) 電子ビーム加速電圧 160 kV、 $E/p = 4$ kV



図(2-12) 小信号利得の
横方向分布

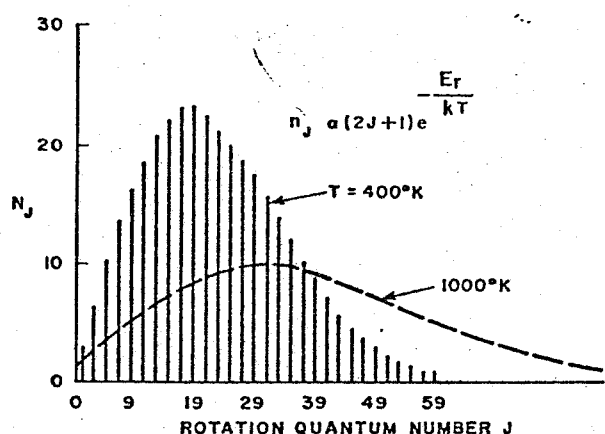


図(2-13) 小信号利得の
縦方向分布

$1/\text{cm}\cdot\text{atm}$ のもとで測定は行なわれた。図(2-12)において、小信号利得はカソードで最大でありアノードへ近づくにしたがい減少している。一方図(2-13)においては、中央で小信号利得が最大値を示し、中央から離れるにつれ小信号利得は減少する。電子ビームの拡がりか中央では重なり合い、又端の方では重なりが減少し、そのため電子密度の分布が場所的に異なるのが原因である。これら小信号利得の非一様性は電子ビームの加速電圧の増加と、透過膜支持機構の改善による電子ビーム透過率の増大により改良された。

§ 2-7 短パルス増幅特性

1気圧程度のレーザーガスにおいて、nsのレーザーパルスの時間中には、レーザー上準位の再励起および自然放出等による緩和は考える必要がない。また同様にレーザー下準位の緩和もns程度の時間では無視できる。したがってCO₂レーザーにおける短パルス増幅は、回転レベル間の緩和のみを考慮すればよい。図(2-14)にレーザー上準位である(001)振動レベルの400°Kおよ



図(2-14) 回転レベルの熱平衡分布

び 1000°K に対する熱平衡分布を示す。⁽¹⁵⁾

平面波パルスを増幅する長さ L の均一な媒質を考える。位置 z と時間 t で以下の量を定義する。 $n(z, t)$: 光子の数密度、 $\delta^J(z, t) = N_J^u - N_{J+1}^l$: J 番の回転レベルと $J+1$ 番の回転レベルとの反転分布密度、 $\Delta(z, t) = N^u - N^l$: 上振動レベルと下振動レベルの全反転分布密度、以上の量

を用いて、光強度 I は次式で表わされる。

$$I = c h \omega n(z, t) \quad (2-11)$$

ここで c は光速、 $h\omega$ は光子エネルギーである。

また全反転密度は

$$\Delta(z, t) = \sum_{J=\text{odd}} \delta^J(z, t) \quad (2-12)$$

回転レベルが温度 T で熱平衡であれば、それぞれの回転レベル密度 N_J の振動準位中での分布割合 $K(J)$ は次のように表わされる。

$$K(J) = g_J \exp\{-E(J)/kT\} / \left[\sum_J g_J \exp\{-E(J)/kT\} \right] \quad (2-13)$$

ここで $g_J = 2J+1$ であり、統計的な重み、 $E(J)$ は J 番の回転レベルの回転エネルギー、及び k はボルツマン定数である。 J の値は下のレベルでは偶数、上のレベルでは奇数しか許されない。 δ^J の

定義と式(2-13)より熱平衡では、

$$\delta^J = \kappa(J)^u N^u - \kappa(J+1)^l N^l = \kappa(J) \Delta \quad (2-14)$$

ただし $\kappa(J)^u \approx \kappa(J+1)^l = \kappa(J)$ とした。誘導放出断面積 σ を用いて $J_0 \rightarrow J_0 + 1$ への遷移とそれによるレーザー光増幅を記述するレート方程式が得られる。

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial n}{\partial x} = \sigma c n \delta^{J_0} & (2-15)(a) \\ \frac{\partial \delta^{J_0}}{\partial t} = -2\sigma c n \delta^{J_0} - \frac{\delta^{J_0} - \kappa(J_0) \Delta}{\tau_R} & (2-15)(b) \\ \frac{\partial \delta^J}{\partial t} = - \frac{\delta^J - \kappa(J) \Delta}{\tau_R} \quad \text{ただし } J \neq J_0. & (2-15)(c) \end{cases}$$

ここで τ_R は回転レベル間の緩和時間であり、上と下の振動レベルでは等しいとした。この時間は、回転レベルが熱平衡に近づく割合を決定する。式(2-15)(c)で、各 J について総和をとり、式(2-15)(b)と式(2-12)を用いると

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -2\sigma n \delta^{J_0} \quad (2-15)(d)$$

式(2-15)(a)、(2-15)(b)、(2-15)(d)によりパルス増幅特性が決定される。ここで2つの飽和エネルギーを定義する。

$$E_s^{J_0} = \frac{\hbar \omega}{2\sigma}, \quad E_s = \frac{E_s^{J_0}}{\kappa(J_0)} \quad (2-16')$$

これらの量は、それぞれ1本の回転レベルの飽和エネルギーと全体の回転レベルの飽和エネルギーに対応する。又小信号利得は次式で与えられる。

$$g_{J_0} = \sigma \delta^{J_0} = \sigma \mathcal{N}(J_0) \Delta \quad (2-16)$$

入射エネルギー E_{in} に対する出力エネルギー E_{out} を以下の条件のもとで求める。 J_0 の文字は省略し、初期の反転分布密度、初期の小信号利得を Δ_0 、 g_0 とし増幅媒質中で均一とする。パルス幅を τ_p とする。

i) パルス幅が非常に短い場合、即ち $\tau_p / \tau_R \ll 1$ のとき

回転レベルの緩和は、無視することができる。式(2-15)(b)で回転緩和を表わす第2項を無視し、式(2-15)(a)を合わせて考える。この場合、フランツおよびノドヴィクによってなされた2レベルの飽和増幅の結果を用いることができ⁽¹⁶⁾、

$$E_{out} = E_s^0 \ln \{ 1 + \exp(g_0 L) [\exp(E_{in}/E_s^0) - 1] \} \quad (2-17)$$

$E_{in} \gg E_s^0$ の場合

$$E_{out} - E_{in} = E_{stored}^0 = E_s^0 g_0 L = \frac{1}{2} \hbar \omega \delta^0 L \quad (2-18)$$

となる。ここでは、1本のラインだけが増幅に寄与している。

ii) パルス幅が長い場合、即ち $\tau_p / \tau_R \gg 1$ の場合、

$\delta^J(t) \approx \mathcal{N}(J) \Delta(t)$ が成り立ち、式(2-15)(a)、(2-15)(d)は、 n と Δ だけの関数として解くことができる。

$$E_{out} = E_s \ln \{ 1 + \exp(g_0 L) [\exp(E_{in}/E_s) - 1] \} \quad (2-19)$$

$E_{in} \gg E_s$ ならば、すべての蓄積エネルギーを取り出すことができ

$$E_{out} - E_{in} = E_{stored} = E_s g_0 L = \frac{1}{2} \hbar \omega \Delta_0 L \quad (2-20)$$

ここでは、すべての回転レベルが増幅に寄与している。

iii) 一般の短パルスの場合、即ち $\tau_p / \tau_R \sim 1$ のとき、

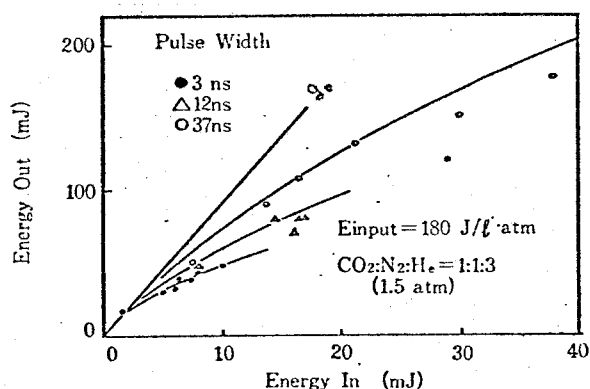
$$E_{out} = E_s^* \ln \{ 1 + \exp(g_0 L) [\exp(E_{in}/E_s^*) - 1] \} \quad (2-21)$$

$$\text{ここで } E_s^* = E_s \{ 1 - \exp[-\tau_p K(J_0)/\tau_R] \} \quad (2-22)$$

$E_{in} \gg E_s^*$ ならば

$$E_{out} - E_{in} = E_s^* g_0 L = \frac{1}{2} \hbar \omega \Delta L \{ 1 - \exp[-\tau_p K(J_0)/\tau_R] \} \quad (2-23)$$

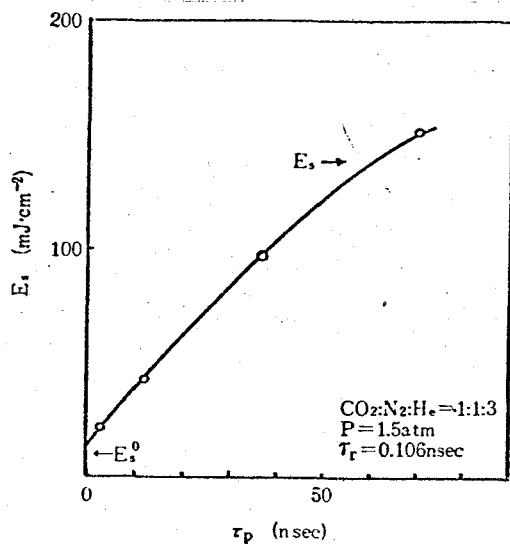
となる。ここですべての反転分布密度が有効に取り出されるには、 $\tau_p \geq \tau_R / K(J_0)$ を満たさなければならない。



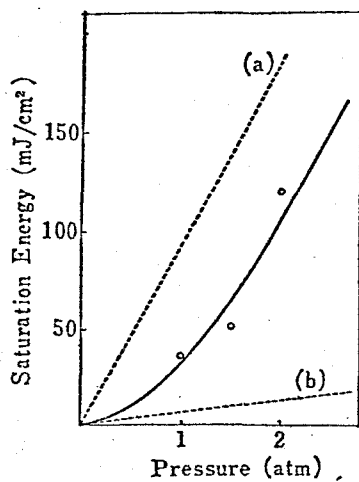
図(2-15) パルス幅を変化させたときの入出力特性

以上の理論的解析をもとにして短パルス増幅実験の結果およびその検討結果について述べる。図(2-15)に発振ラインP(20)、パルス幅3ns、12nsおよび37nsのレーザーを用いた入出力特性を示す。実験に使用した増幅器は媒質長80cmであり、レーザーガスはCO₂:N₂:He=1:1:3、1.5気圧であった。電気入力は180 J/l·atmで一定に保った。

図(2-15)より、パルス幅が長い場合増幅率が高いことがわかる。式(2-20)を使って、実験結果によく一致するような E_s^* を求め、図(2-16)に示す。ここでビーム断面積 1.65 cm^2 、 $g_0 = 3 \% \text{ cm}^{-1}$ を用いた。一方誘導放出断面積は、使用したレーザーガスに対し $\sigma = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ となり、パルス幅が短い場合、式(2-16')から、飽和エネルギー



図(2-16) パルス幅に対する
実効飽和エネルギー



図(2-17) 実効飽和エネルギー
の圧力依存性

は、 9.35 mJ/cm^2 となる。この値は図(2-16)の短パルスの極限とよく一致する。またパルス幅が充分長い場合には、式(2-16')より飽和エネルギーは 138 mJ/cm^2 となり、図(2-16)の長いパルスの場合の値より小さな値となった。実験では、長いパルス幅のときパルス幅の間で励起が行なわれること、 N_2 からの共鳴衝突によるエネルギーの移行、下準位の緩和等の効果が無視できなくなるためと考えられる。

次に圧力による飽和エネルギーの変化を図(2-17)に示す。入射レーザーパルスは、P(20)の 3 ns パルスであった。図中破線(a)は E_s を、破線(b)は E_s^0 を表わしている。式(2-22)より計算される値は実験値より大きな値となった。ここで τ_R は、ガス混合比も考えて $\tau_R = 0.16/P \text{ ns}$ となる。式(2-22)は、各レベルから遷移レベルへの緩和時間を一定として導かれたが、離れた回転レベルからの緩和時間は、 τ_R

よりも長くなる。(17) 図中の実線は、 τ_R として $3\tau_R$ を用いた計算値を示している。圧力を高めることにより、大幅に実効飽和エネルギーが増大することが判った。

§ 2-8 まとめ

電子ビーム制御放電により、2気圧までのレーザーガスにおいて $E/P = 3 \sim 5 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ で安定したグロー放電が得られた。また放電は電子ビームにより完全に制御されていることが明らかになった。

電子ビームの透過膜および支持機構による減衰は、支持機構の開口率と透過膜の単位面積当りの質量のみによるのではなく、支持機構の形状に強く依存することが判明した。これは電子ビームの透過膜の散乱によると考えられる。

短パルス増幅において、重要なパラメータである実効飽和エネルギーが、レーザーガスの高気圧化により急速に増大することが判明した。これは回転レベル間のレーザーパルス中での有効な緩和によって説明される。

参考文献

- 1) 藤田尚徳他; レーザー研究 3 34 (1975)
- 2) C.K.N.Patel; Phys. Rev. Lett. 12 588 (1964)
- 3) G.J.Schulz; Phys. Rev. 125 229 (1962)
- 4) R.L.Abrams and P.K.Cheo; Appl. Phys. Lett. 15 177 (1969)
- 5) G.T.Schappert; Appl. Phys. Lett. 21 352 (1973)
- 6) 菅田栄治, 電子・イオンビームハンドブック P. 21 日刊工業新聞社 (1973)
- 7) C.A.Fenstermacher et al.; Appl. Phys. Lett. 20 56 (1972)
- 8) S.J.Kast and C.Cason; J. Appl. Phys. 44 1631 (1973)
- 9) E.R.McDaniel; Collision Phenomena in Ionized Gases
(Wiley. New York, 1964)
- 10) 菅田栄治, 電子・イオンビームハンドブック P. 257 日刊工業新聞 (1973)

- 11) R.D.Hake and A.V.Phelps; Phys. Rev. 158 70 (1967)
- 12) G.L.Schulz; Phys. Rev. 116 1141 (1959)
- 13) W.L. Nighan; Phys. Rev. A 2 1989 (1970)
- 14) A.J.Demaria; Proc. IEEE, 61 731 (1973)
- 15) P.K.Cheo; Laser 3, Edited by A.K.Lerine and A.J.Demaria
(Marcel Dekker Inc., New York, 1971)
- 16) L.M.Frantz and J.S.Nodvic; J. Appl. Phys. 34 2346 (1963)
- 17) R.R.Jacobs, S.T.Thomas and K.J.Pettipiece;
IEEE Journal Quantum Electronics, QE-11, 349 (1975)

第 3 章 大容量双頭増幅器

§ 3-1 まえがき

CO₂ レーザーで高出力を得るためには前章で述べたレーザーガスの高気圧化とともに増幅器の大型化が必要である。Zビーム高出力 CO₂ レーザー“烈光Ⅱ”システムの最終増幅器として使用する目的で大容量双頭増幅器を開発し、技術的な問題点の解明、動作特性の解析を行なった。レーザー媒質の大きさは $22 \times 22 \times 200$ cm、動作レーザーガス圧力 2 気圧で世界最大級のものである。本増幅器の特徴は、1つの電子ビーム電源により、電子ビームを Z 方向に加速し、この電子ビームにより、2つの主励起放電を同時に制御すること、及び 3パス光学系により 1つの媒質中にレーザーパルスも3回通過させることにある。これらにより、システムの単純化と効率の向上がはかられた。大容量、高気圧レーザー媒質の均一な励起に必要な均一で大きな断面積をもった大電流電子ビーム発生のための開発研究、およびこのようなビームにより制御されたレーザー励起放電特性の解明が中心課題⁽¹⁾である。

§ 3-2 大容量増幅器の試作

開発された増幅器は活性媒質が $22 \times 22 \times 200$ cm、96.8ℓ であり、動作圧力は最高 2 気圧である。この増幅器の仕様を表 (3-1) に示す。電子銃は、構造の単純なコールドカソード型とした。グレース材料としては Ti 及び Ta の薄膜を用いた。アノードカソード間隔は 12 cm であり、最高 5.5 μs の電子ビームパルスを得ることができる。この増幅器は、

Active volume (V)	22 x 22 x 200 cm 93ℓ/1 beam
Laser gas pressure	2 atm
Electrical input	200 J/ℓ-atm
Total input	38.7 kJ
Gun power supply	300 kV 20kJ
Main discharge power supply	210 kV 120 kJ/1 beam

表(3-1) Amp-3 の仕様

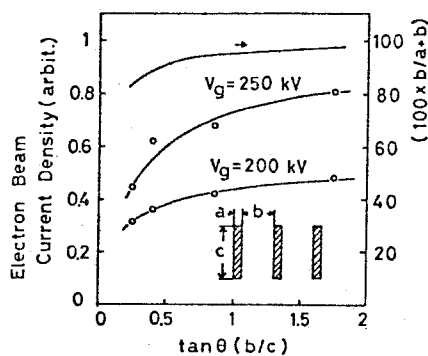
FRP (fiber reinforced plastic) 製の 2 つの放電チャンバを持ち、各々の放電チャンバには 3 パス光学系のため 6 つのレーザー窓を持っている。放電チャンバの耐圧は 4 気圧まで試験された。電子ビーム加

速電源は 300 kV, 20 kJ の 2 段 マルクス装置である。主放電電源は 210 kV, 120 kJ の 3 段 マルクス装置であり、主放電のアーカを防止するため放電終了後は、ただちに裁断ギャップにより電圧は裁断される。8 本の同軸ケーブルにより電源と増幅器とつながれており、インダクタンスを減少し、速い立ち上がりの高電圧、大電流を達成した。

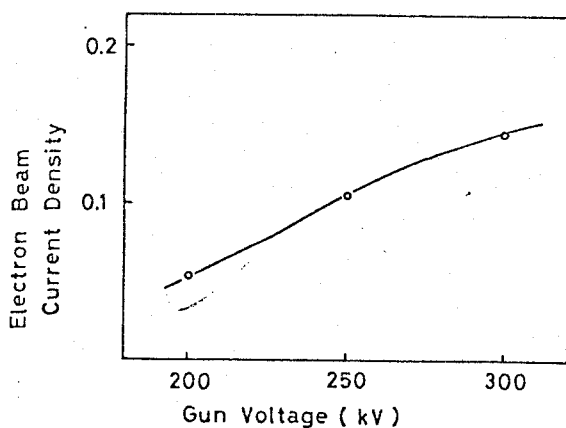
§ 3-3 電子銃動作特性

大きな面積にわたる (20 x 200 cm) 電子ビームに関してビームの均一性、ガンインピーダンスとその時間変化、真空隔膜及び真空隔膜支持機構の透過率へ及ぼす効果及びレーザーガス中の電子ビームの減衰等について研究を進めた。初期には、透過電子ビームの電流密度は、加速電圧 300 kV のとき 0.1 A/cm^2 であり、このときの透過電子ビームの全電子ビーム量に対する割合は、2% であった。25 μm の厚さの Ti 真空隔膜による電子ビームの減衰及び真空隔膜支持機構の開口率から、求める透過電子ビームの全電子ビームに対する割合は $\sim 40\%$ と高い。実験結果における効率の悪さは、真空チャンバ内における電子ビームの発散に主に依っていると考えられる。コールドカソードのふるまいは、プラズマカソードモデル⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾によって説明される。コールドカソードにおいて電

流密度が高くなるとカソードプラズマが形成され、アノードへ向かって膨張する。この膨張するプラズマが初期の電界分布のゆがみが、このゆがみられた電界は、電子を透過窓の外側へ加速する。この効果は、コールドカソードを囲んでいるコロナリングの形状を、電子が真空窓へ集束するように改良し、著しく減少した。又種々の真空隔膜支持機構による透過電子ビーム量を測定した。図(3-1)中に真空隔膜支持機構の形状を示す。ここで $\frac{b}{a+b}$ は開口率を表わし、矢印は電子ビームの進行方向を示している。



図(3-1) $\tan \theta (c/b)$ に対する透過電子ビーム量



図(3-2) Gun電圧に対する透過電子ビーム電流密度

電子ビームの進行方向を示している。見透し角 $\tan \theta = c/b$ に対する透過電子ビーム量を図(3-1)に示す。 $\tan \theta$ の値を小さくすると開口率の減少以上に透過電子ビーム量が減少する。これは真空中を伝搬してきた電子ビームの自己空間電荷による発散、電子ビーム加速電源より電子銃への導体を流れる電流等の発生する磁界により、電子ビームの軌道が曲げられること、およびカソードプラズマの膨張による電界分布のゆがみによる電子ビームの発散等の効果が考えられる。改良されたコロナリングと真空隔膜支持機構を用いて透過電子ビーム量を測定した。結果を図(3-2)に示す。加速電圧300 kVのとき、透過電子ビーム電流密度 0.15 A/cm^2 を得た。このときの効率 は 2% から 5%

に上昇した。

電子ビームの均一性は、空気およびプラスチックフィルムの蛍光および移動式ロゴスコープを用いて測定された。レーザー軸に垂直な方向の分布はほぼ均一であり、レーザーガス中の電子ビームの減衰も加速電圧 250 kV 以上では、2 気圧 20 cm までは問題にならなかった。一方レーザー軸方向の分布は初期には図 (3-3) に示すようにかなり不均一であった。この不均一性は、

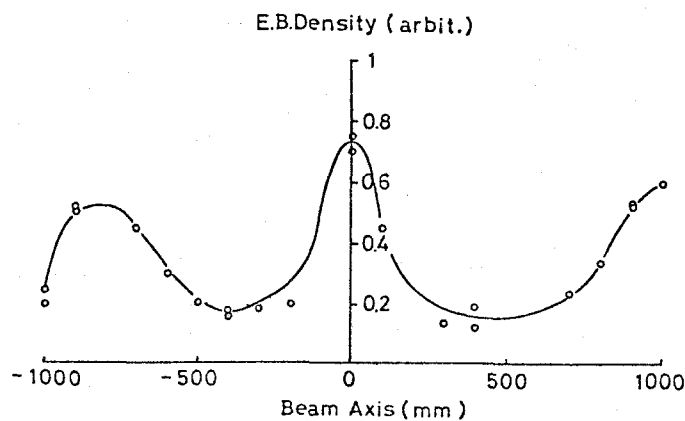


図 (3-3) 初期の電子ビーム分布

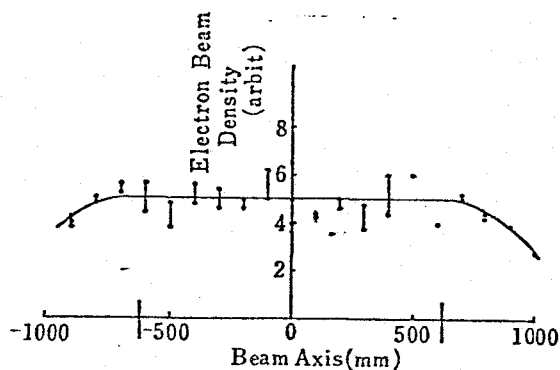


図 (3-4) レーザー軸方向の電子ビームの均一性

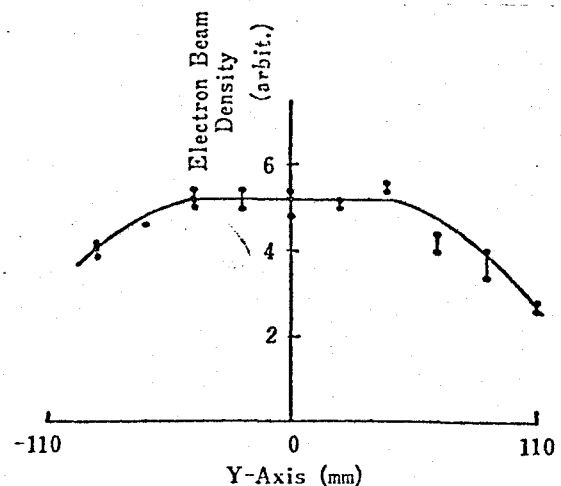
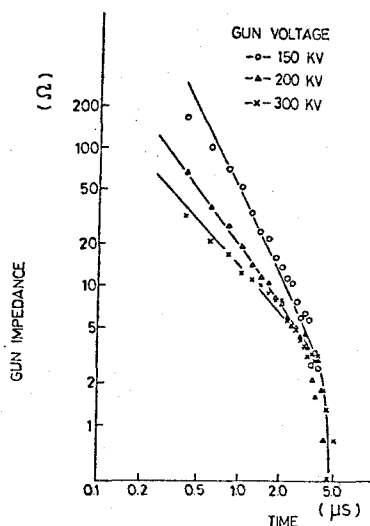


図 (3-5) 縦方向の電子ビームの均一性

カソード上の電子放出源である“フリーズ”の配置を改良し、加速電源からカソードへのケーブルを1本から3本に増加し、カソードとコロナリングの形状を前に述べたように改良して図(3-4)に示すように改善された。図(3-5)に電子ビームの縦方向分布を示す。



図(3-6) ガンインピーダンスの時間変化

ガンインピーダンスの時間変化を図(3-6)に示す。インピーダンスは時間とともに減少し、3 μs の後にアークにおちいる。このときのガンのアノード・カソード間隔は9 cm であり、フリーズはTi フォイルであった。このアーク時間は、電子ビームの加速電圧にはよらないで、電極間隔とフリーズの材質によることが判明した。このガンのアーク特性は、先に述べたプラズマカソードモデルで説明することができ。つまり、カソード上で生じたプラズマは、アノードに向かって膨張し、やがてアノードに到達し、アークを引き起こす。

この性質を明らかにするため“フリーズ”材料がTiの場合とTaの場合の実験結果を表(3-2)に示す。

material	atomic mass number	mass density	melting point	velocity of cathode plasma
Ti	47.90	4.5 g/cm ³	1800°C	3 cm/μsec
Ta	180.95	16.6	3030	1.8

表(3-2) “フリーズ”材料による膨張速度の比較

カソードプラズマの膨張速度は音速程度と考えられるので原子量の2乗根に逆比例すると考えられる ($v_s = \sqrt{\frac{kT_e}{M}}$)。TaはTiに比べて原子量が約3.75倍大きい。以上よりTaの場合カソードプラズマの膨張速度はTiの場合の $(\sqrt{3.75})^{-1} = 0.52$ 倍になることが導かれる。実験結果では、0.6倍でありほぼ一致している。

§3-4 励起放電特性

電子ビーム制御放電型レーザーにおいて主放電に対する主な要求は (1) 励起のための E/p は上準位への励起断面積が大きくなるような電子温度 $1 \sim 2 \text{ eV}$ を得ることのできる $4 \sim 5 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ 程度であること⁽⁵⁾ (2) 高い小信号利得を得ることができ、かつ實際上高効率動作が得られるようにレーザーガスへの電気入力は $200 \text{ J/e} \cdot \text{atm}$ 程度であること (3) 励起時間は、ガンのアーク発生時間より短くなければならないこと等である。電気入力 E_p は次式で表わされる。

$$E_p = I \cdot E/p \cdot \tau \quad (3-1)$$

ここで $E_p = 200 \text{ J/e} \cdot \text{atm}$, $E/p = 5 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$, 放電時間 $\tau = 3 \mu\text{s}$ とすると、放電電流密度は 13 A/cm^2 となる。放電体積 ($22 \times 22 \times 200$) より装置全体の放電インピーダンスは $1.9 \Omega/\text{atm}$ となる。大容量高電圧の低インダクタンス電源が低インピーダンス負荷 ($2 \sim 4 \Omega$) で速立ち上がり時間を達成するため開発された。全インダクタンスは 700 nH であった。図(3-7)にレーザーガス圧、電子ビームのパルス幅 $4 \mu\text{s}$ における主放電インピーダンスと放電電流の時間変化を示す。インピーダンスは電子ビームのパルス幅の間で、ほぼ一定であり電子ビームによる

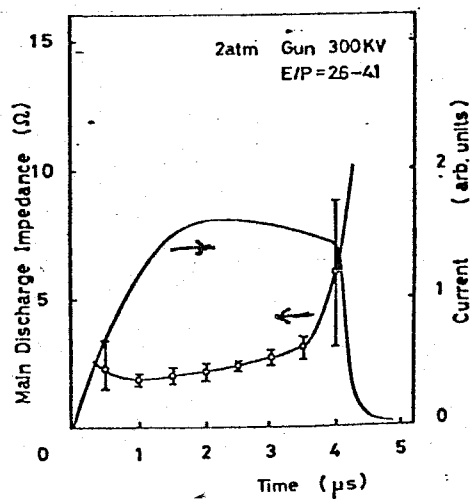


図 (3-7) 電圧電流特性

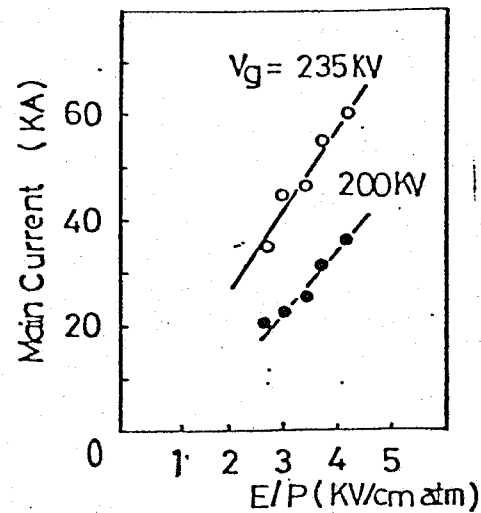


図 (3-8) 主放電インピーダンス電流特性

予備電離が充分になされていることが判る。電流の立ち上がり時間は $1.8 \mu s$ であり電源および放電チャンバー部の低インピーダンス化が必要である。図 (3-8) に放電特性を示す。電気入力に関して電子ビームの加速電圧 $235 kV$ で $180 J/cm \cdot atm$ が達成されており、電子ビーム加速電圧を上昇させることで $200 J/cm \cdot atm$ の電気入力は可能である。

§ 3-5 3パス光学系

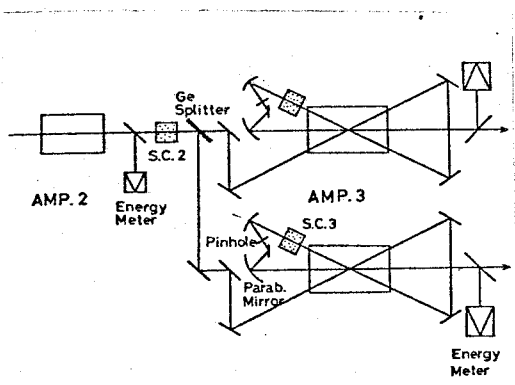


図 (3-9) 3パス光学系

図 (3-9) に 3パス光学系の概略を表 (3-3) にその仕様を示す。媒質長は初めの2パスが $120 cm$ であり最終パスは $200 cm$ である。ビーム径は2枚の放物面鏡を使用したビーム 익스パンダーにより $10 cm^{\phi}$ から $20 cm^{\phi}$ に最終パスの入口で広げられる。放物面鏡を

GE HALF SPLITTER	200 mm ϕ A.R. COATED ON ONE SIDE
SATURABLE CELL	
S.C. 2	13 cm ϕ , NaCl WINDOW
S.C. 3	13 cm ϕ , GE WINDOW
PINHOLE	2 mm ϕ
BEAM EXPANDER	
PARABOLIC MIRROR	F = 50 cm, 13 cm ϕ F = 100 cm, 25 cm ϕ

表(3-3) 3パス光学系の仕様

使用したためビームクオリティはビームイクスパンダーを通過した後も保存される。ハーフスプリッターはGeの表面反射率 $\sim 50\%$ ($\theta_{in} = 45^\circ$ s 偏光) を利用した。全増幅媒質長 440 cm 小信号利得 $4\% \text{ cm}^{-1}$ より $g_0 L \sim 17.6$ と非常に大きくなるため寄生発振が生じる。これを防止するため可飽和吸収ガスセルを図(3-9)に示す様に挿入した。多数の反射鏡を用いているためレーザ軸以外の方向でキャビティを構成する可能性がある。このためビームイクスパンダーの焦点にピンホールを挿入し軸外側の発振を防止している。また、このピンホールはターゲットからの反射光防止の役割も果たす。3パス増幅の結果は寄生発振等の問題も含んでいるため詳細は第4章および第7章で述べる。

§ 3-6 まとめ

放電体積 ($22 \times 22 \times 200 \text{ cm}$) 2気圧の大容量高気圧双頭増幅器を開発した。レーザガスの均一な励起のため予備電離源である大面積電子ビームの均一化がカソード上

のフリーズ配置を調整すると、およびコロナリングの形状の最適化により、なされた。コールドカソード型電子銃のふるまいはプラズマカソードモデルでよく説明された。高電圧・高エネルギー低インダクタンスの電源を開発し、電気入力 $180 \text{ J/e} \cdot \text{atm}$ を $E/p = 4.1 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ で達成した。

参考文献

- 1) H.Fujita et al.; Technol.Rept. Osaka Univ. 27 445 (1977)
- 2) G.Loda; Bull. Am. Phys. Soc. 17 681 (1972)
- 3) H.G.Alstrom; Appl. Phys. Lett. 21 492 (1972)
- 4) 的場幹史, 藤田尚徳, 中井貞雄, 山中千代衛; レーザ研究 6
47 (1978)
- 5) C.A.Fenstermacher et al.; Appl. Phys. Lett. 20 56 (1972)

第4章 寄生発振の防止

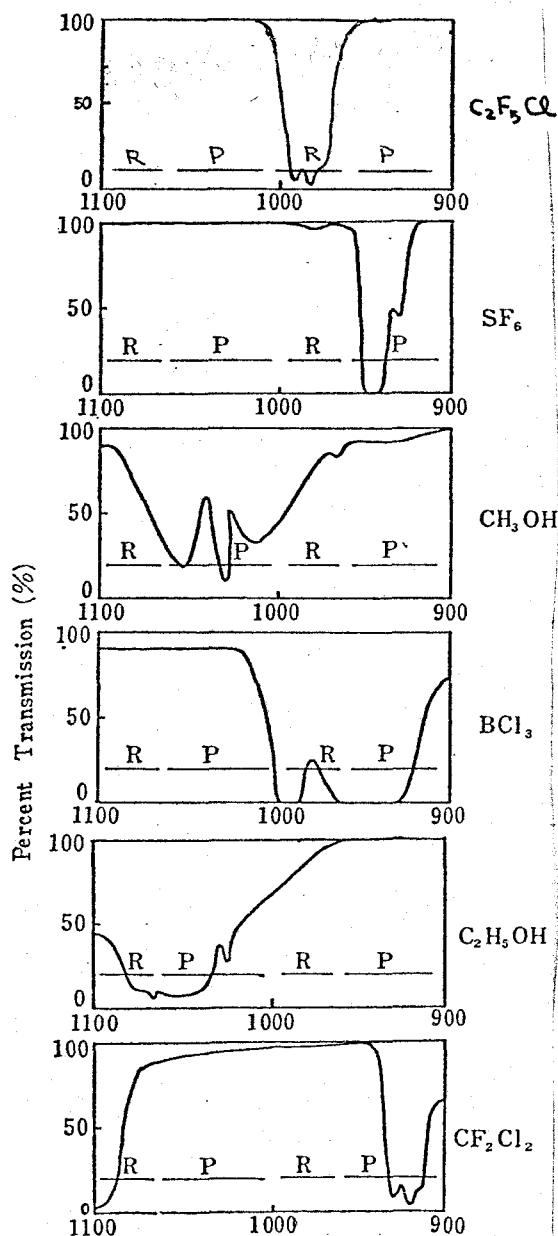
§4-1 まえがき

発振器 および多段の高ゲイン増幅器よりなる高出力CO₂レーザーシステムにおいては、各増幅器の結合によりわずかな反射面の存在で容易に寄生発振が生じる。また増幅媒質からの蛍光、電気光学スイッチからのわずかなもれ光が増幅器列を通過することにより主パルスが至り達する前に増幅され増幅器における励起エネルギーを消失してしまう。さらにターゲット照射時には、ターゲットプラズマからの反射光が増幅されながらシステムを逆行し、ビーム径が小さくなることと相まってエネルギー密度が大きくなり光学素子の石炭埃につながる。このような点から増幅器段間アイソレーションは、高出力システムにおいて重要な課題である。システム中に設置されたアイソレーターは①寄生発振の防止 ②蛍光増幅・もれ光増幅の抑制 ③ターゲットからの反射光の阻止等の役割をはたす。本章では、各種アイソレーターの開発と、これらをシステムに導入することでシステムの性能の向上を計った結果について述べる。アイソレーターとしてはガス及び個体の可飽和吸収体、単方向ガイドであるGe ファラデー・ローターを用いた。可飽和吸収体を用いたアイソレーターは①、②の働きを行ない⁽¹⁾⁽²⁾。ファラデー・ローターによる単方向ガイドは①、③の働きを行なう⁽³⁾。

§4-2 ガスアイソレーター

ガスアイソレーターは、気体の吸収の飽和特性を利用し、増幅器からの蛍光および発振段からのもれ光のような小信号に対しては強い吸収を行ない、主パルスのような大信号に対しては、吸収は飽和し高い透過率を得られるものである。

一般に気体の吸収スペクトルは狭いため数種の気体の混合が、CO₂レーザーのすべての遷移をカバーするために必要である。このため、CO₂レーザーの遷移波長である10μm付近に吸収をもつ気体についてその吸収スペクトル、飽和特性および化学的性質を調べた。

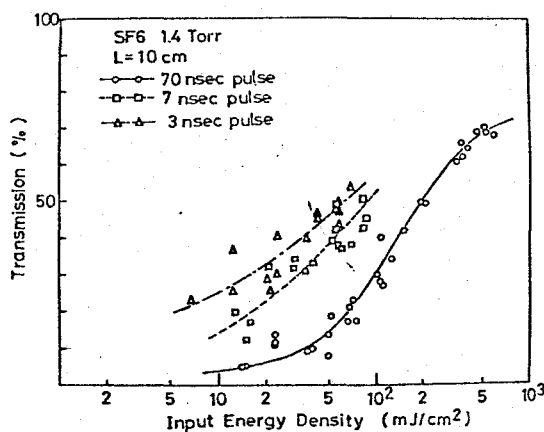


図(4-1) 各種ガスの吸収スペクトル

図(4-1)に気体の吸収スペクトルを示す。10.4μmバンドのRブランチに吸収をもつBCl₃は反応性に富み取り扱いが困難であることよりその使用を断念した。CF₂Cl₂・CH₃OHは吸収の強い部分がCO₂レーザーのゲインスペクトルの中心から離れている事より採用されなかった。SF₆、C₂F₅ClおよびC₂H₅OHの混合気体によりCO₂レーザーのすべての遷移をカバーできることが図(4-1)から判る。これらの吸収スペクトルの測定には、分解能が1cm⁻¹の分光光度計を用いて行なった。CO₂レーザーのライン幅が1気圧で~0.1cm⁻¹程度であること、及びこれらの気体が複雑な吸収バンド構造を有していることより、実際のCO₂レーザーの各遷移に対する小信号吸収を分光光度計による測定結果図(4-1)からのみ求めることは、非常に危険である。つまり吸収スペクトルに実際には細かい微細構造があったとしても、分光光度計による測定では、分解能に

1 cm^{-1}) 以下の細かい微細構造は現われない。このため CW CO_2 レーザーを用いて、発振ラインを変化させ小信号吸収を測定し、分光光度計による測定結果とクロスチェックした。 SF_6 については両方の値がよく一致した。他のガスについては、ラウヴェネによって同様の測定が行なわれた⁽⁴⁾。CW CO_2 レーザーを用いた分解能の高い測定と分光光度計による測定がよく一致を示したことより、多数の吸収ラインのオーバーラップが比較的低压のガスにおいても生じ、図(4-1)に示されたような微細構造のない吸収スペクトルになっているものと考えられる。

SF_6 の飽和特性が、短パルス CO_2 レーザーシステムを用いて測定された。パルス幅 3 ns, 7 ns および 70 ns による測定結果を図(4-2)に示す。用いたセルの長さは、10 cm SF_6 のガス圧は 1.4 Torr であり、他のガスつまり C_2F_6 及び $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ は含まれていなかった。このとき小信号に対する透過率は、 SF_6 の CW 測定による吸収係数、 SF_6 圧力 及び セル長から 0.0014 と計算された。3 ns パルスを用いた場合、 50 mJ/cm^2 の入力エネルギーに対し 0.5 の透過率を得た。システム中でこのような入力エネルギーは容易に達成することができることより、 SF_6 は、 CO_2 レーザーシステムの可飽和吸収体として非常により飽和特性を持っていることが判明した。

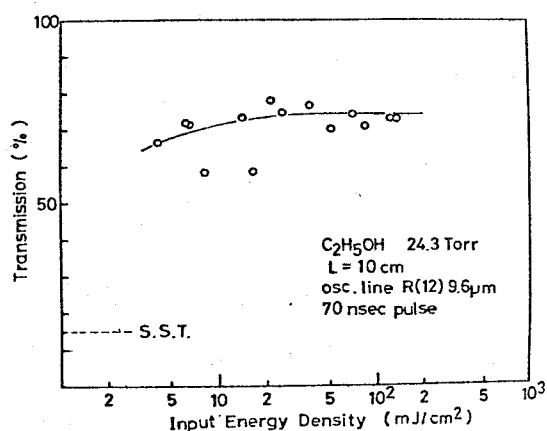


図(4-2) SF_6 の飽和特性

次に、もし SF_6 の上準位の緩和がパルス幅に比べて十分長ければ、透過率はパルス幅に関係なく一定である。しかし図(4-2)より明らかにパルス幅が短いとき透過率は高い。このことから SF_6 にはかなり速い (< 70 ns) 緩和機構が存在することが判る。また横軸をエネルギー密度からパワー密度に変換しても透過曲線は一つのグラフになるなかった。このこと

から緩和機構が後述の P-Ge のようにパルス幅に比べて十分短かいもので表わされるわけでもないことが判る。SF₆ の飽和特性は簡単な 2 レベルモデルでは説明がつかない⁽⁵⁾。また多光子吸収等の効果が高入射エネルギー領域で問題となる。実際のシステム設計では、実験結果から最適な可飽和吸収ガスアイソレーターの位置とその透過率を求めた。

マルチライン動作の場合には、C₂F₅Cl および C₂H₅OH の飽和特性が重要となる。それぞれの吸収ガスに対して飽和特性を測定した。C₂H₅OH に関しては、9.6 μm R(12), R(14) および P(24) の発振ラインを持ったレーザーで測定を行なった。図(4-3)に測定



図(4-3) C₂H₅OH の飽和特性

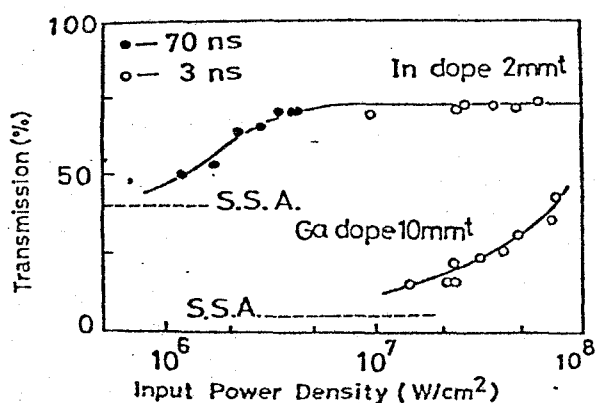
結果を示す。図中点線は、CW 測定から得られたそれぞれのラインに関する吸収係数から求めた小信号透過率を示している。比較的低いエネルギー密度で飽和が見られた。また C₂F₅Cl には顕著な飽和が 200 mJ/cm² の入力エネルギー密度まででは見られなかった。表(4-1)に、以上3種の吸収ガスに関する飽和特性の結果をまとめている。

	P (Torr)	T _s (%)	T ₁ (%)	osc. line
SF ₆	2.0	0.14	50	10.6 μm P(20)
C ₂ F ₅ Cl	9.3	26	27	10.6 μm R(14)
C ₂ H ₅ OH	24.3	13	70	9.6 μm R(12), R(14), P(24)

表(4-1) 各種ガスの飽和特性の結果の比較

§4-3 P-Ge アイソレーター

P-Ge は、 $10\mu\text{m}$ 付近に可飽和吸収特性を示し、 CO_2 レーザ用アイソレーターとして有望である。その利点は固体の吸収体であるためその吸収スเปクトルが広く、 CO_2 レーザのすべてのラインにわたりほぼ一定の吸収係数を持っていることおよび装置が簡単になることである。Ga 及び In をドーピングした P-Ge につき吸収係数と飽和特性を測定した。比抵抗が 1.5Ω の Ga をドーピングした P-Ge の吸収係数は、 3.0cm^{-1} であり、比抵抗が 2Ω の In をドーピングした P-Ge の吸収係数は 3.2cm^{-1} であった。これら2種の P-Ge について飽和特性を調べた結果を図(4-4)に示す。試料の厚さは、In をドーピングしたものが 2mm であり、Ga をドーピングしたものは 10mm であった。P-Ge の緩和時間が数 ps と短いので⁽⁶⁾⁽⁷⁾ 飽和はパ



図(4-4) P-Ge の飽和特性

ワー密度に依存する。In をドーピングしたものに関して 3 ns および 70 ns のパルスを用いて測定を行ない、図(4-4)に示すように飽和がパワー密度に依存することを確認した。

均一拡がりの媒質に対して吸収係数 α は、次式で表わされる

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I_{in}/I_s} \quad (4-1)$$

ここで α_0 , I_{in} 及び I_s はそれぞれ小信号吸収係数、入射パワー密度 および 飽和パワー密度である。また不均一拡がりの場合には

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{(1 + I_{in}/I_s)^{1/2}} \quad (4-2)$$

となる。実験結果より、透過曲線は式(4-1)の均一拡がりの

場合によく一致した。In ドープの場合 $I_s = 2 \text{ MW/cm}^2$ Ga ドープの場合 $I_s = 20 \text{ MW/cm}^2$ の値が実験結果より得られた。P-Ge の光学ダメージ閾値は $\sim 10^8 \text{ W/cm}^2$ であったが、この領域で Ga ドープの P-Ge は完全に飽和してはいない。P-Ge の CO_2 レーザー用のアイソレーターとしての使用は、非常に有効である。特にその吸収スペクトルの広さからマルチライン重作の場合に非常に有効であることがわかった。欠点としては、P-Ge が可視光を通さないのでシステムアライメントに困難を生じることおよび Ga ドープの P-Ge の場合光学ダメージ閾値程度の入力パワー領域でも完全な飽和が得られないことである。

§4-4 ファラデー・ローター

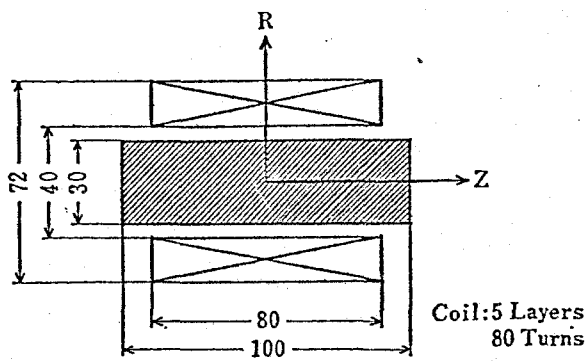
高出力レーザーシステムのアイソレーターとして、Ge のファラデー効果を利用した、ファラデー・ローターを開発した。この装置は次の2つの役割をはたす。① レーザーパルスがシステム中で往復させないことより、寄生発振の防止を行なう。② ターゲットからの反射光の防止を行ない、発振段の光学素子のダメージを防ぐ。ファラデー素子としては、吸収が少なくベルテ定数の大きい Ge を用いた⁽⁸⁾。

図(4-5)に試作したファラデー・ローターを示す。5層のソレノイドコイルによってパルス磁場が生じる。コイルファクターは

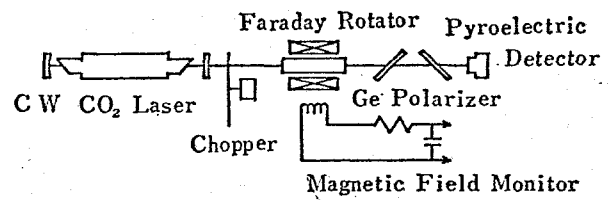
$$K(0,0) = B_z(0,0)/I_0 = 10.4 \text{ GA}^{-1} \quad (4-3)$$

ここで $K(0,0)$, $B_z(0,0)$ 及び I_0 は、それぞれ中心でのコイルファクター、中心での磁場強度およびコイルを流れる電流である。中心で最高磁場強度 73 kG を発生した。

偏光方向の回転角は、不均一磁場 $B_z(R,z)$ 中では次式で与えられる。



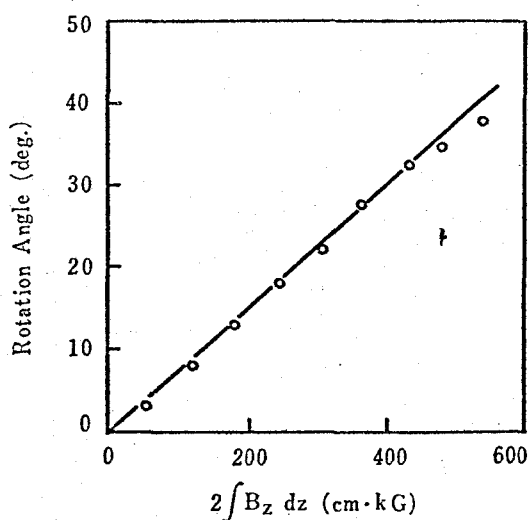
図(4-5) ファラデー・ローター-の断面図



図(4-6) 実験配置図

$$\Phi(R, z_0) = 2V \int_0^{z_0} B_z(R, z) dz \quad (4-4)$$

ここで $\Phi(R, z_0)$, V はそれぞれ ファラデー 回転角 および ベルズ定数である。 z_0 は Ge 素子長の半分の長さである。座標 R, z は図(4-5) 中に示されたように定義される。 $\int_0^{z_0} B_z(R, z) dz$ を計算し、回転角の R 方向分布が Ge 素子の長さ ($2z_0$) をコイル長 8cm より長くしたとき より 均一になることが判明した。また Ge 素子を長くすることにより、石磁場の利用効率が上がる。このため Ge 素子の長さは $2z_0 = 10 \text{ cm}$ とした。

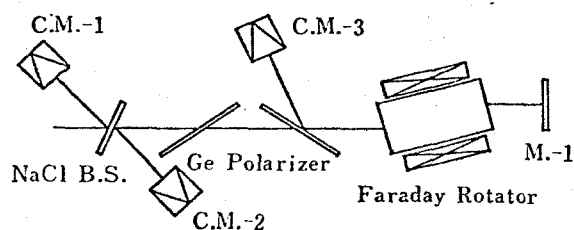


図(4-7) 積分石磁場に対する
ファラデー 回転角

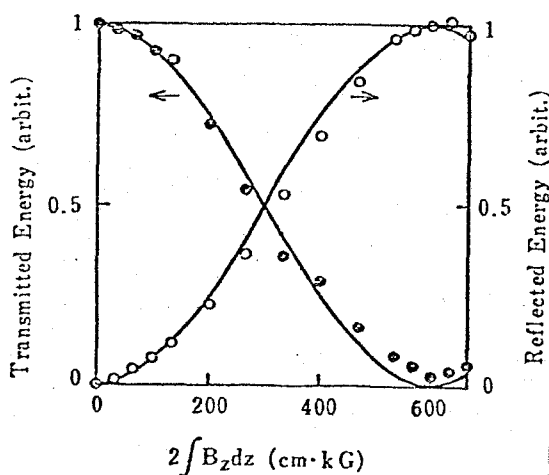
石磁場の R 方向分布 $\int_0^{z_0} B_z(R, z) dz$ は、半径 0.3cm 長さ 10cm のサーチコイルにより測定され、3% 以内であった。図(4-6)に、ファラデー 回転角の測定の配置図を示す。プローブ光は、ブリュスター窓により直線偏光した CW CO₂ レーザー をチョップしたものであった。2枚の Ge 板ででき偏光子は、プローブ光の偏光方向に対し 45° 回転していた。検出器は高感度パイロエレクトリック

検出器を用いた。磁場強度は、コイルを流れる電流から測定された。図(4-7)に、積分磁場強度 ($2 \int_0^z B_z dz$) に対する回転角を示す。図中の直線の傾きよりベルデ定数は $0.075 \text{ deg} \cdot \text{cm} \cdot \text{kG}^{-1}$ と計算された。また積分磁場強度 $600 \text{ cm} \cdot \text{kG}$ までの回転角と磁場強度に明らかな非線形性は見られなかった。

3 ns パルスを使って反射光の阻止率を測定した。実験の配置図を図(4-8)に示す。Ge 素子端面は、AR コーティングであったが、正確な測定を行なうため、ファラデーローターは 5° へ傾け、端面での反射の影響を取り除いた。入射光エネルギー、反射光エネルギー及び透過光エネルギーは、それぞれ C.M.-1, C.M.-2 および C.M.-3 で測定された。図(4-9)に積分磁場強度



図(4-8) 反射光の阻止率の測定配置図



図(4-9) 積分磁場に対する透過率および反射率の変化

度に対する反射光エネルギーおよび透過光エネルギーの変化を示す。図中の実線は、Ge のベルデ定数 $0.075 \text{ deg} \cdot \text{cm} \cdot \text{kG}^{-1}$ を用いた理論曲線である。得られた最高の阻止率は積分磁場強度 $600 \text{ cm} \cdot \text{kG}$ のとき $1/30$ であった。このときの磁場の R 方向不均一性からの阻止率の制限 $1/1000$ 、カロリメーターの読み取り精度からの制限は $1/200$ であった。阻止率が $1/30$ に制限された主な原因として Ge 偏光子の S 偏光成分に対するものが考えられる。多重反射の効果と考えた場合、偏光子のものは $1/60$ であり、さらにエタロン効果によりものが大きいことが考えられる。

§ 4-5 寄生発振のモード解析と発振防止

高出力レーザーシステムにおいては、増幅媒質と feed back の異なったカップリングにより、いくつかのモードの寄生発振⁽⁹⁾が発生する。ここでは、3種の寄生発振について述べる。つまり (A) Amp. 3 中の 310° ス増幅システムにおける寄生発振 (B) ターゲットと 310° 中のビニールの間での寄生発振 (C) 大容量増幅器中の内部発振、等である。

(A) 310° ス増幅システムにおける寄生発振

	G_0	$G_0 L$	$G_0 L - \alpha PL'$	LASER OUTPUT	η
WITHOUT S.A. CELL	2.8 2.3	12.3 10.1	- -	PARASITIC OSC. 55 J	84 %
WITH S.A. CELL $\alpha PL = 8.3$	4	17.6	9.3	100 J	88 %

$$L = 440 \text{ CM}$$

SATURABLE ABSORBER GAS ($L' = 13 \text{ CM}$)

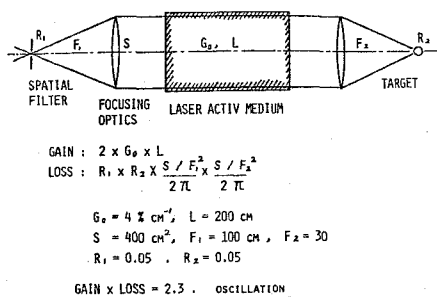
SF_6	10.6 μm , P BRANCH	2 TORR	$PL' = 8.3$
$\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$	10.6 μm , R BRANCH	26 TORR	$= 4.9$
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	9.6 μm , P, R BRANCH	28 TORR	$= 2.5$

表 (4-2) 310° ス増幅の結果.

表 (4-2) に、Amp. 3 の 310° ス増幅の結果を示す。可飽和吸収ガスセルを用いなかった場合、寄生発振を伴わない条件は $G_0 L \leq 10.1$ であった。 $G_0 L \sim 12.3$ のとき、明らかに $P(20)$, $10.4 \mu\text{m}$ で寄生発振が生じた。

SF_6 は効果的にこの寄生発振を防止できたが、さらに所力起を上げると他のラインで寄生発振が生じた。表(4-2)中に示された混合ガスによって寄生発振を伴わずに $g_0 L \sim 17.6$ まで増加できた。 SF_6 の吸収を考えると $(g_0 L - \alpha_p L) \sim 9.3$ で発振閾値以下であることがわかる。出力エネルギーに関しては、吸収ガスセルのない場合の55丁から100丁と大幅に増大した。表(4-2)の実験結果は、Amp 3 のレーザーガス圧力1気圧のものであるが、レーザーガス圧力を1.5気圧に高めシングルライン200丁、マルチライン400丁を達成した。

(B) ターゲットとピンホールによる寄生発振

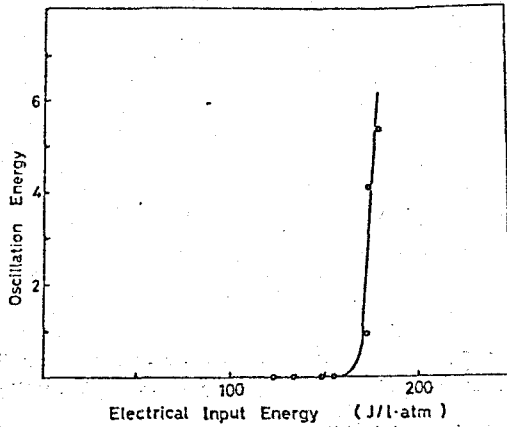


図(4-8) ターゲットとピンホールによる寄生発振の模式図

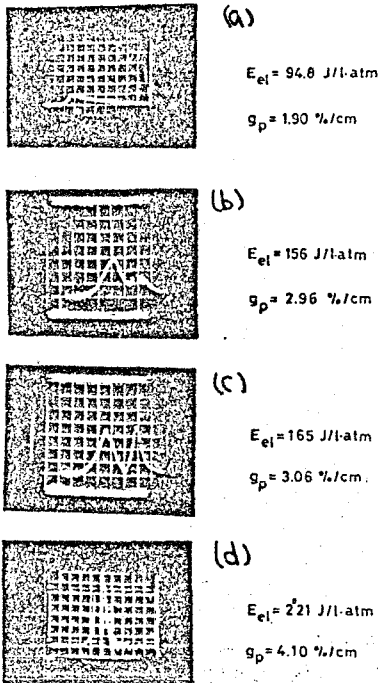
レーザーシステムがターゲット実験室に使用されたときには、ターゲットからの反射が寄生発振の閾値に大きな影響を与える。図(4-8)にこのモードの寄生発振の模式図を示す。ターゲット及びピンホールの全反射率を5%、立体角 2π への均一な反射を仮定して、閾値を求めると、 $g_0 L \sim 6.8$ となる。ピンホールからの反射は、蛍光増幅光及び発振段からのモシ光によってピンホール上にフラスマが生成されることによって生じると考えられた。

300 mm ϕ の大口径可飽和吸収ガスセルを、ピンホールとターゲットの間に挿入することにより、閾値は $\Delta g_0 L \sim \alpha_p L$ だけ増加する。大口径セルへの入射エネルギーは、ピンホールを通るエネルギーが制限されていること、ビーム径が10 cm ϕ から20 cm ϕ へと大きくなることにより、20 mJ/cm 2 以下となる。この値は SF_6 の効果的な飽和に対して不十分である。大口径セルを追加することにより、ターゲットがあるときについても、 $g_0 L \sim 8$ を達成した。出力エネルギーは、この大口径セルの飽和が不十分のため、ターゲットのない場合の200丁から150丁へと減少した。

(c) 大容量増幅器における内部発振



図(4-9) 電気入力に対する発振出力



図(4-10) 内部発振と小信号利得の時間波形

大容量かつ高利得の増幅器内では、電極、レーザー窓及びチャンバ等による表面反射が内部発振を引き起こす可能性は高い。Lehko II システムの主増幅器は、レーザー窓を傾ける及びその反射率が小さいガラスウールで電極をおおう事により、この内部発振の除去につとめている。しかし Amp. 3 においては、この内部発振が観測された。

図(4-9)に、電気入力に対する発振出力を示している。160 J/l-atm から発振出力は急激に立ち上がっている。同時に、114 μ m P(18) のプローブ光により、小信号利得を立ち上がり時間 50 ns のパルス電圧でディテクターで測定した。その結果を図(4-10)に示す。(a) の場合、通常の小信号利得波形である。(b) の場合、2nd ピークが見られるが、このとき probe 光をとめると 2nd ピークのみが観測されることより、この 2nd ピークが寄生発振を表わしているものと決定した。閾値は 2.96%/cm² であったが、この発振はその成長が遅いため、9-ヤット実験室に支障とならなると認められる。さらに利得を増加すると、2nd ピークは立ち上がりが速くなり 4%/cm²

で小信号利得のピークを追い越し、有害なものとなる。このためチャンバのコーティング材を検討中である。

§ 4-6 まとめ

開発したアイソレータ-は、可飽和吸収ガスを用いたガスアイソレータ-、固体の可飽和吸収体を用いたP-Geアイソレータ-およびGeを用いたファラデー・ローテーターの3種である。各種のガスに対し吸収スペクトルを測定し、 SF_6 、 $\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$ および $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ の混合ガスを用い CO_2 レーザーのすべての遷移をカバーすることが可能となった。 SF_6 の飽和特性はその機構の解明は未解決な部分が多いが、可飽和吸収体としての特性が優れていることが明らかとなった。

P-Geの飽和特性は、緩和が速くパワー密度により透過率が決定されること、またP-Geは均一な拡がりを持った媒質と見なせることが実験的に明らかとなった。InドープのP-Geの飽和パワー密度は $I_s = 2 \text{ MW/cm}^2$ 、GaドープのP-Geは $I_s = 20 \text{ MW/cm}^2$ であった。

石炭場の利用効率の高いファラデー・ローテーターを試作した。石炭場の半径方向の均一性は3%以内であった。使用したファラデー素子であるGeのバルド定数は $0.075 \text{ deg}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{kG}^{-1}$ であった。反射光に対する最高の阻止率は $1/30$ であったが偏光子の性能を高めることによりさらに改善することが可能と思われる。

3種の寄生発振のモードを確認した。Amp 3 の3パス光学系内の寄生発振は、可飽和吸収ガスアイソレータ-により抑制できた。 $(g_0 L - \alpha p L')$ を発振閾値以下に保った状態で小信号利得 g_0 を増加させシングルライン 200丁、マルチライン重作 400丁の出力を達成した。

ターゲットとヒンホール間のカップリングによる寄生発振は、その間に可飽和吸収ガスアイソレータ-を付加することにより抑制できた。追加されたアイソレータ-では、可飽和吸収ガスの十分な飽和領域に入射レーザーエネルギーが達しなかったため出力は、200丁から150丁へと減少した。

大容量増幅器の内部発振を顕現した。この内部発振が有害となるのは $\alpha > 4\% \text{ cm}^{-1}$ の領域である。内部発振防止のため低反射率コーティング材の研究を進めている。

参考文献

- 1) G.T.Schappert and E.E.Stark, Jr; Appl. Phys. Lett. 25 602 (1974)
- 2) F.Pheanlt et al.; Rev. Sci. Instrum. 46 1244 (1975)
- 3) C.R.Phipps, Jr and S.T.Thomas; J. Appl. Phys. 47 204 (1976)
- 4) P.Lavigne, J.L.Lachambre and J.Gilbert; Appl. Phys. Lett. 28 265 (1976)
- 5) R.S.Taylor, E.A.Ballik and B.K.Garside; J. Appl. Phys. 48 662 (1977)
- 6) A.F.Gibson et al.; Appl. Phys. Lett. 21 356 (1972)
- 7) W.Kaiser, R.J.Collins and H.Y.Fan; Phys. Rev. 91 1380 (1953)
- 8) C.R.Phipps, Jr and S.T.Thomas; J. Appl. Phys. 47 204 (1976)
- 9) M.D.Montgomery et al.; Appl. Phys. Lett. 32 324 (1978)

第5章 高効率レーザーガスの研究

§5-1 まえがき

CO₂レーザーの高効率化・高出力化のための方法として、①大容量・高気圧化（蓄積エネルギーの増加，取り出し効率の向上）②マルチライン増幅（取り出し効率の向上）及び③ガス混合比の最適化（励起効率の向上，蓄積エネルギーの増加）が考えられる。ここでは③のガス混合比の最適化について述べる。

従来CO₂レーザーでは多量のHeが使用されてきた。その役割は、レーザー下準位の急速な緩和及び放電の安定化である。しかし電子ビーム制御放電を用いた増幅器では、Heを添加しなくとも、安定な放電が数気圧まで得られる。また核融合を目的とした短パルス高出力レーザーシステムでは、振動レベル間のパルス幅中の緩和は無視できる。Heを添加しない場合には、衝突効果が増大し誘導放出断面積が小さくなり、飽和エネルギーが増大する。以上の理由よりHeを加えないレーザーガスの特性を調べた。

§5-2 混合比による各種パラメータの変化

CO₂ガスのみの場合、誘導放出断面積 σ_0 は⁽¹⁾

$$\sigma_0 = \frac{1.05}{P} \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (P: \text{pressure (atm)})$$

と表わされる。誘導放出断面積は、大気圧程度では、衝突によって拡げられており、圧力に反比例する。He及びN₂等の添加ガスの圧力拡がりに及ぼす効果は、CO₂と異なるため⁽¹⁾⁽²⁾混合ガスでは誘導放出断面積は補正される必要がある。

この補正係数 A は

$$A = A_{\text{CO}_2} f_{\text{CO}_2} + A_{\text{N}_2} f_{\text{N}_2} + A_{\text{He}} f_{\text{He}} \quad (5-1)$$

$A_{\text{CO}_2} = 1$, $A_{\text{N}_2} = 0.73$, $A_{\text{He}} = 0.6$: それぞれのガスの補正係数
 f_{CO_2} , f_{N_2} , f_{He} : それぞれのガスの分圧

となる。この補正係数を用いて誘導放出断面積 σ は

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{A} \quad (5-2)$$

となる。飽和エネルギー E_s は

$$E_s = \frac{h\nu}{2\sigma} \quad (5-3)$$

$h\nu$: CO_2 レーザーの光子エネルギー

となる。また CO_2 レーザーの上準位・下準位及び N_2 の $v=1$ 振動準位の寿命は、ガス混合比に強く依存する。⁽³⁾ 1.5 気圧のレーザーガスに対し、種々の混合比による各種パラメーターを表(5-1)に示す。

表(5-1) 種々の混合比による各種パラメーター

$\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$	$E_s (\text{mJ/cm}^2)$	$K_{v_3} (\text{sec}^{-1})$	$K_{v_2} (\text{sec}^{-1})$	$K_e (\text{sec}^{-1})$
1:1:0	171	2.9×10^5	4.8×10^5	10.8×10^6
1:1/4:0	189	3.8×10^5	3.3×10^5	4.3×10^6
1:0:0	198	4.4×10^5	2.2×10^5	0
1:1/8:1/8	185	3.7×10^5	6.3×10^5	2.2×10^6
1:1/4:3 *	135	1.4×10^5	27.2×10^5	1.3×10^6

ここで E_s は飽和エネルギー、 K_{ν_3} , K_{ν_2} および K_e はそれぞれレーザー上準位、レーザー下準位 および N_2 の $V=1$ 振動準位の緩和率である。レーザー上準位の寿命 ($1/K_{\nu_3}$) は、 N_2 および He を加えることによって長くなる。またその効果は He の方が大きいことがわかる。 N_2 を加えた場合には、 N_2 の $V=1$ 振動準位からの共鳴衝突によるエネルギー移行によって実効的なレーザー上準位の寿命は長くなる。またレーザー下準位の寿命 ($1/K_{\nu_2}$) は He を加えることにより大幅に短くなることがわかる。これらから N_2 及び He の添加は、レーザー上準位及び下準位の寿命に対して好ましい結果を与える。一方 He 及び N_2 の添加は飽和エネルギーを小さくする。He を加えないレーザーガスに関して、そのレーザーとしての性能をミルズが理論的に⁽⁴⁾、バゾフらが実験的に⁽⁵⁾ 調べた。これらの結果は必ずしも He を加えないレーザーガスに対してよい結果とはいえなかった。

回転レベルの緩和時間は、上述の振動準位の緩和時間よりもずっと速い。表(5-2)に回転緩和率 $K_{CO_2-X}^{rot}$ を示す。^{(6) (7)}

表(5-2) 回転緩和率

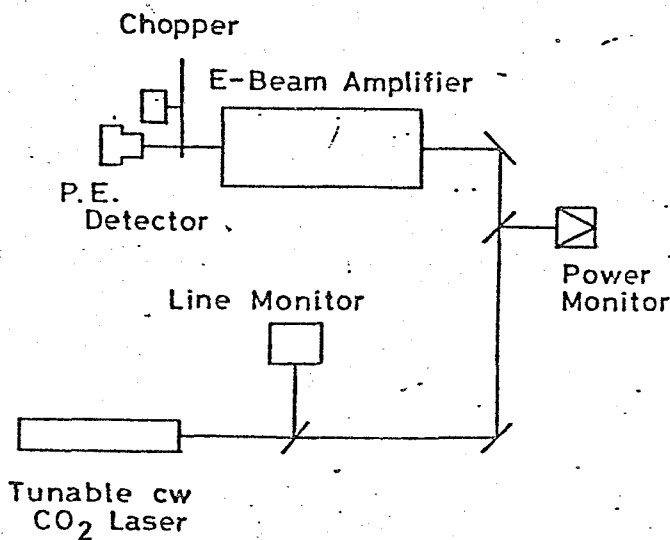
(00 ⁰ 1, $J=19$) for $X = CO_2, He, \text{ and } N_2$ (26,27)			
X	CO_2	He	N_2
$K_{CO_2-X}^{rot}$ ($10^7 \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$)	1.1 ± 0.2	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.2

これから混合ガス中での回転緩和時間 τ_R は

$$\tau_R = \frac{1}{P_{CO_2} K_{CO_2-CO_2} + P_{N_2} K_{CO_2-N_2} + P_{He} K_{CO_2-He}} \quad (5-4)$$

となる。 P_x はそれぞれのがスの分圧を示す。He を加えないとき回転緩和時間が短くなることがわかる。

§ 5-3 小信号利得及び効率



図(5-1) 小信号利得の測定装置図

小信号利得測定のプロック図を図(5-1)に示す。プローブレーザーは、CW炭酸ガスレーザーであり、発振ラインはP(20), $10.6\mu\text{m}$ でTEM₀₀モードであった。その出力は常にモニターされた。増幅器は媒質長が100cmの電子ビーム制御増幅器である。検出器はパイロエレクトリックティテワタを用いた。その定格を表(5-3)に示す。

表(5-3) パイロエレクトリックティテワタの定格

	High response	Intermediate	High speed
Load (Ω)	10^6	10^5	10^4
Rise time (sec)	5 μ	0.5 μ	50 n
Responsibility	150mV/W	15mV/W	1.5mV/W

図(5-2)に、それぞれのカス混合比での小信号利得実験の結果を示す。たて軸は $E_s \times g_0$ をとっており、単位体積当りの蓄積エネルギーを表わしており、横軸は電気入力をとっている。これから各点と原点を結ぶ直線の傾きが励起効率を与える。Heがある場合($\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1/4 : 3$)とない場合($\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1/4 : 0$)の比較を図(5-3)に示す。

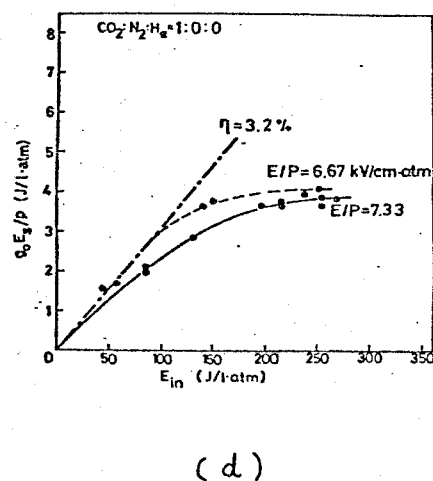
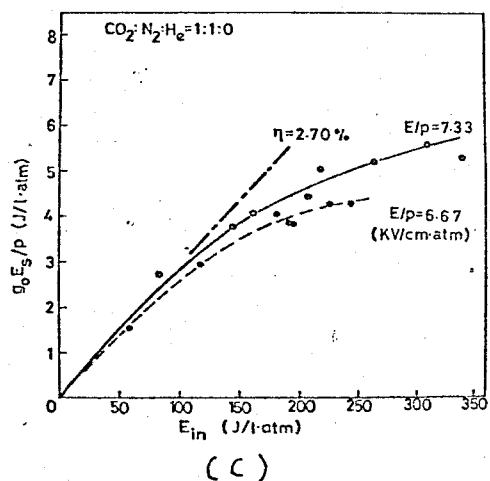
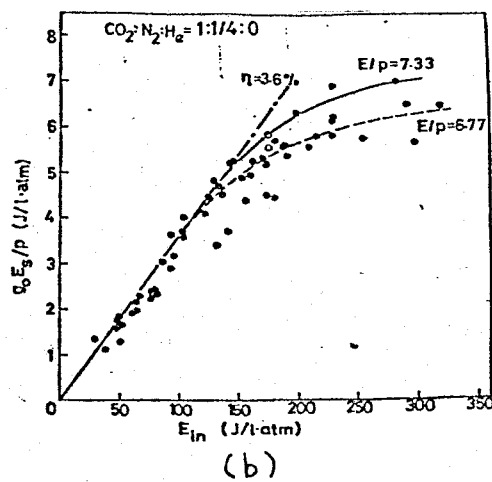
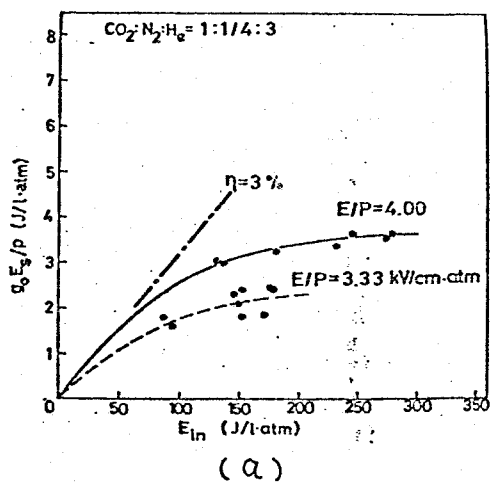
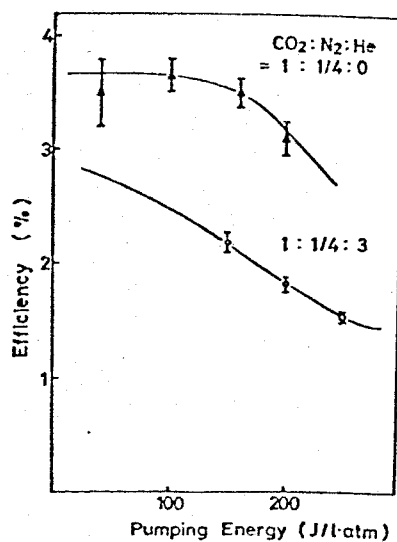


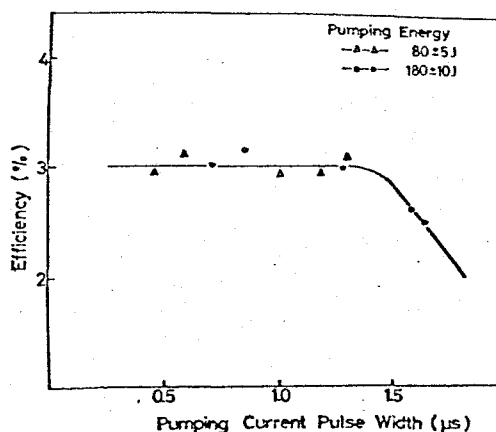
図 (5-2) 小信号利得の測定結果



He がない場合の方が効率がすべての電気入力において優れていることが判る。これは He に与えられたエネルギーは、 CO_2 レーザーの励起に対して無駄であるが、 N_2 に与えられたエネルギーは、 $V=1$ 振動準位に有効に集まり、 $V=1$ 振動準位にある N_2 分子と基底状態にある CO_2 分

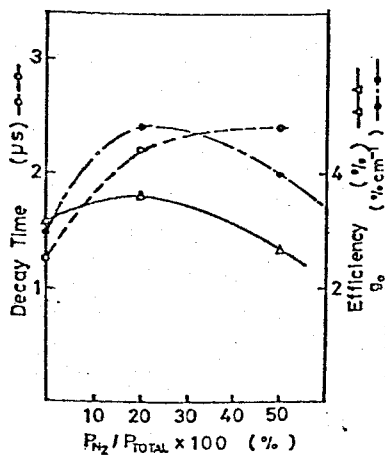
図 (5-3) He がある場合とない場合の比較

子の励起に使用されるためである。また効率の電気入力の上昇による低下は、レーザーガス温度の上昇により説明されるが、⁽⁸⁾Heがある場合には、Heがない場合に比べ低い電気入力の値からこの現象がみられる。このことは、Heの定圧比熱が他のガスに比べ2倍ほど小さいため、レーザーガス温度の上昇が大きいと考えられる。得られた最高の小信号利得は、Heがある場合には $4.5\% \text{ cm}^{-1}$ 、Heがない場合には $7.0\% \text{ cm}^{-1}$ であった。この値は、CO₂レーザーとしては、極めて高い値である。以上より、Heを加えない場合にはレーザー上準位の寿命が短くなること及びレーザー下準位の緩和が効果的になされないことより、励起放電のパルス幅が長い場合の動作が問題である。図(5-2)(b)より電気入力80 J及び180 Jでの効率のパルス幅依存性を調べ、図(5-4)に示す。このときのレーザー上準位の寿命は $1/K\nu_s \sim 2.6 \mu\text{s}$ と表(5-1)から求まる。一方小信号利得の立ち下がりは、 $2.2 \mu\text{s}$ であり、これはレーザー上準位の寿命を示す。図(5-4)において効率はパルス幅が $1.5 \mu\text{s}$ 以上では低下するが、これはレーザー上準位寿命とパルス幅が同程度となるからである。



図(5-4) パルス幅に対する効率の変化

次に N₂ の分圧比に対して、小信号利得、小信号利得の立ち下がり時間及び効率をプロットしたものを図(5-5)に示す。小信号利得の立ち下がり時間は、N₂ の分圧を増加することにより長くなる。これは、N₂ の $V=1$ 振動準位からのエネルギー移行が表(5-1)より充分速く、上準位の寿命が N₂ の追加で実効的に長くなるためである。効率及び小信号利得は、N₂ の分圧が20% のとき最大と



図(5-5) N_2 の分圧
による各種測定値

なった。 N_2 の振動準位の最下位が $V=1$ 準位であり、 N_2 の振動準位に蓄えられたエネルギーは、選択的に CO_2 レーザーの上準位である (001) 準位へ移行する。このとき下準位 (100) 準位へのエネルギー移行はない。このため N_2 の添加により効率及び小信号利得は上昇する。また N_2 の添加により CO_2 分子の数が大幅に減少するような領域では、効率及び小信号利得は減少する。このため N_2 の分圧には最適値が存在し、 $\sim 20\%$ が最適であった。

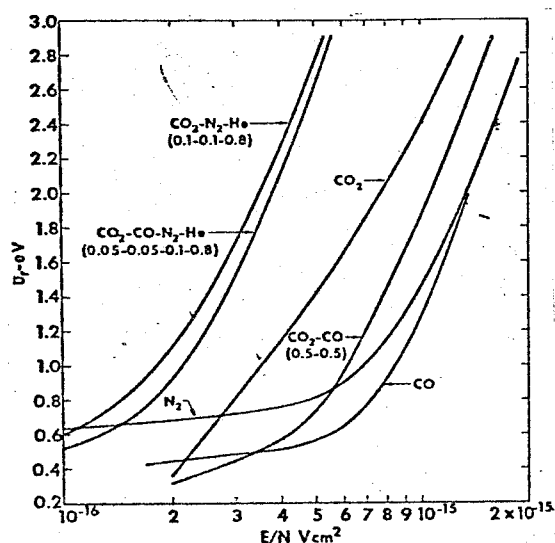
最適な E/P は、レーザーガス混合比によって変化する。これは、レーザーガス混合比により、主放電中の電子のエネルギー分布が著しく影響されるためである。直流電界が印加された一様なプラズマ中での電子のエネルギー分布は、ボルツマン方程式

$$-\frac{eE}{m} \nabla \cdot f(\vec{v}) = \left(\frac{\partial f(\vec{v})}{\partial t} \right)_c$$

を解くことにより求められる。 $f(\vec{v})$ は電子の分布関数、その他は周知の表示である。右辺は、あらゆる種類の衝突による分布関数の変化を表わす。

Nighan は、測定された衝突断面積を用いて、 CO_2 、 N_2 、 He 、 CO の混合気体に対する電子エネルギー分布を得た⁽⁹⁾。 CO_2 分子および N_2 分子の重要な振動準位に対する励起断面積は第2章の図(2-6)および図(2-7)にそれぞれ示されている。これらの断面積は比較的大きく、電子のエネルギー分布に N_2 では $2eV$ 近傍に谷を生じさせ、また CO_2 では、さらに低い部分で分布に変形を与える。以上より N_2 および CO_2 は、平均電子温度を下げる。

一方、Heは2eVまでに大きな断面積を持っておらず、Heの添加は平均電子温度を上昇させる。図(5-6)にNighanによって



図(5-6) 平均電子温度の
E/N 依存性

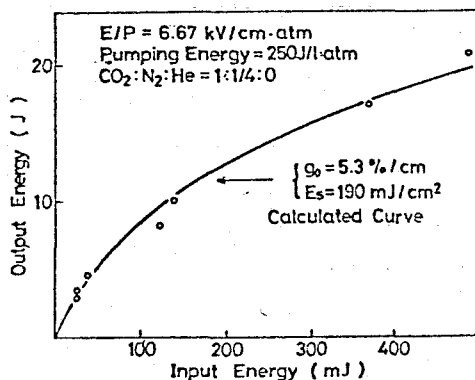
示された種々のガス混合比における電子の平均エネルギーとE/N (これはE/Pと同等 $10^{-16} \text{ V cm}^2 = 2.68 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$) の関係を示す⁽⁹⁾。CO₂分子の励起に最適な電子温度は、第2章でも述べたように $T_e \sim 2 \text{ eV}$ である。これを達成するためにはHeを含まないレーザーガスの場合、大きな印加電圧を加える必要がある。実験的にも、図(5-2)からわかるようにCO₂:N₂:He = 1:1/4:3 では最適E/Pは $\sim 4 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ であり、CO₂:N₂:He = 1:1/4:0 では最適E/Pは

$\sim 7 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ であり、Heを含まない場合、最適E/Pが上昇した。図(5-2)(c)では、CO₂ガスのみであるので、CO₂とN₂の混合ガスの場合より最適E/Pが低くなり、 $E/P = 6.67 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ のときに、 $E/P = 7.33 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ より高い効率を得られている。

§5-4 短パルス増幅

Heを加えない場合、表(5-1)より飽和エネルギーが増大し、しかも回転準位間の緩和時間は表(5-2)および式(5-4)から短くなることが判る。したがって短パルス増幅においては、Heを加えないレーザーガスが非常に有利であると考えられる。

図(5-7)に $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1/4:0$, 1.5 気圧のレーザーガスにおける短パルス増幅実験の結果を示す。増幅器の媒質長は 1m であり電気入力は約 $250 \text{ J/l}\cdot\text{atm}$ であった。また



図(5-7) 短パルス増幅の結果

このとき印加電界 E/P は $6.67 \text{ kV/cm}\cdot\text{atm}$ で一定であった。入射レーザーは、発振ラインが $10.6 \mu\text{m}$, $P(20)$ であり、パルス幅は 3 ns であった。短パルス増幅を表わす式(2-21)中の g_0 , E_s^* を実験値にベストフィットさせた結果 $g_0 = 5.3 \text{ \%/cm}$, $E_s^* = 190 \text{ mJ/cm}^2$ を得た。 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1/4:3$, 1.5 気圧のレーザーガスの場合の $E_s^* = 50 \text{ mJ/cm}^2$ にくらべ大幅に実効飽和エネルギーが増加した。一方、式(2-22)より E_s^* を求め

ると、

$$E_s^* = E_s \{1 - \exp(-\tau_p K(J)/\tau_R)\} \quad (5-5)$$

ここで τ_R は式(4-1)より

$$\tau_R = \frac{1}{912 \times 1.1 \times 10^7 + 228 \times 1.0 \times 10^7} = 8.1 \times 10^{-11} \text{ s}$$

(2-7) 節で述べたように、実効的な回転緩和時間として $3\tau_R$ を使う。これより $\tau_R \sim 0.24 \text{ ns}$ を用いる。表(5-1)より $E_s = 189 \text{ mJ/cm}^2$, $\tau_p = 3 \text{ ns}$, $K(J) = 1/15$ を式(5-5)に代入すると $E_s^* \sim 107 \text{ mJ/cm}^2$ となり、実験結果から求めた値に比べ、かなり小さなものとなる。しかし従来のレーザーガスに比べ、実効飽和エネルギーが少なくとも2倍に増加した。

§5-5 むすび

従来の CO_2 レーザーで、少量に含まれていた He を加えない新しいレーザーガスで、小信号利得 $\sim 7\% \text{ cm}^{-1}$ 、効率 $\sim 4\%$ という優れた特性を得た。電気入力エネルギーに対する小信号利得の飽和が遅いことが判明した。He を加えない場合には、上準位の寿命が短くなること、下準位の取り除きができないう等により、短い励起放電を行なう必要があることが判った。 N_2 の分圧を変化させ、最適な分圧を求めた。 N_2 の分圧としては 20% が最適であった。レーザーガス混合比による最適 E/P の変化は、平均電子エネルギーの変化によって説明されることを確認した。短パルス増幅実験を行ない実効飽和エネルギーが、He を加えないことにより 2 倍以上増大することを明らかにした。

He を加えない新しいレーザーガスにより、効率および実効飽和エネルギーの増大をみたが、このことは短パルス増幅システムの全効率を大幅に改善する。

参考文献

- 1) T.K.McCubbin, Jr and T.R.Mooney; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 8 1255 (1968)
- 2) R.R.Patty, E.R.Manring and J.A.Gardner; Appl. Opt. 7 2241 (1968)
- 3) C.B.Mills; J. Appl. Phys. 45 1336 (1974)
- 4) N.G.Basov et al.; Sov. J. Quantum Electron 7 1267 (1977)
- 5) R.K.Cheo; Laser 3, Edited by A.K.Lerine and A.J.Demaria (Marcel Dekker Inc., New York, 1971)
- 6) P.K.Cheo and R.L.Abrams; Appl. Phys. Lett. 14 47 (1969)

- 7) R.L.Abrams and P.K.Cheo; Appl. Phys. Lett. 15 177 (1969)
- 8) A.J.Demaria; Proc. IEEE 61 731 (1973)
- 9) W.L.Nighan; Phys. Rev.A 2 1989 (1970)

第 6 章 電源効率の改善

§ 6-1 まえがき

CO₂レーザーでは効率のよい励起を行なうために最適な印加電界が存在する。CO₂レーザーの励起電源として単純なコンデンサーバンクを使用する場合には、コンデンサーの容量は、放電中に印加電界が大幅に変動しないように大きくする必要がある。この印加電界はレーザーガスの電圧破壊を防止するため放電後直ちに裁断ギャップにより裁断されなければならない。もし放電中の印加電界の変動を10%に抑えるならば、コンデンサーバンクの電源エネルギーの半に20%がレーザーガスの励起に使用されるにすぎない。それ故 PFN電源による矩形電圧パルスの励起放電への応用は大幅に電源効率を改善する可能性がある。⁽¹⁾⁽²⁾ 電子ビーム制御CO₂レーザーの励起電源としてPFN電源を設計しその特性を調べた。

§ 6-2 PFN電源の討作

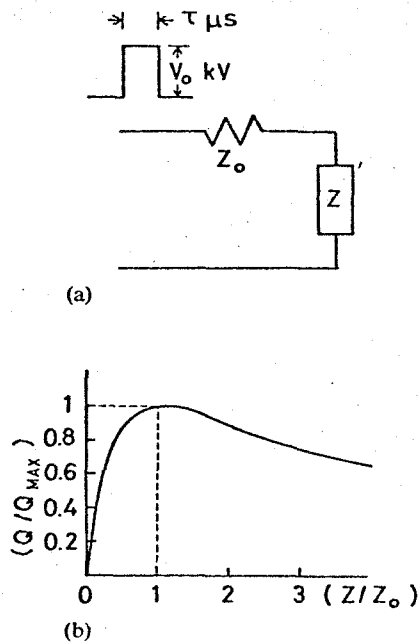
3種のPFN電源 すなわち ①同軸ケーブル ②ギルミン型回路及び③模擬ケーブル回路を検討した。⁽³⁾ 同軸ケーブル方式は必要なケーブル長が非常に長くなるので採用されなかった。ギルミン回路は望みどおりのパルスの立ち上り、立ち下がり時間を選定できる等の利点を有しているが、容量の異なる数種のコンデンサーを必要とすること及び実際回路を設計すると寄生インダクタンスが大きくなることより採用されなかった。模擬ケーブル回路をテストした。実験に使用した電子ビーム制御レーザーは、断面積 $5 \times 5 \text{ cm}$ 放電長 80 cm であり電子ビームは熱電子放出型カソードにより発生せられた。

レーザーガスへの電気入力を計算するため 図(6-1)(a)のような回路を考える。電気入力 Q は次式で与えられる。

$$Q = V \cdot I \cdot \tau$$

$$= \left[Z / (Z_0 + Z) \right] V_0^2 \cdot \tau$$

ここで V , I 及び τ は、放電電圧、放電電流、放電時間であり、 Z , Z_0 及び V_0 はレーザーガスのインピーダンス、PFN電源の特性インピーダンス及び充電電圧である。



図(6-1) PFN電源の特性インピーダンスとレーザーガスのインピーダンスの比に対する電気入力

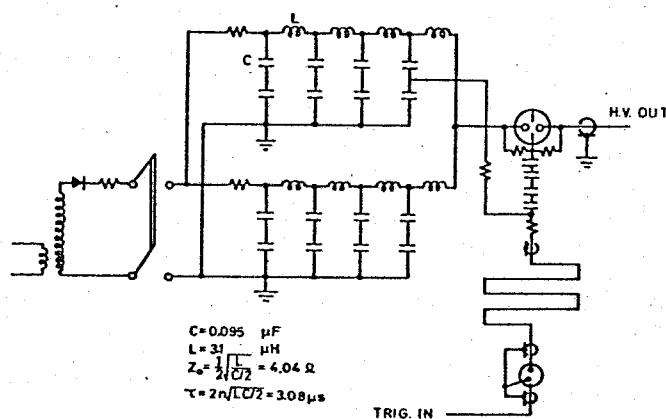
表(6-1)

Active medium	— $5 \times 5 \times 80$ cm, 2 l
pressure of laser gas	—1.5 atm
electrical input energy	—>200 J/l atm
impedance of discharge	— $\sim 4 \Omega$
discharge duration	— $3 \mu s$
electric field strength	—4 kV/cm atm.

図(6-1)(b)に、レーザーガスのインピーダンスによる電気入力の変化を示している。 $Z = Z_0$ のとき電気入力は最高となり、このときの値は電源の蓄積エネルギーと一致する。図(6-1)より Z/Z_0 が大きい領域では、電気入力の変化は Z/Z_0 が小さい領域より小さいことがわかる。またレーザーガスとPFN電源のマッチングは比較的緩く、PFN電源の励起電源への応用の利点の一つである。

表(6-1)に示すレーザー動作を行うべくPFN電源を設計した。印加電界 $E/P = 4 \text{ kV/cm atm}$ は効率よくレーザーガスを励起するために必要である。放電時間 $3 \mu s$ は、使用したレーザーの電子ビームのパルス幅 $5 \mu s$ よりやや短かくした。

図(6-2)に示すような、4段2並列のPFN電源を製作した。各々のコンデンサー及びインダクターの容量及びインダクタンスは、マッチング状態のもとで表(6-1)の仕様を満足するように決定した。浮遊インダクタンスによる影響を

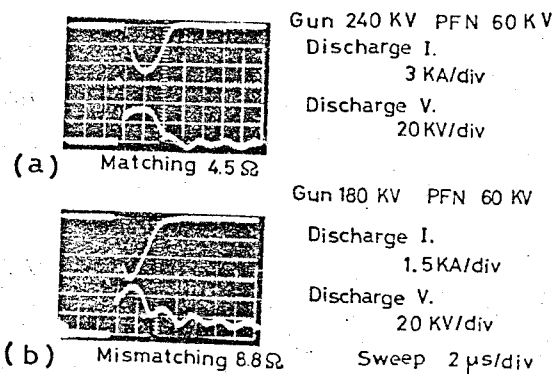


図(6-2) PFN電源の回路図

小さくするため、一列の特性インピーダンスを高め2並列とした。特性インピーダンス、パルス幅、個々コンデンサー及びインダクターの容量及びインダクタンスは図(6-2)中に示すように、 $Z_0 = \sqrt{L/(C/2)}/2 = 4.04 \Omega$ 、 $\tau = 2\sqrt{LC}/2 = 3.08 \mu s$ 、 $C = 0.095 \mu F$ 、及び $L = 31 \mu H$ であった。マッチング状態のもとで1.5気圧のレーザーガスへの電気入力は $225 J/atm$ と計算された。

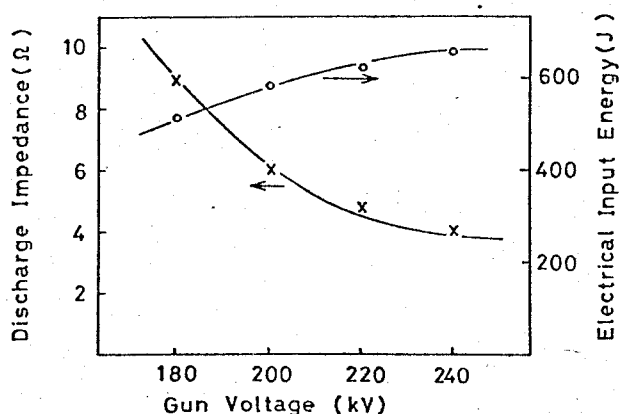
§ 6-3 PFN電源によるレーザー励起

実験に使用したレーザーは、図(2-1)に示した装置であって、電子ビーム加速電圧は140～280 kVの範囲で動作した。電子ビームの加速電圧を変化させることにより、レーザーガスのインピーダンスを変化させPFN電源とのマッチングを取った。典型的な電圧・電流波形を図(6-3)に示す。図(6-3)(a)はインピーダンスマッチングが取れている場合であり、矩形の電圧パルスが得られており、放電後の残留電圧はほとんど見られなかった。このことはPFN電源のエネルギーがほとんど全てレーザーガスへ注入されたことを示している。電圧・電流波形からレーザーガスへの注入エネルギー $\int V \cdot I dt$ を計算し、670 J ($224 J/atm$) を得たが、この値は充電電圧60 kVから計算される。PFN電源のエネルギー684 Jと比較して電源エネルギーの98%であった。また電圧波形から、平均の印加電界 $E/p = 4.27 kV/cm \cdot atm$ が得られるが、これら電気入力・印加電界は設計値とよく一致しており高い増幅器の動作が期待できる。図(6-3)(b)にミスマッチングの場合の電圧電流波形を示す。レーザー励起に使用されずに電源に残ったエネルギーによって放電後も22 kVの電圧が観測される。また放電中の電界強度は $5.40 kV/cm \cdot atm$ であり効率よい励起を行なうには高すぎる値である。

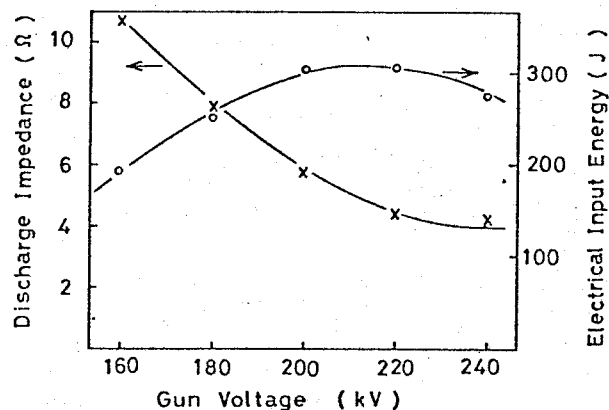


図(6-3)電圧・電流波形

240 kVの場合、電気入力 670 J が得られたが、この値が電源の蓄積エネルギー (684 J) の 98% であること及び放電インピーダンスが 4.5Ω であることから、ほぼマッチング状態にあると言える。



図(6-4)ガン電圧に対する放電インピーダンス及び電気入力の変化 (1.5 気圧)



図(6-5)ガン電圧に対する放電インピーダンス及び電気入力の変化 (1 気圧)

1 気圧のレーザーガス圧カの場合の結果を図(6-5)に示す。電子ビーム加速電圧が 200 ~ 220 kV の領域でマッチング状態になることがわかる。

PFN 電源の大容量増幅器への応用に関して、2つの問題点がある。大容量

増幅器では、コールドカソード型の電子銃がその構造の単純さから一般に使われる。コールドカソード型の電子銃は、第3章に示すようにカソードは實際上プラズマカソードとして働き、その結果電子ビーム電流がパルス幅の間に変化する。このため励起放電のインピーダンスの変化がホットカソード型電子銃の場合のそれより激しい。このため使用した増幅器の電子銃をコールドカソード型に改造し、実験を行なった。結果として、PFN電源のエネルギーは、ホットカソード型の電子銃を使用した場合に比べ、放電中の放電電圧の変化は激しいが、ほぼ100%の電源効率が得られることが判明した。放電電圧の変動の問題はカソード材料として原子量の大きいタンタルを使用しカソードプラズマの膨張速度を抑えることにより改善された。他の問題は、大容量化に伴う放電インピーダンスの低下及び放電電圧の高電圧化である。このため低インピーダンス高電圧のPFN電源を開発中である。

§6-4 まとめ

レーザー励起用電源としてPFN電源を設計・製作し15 atmのレーザーガスの励起を行なった。レーザーガスへの電気入力エネルギーは、電源エネルギーの98%であり、従来の電源効率(～20%)をはるかにしのいだ。

矩形の電圧パルスが達成され、レーザーガスの励起に最適な E/P の値が放電中保たれた。

参考文献

- 1) H.Fujita et al.; Rev. Sci. Instrum., 49 850 (1978)
- 2) K.B.Riepe; Rev. Sci. Instrum., 48 1028 (1977)
- 3) G.N.Glasoe and J.V.Lebacqz; Pulse Generators
(McGraw-Hill, New York, 1948) pp. 175-207

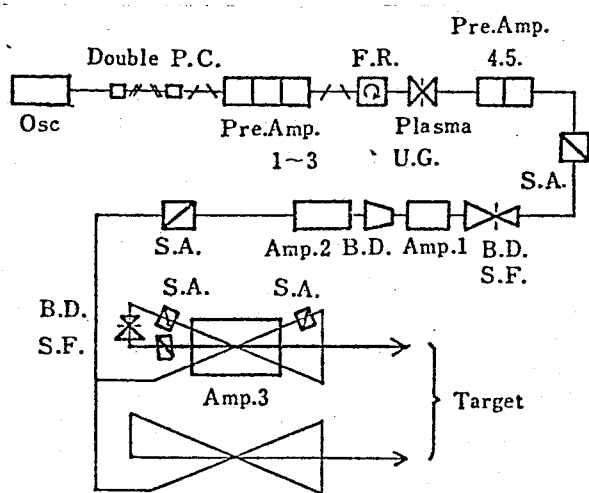
第7章 烈光Ⅱレーザーシステムの設計及び動作結果

§7-1 まえがき

先に大阪大学レーザー核融合研究センターで建設された炭酸ガスレーザー“烈光Ⅰ”は、レーザーとプラズマの相互作用解明のためのものであり数々の成果を生んだ^{(1)~(5)}。さらに2ビーム高出力CO₂レーザー“烈光Ⅱ”が、ペレット爆縮及び熱核融合中性子の検証実験を目的として開発された。最終増幅器は3章で述べられた装置である。設計出力はパルス幅1nsでシングルライン動作200J/beam及びマルチライン動作500J/beamである。現在Amp3のレーザーガス圧力1.5気圧で動作させ、パルス幅2.5nsでシングルライン動作200J/beam、マルチライン動作400J/beamの出力が得られた。マルチライン動作による増幅器からのエネルギー取り出し効率の改善また非線形増幅及び吸収によるレーザーパルス波形の変形が生じ、パルス幅の短縮及び立ち上がり部の急峻化が明らかにされた。

§7-2 烈光Ⅱシステムの仕様

“烈光Ⅱ”システムは、シングルライン動作200J/beam、マルチライン動作500J/beamを設計目標とした2ビームレーザーシステムである。図(7-1)に、烈光Ⅱシステムの構成図を示す。発振段、ダブルポッケルセルシャッター、2台のTEA CO₂レーザー前置増幅器、3台の電子ビーム制御CO₂レーザー主増幅器及び各種アイソレーターより構成されている。このシステムの特徴は、(1)増幅段での取り出し効率を改善するためマルチライン発振器を使用している。(2)最終増幅器として、大口径(22cm^φ)双頭増幅器を開発し使用している。(3)最終増幅器において3パス増幅を行



図(7-1) 烈光Ⅱシステムの構成図

なわせ、効率の改善及びシステムの単純化がはかられている。
 (4) ターゲットからの強い反射光は2つのビームエクスパンダーを兼ねたプラズマユニガイドと強制ブラズマユニガイド及びファラデーローターにより、シャ断される。
 (5) レーザー光はすべて平行ビームで増幅されるように設計され、増幅器の体積利用効率が高い。又ビームエクスパンダー及びターゲットへの集光ミラーには軸はずし放物面鏡を用い、高い

収束性を有している。等である。

システムからの出力エネルギーの大部分は、大容量の最終増幅器より取り出される。最終増幅の放電体積を以下のように決定する。増幅器の動作圧力を2気圧、小信号利得 g_0 を4% cm^{-1} とすると、飽和エネルギー E_s (全回転レベルの寄与を考えたもの)は

$$E_s = \frac{h\nu}{2\sigma} \cdot \frac{1}{K(J)} = 184 \text{ mJ/cm}^2$$

10.6 μm と9.6 μm のダブルバンド増幅を行なわせると上準位の使用できる反転分布が、シングルバンド増幅に比べ4/3倍になることより

$$E'_s = \frac{4}{3} E_s = 245 \text{ mJ/cm}^2$$

単位体積当りの蓄積エネルギーは

$$E'_s g_0 = 9.8 \text{ J/l}$$

エネルギー取り出し効率 0.8、体積利用効率 0.7 とすると、出力 500 J を得るのに必要なレーザー媒質の体積 V は

$$V = \frac{500}{9.8 \times 0.8 \times 0.7} = 91.1 \text{ l}$$

となる。一方、出力エネルギー密度を NaCl 窓のダメージを考慮し、 2 J/cm^2 とすると体積利用効率も考慮し、増幅器の断面積 S は、

$$S = \frac{500}{2 \times 0.7} = 357 \text{ cm}^2 \rightarrow (18.9 \text{ cm})^2$$

媒質長 L は $L = V/S = 255 \text{ cm}$ となる。この値は、小信号利得 g_0 を $4\% \text{ cm}^{-1}$ とすると、 $g_0 L = 10.2$ となり寄生発振の制限を超えている。したがって媒質長を短くし、断面積を増加することにより、所定の出力 500 J を得ることにした。実際の増幅器の活性媒質は、 $22 \times 22 \times 200 \text{ cm}$ とした。

$$\left[\begin{array}{l} S_0 = 484 \text{ cm}^2 \rightarrow 1.5 \text{ J/cm}^2 \\ V_0 = 96.8 \text{ l} \\ E_{\text{out}} = E_s' g_0 V_0 \times 0.7 \times 0.8 = 530 \text{ J} \end{array} \right.$$

これにより出力エネルギー密度は 1.6 J/cm^2 、全出力は 530 程度が得られる。

§7-3 システム増幅特性

出力エネルギーは式(2-10)で表わされる飽和増幅と SF_6 の実験的な透過率より計算された。マルチライン増幅の場合の各

段の出力の計算結果及び各段の動作パラメータを表(7-1)に示す。

	D.P.C.	Pre Amp 1-3	F.R. U.G.	Pre Amp 4,5	S. A.	U.G. S. F.	Amp 1	Amp 2	S. A.	1 pass	Amp 3 (S.A.)	1 beam 2 pass (S.A.)	3 pass	
P (atm)		1		1			2	2		2		2	2	
L (cm)		180		120			80	100		120		120	200	
S (cm ²)		0.79		4.9			12.6	63.6		78.5		78.5	314	
g ₀ (% cm ⁻¹)		2.4		2.4			2.8	4		4		4	4	
E _s * (mJ/cm ²)		60		60			180	180		180		180	180	
Transmission (Loss)	Main Pre	0.7	0.5	0.7	0.5	0.7	0.7	0.7	0.5	0.7	0.32 e ⁻⁵	0.7	0.2 e ⁻¹⁰	—
Main pulse	×10 ⁻³	×10 ⁻³	×10 ⁻³	×10 ⁻³	×10 ⁻³	×10 ⁻³	×10 ⁻³							
E _{out} (J)	2	55.9	28.0	236	118	82.4	492	11.2	5.61	3.76	12.0	53.9	10.8	400
Prepulse	×10 ⁻⁸	×10 ⁻⁴	×10 ⁻⁴	×10 ⁻²	×10 ⁻⁴	×10 ⁻⁴	×10 ⁻³	×10 ⁻¹	×10 ⁻³	×10 ⁻¹	×10 ⁻³	×10 ⁻¹	×10 ⁻⁶	×10 ⁻¹
E _{out} (mJ)	5	7.7	3.9	1.0	1.6	1.1	1.3	1.4	2.2	2.2	1.5	1.6	7.1	1.6
S/N energy	×10 ⁵	×10 ⁴	×10 ⁴	×10 ⁴	×10 ⁵	×10 ⁵	×10 ⁵	×10 ⁴	×10 ⁶	×10 ⁴	×10 ⁶	×10 ⁵	×10 ⁹	×10 ⁶
	4	7.2	7.2	2.4	7.4	7.4	2.7	8.0	2.6	1.7	8	3.4	1.5	2.5

Initial Laser Input

Main pulse 1ns, 2 mJ 9 line 2 band oscillation

Pre pulse 30 ns, 5×10⁻⁵ mJ

E_s* = 60 mJ/cm² (1 atm), 180 mJ/cm² (2 atm)

表(7-1) マルチライン動作の設計出力

発振段でのレーザー光は、パルス幅 1 ns 出力 2 mJ であり、発振ラインは 9 ラインダブルバンドであると仮定した。モレ光は、パルス幅 30 ns 出力 5×10⁻⁵ mJ であると仮定した。実効飽和エネルギーは

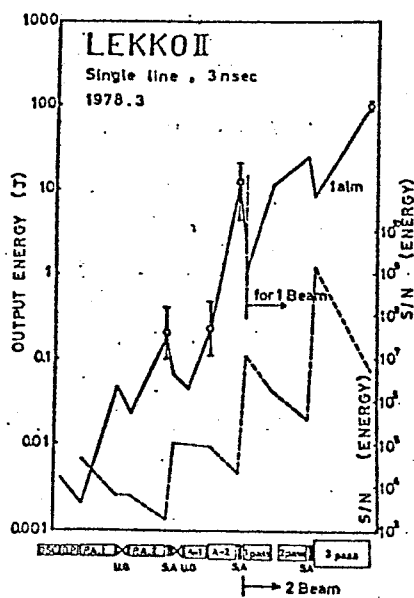
$$E_s^* = E_s \{ 1 - \exp[-\tau_p K(J)/\tau_R] \} \quad (7-1)$$

で表わされる。典型的なレーザーガスに対し

$$\begin{cases} E_s = \frac{4}{3} \times 92 \times P \text{ mJ/cm}^2 \text{ (ダブルバンド)} & (7-2)(a) \\ \tau_R = 0.15 \times \frac{1}{P} \text{ ns} & (7-2)(b) \end{cases}$$

式(7-1)中の K(J) は、発振ラインに寄与するすべての回転レベルの分布割合の総和であるから大幅に大きくなり、9 本ライン発振の場合 K(J) ~ 0.3 となる。実効的な回転緩和時間は 3 倍程度と

長くなる((2-7)参照)こと、及び $\tau_p = 1 \text{ ns}$ を考慮すると、1気圧のレーザーガスに対して $E_s^* = 60 \text{ mJ/cm}^2$ 、2気圧のレーザーガスに対して $E_s^* = 180 \text{ mJ/cm}^2$ と計算され、これらの値を使用している。NaCl窓及びアライメントミラーの損失による増幅器の透過率を平均的に0.7とした。可飽和吸収ガスアイソレーターに関しては、エネルギー密度の小さいモレ光に対しては小信号吸収係数から求まる透過率を使い、主パルスに対しては、図(4-2)に示される透過曲線から求まる透過率を使った。最終出力400J、モレ光0.16mJと計算された。



図(7-2) レーザー出力の測定値と計算値の比較

図(7-2)に Amp 3が1気圧動作の場合のレーザー出力の測定値と計算値の比較を示す。このときパルス幅は3ns、発振ラインは10.6 μm P(20)の単一であった。測定値と計算値はよく一致した。最終出力は100Jであり、S/N比は 10^4 以上であった。レーザーガス圧を1.5気圧に上昇し設計出力である200Jを達成した。

シングルライン動作とマルチライン動作の結果を表(7-2)に示す。マルチライン動作により出力400Jが達成されたが、これはマルチライン化による分布割合K(J)の増加及びダブルバンド動作による飽和

エネルギーの4/3倍の増加によって説明できた。増幅器からのエネルギー取り出し効率、シングルライン動作の42.2%からマルチライン動作の90.8%に上昇した。

AMP-3 3 PASS

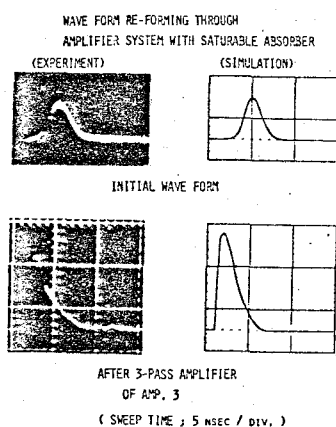
LASER GAS	CO ₂ : N ₂ : He = 1 : 1 : 3 (1.5 ATM)
GAIN COEFFICIENT	0.04 cm ⁻¹
PASS LENGTH	200 cm
BEAM DIAMETER	20 cm
STORED ENERGY	457 J

INPUT LASER PULSE WIDTH 2 NSEC

OSCILLATION LINE	10.6 P(20)	P(20)
	9.6 -	P(22) R(12)-
EXTRACTED ENERGY	193 J	415 J
EXTRACTION EFFICIENCY	42.2 %	90.8 %

表(7-2) シングル及びマルチライン動作の結果

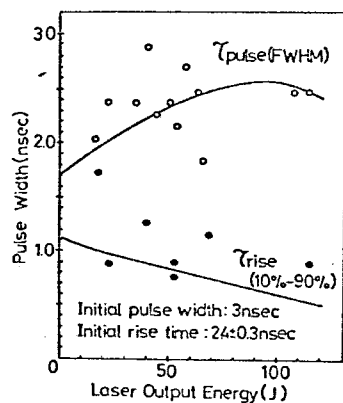
§7-4 パルス波形の変形



図(7-3) パルス波形の変形

発振器からのレーザーパルスがシステム中を通過するあいだに寄生発振の防止及び S/N 比の向上のために設置された可飽和吸収ガスアイソレーターによりパルス幅が短くなること、飽和増幅によりパルス波形の立ち上がり部分が急峻化することが予想される。発振段及び最終段の出口でフォトドラッグディテクターにより、レーザーパルス波形を観測した。

測定系立ち上がり時間はフォトリドラッグが 0.7 ns 、シンクロスコープが 0.7 ns であり全体としては 1 ns であった。観測された波形とコンピュータシミュレーションの結果を図(7-3)に示す。用いられたコンピュータシミュレーションのコードは、増幅に関しては、式(2-15)(a)~(d)を基礎方程式としたものであり、可飽和吸収ガスアイソレーターでは図(4-2)の SF_6 の透過率曲線から現象論的にモデリングされた。発振段でのパルス波形は、ほぼガウス型であり、コンピュータシミュレーションでは入力パルス波形はガウス型とした。出力エネルギーに対するパルス幅及び立ち上がり時間の変化について整理したものが図(7-4)である。図中の実線はコンピュータシミュレーション



図(7-4) パルス幅と立ち上がり時間の変化

の結果である。初期のパルス幅及び立ち上がり時間はそれぞれ 3 ns 及び 2.4 ns であった。出力エネルギーの増加にともない、パルス幅は広がるが、立ち上がり時間は短くなること、またパルス幅は出力エネルギーの増加にともない広がるが初期のパルス幅よりは狭いことがわかる。コンピュータシミュレーションより、パルス波形は増幅器を通過すると、一般にパルス幅は広がり、立ち上がり時間は短くなる。

また可飽和吸収ガスアイソレーターを通過すると、一般にパルス幅・立ち上がり時間ともに短くなることが判明した。

以上 実験結果とコンピュータシミュレーションの結果がよく一致したことより、用いたシミュレーションコードは実際の動作をよく再現する有用なものであること、プレート爆縮に最適なレーザー波形を得るため、可飽和吸収ガスアイソレーターのガス圧力、その設置場所等に対する最適化の有力手法となることが明らかとなった。

§7-5 まとめ

2ビーム高出力炭酸ガスレーザー“烈光Ⅱ”を開発し、シングルライン動作で 200 J/beam 、マルチライン動作で 400 J/beam の出力を達成した。マルチライン動作での出力の増加は、分布割合 $K(\text{J})$ の増加及びダブルバンドによる飽和エネルギーの増加により説明できた。可飽和吸収ガスアイソレーターと飽和増幅によるパルス波形の変形を観測し、パルス幅の減少とパルス立ち上がり部分の急峻化が明らかとなった。この実験結果は、システム動作のコンピューターシミュレーションの結果とよく一致した。

このようにシステム各段での出力エネルギー及びパルス波形の実験値と理論的予測及びコンピューターシミュレーションとのよい一致が得られたことにより CO_2 レーザーシステムの解析、シミュレーション手法が確立され、さらに大型の CO_2 レーザーシステム設計の指針が得られた。

参考文献

- 1) M. Matoba et al.; Quantum Electronics (Russian), 3 866 (1976)
- 2) M. Matoba et al.; Technol. Rept. Osaka Univ., 26 139 (1976)
- 3) 藤田尚徳他; 電気学会 電子装置研究会 EDD-77-84 (1977)
- 4) S. Nakai et al.; Phys. Rev. A, 17 1133 (1978)
- 5) H. Nishimura et al.; Technol. Rept. Osaka Univ., 28 185 (1978)
- 6) Y. Kawamura et al., Appl. Phys. Lett., 32 722 (1978)

第 8 章 結 論

大口径 (22 cm^ϕ) 高気圧 (2 気圧) の電子ビーム制御 CO_2 レーザーの開発を行なった。これは強力な電子ビームを用いてレーザーガスを予備電離するため、高気圧レーザーガスを均一な増幅媒質として利用することを可能とした。また励起放電は、電子ビームにより十分に伝導性が維持されたため、自己放電電圧よりはるかに低い。 CO_2 分子の励起に最適な電圧で動作が可能であったため、効率よい励起が行なわれた。

CO_2 レーザーは、効率よい励起が可能であるが、蓄積エネルギーを短パルス増幅の特性を理論的及び実験的に確かめ、レーザーガスの高気圧化及びマルチライン増幅を用いることによりエネルギー取り出し効率を大幅に高め得ることを明らかにした。

高い増幅率をもった増幅器間のカップリングを防止するため、各種アイソレーターを開発し、寄生発振の防止、蛍光増幅の抑制及び高 S/N を達成した。

以上の結果をもとに、最終口径 22 cm^ϕ の 2 ビーム CO_2 レーザーシステムを開発し、シングルライン動作 400 J 及びマルチライン動作 800 J の高出力を達成した。

本論文における結果を総括すると次のようになる。
第 2 章 電子ビーム制御放電により、2 気圧までのレーザーガスにおいて CO_2 分子の励起に最適な $E/p = 3 \sim 5\text{ kV/cm}\cdot\text{atm}$ で安定した放電励起が達成された。

電子ビームの透過膜及び支持機構における減衰は、透過膜の単位面積当りの質量と支持機構の開口率のみによるのではなく、支持機構の形状に強く依存することが判明した。これは電子ビームの透過膜での散乱により説明された。

実効飽和エネルギーが、レーザーガスの高気圧化により、急

速に増大することが判明した。これは回転レベル間のレーザーパルス中での有効な緩和により説明される。

第3章 放電体積 ($22 \times 22 \times 200 \text{ cm}$)、高気圧 (2気圧) の双頭電子ビーム制御 CO_2 レーザーを開発した。大きな断面積をもち大電流でかつ一様な電子ビームが発生するための電子銃の技術的問題点を明らかにした。コールドカソード型電子銃のふるまいは、プラズマカソードモデルでよく説明された。カソードのまわりのコロナリングの位置、ブレード材料とその配置、透過膜支持機構の最適化により、透過電子ビーム電流密度 0.15 A/cm^2 が $20 \times 200 \text{ cm}$ にわたり、 $\pm 20\%$ 以内の均一性で得られ大容量高気圧レーザー媒質の十分な予備電離が得られた。

第4章 SF_6 、 $\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$ 及び $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ の混合ガスを用い、 CO_2 レーザーのすべての遷移をカバーする可飽和吸収ガスアイソレーターを開発した。 SF_6 、 $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ の飽和特性は非常に優れていることが明らかとなった。

P-Ge の飽和特性は、緩和が速く、パワー密度により透過率が決定すること、また P-Ge は均一な広がりを持った媒質と見なせることが実験的に明らかとなった。

Ge のベルデ定数を測定し、 $0.075 \text{ deg cm}^{-1} \text{ kG}^{-1}$ であった。Ge を用いたファラデー・ローテーターにより反射光の阻止率 $1/30$ を達成した。

各種寄生発振のモードを解析し、可飽和吸収ガスアイソレーターの使用により、これを防止し、高 S/N 比 (10^4 以上) で出力 200 J/beam を達成した。

第5章 He を加えない新しいレーザーガス混合比で、小信号利得 $7\% \text{ cm}^{-1}$ 、励起効率 4% という優れた特性が得られた。また実効飽和エネルギーに関しても、従来の混合比の場合の2倍の値が得られた。これらにより短パルス増幅システムの全効率を大幅に改善し得ることが明らかとなった。

第6章 PFN 電源により、矩形電圧パルスが得られ、 CO_2 分

子の励起に最適な E/p の値が放電中保たれた。電子ビームの加速電圧を変化させて PFN 電源とレーザーガスとのインピーダンスマッティングが容易に得られた。マッティング状態で電源効率が従来の $\sim 20\%$ よりはるかに高い 98% が達成された。

第7章 2ビーム高出力 CO_2 レーザーシステムを開発し、シングルライン動作 200 J/beam 、マルチライン動作 400 J/beam の高出力を達成した。マルチライン動作での出力の増加は分布割合 $K(\omega)$ の増加及びダブルバンドによる飽和エネルギーの増加によって説明された。可飽和吸収ガスアイソレーターと飽和増幅によるパルス波形の変形を観測し、パルス幅の減少とパルス立ち上がり部の急峻化を明らかにした。

以上電子ビーム制御 CO_2 レーザーの基本的特性が明らかにされ、 CO_2 レーザーは慣性核融合用エネルギードライバーとして極めて魅力的なものであることが明らかとなった。

この研究が、慣性核融合を初めとして各方面での応用分野を開く一助となるならば筆者として喜びにたえない次第である。

謝

辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜わりました山中千代衛教授、中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた木下仁志教授、西村正太郎教授、大石嘉雄教授、故川辺和夫教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授に謝意を表します。

さらに、終始御指導、討論、激励を戴いた山中竜彦助教授、井沢靖和助教授、加藤義章助教授、佐々木孝友助教授、望月孝晃助教授、西原功修助教授、三間國興助教授に謝意を表します。

終わりに山中研究室において、研究生活の苦樂を共にし、熱心な討論、激励を戴いた的場幹史助手、吉田國雄助手、北川米喜助手、今崎一夫助手、矢部孝助手をはじめ同研究室の方々および、本研究に協力に戴いた岡村勝也君はじめ河村良行、西村博明、大道博行、梁瀬右司、田村明男、井上満夫、福丸文雄、羽馬洋之、加藤正和、坂尻正、安部一弘の烈光グループの方々、さらに本研究に絶大なる御助力を戴いた植松豊氏、鬼太享氏、番匠谷長利君、守本邦雄君に深く感謝する次第である。

業績目録

発表論文

発表年月	題 目	発表機関
50.9	電子ビーム制御CO ₂ レーザー	レーザー研究 3 34 (1975)
51.3	High Power Electron-Beam Controlled CO ₂ Laser System for Plasma Research (M. Matoba)	Technol. Rept. Osaka Univ., 26 139 (1976)
52.8	Development of High Power Large Aperture E-Beam Controlled CO ₂ Laser Amplifier	Technol. Rept. Osaka Univ., 27 445 (1977)
53.3	Nonlinear Processes of Interaction between a CO ₂ Laser and Plasma (S. Nakai)	Phys. Rev. A, 17 1133 (1978)
53.3	Thermo-Nuclear Fusion Plasma Produced by CO ₂ Laser (H. Nishimura)	Technol. Rept. Osaka Univ., 28 185 (1978)
53.6	Laser Pumping by PFN Power Source	Rev. Sci. Instrum., 49 850 (1978)
53.6	Improvement in Energy Extraction by Multiline Double band CO ₂ Laser (Y. Kawamura)	Appl. Phys. Lett., 32 722 (1978)
53.8	Inertial Confinement Fusion Research in Osaka (C. Yamanaka)	7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. IAEA-CN-37-M-4 Innsbruck, Austria (1978)
53.9	レーザー用パルス駆動作コールドカソード 電子ビーム源の駆動特性(的場実験)	レーザー研究, 6 47 (1978)

研究会 シンポジウム講演

発表年月	題 目	発 表 機 関
50.7	高出力電子ビームCO ₂ レーザーシステム(中井貞雄)	電気学会電子装置研究会 資料 EDD-75-77
52.7	烈光1号CO ₂ レーザー超短パルス増幅システム	電気学会電子装置研究会 資料 EDD-77-84
53.10	高出炭酸ガスレーザーシステム 用赤外インポネント(的場幹史)	電気学会レーザー工学研究会 資料 LEG-78-27

国際会議報告

発表年月	題 目	発 表 機 関
50.6	High Power E-Beam Controlled CO ₂ Laser System for Laser Fusion Research (M. Matoba)	2nd. National Symp. on Gas Laser Phys., Novosibirsk, USSR,
51.7	High Power CO ₂ Laser System for Plasma Research (LEKKO I) (S. Nakai)	IAEA Advisory Group Meeting on the Technology of Inertial Confinement Experiments, Dubna, USSR
53.2	Laser Fusion Experiments in Osaka (C. Yamanaka)	IEEE Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion, San Diego, USA,
53.5	High Efficiency CO ₂ Laser System "Leppo II" Using Multiline Energy Extraction	10th IQEC Conf. Atlanta, USA,

学会発表 (S.52年以降)

発表年月	題 目	発表機関
52.4	核融合用CO ₂ レーザーシステム(烈光Ⅱ)	物理学会
52.8	核融合研究用2ビームCO ₂ レーザーシステム(烈光Ⅱ) — 増幅段	電気学会
52.10	大出力CO ₂ レーザー 烈光3号Ⅱ — アイソレータ —	物理学会
52.10	CO ₂ レーザー増幅システムの段間アイソレータの開発	応用物理学会
53.4	核融合研究用2ビームCO ₂ レーザーシステム(烈光Ⅱ) — 大出力増幅特性 —	物理学会
53.3	電子ビーム制御増幅器における 高効率CO ₂ レーザーガスの研究	応用物理学会
53.10	烈光Ⅱ号 — マルチライン増幅による エネルギー取り出し効率の改善 —	物理学会
53.11	2ビームCO ₂ レーザーシステム“烈光Ⅱ” に於ける寄生発振の防止	応用物理学会