OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	プラズマ診断用サブミリ波D2Oレーザーに関する研究
Author(s)	市川, 洋
Citation	大阪大学, 1986, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1883
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

プラズマ診断用サブミリ波 D_2Oレーザーに関する研究

昭和61年1月

市　川　　洋

プラズマ診断用サブミリ波 D_2O レーザーに関する研究

昭和 61 年 1 月

市　川　　洋

内 容 梗 概

本論文は，著者が大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻前期及び，電磁エネルギー工学専攻後期課程の過去５年間に亙って行った大出力光励起サブミリ波レーザーの開発研究の成果をまとめたものである。

トムソン散乱法による磁場閉じ込め核融合プラズマのイオン温度測定用光源として，大出力光励起３８５－μmD２０レーザーを開発した。 更に，プラズマ診断研究者にも容易に使用できることを目標に大出力サブミリ波レーザーシステムの開発研究を行った。 その結果，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー励起による１００ｋW級３８５－μmＤ２０レーザーシステムを完成し，そのシステムの動作諸特性を最適化した。また，ＴＥＡ ＣＯ２レーザービーム用に高速応答・高出力プラズマ検知器の開発を行い，更に高出力ＣＯ２レーザーパルスに対し，極めて高耐力な電子ビーム溶解法による高純度Ｍｏ金属鏡を開発し，それらの有用性を示した。

本論文は，６章より構成されている。

第１章は緒論であって，プラズマ診断用サブミリ波レーザー開発の重要性について述べ，本研究の意義を示した。

第２章では，サブミリ波レーザーを用いたトムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定の原理と，必要とされるレーザー性能，大出力光励起サブミリ波レーザーの原理及び問題点について述べた。

第３章では，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー励起３８５－μmＤ２０レーザーの発振機構，各国における開発現状を述べ，設計製作したＴＥＡ ＣＯ２レーザーシステム，Ｄ２０レーザーシステムの動作諸特性，最適化への技術的課題を明かにした。

第４章では，ＴＥＡ ＣＯ２レーザービーム・モニター用として開発したプラズマ検知器の有用性を示した。

第５章では，電子ビーム溶解法により製作した高純度Ｍｏ金属鏡のＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルス光に対する高耐力性を示し，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー，及び３８５－μmＤ２.０レーザーを更に高出力化できることを示した。

第６章は結論であって，得られた結果をまとめ，本論文の総括を行った。

目　　次

第 1 章　緒　論 …… 1

第 2 章　プラズマ診断用サブミリ波レーザー …… 3
§2－1　はじめに …… 3
§2－2　トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定 … 4
2－2－1　原理 …… 4
2－2－2　トムソン散乱実験用サブミリ波レーザーに必要とされる性能 … 7
§2－3　プラズマ診断用サブミリ波レーザー …… 11
2－3－1　まえがき …… 11
2－3－2　光励起サブミリ波レーザーの原理 …… 13
2－3－3　2光子遷移 …… 15
2－3－4　密度行列法に基づくサブミリ波レーザー利得計算 …… 17
2－3－5　まとめ …… 23
§2－4　むすび …… 23
参考文献 …… 23

第 3 章　大出力光励起385－μmD_2Oレーザーシステムの開発 …… 26
§3－1　はじめに …… 26
§3－2　385－μmD_2Oレーザーの発振機構 …… 27
§3－3　D_2Oレーザー励起用TEA CO_2レーザーシステム …… 28
3－3－1　まえがき …… 28
3－3－2　レーザーシステム構成 …… 28
［1］発振器 …… 28
［2］増幅器 …… 29
［3］可飽和吸収体 …… 29

［4］ＺｎＳｅエタロン …… 30
［5］光学系 …… 30
3－3－3 出力特性 …… 30
［1］発振器出力特性 …… 31
［2］増幅特性 …… 33
3－3－4 寄生発振防止 …… 34
3－3－5 単一縦モード化と周波数可変化 …… 35
［1］単一縦モード化 …… 35
［2］周波数可変化 …… 37
3－3－6 長パルス化 …… 42
3－3－7 まとめ …… 43
§3－4 ＴＥＡ CO_2レーザー光励起３８５－μmD_2Oレーザー …… 44
3－4－1 まえがき …… 44
3－4－2 実験装置 …… 44
［1］レーザー装置概略 …… 44
［2］ファブリー・ペロー型
３８５－μmD_2Oレーザー共振器 …… 45
［3］回折格子反射鏡組み込み
３８５－μmD_2Oレーザー共振器 …… 45
［4］Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器組み込み
３８５－μmD_2Oレーザー共振器 …… 47
［5］検知器 …… 47
［6］走査型ファブリー・ペロー干渉計 …… 48
［7］N_2Oガス吸収セル …… 49
3－4－3 発振周波数特性 …… 49
［1］クリーンモード化 …… 49
［2］周波数可変化 …… 56
3－4－4 出力特性 …… 60
3－4－5 まとめ …… 62

§3－5　むすび …… 63
参考文献 …… 63

第 4 章　TEA CO_2レーザー用プラズマ検知器の開発 …… 66
§4－1　はじめに …… 66
§4－2　動作原理 …… 66
§4－3　実験装置 …… 67
4－3－1　プラズマ検知器の構造 …… 67
4－3－2　実験配置 …… 67
§4－4　実験結果と検討 …… 70
4－4－1　まえがき …… 70
4－4－2　出力波形特性 …… 71
［1］フォトン・ドラッグ検知器との比較 …… 71
［2］波形分解改善 …… 73
4－4－3　出力電圧特性 …… 75
§4－5　むすび …… 82
参考文献 …… 83

第 5 章　高純度Mo金属鏡のレーザー損傷 …… 85
§5－1　はじめに …… 85
§5－2　実験装置 …… 85
§5－3　実験結果と検討 …… 87
5－3－1　表面特性 …… 87
5－3－2　レーザー損傷 …… 89
［1］単一ショットに対する損傷 …… 89
［2］複数ショットに対する損傷 …… 92
5－3－3　まとめ …… 94
§5－4　むすび …… 96
参考文献 …… 97

第 6 章　結　論 …… 98

謝　辞 …… 101

業績目録 …… 102

第 1 章　　緒　　論

近年，世界各国の大型トカマク装置において，高温・高密度プラズマが得られるようになり，それに伴いプラズマの物理量を正確に知ることが重要になってきた。 サブミリ波を用いたプラズマ診断としては，干渉法によるプラズマ密度測定用337－μｍＨＣＮレーザーの開発が行われてきた。 １９７０年代に入り，トカマク・プラズマにおいて異常拡散現象が解決され，プラズマに対する比例則が確立されて，サブミリ波レーザーによるプラズマ診断が現実味を帯びてきた。 プラズマ診断に於けるサブミリ波レーザーは，干渉法による密度測定の他，サイクロトロン放射計測による電子密度測定，散乱計測によるイオン温度測定，不純物イオン密度測定，超熱的密度揺動測定，電流密度分布測定等，ほとんどのプラズマ・パラメーターを測定できる光源として期待されている。

トカマク・プラズマのイオン温度測定法としては，１）荷電交換高速中性粒子のエネルギー，２）残留不純物イオンの線スペクトルのドップラー広がり，３）核融合実験炉の核反応で生じた中性子強度，４）大出力のサブミリ波レーザーをプラズマに照射して得られるトムソン散乱信号の周波数シフト等を測定する方法，がある。 中でも，４）のサブミリ波レーザーを用いたトムソン散乱法では，不純物原子によらない局所温度が測定できることから，各国で光源用大出力サブミリ波レーザーの開発（特に光励起３８５－μｍＤ２０レーザー），及びトムソン散乱実験の研究が精力的に行われている。 大出力サブミリ波レーザーシステムの開発研究に於いて，”大出力化”と”長パルス化”の２点は比較的容易に達成されている。 しかし，レーザー光のシングル・モード化に於けるシステムの安定化，高出力化に伴う種々の光学素子のレーザー損傷等を含んだシステム最適化の問題は今だ充分に成されていない。

トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定用光源として，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光励起１００ｋＷ級３８５－μｍＤ２０レーザーシステムを設計製作し，システム最適化の技術的問題を明かにし，プラズマ診断研究者にも容易に使用できることを念頭に置きその基礎的研究を行ってきた。 これらを以下の章にまとめる。第２章では，サブミリ波レーザーを用いたトムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定の原理と，必要とされるレーザー性能，大出力光励起サブミリ波レ

ーザーの原理及び問題点について述べる。 第3章では，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光励起３８５－μｍＤ２０レーザーの発振機構，各国に於ける開発現状を述べ，設計製作したＴＥＡ ＣＯ２レーザーシステム，３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの動作諸特性結果，最適化への技術的課題を明確にした。 第4章では，ＴＥＡ ＣＯ２レーザービーム・モニター用として開発したプラズマ検知器の有用性を示した。 第5章では，電子ビーム溶解法により製作した高純度Ｍｏ金属鏡の高出力ＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルス光に対する高耐力性を示し，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー及び，３８５－μｍＤ２０レーザーの更に高出力化の可能性を示した。

第　２　章　　プラズマ診断用サブミリ波レーザー

§２－１　　はじめに

局所熱平衡が成りたつプラズマのイオン温度や電子温度を求める方法として，１）荷電交換高速中性子のエネルギー，２）残留不純物イオンの線スペクトルのドップラー広がり，３）核融合実験炉の融合反応で生じた中性子強度，を測定する等がある。これらは検出器の視線方向の平均温度しか得られないことと，１），２）は減らしたい不純物を用いる点で欠点を持っている。一方，大出力のサブミリ波レーザーをプラズマに照射して，４）トムソン散乱の周波数シフトからイオン温度を求める方法では，不純物原子によらない，広角散乱成分から局所温度が得られる特徴がある。これに必要なサブミリ波レーザーの条件としては，ａ）トムソン散乱の全断面積は，$\sigma = 8 \times 10^{-26}$ ｃ㎡と小さく，従ってその出力はMW級である，ｂ）そのスペクトル幅は－１０ ｄＢで１００ ＭＨｚ，－６０ ｄＢで１ ＧＨｚと狭い，ｃ）そのパルス幅は１ μｓｅｃよりも長い，ｄ）その発振周波数は強磁界プラズマのサイクロトロン周波数から充分離れている，等があげられる。現在これらの条件を満たすサブミリ波光源として，光励起３８５－μｍＤ２０レーザーが最も重要視されている。光励起３８５－μｍＤ２０レーザーとしては，プリンストン大学[1]から，出力エネルギー５ Ｊ，パルス幅３ μｓｅｃのもの（（ｂ）の条件未解決）が既に報告されている。しかし，実際の応用にあったて，ｅ）散乱光に含まれる迷光の除去，ｆ）高出力化に伴うレーザー電界のＡＣシュタルク効果によるスペクトル拡がりの抑制，が大きな問題となってくる。ＭＩＴ[2,3]では，ｅ）の問題点をＮ２Ｏ吸収セルを用いて解決し，更に他のバックグラウンド雑音を減らす努力をした結果，１００ｋＷ（１μｓ）と比較的低出力の３８５－μｍＤ２０レーザーをトカマク装置（Alcator C）に適用し，Ｓ／Ｎ～１ながらもイオン温度を測定するに至っている。

本章では，４）のトムソン散乱法によるプラズマ・イオン温度測定に関し，その原理，サブミリ波レーザーの原理および高出力サブミリ波レーザーの問題点について述べる。

§２－２　トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定

２－２－１　原理

長波長の電磁波（角周波数ω_i，波数ベクトル$\mathbf{k}_i$）が自由電子（速度$\mathbf{v}_e$）によって散乱される現象がいわゆるトムソン散乱で，これを模式的に図２－１に示す。

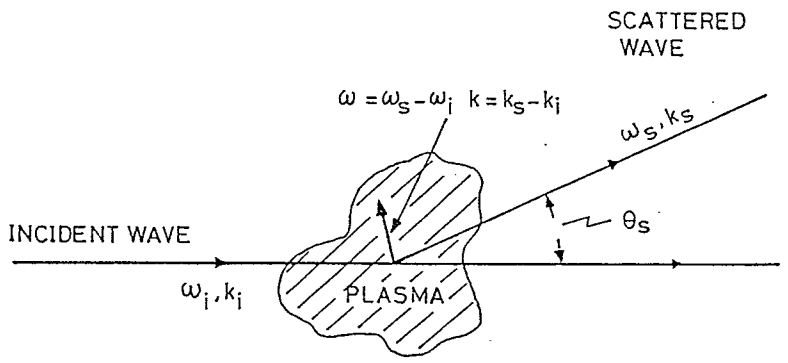


図２－１　プラズマによる電磁波の散乱ベクトル図.

その散乱波（角周波数ω_s，波数ベクトル$\mathbf{k}_s$）は，入射電磁波に対して，その周波数がシフトしてθの角度に散乱され，次の様な関係式が導かれる。

$$\omega_s = \omega_i + (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i)\,\mathbf{v}_e , \qquad (2-1)$$

ここで，$\mathbf{v}_e$は電子の速度ベクトルである。　運動量保存則より

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}, \qquad (2-2)$$

であるから，光子から電子への運動量の移行は無視できるので$|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s|$となる。　従って，

$$|\mathbf{k}| = 2 \cdot |\mathbf{k}_i| \cdot \sin(\theta/2)$$

$$= 4\pi \sin(\theta/2)/\lambda_i , \qquad (2-3)$$

ここで，λ_iは入射電磁波の波長である。もし電子が一様に分布している場合，すべての電子から散乱された放射を重ね合せると，正味の散乱はなくなる。　しかし，プ

ラズマ内での無秩序な熱的揺らぎや，コヒーレントな集団運動によって電子密度にずれが生じる。この一様分布からのずれの為に散乱強度が得られる。

散乱の微分断面積は

$$d^2\sigma/d\omega d\Omega = d\sigma_{th}/d\Omega \cdot S(\mathbf{k},\omega), \qquad (2-4)$$

で与えられる。 ここでσ_{th}は静止している電子からの全断面積で，$S(\mathbf{k},\omega)$は構造因子

$$S(\mathbf{k},\omega) = Se(\mathbf{k},\omega) + S_i(\mathbf{k},\omega), \qquad (2-5)$$

と表される。 Seは自由運動している電子からの寄与であり，S_iはイオンの運動と相互関係にある電子からの寄与の部分である。 ここで，

$$S(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\mathbf{k},\omega)\frac{d\omega}{2\pi}, \qquad (2-6)$$

と置く。 すなわち，

$$Se(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} Se(\mathbf{k},\omega)\frac{d\omega}{2\pi} = \frac{1}{1+\alpha^2}, \qquad (2-7)$$

$$S_i(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(\mathbf{k},\omega)\frac{d\omega}{2\pi} = \frac{Z\alpha^4}{(1+\alpha^2)\{1+\alpha^2(1+ZT_e/T_i)\}},$$

と書ける。[4] ここで，Zはイオンの荷電数，そしてα値は，

$$\alpha = (|k|\lambda_D)^{-1}$$

$$= \lambda_i / \lambda_D \cdot (4\pi \sin(\theta/2))^{-1}, \qquad (2-8)$$

と定義される値である。 但し，λ_D はデバイ長であり，

$$\lambda_D = (\varepsilon_0 \, Te / ne / e^2)^{1/2}, \qquad (2-9)$$

と書ける。 図2－2に$Te = T_i$，$Z = 1$の時のαに対するS（k）の変化[5]を示す。

プラズマに於いては，電荷q_0により生じるクーロン力はデバイ長より遠くには及ばない。 従って，$\alpha \ll 1$ならば図2－2で見られる様にSに於いてSeの寄与が大きい。つまり，荷電粒子の揺らぎによって生じるクーロン力よりも電子の熱運動が勝り，相互作用のない電子密度揺動のみが検知されることになる。 この場合電子は

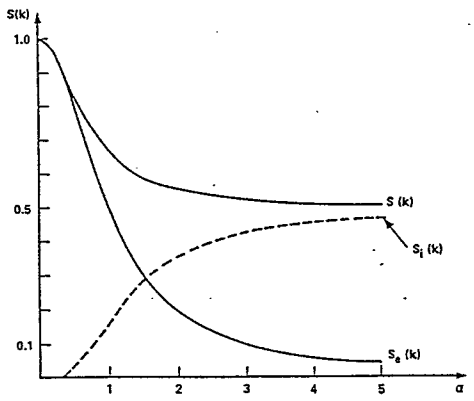


図2－2 $Te = T_i$ とした時の構造因子．[5]

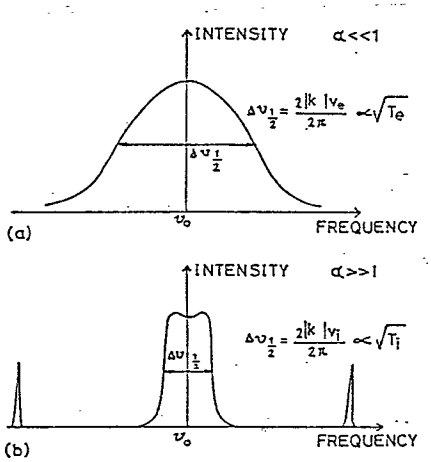


図2－3 （a）無相関密度揺動，及び（b）協同的密度揺動による散乱に対する電子及びイオンの寄与（$Te = T_i$）．[6]

熱的に運動しているため散乱光はドップラー拡がりを持つことになり，熱平衡状態にあるプラズマに対するスペクトルは，半値全幅$2|k|v_e/2\pi$のガウス型をし，$T_e^{1/2}$に比例する[6]（図2－3（a））。

それに反し，$\alpha>>1$の時は電子の集団的な運動即ちイオンの揺らぎに従って運動している電子からの散乱が観測される。 $T_e \sim T_i$ならばそのスペクトルは図2－3（b）の様になり，中央のイオンによる幅は熱平衡プラズマに対しては，$T_i^{1/2}$に比例する[6]ことになる。 従って$\alpha>>1$の条件が満たされる時，プラズマのイオン温度が決定できる。 図2－3（b）に於いて，中央部に現われる2つの肩はイオン音波からの散乱によるものであり，左右の離れた2つのピークは電磁プラズマ波によるものである。

2－2－2　トムソン散乱実験用サブミリ波レーザーに必要とされる性能

トカマク・プラズマのイオン温度をトムソン散乱法によって測定しようとする場合，入射波長λ_iは（2－8）式より次のように求まる。

$$\lambda_i\ [cm] = 9.35\times10^{3}\ \alpha \sin(\theta/2) \times (T_e\ [eV]/n_e\ [cm^{-3}])^{1/2}. \qquad (2-10)$$

$\alpha=1$とおくことにより，トムソン散乱測定に必要な最短の入射波長が求まる。 図2－4に$\alpha=1$のときのプラズマ電子密度と温度の比に対するレーザー波長と散乱角の関係を示した。 局所測定を容易にするためと迷光除去のためには10°以上の散乱角が望ましい。 入射波長の長波長限界はプラズマ周波数により次式のように決る。

$$\lambda_i\ [cm] < \frac{2.33\times10^{6}}{(n_e\ [cm^{-3}])^{1/2}}. \qquad (2-11)$$

図2－4には，$T_e=1000$eVとしたときのプラズマ周波数に対する波長を示してある。 さらに大型トカマク装置のような強磁場発生装置では，（2－12）式

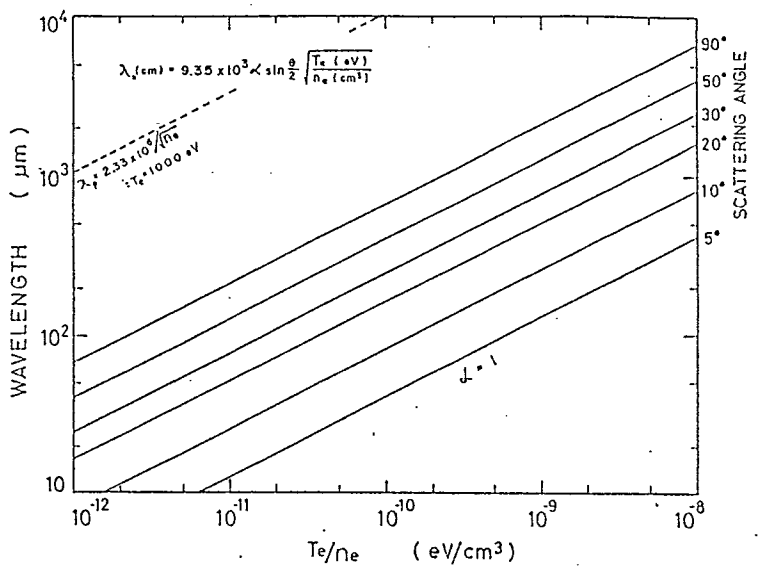


図２－４　α＝１とした時のサブミリ波レーザー波長とＴｅ／ｎｅの関係.

のように電子サイクロトロン放射光よりも充分に入射波長が短いことが要求される。[7]

$$\lambda_i\ [\mathrm{cm}] < \frac{10.7}{nB\ [\mathrm{kG}]}\ , \qquad (2-12)$$

ここで，ｎは電子サイクロトロン放射光の最高次数である。　現在稼働しているトカマク装置はＢ＝数１０ｋＧ[8]であり，ｎ＝３を適用する。[7]　式（２－１０）～（２－１２）に従うと，トムソン散乱法によるイオン温度測定には波長２００～５００μｍのサブミリ波レーザーが必要である。

サブミリ波レーザーの性能（出力，パルス幅，ビームの質，発振線幅）は，測定しようとするプラズマのパラメーターのみならず，散乱光のスペクトル測定用検知器の性能によっても制限を受ける。

入射レーザーパワーをP_i [W]，散乱波パワーをP_S [W]とすると，

$$P_S = P_i \cdot \sigma \cdot ne \cdot l \cdot S(k) \cdot \Delta\Omega\ , \qquad (2-13)$$

と書ける。[8]　ここで，$\sigma = 8\times10^{-26}$ ｃｍ²はトムソン散乱の断面積，ｌは散乱領域の長さ［ｃｍ］，ΔΩは散乱中心が受信アンテナに対して張る立体角［sr.］である。例えば３８５－μｍＤ２０レーザーを用いたトムソン散乱法によってJIPP T

-IIトカマク装置のイオン温度を測定しようとする。 $T_i \sim T_e = 1$ keV, $n_e = 3\times10^{13}$ cm^{-3}とし，散乱角を15°とすると，（2－8）式から$\alpha = 5.5$となる。 $l \sim 1$ cm, $\Delta\Omega \sim 10^{-3}$である[3]ので，（2－7）式を使うと，$P_s \sim 1\times10^{-15} P_i$になり散乱波は極めて微弱になることがわかる。また実際に散乱スペクトルはイオンの熱運動によるドップラー広がり$|k|v_i/\pi = 2\sim3$GHz程度（v_iはイオンの運動速度）の広帯域幅分布を持つことから，局部発振器からの信号と散乱信号を混合し，それをヘテロダイン検出する必要がある。

ヘテロダイン検出には，検出器としてGaAsショットキ・バリアー・ダイオードが用いられる。 この検出器は$\sim10^{-19}$ W/HzのNEP，2～3GHzの広い帯域幅を有している。[10] 実際のトカマク・プラズマから得られた385－μm D_2Oレーザー散乱光スペクトルの一例[11]を図2－5に示す。 $n_e = 5\times10^{14}$ cm^{-3}, $T_i = 900$ eV, $T_e/T_i = 1.2$のAlcator Cトカマク装置に

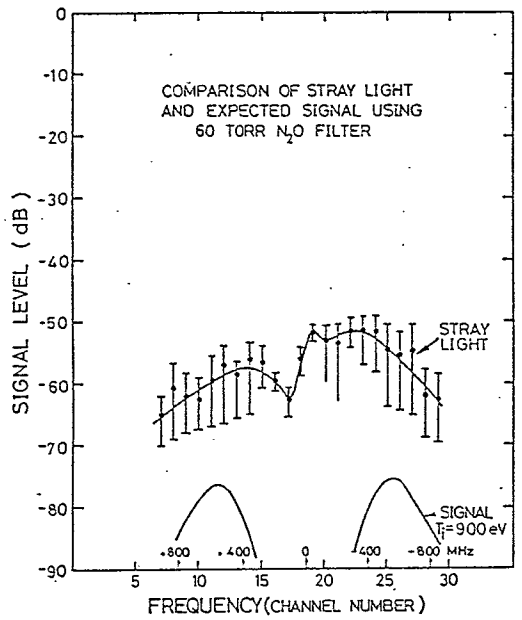


図2－5 Alcator Cプラズマからの385．242－μmD_2Oレーザー散乱光をN_2Oセル（セル長6．6 m，ガス圧力60 torr）を通過して得た信号． 図中，下方に描かれた2つの曲線はT_i = 900 eVの時予想されるトムソン散乱光である．[11]

対し１００kW（1μsec）の３８５－μmD２Oレーザーを適用し，散乱角１８°で得たトムソン散乱光をさらに長さ６．６ mのN２Oガスセル（ガス圧60 torr）を通過させて得たものである。 N２Oセルは散乱信号に多く含まれるプラズマからの迷光を除去するために用いられた。 迷光は完全に除去されておらずTi ＝９００eVイオンのドップラー広がりによる真のトムソン散乱信号スペクトルは得られていないが，それの予想されるスペクトル形状が画がかれている。 図２－５によると，散乱信号は－７０dB以下の低い信号レベルであることがわかる，そしてそのスペクトル形状を知るためには周波数幅１００MHz程度の多チャンネルに分けて測定する必要がある。 サブミリ波レーザーの発振線幅は検出器１チャンネルあたりの周波数幅で決り，５０～７５MHz（FWHM）が必要である。

α＞１の場合，散乱光のパワーPS が雑音パワーPN ＝Δν・NEP（Δν；受信器の帯域幅）に等しいとすると，入射レーザーパワーP0 はD２プラズマに対して

$$P = 1.26\times10^{25}\,\Delta\nu \times \sin\left[2\sin^{-1}\left\{\frac{\Delta\nu\,\lambda_i\ [\mathrm{cm}]}{3.91\times10^{6}\,T_i^{1/2}}\right\}\right] \times\frac{F\cdot NEP}{ne\,\lambda_i\,S(k)}, \qquad (2-14)$$

という関係を満たさなければならない。[12] ここでFは集光要素のｆ値である。 ne～１０cm^{-3}，Te ＝Ti ～１keV，λ0 ＝２００～５００μm，NEP～１０$^{-19}$ W／Hz，Δν＝２GHz，F＝４０とすると，（２－１４）式を満たすためにはP0 ＞１MWでなければならない。

ヘテロダイン検出に於いて各チャンネルでのS／Nをｓとすると，

$$s = \frac{P_S}{P_S + P_N}\left(1+\frac{\Delta\nu\cdot\tau}{N}\right)^{1/2}, \qquad (2-15)$$

で与えられる。[13] ここで，τはレーザーのパルス幅，Nはチャンネル数である。PS ～PN ，Δν／N～１００MHz，ｓ＝５とすると，τ～１ μsecである。

すなわち，S／Nを高くヘテロダイン検出するためにはサブミリ波レーザーのパルス幅は長いほど良く1 μsec以上である。

以上のことより，$T_i \leqq 10$ keV，$n_e = 10^{13} \sim 10^{14}$ cm^{-1}のトカマク・プラズマのイオン温度をトムソン散乱法によって測定しようとする場合，光源用サブミリ波レーザーに必要とされる性能を表2－1にまとめた。

また，トムソン散乱実験は図2－6に示すような方式で行われる。”FIR（Far Infrared；遠赤外）”は”サブミリ波”の別の呼び名である。 トムソン散乱信号はプラズマからの迷光を除去するためN_2Oガスセルを通過させて，局部発振器からの信号と混合してヘテロダイン検出する。 局部発振器としては385－μmD_2Oレーザーに発振波長が近く，しかもIF（中間周波数）が5～15GHzである様なCWサブミリ波レーザーが必要となる。 今までのところ，CO_2レーザー光励起のCW380．6－μmDCODレーザー（IF=9.0GHz）[14]やCW382．9－μmCH_2F_2レーザー（IF=4.3GHz）[15，16]が主に開発されているが50 mW程度のCW出力が必要である。 大阪大学においてもCW382．9－μmCH_2F_2レーザーの開発に関する基礎研究が行われている。[17]

§2－3　プラズマ診断用サブミリ波レーザー

2－3－1　まえがき

現在得られている大出力光励起サブミリ波レーザーの種類は非常に限られており[18] 9P（20）CO_2レーザー励起によるCH_3Fからの496 μm線と，9R（22）CO_2レーザー励起によるD_2Oからの385 μm線が，イオン温度測定用光源としての候補となる。 しかし，CH_3F分子は対称回転分子であるため，1つのJ準位中にあるK準位の間隔が小さく，同時に多くのK準位が光励起される欠点があり，現在では385－μmD_2Oレーザーが有力なものとして開発されつつある。

サブミリ波レーザー（もしくは，far infrared；FIR，遠赤外）を得るためには，回転エネルギー準位の間隔がkT～200 cm^{-1}に比べて小さく，放電励起では一般に困難であり，回転準位だけに選択的に励起する必要がある。 このような3準位サブミリ波レーザーにおいては，原子の吸収線とレーザーの放出線との

表２－１　トムソン散乱実験に必要とされるサブミリ波レーザーの性能.

波　長	２００　～　５００　μｍ
出　力	＞１　ＭＷ
パルス幅	＞１　μｓｅｃ
発振線幅	＜１００　ＭＨｚ　ａｔ　－１０　ｄＢ ＜　１　　ＧＨｚ　ａｔ　－６０　ｄＢ

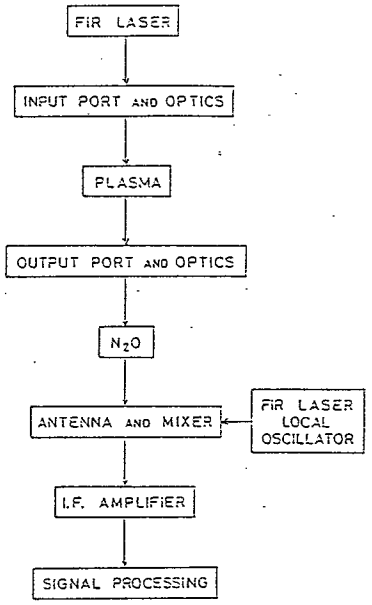


図２－６　トムソン散乱法によるトカマク・プラズマの
イオン温度測定フロー・チャート.

ｏｆｆ　ｓｅｔが数１００ ＭＨｚ以上の場合，誘導ラマン遷移（２光子遷移）が考えられ，密度行列に基ずいた理論的取り扱いから，プラズマ診断用の高強度光励起高出力サブミリ波レーザーに予想されるレーザー利得の分離等の現象を示し，そして著者が製作した３８５－μｍＤ２０レーザーの周波数特性の解析に役立てた。

２－３－２　　光励起サブミリ波レーザーの原理

サブミリ波レーザーとしては，励起方法により放電型と光励起型の２つに分類されるが，光励起サブミリ波レーザーは１９７０年Ｃｈａｎｇら[19]がＣＯ２レーザー励起によって４９６－μｍＣＨ３Ｆレーザーの発振に成功して以来，著しい進歩がなされ現在では５０以上の分子から２０００本以上の発振線が得られている。　しかし波長１２　μｍ～１．２　ｍｍ領域において大出力が得られているレーザーはわずかである。[20]

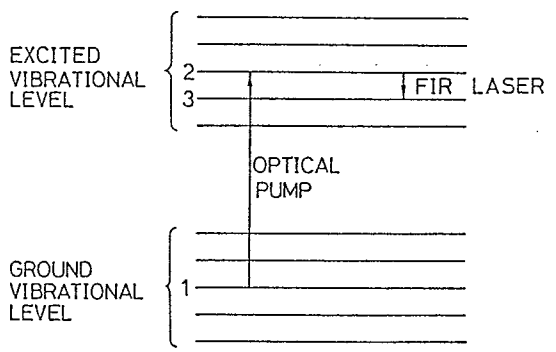


図２－７　光励起サブミリ波分子レーザーのエネルギー準位図.

図２－７にＣＨ３Ｆの様な有極性対称こま分子における光励起サブミリ波レーザーのエネルギー準位を示す。　基底および励起振動準位はさらに多くの回転準位に分れている。　分子は強力な光励起によって基底振動準位から励起振動準位へ励起される。

この励起遷移（準位１→準位２）は励起レーザーの周波数と分子の吸収遷移周波数がほぼ一致した時選択的に生じる。　この光励起によって励起振動準位内の隣接した回転準位間に反転分布が生じサブミリ波（ＦＩＲ）放出（準位２→準位３）が起る。

このサブミリ波レーザーの基本的な特性として，高パワーを得るためにはパルス動作でしか得られない。　この原因として，第１に～１０ ｎｓｅｃ／ｔｏｒｒの極めて短い励起振動準位間の回転緩和があげられる。　このために回転準位の上準位にエネルギーを蓄えることが困難となり，反転分布を起しにくくなる。 第２として励起振動準位から基底振動準位への振動緩和がかなり遅いことがあげられる。　このことより，いつまでも励起振動準位に分子がたまっていることになり，基底準位の１／２の分子が上準位に励起されればそれ以降励起が生じなくなる。　この様にゆっくりした振動緩和を伴った速い回転緩和過程を”ボトル・ネック（ｂｏｔｔｌｅ　ｎｅｃｋ）効果”といい，この効果によりサブミリ波レーザーの出力に基本的な限界が生じてくる。

パルスサブミリ波レーザーの出力パワーは，励起光およびサブミリ波レーザー光の強度が飽和しているとき，基底回転準位からの励起光の吸収率に比例している。 この吸収率は，この吸収により分布数が減少している基底状態を衝突により埋合わせる率と，回転レーザー上準位のあき具合により限界が生ずる。　この率を回転－回転緩和率Urといい近似的にはほとんどの有極性分子でUr～10^{8} sec^{-1} $torr^{-1}$である。　従って最大ポンピング率Upは次式で与えられる。

$$Up = f \cdot n_m \cdot Ur \quad , \qquad (2-16)$$

ここで，ｆは平衡時の基底状態における分子の比（ボルツマン因子），n_m は全分子密度である。　それにより最大サブミリ波レーザー出力パワーＰは，

$$P \sim \frac{1}{2} h\nu Up$$

$$= \frac{1}{2} h\nu f n_m Ur \quad , \qquad (2-17)$$

で表される。　ここでνはサブミリ波レーザー光の周波数である。　典型的な対称こ

ま分子の場合，ｆ～０．０１であるから，例えば励起光のパルス長を１００ ｎｓｅｃ，動作圧力≦５ ｔｏｒｒ，サブミリ波レーザー光の波長を５００ μｍとすると，Ｐ～１５０ ｋＷ／ｌとなり，高出力パワーを得るためには大体積のシステムが必要となる。さらに，出力パワーを最大にする最適圧力があり，これは誘導放射率と反転分布をなくそうとする衝突率の競合効果により生じる。

２－３－３　２光子遷移

光励起サブミリ波レーザーの定性的な特性について述べてきたが，次にサブミリ波放出に対する理論的考察，特に大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザー光はイオン温度測定への応用にあたって，トカマク・プラズマからの迷光除去のためＮ２０吸収中心（Ｄ２０吸収中心からのオフ・セット周波数～－６８０ ＭＨｚ[21]）にその発振周波数を同調させなければならないことから非共鳴励起の場合を中心に述べる。

３８５－μｍＤ２０レーザー光発振に寄与する２光子遷移について考える。光励起サブミリ波レーザーは三準位レーザーであるため２光遷移の効果が理論的に予想され，実験的にも３８５－μｍＤ２０レーザー，[22,23] １１８．８－μｍＣＨ３ＯＨレーザーでも観測されている。[24] 概略的に光励起サブミリ波レーザーのエネルギー準位は図２－８に示される様な三準位システムであり，励起光とサブミリ波レーザー光の２つの光波が相互作用する。[25] 図２－８において，準位１は基底振動準位，準位３は励起振動準位，準位２は準位３に隣接した準位である。図２－８（ａ）は分子の吸収線とレーザーの放出線とのオフ・セット周波数が数１００ ＭＨｚ以内の時のレーザー遷移であり，励起レーザーによりまず準位１→３への１光子遷移が生じ，そして準位３→２への遷移が生じサブミリ波レーザー光が放出される。一方，図２－８（ｂ）はオフ・セット周波数Δνが数１００ ＭＨｚ以上の誘導ラマン遷移，つまり２光子遷移を示している。２光子遷移の場合，まず１つの光子が励起場から吸収され，同時に１つの光子がサブミリ波周波数で放出される。これにより分子は準位１から２へ励起される。この時，サブミリ波光の放出周波数は準位２と３のエネルギー差に相当する周波数よりもΔνだけ異なっている。さらに励起レーザーから放出されるサブミリ波レーザーへのエネルギー変換効率については，レーザー遷移では分子の５０ ％のみがサブミリ波光子を放出するのに対し，ラマン遷移では分子の１００ ％がサブミリ波レーザー光子を放出する。従って，ラマン遷移の効率は

レーザー遷移のそれの２倍である。

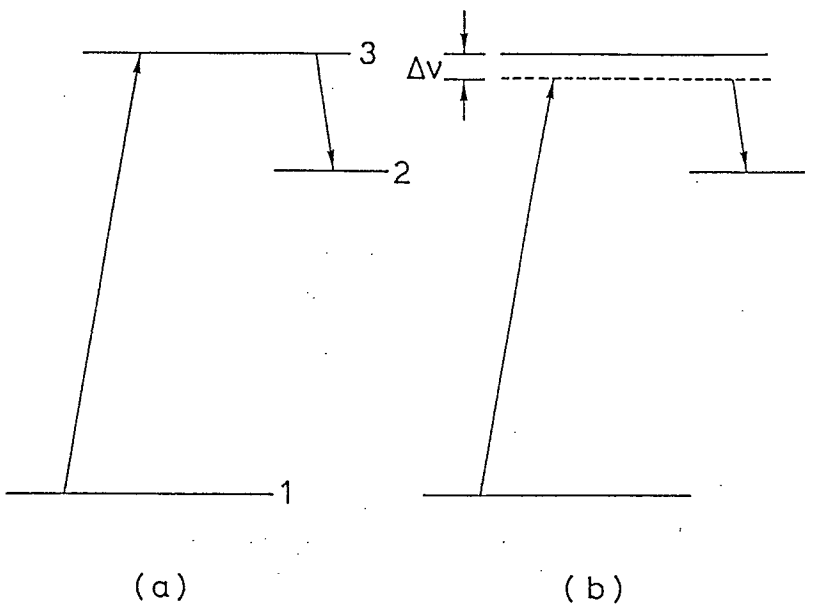


図２－８　（ａ）レーザー遷移と（ｂ）ラマン遷移による
光励起サブミリ波レーザー発振のエネルギー準位図.

２光子遷移についての理論的な取り扱いの方法としては，標準的なレート方程式によるもの[26,27]と半古典論によるもの[28,29]がある。　前者において，レート方程式は単位時間当りの遷移確率が光の強度つまり光子密度に比例するものとして各準位の分子密度の時間的平均について立てられている。　これにより，発振閾値，出力取りだし条件等が得られるが光の波動としての側面及び時間に依存した波動関数の変調によるサブミリ波レーザー利得への寄与等を無視しているため発振周波数，コヒーレント効果，多光子効果等は説明できない。　半古典論というのは電磁場はマックスウェル方程式で記述される古典的な場であり，それと相互作用する物質は波動

方程式や密度行列方程式を用いて量子力学的に取り扱う理論のことである。　均一広がりの三準位系の場合，古典的なレート方程式による取り扱いでは，励起光とサブミリ波光の強度が増加するにつれ，サブミリ波光の利得は単調に増加するだけである。しかし半古典論的による量子論的取り扱いではＡＣ　Ｓｔａｒｋ効果によってサブミリ波光の利得に２つのピークが表れるなどの現象も説明することができる。

２－３－４　密度行列法に基づくサブミリ波レーザー利得計算

本研究では，狭周波数幅で発振するサブミリ波レーザー開発を目的にしたことから，主に密度行列方程式を用いた半古典論的取り扱い[28]を行った。

図２－９に任意の強度を持った２つの古典的レーザー場と相互作用する一様に広がった三準位系の模式図を示した。　２つのレーザー場は，基底準位１と励起準位３をつなぐ周波数ω_Pの励起場と，励起準位３と準位３よりもエネルギーの低い追加の準位２をつなぐ周波数ω_Sの誘導場で表される。　準位１と３の状態，準位３と２の状態は，それぞれ遷移行列要素μ_{31}とμ_{32}によって結合されている。　遷移は準位１と２の間では無視できると仮定されるから$\mu_{12}=0$である。　励起場は周波数$\omega_P=\omega_{31}+\delta_P$　$(\omega_{31}>>|\delta_P|)$，誘導場は周波数$\omega_S=\omega_{32}+\delta_S$　$(\omega_{32}>>|\delta_S|)$

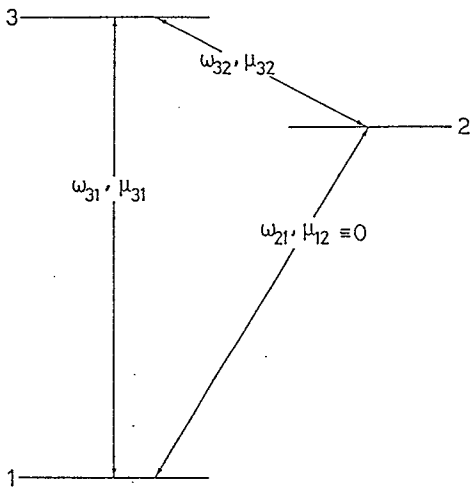


図２－９　三準位系のエネルギー準位図．
ω_{ij}　(i，j＝1～3) は各準位のエネルギー差に相当する光の周波数．
μ_{ij}　(i，j＝1～3) はその遷移に関与する双極子モーメント．

でそれぞれ表される。 ここで準位1，2，3のエネルギーをそれぞれE_1，E_2，E_3とすると，

$$\omega_{31} = (E_3 - E_1)/\hbar \quad , \qquad (2-18)$$

$$\omega_{32} = (E_3 - E_2)/\hbar \quad ,$$

と定義する。

時間平均された密度行列は次の微分方程式で与えられる。

$$\frac{d\rho_{mm}}{dt} = -\tau_{mm}^{-1}(\rho_{mm} - \rho^0{}_{mm}) + \frac{i}{\hbar}[\rho, H]_{mm} \quad , \qquad (2-19)$$

$$\frac{d\rho_{mn}}{dt} = -\tau_{mn}^{-1}\rho_{mn} + \frac{i}{\hbar}[\rho, H]_{mn} \quad ,$$

ここで，m，nは1～3，$\rho^0{}_{mm}$は印加電場を無視した場合の対角密度行列要素ρ_{mm}の値。 今の場合，すべてのm，nに対して，$\tau_{mm} = \tau_{mn} = \tau$と仮定する。 この仮定は，例えば均一なライン幅$\Delta\nu$が充分にドップラーライン幅を越える数torrのガス圧力の場合に適当である。 $\tau^{-1} = \pi\Delta\nu$は衝突によって誘導された回転遷移率である。 （2－19）式におけるハミルトニアンは$H = H_0 + V(t)$とおかれる，ここで$V(t) = -exE(t)$である。 従って，$H_{mm} = \int E_m \delta_{mn} + V_{mn}$，そして$V_{nm} = -\mu_{nm}E(t)$である。 そして$V_{nn} = -\mu_{nn}E(t) = 0$と仮定した。[28]

準位1と3，準位3と2の分布差をそれじれ$r_{13} = \rho_{11} - \rho_{33}$，$r_{32} = \rho_{33} - \rho_{22}$とする。 そして，電場を$\omega_P$～$\omega_{31}$で振動する場と$\omega_S$～$\omega_{32}$で振動する場の和とし，次のように書く。

$$E(t) = \frac{1}{2}E_P \exp\{i(\omega_P t + \phi_P)\}$$

$$+\frac{1}{2}E_S \exp\{i(\omega_S t+\phi_S)\} \qquad (2-20)$$

$$+ \text{complex cojugate} \ ,$$

さらに$\mu_{12}=0$と置き，また，

$$\beta_{13}=\frac{|\mu_{13}|E_P}{2\hbar} \ , \qquad (2-21)$$

$$\beta_{32}=\frac{|\mu_{32}|E_S}{2\hbar} \ ,$$

と置き，（2－19）式についての定常解を求めた。

誘導された分極Pは，$P=Tr(\mu\rho)$とかける[30]ことから，

$$P=2Re(\mu_{31}\rho_{13})+2Re(\mu_{32}\rho_{23}) \ , \qquad (2-22)$$

となる。また，$P=Re(\chi E\exp(i\omega t))$とも書ける。$\chi$は感受率である。$\chi=\chi'+i\chi''$とすると，$-P\cdot E=dI(\omega)/dz=\omega E^2\chi''(\omega)$である。

周波数ω_Sでの感受率の虚数部についての解は，

$$\chi''(\omega_S)=\frac{|\mu_{23}|^2}{\hbar}\frac{\tau}{1+(\delta_S\tau)^2}\{r_{32}[1+(\beta_{13}\tau)^2 \cdot\left(\frac{\alpha_3}{1+(\delta_S\tau)^2}-\frac{\alpha_2}{1+(\delta_P\tau)^2}\right)] + r_{12}(\beta_{13}\tau)^2\frac{\alpha_2}{1+(\delta_P\tau)^2}\} \ , \qquad (2-23)$$

で与えられる。　分布差は以下に与えられる。

$$r_{13}=r^0{}_{13}[\Gamma_4/(\Gamma_1\Gamma_4-\Gamma_2\Gamma_3)] \ ,$$

$$r_{32}=r^0{}_{32}[\Gamma_3/(\Gamma_1\Gamma_4-\Gamma_2\Gamma_3)] \ , \qquad (2-24)$$

$$r_{12} = r_{13} + r_{32} \quad ,$$

ここで,

$$\Gamma_1 = 1 + \frac{4\,(\beta_{13}\,\tau)^2}{1+(\delta_P\,\tau)^2}\{1-(\beta_{32}\tau)^2 \cdot \left[\frac{\alpha_1}{1+(\delta_P\,\tau)^2} + \frac{\alpha_2}{2\,(1+(\delta_S\,\tau)^2)}\right]\},$$

$$\Gamma_2 = \frac{2\,(\beta_{32}\tau)^2}{1+(\delta_S\,\tau)^2}\{1+2\,(\beta_{13}\,\tau)^2 \cdot \left[-\frac{\alpha_2}{1+(\delta_P\,\tau)^2} + \frac{1}{2}\frac{\alpha_3}{1+(\delta_S\,\tau)^2}\right]\},$$

$$\Gamma_3 = \frac{2\,(\beta_{13}\,\tau)^2}{1+(\delta_S\,\tau)^2}\{1-(\beta_{32}\tau)^2 \cdot \left[\frac{2\alpha_2}{1+(\delta_S\,\tau)^2} + \frac{\alpha_1}{1+(\delta_P\,\tau)^2}\right]\},$$

$$\Gamma_4 = 1 + \frac{4\,(\beta_{32}\tau)^2}{1+(\delta_S\,\tau)^2}\{1+(\beta_{13}\,\tau)^2 \cdot \left[\frac{\alpha_3}{1+(\delta_S\,\tau)^2} - \frac{1}{2}\frac{\alpha_2}{1+(\delta_P\,\tau)^2}\right]\},$$

$$\alpha_1 = \{1-(\delta_P\,\tau)^2\}\,R_2 + 2\delta_P\,\tau R_1 \,,$$

$$\alpha_2 = (\delta_P - \delta_S)\,\tau R_1 + (1+\delta_P\,\delta_S\,\tau^2)\,R_2 \,,$$

$$\alpha_3 = 2\delta_S\,\tau R_1 - \{1-(\delta_S\,\tau)^2\}\,R_2 \,,$$

$$R_1 = \{1+(\delta_S \tau)^2\}\{1+(\delta_P \tau)^2\} A/(A^2+B^2),$$

$$R_2 = \{1+(\delta_S \tau)^2\}\{1+(\delta_P \tau)^2\} B/(A^2+B^2),$$

$$A=\delta_S \tau \{1+(\delta_P \tau)^2\}\{1+(\delta_S \tau)^2-(\beta_{13} \tau)^2\}$$
$$-\delta_P \tau \{1+(\delta_S \tau)^2\}\{1+(\delta_P \tau)^2-(\beta_{32} \tau)^2\},$$

$$B=\{1+(\delta_S \tau)^2\}\{1+(\delta_P \tau)^2\}$$
$$+(\beta_{13} \tau)^2\{1+(\delta_P \tau)^2\}$$
$$+(\beta_{32} \tau)^2\{1+(\delta_S \tau)^2\},$$

で与えられている。（２－２３）式において，r_{32}を含む項は１光子遷移（レーザー遷移）を表し，r_{12}を含む項は２光子遷移（ラマン遷移）を表している。（２－２３）式を計算することにより，サブミリ波レーザー利得を求めた。

非共鳴励起でサブミリ波レーザー場の弱い時，つまり$|\delta_P \tau| >> 1$，$\beta_{32}\tau << 1$の時の結果を図２－１０に示す。[28] $\tau = 1/\pi\Delta\nu$（$\Delta\nu$＝４０ MHz／torr[25]）から，分子のガス圧力を２ torrとすると$\delta_P \tau = -5$は分子の吸収中心から４００ MHz低い周波数で励起した場合である。 図２－１０によると，励起強度β_{13}＝１の時，利得のピークは$\delta_S \tau = 0$と$\delta_S \tau = -5$のところにある。 これはレーザー遷移による発振（１光子過程）とラマン遷移による発振（２光子過程）を表している。しかし，励起強度を上げる（β_{13}→大）と２つのピークの間隔がそれに従って広くなっていく。 このような利得におけるピークの分離をＡＣ Ｓｔａｒｋ効果[25]という。

非共鳴励起でサブミリ波レーザー場の強い時（$\beta_{32}\tau \geq 1$）の結果を図２－１１に示す。 ２光子遷移に基づく利得が線中心（レーザー遷移による）利得よりも大きく，ある与えられた励起強度（$\beta_{13}\tau$）に対し利得を最大にするサブミリ波レーザー光強度（$\beta_{32}\tau$）が存在し，その値よりも励起強度が大きくなるとその利得が減少するうえにスペクトル幅が非常に広くなることがわかる。

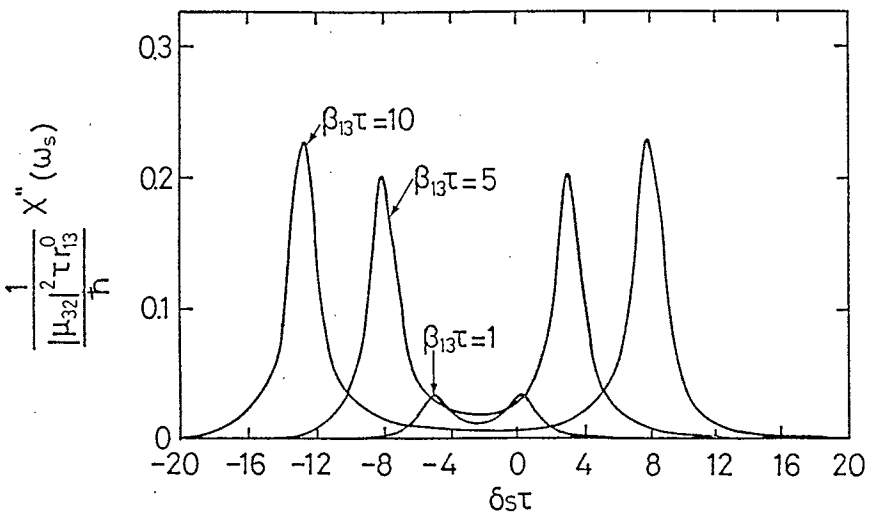


図２－１０　非共鳴励起（$\delta_P\ \tau=-5$）でサブミリ波レーザー光強度の低い（$\beta_{32}\tau \ll 1$）時の利得曲線．[28]

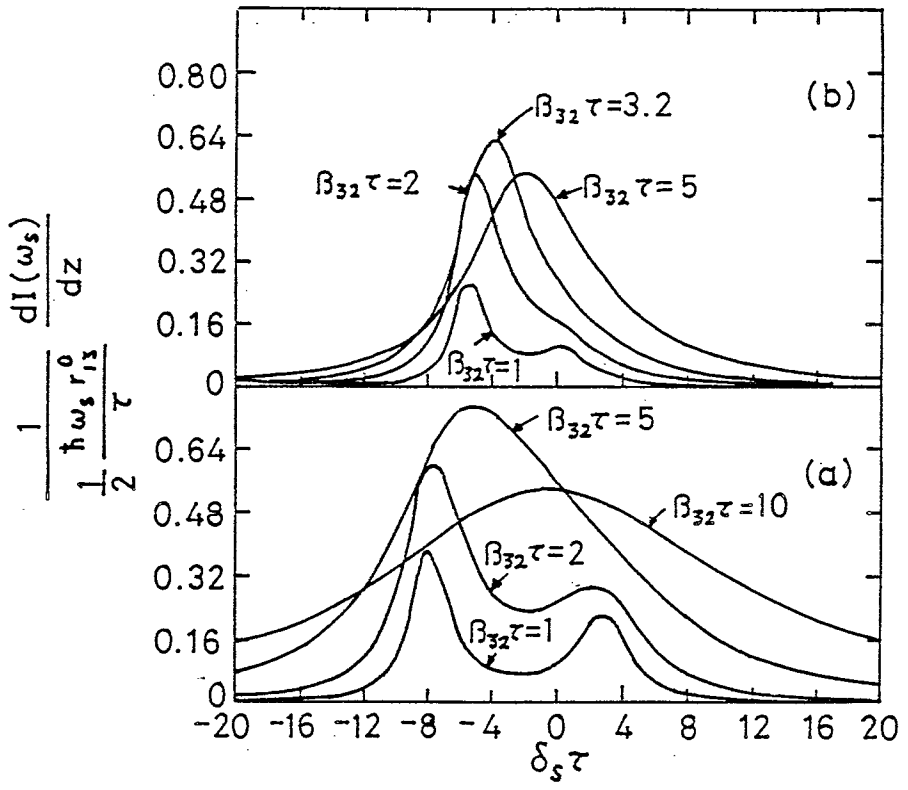


図２－１１　非共鳴励起（$\delta_P\ \tau=-5$）でサブミリ波レーザー光強度の強い（$\beta_{32}\tau \geqq 1$）時の利得曲線．[28]
（a）は$\beta_{13}\ \tau=5$の時，（b）は$\beta_{13}\ \tau=2$の時．

２－３－５　まとめ

以上のことから，非共鳴励起で大出力のサブミリ波レーザー発振を得る場合には，レーザー強度が高いとＡＣ Ｓｔａｒｋ効果により多くの縦モードの発振が予想される。従って，サブミリ波レーザーにはレーザー共振器を組む必要があり，また共振器内にモード選択器を組み込むことや，励起光，サブミリ波レーザー光の強度を下げることが必要と考えられる。

§２－４　むすび

トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定の原理を述べ，光源として必要なサブミリ波レーザーの性能を示した。　そして，光励起サブミリ波レーザーの原理を示し，大出力光励起サブミリ波レーザーに予想される問題点を示した。

参考文献

1) A.Semet, L.C.Johnson and D.K.Mansfield;Int.J.Infrared Millimeter Waves 4,231 (1983).
2) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, R.Erickson, D.R.Cohn, R.J.Temkin, H.R.Fetterman and B.Lax;Int.Conf. on Infrared Millimeter Waves(Marseille, France,1983) p.238.
3) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, J.Machuzak, D.R.Cohn, R.J.Temkin, T.C.L.G.Sollner and B.Lax;8th Int.Conf. on Infrared Millimeter Waves (Maiami Beach, USA, 1983)TI-2.
4) E.E.Salpeter;J.Geophys.Res.68,1291(1963).
5) N.C.Luhann,Jr.;"Infrared amd Millimeter Waves, Vol.2",K.J.Button ed.(Academic Press, New York, 1979)Chap.1.
6) P.D.Morgan, M.R.Green, M.R.Siegrist and R.L.Watterson;Comments Plasma Phys. Cont.Fusion 5,141(1979).
7) P.Woskoboinikow, D.R.Cohn and R.J.Temkin;Int.J.Infrared Millimeter Waves 4, 205(1983).

8) 築島；レーザー研究 7,264(1979).
9) 築島；" 電磁波散乱計測のＡからＺまで" （第２１回プラズマ若手グループ夏の学校，１９８２．８）．
10) 水野；核融合研究 51,35(1984).
11) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, D.R.Cohn, R.J.Temkin, H.R.Fetterman and R.Erickson;Poster Session at 1982 IEEE Int.Conf.on Plasma Science(Ottawa, Canada, May17-19, 1982).
12) M.R.Green, P.D.Morgan, M.R.Siegrist and R.L.Watterson;LRP 168/80(CRPP, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Suisse,1980).
13) H.Z.Cummings and H.L.Swinny;"Progress in Optics, Vol.VIII" (North Holland Publ.Co., Amsterdam, London, 1970).Chap.III.
14) S.F.Dyubunko, A.V.Svich and L.D.Fesenko;Sov.Phys.Tech.Phys.20,1536(1976).
15) A.Scalabrin and K.M.Evenson;Opt.Lett.4,277(1979).
16) E.J.Danielewicz, E.L.Fletcher, A.R.Calloway and D.T.Hodges;Summary of Japan-USA Workshop on FIR Diagnostics (MIT, USA,Jan.28-31,1980) paper No.18.
17) Y.Tsunawaki and M.Yamanaka;レーザー研究 11,509(1983).
18) 山中，綱脇；O plus E No.47,35(1984).
19) T.Y.Chang and T.J.Bridges;Opt.Commun.1,423(1970).
20) 山中；応用物理 49,816(1980).
21) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan and R.Erickson;IEEE J.Quantum Electron.QE-19, 4(1983).
22) Z.Drozdowicz, R.J.Temkin and B.Lax;IEEE J.Quantum Electron.QE-15,170(1979).
23) Z.Drozdowicz, R.J.Temkin and B.Lax;IEEE J.Quantum Electron.QE-15,865(1979).
24) M.Yamanaka, Y.Takeda, S.Tanigawa, A.Nishizawa, N.Noda, J.Fujita, M.Takai, M.Shimobayashi, Y.Hayashi, T.Koizumi, K.Nagasaka, S.Okajima, Y.Tsunawaki and A.Nagashima;Int.J.Infrared Millimeter Waves 1,57(1980).
25) T.A.DeTemple;"Infrared and Millimeter Waves, Vol.1" , K.J.Button, ed.(Acad-emic Press, New York, 1979)pp.129-184.
26) G.Taylor, G.F.D.Levy, D.A.Huckrdge and D.E.Evans;Infrared Phys.18,501(1978).

27) R.J.Temkin and D.R.Cohn;Opt.Commun.16,213(1976).

28) R.L.Panock and R.J.Temkin;IEEE J.Quantum Electron.QE-13,425(1977).

29) R.J.Temkin;IEEE J.Quantum Electron.QE-13,450(1977).

30) M.Sargent III, M.O.Scully and W.E.Lamb,Jr.;"Laser Physics"(Addison-Wesley Pub. Co., Inc. ,Massachusetts, USA, 1974).

第 3 章　大出力光励起３８５－μmD２０レーザーシステムの開発

§3－1　はじめに

トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定用光源サブミリ波レーザーとして，光励起３８５－μmD２０レーザーの開発研究が世界各国で活発に行なわれている。 ｉ）大出力化（ ＞１ MW），ｉｉ）長パルス化（＞１ μｓｅｃ），ｉｉｉ）単一モード発振化，ｉｖ）周波数可変化，ｖ）安定化　等の点を重点的に研究開発が推し進められている。

各国の研究機関における３８５－μmD２０レーザーの開発の現状を簡単に述べる。ＭＩＴ[1]では，現在５０ ＪのＴＥＡ ＣＯ２レーザー出力を得て２００ kW（１ μｓｅｃ）の３８５－μmD２０レーザー発振を達成しており，これをＡｌｃａｔｏｒ Ｃトカマク装置に適用し，～１ ｋｅＶのイオン温度をＳ／Ｎ～１で初めて測定（実効値１００ kWの３８５－μmD２０レーザー）している[2]。 プリンストン大学では，ＴＦＴＲトカマク装置への適用を考え，７００ Ｊの励起ＣＯ２レーザーエネルギーを達成し，３ μｓｅｃ以上のパルス幅で５Ｊ以上の世界最高の３８５－μmD２０レーザー出力を得ている。[3] しかし，励起強度が大きくなると，Ｄ２０レーザー出力波形に変調がかかるなど，安定した単一モード化，狭周波数幅での発振，周波数可変化等に問題を残している。 ローザンヌ工科大学では，Ｄ２０ガスにＣＦ４やＳＦ６を添加することにより長パルス化された１ μｓｅｃのパルス幅をもつ２．６ MWの３８５－μmD２０レーザー光を得ている。[4] しかし，不安定型のＤ２０レーザー共振器使用によるレーザーの強度分布がリング状になる問題[5]があり，加えて，周波数可変性，単一モード化に問題点を残している。

このように，大出力光励起３８５－μmD２０レーザーの開発において，ｉ）大出力化と ｉｉ）長パルス化は比較的容易に達成されている。 しかし，安定な単一モード発振，周波数可変化には，問題点が残されており，高出力化された，ＴＥＡ ＣＯ２レーザーシステムにおける光学素子のレーザー損傷の問題も完全に解決されておらず，システムの最適化もまだなされていないのが実状である。 著者は，ｉｉｉ）～ｖ）の項目達成を主な目的として，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光励起による１００ｋW級３８５

－μmD$_2$Oレーザーシステムを設計製作した。　本章では，励起用ＴＥＡ　CO_2レーザーシステム，３８５－μmD$_2$Oレーザーシステムについて得られた動作諸特性結果についてのべる。

§３－２　　３８５－μmD$_2$Oレーザーの発振機構

３８５－μm線が得られる場合のD$_2$O分子のエネルギー準位図[6]を図３－１に示す。

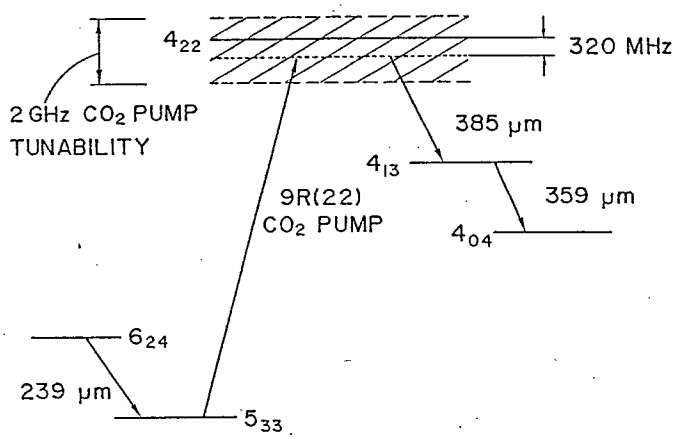


図３－１　９Ｒ（２２）CO_2レーザー光励起によるD$_2$O分子のエネルギー準位図．[6]

９．２６－μmＲ（２２）CO_2レーザー線によってD$_2$O分子は，(000)基底振動準位の5_{33}回転準位から(010)励起振動準位の4_{22}回転準位に励起されるが，その吸収中心周波数は９Ｒ（２２）CO_2レーザーの中心周波数より３２０ ＭＨｚだけ高い。従って$4_{22}\rightarrow 4_{13}$遷移に基づく３８５－μm線は誘導ラマン遷移であり，その周波数は励起光周波数によって同調できる特徴を持つ。　また，３８５－μm線のスペクトル幅は単一縦横モードＣＯ$_2$レーザー励起によってかなり狭めることができ，パルス

幅，出力等の特性も励起CO_2レーザーの特性に大きく依存している。

§3－3　D_2Oレーザー励起用TEA CO_2レーザーレーザーシステム

3－3－1　まえがき

385－μmD_2Oレーザー励起用TEA CO_2レーザーシステムの方式を列挙する。

①安定型TEA CO_2レーザー発振器内に，ZnSeファブリー・ペローエタロンを挿入し，単一モード化を図ると同時に発振線の周波数可変性を得る。[1,7]

②安定型TEA CO_2レーザー共振器内に低圧力のCO_2レーザーを挿入する。この場合発振線の周波数は線中心に固定される。[5,8]

③不安定型TEA CO_2レーザー発振器内に，cwCO_2レーザーを注入する。この場合も発振線の周波数は線中心に固定される。[3]

④エタロンで同調した小型TEA CO_2レーザー光を，不安定型CO_2レーザー発振器に注入して周波数可変にする。[9,10]

そして高出力化に関しては，多くの場合多段増幅がなされ，長パルス化に関しては，発振器－増幅器の間の放電時間に遅延を与えたり，あるいはCO_2，N_2，Heガスの混合比を変えたりして行われている。

著者は，安定した単一縦横モード化，周波数可変化，光学素子のレーザー損傷をなくすことを目的に①の方式を採用し，発振器と２台の増幅器からなる設計出力１０Ｊの385－μmD_2Oレーザー励起用TEA CO_2レーザーシステムを設計製作した。

3－3－2　システム構成

TEA CO_2レーザーシステムの概略を図３－２に示す。

［1］発振器（Lumonics K-921型）

共振器はGe出力鏡（R＝６５％，r＝５ m），反射型回折格子（１３５Ｌ／mm）からなり，共振器長は１．４ mである。共振器は低熱膨張係数（-1×10^{-7}／°Ｃ）のネオセラム棒４本で固定されている。CO_2レーザー部はZnSeブルースター窓がとりつけられており，その間隔は７０

ｃｍである。 単一横モード発振を得るために６ mm直径の絞りを共振器内に用いた。

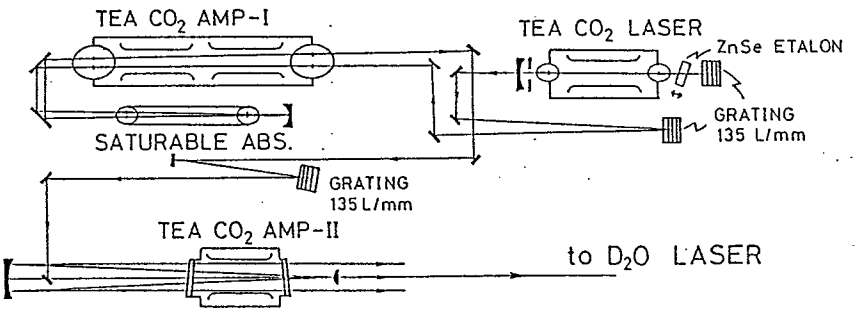


図３－２ Ｄ２０分子励起用ＴＥＡ ＣＯ２レーザーシステム.

[2] 増幅器

増幅器Ｉ（Lumonics K-922型），ＩＩ（Lumonics 601A型）の２台からなり，発振器から得られた９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光を増幅器Ｉにて２回パス，増幅器ＩＩにてさらに３回パス増幅して高出力化した。 また，それぞれ発振器との放電のタイミングを試作したパルス・ジェネレーターにより変え，ＣＯ２レーザーパルスの長パルス化を行った。

[3] 可飽和吸収体

寄生発振防止用に使用した可飽和吸収セルの長さは８０ ｃｍであり，両側

にＮａＣｌブルースター窓がとりつけられている。 可飽和ガスとして蟻酸（ＨＣＯＯＨ）を用いた。

［4］ＺｎＳｅエタロン

９Ｒ（２２）CO_2レーザー光の単一縦モード化，周波数可変化のために，ＺｎＳｅエタロンをＴＥＡ CO_2レーザー共振器内に挿入して用いた。９．２６－μｍＲ（２２）線の中心周波数より３２０ ＭＨｚ高周波数のところにD_2Oの吸収中心があり，またD_2O吸収中心より６８０ ＭＨｚ低周波数側にN_2Oの吸収中心（７７８．１９２ ＧＨｚ）があることが知られている。[11] 従って，±１ ＧＨｚ程度の周波数可変性が必要であることから，ＺｎＳｅエタロンの厚さを２ ｃｍとした。そのときのＦ．Ｓ．Ｒ．（Free Spectral Range）は屈折率を２．４とするとＦ．Ｓ．Ｒ．＝ｃ／２ｎｌ（ｃは光速，ｎは屈折率，ｌは厚さ）より，３．１ ＧＨｚである。そして直径は１ ｉｎｃｈであり，表面には反射率６０ ％の反射コーティングが施されており，そのフィネスは６．１である。

［5］光学系

システムに用いたＡｕ蒸着ガラス鏡の口径，曲率半径の設計，及びそれを含むコンポーネントの配置は，ガウシアン・ビームの伝播を計算して決定した。そして，寄生発振を防止するために，先の可飽和吸収体とともに２枚の反射型回折格子（１３５ Ｌ／ｍｍ）と多くの絞り（テフロン，ベークライト製）を用いた。

３－３－３ 出力特性

ＴＥＡ CO_2レーザーの出力エネルギーは２台の焦電検知器を用いて行った。１台（Lumonics 20D）は感度が１．４６ Ｖ／Ｊであるが，これは受光面の直径が４５ ｍｍである。高強度の時は透過率０．２３３の減光用メッシュを使用した。CO_2レーザー光のビーム径が大きいときは感度０．３４ Ｖ／Ｊ，受光面の直径が１２０ ｍｍであるもう１台の焦電検知器（Lumonics 50D）を用いてCO_2レーザーエネルギーを測定した。レーザー強度の高い時は透過率０．２３６の減光用メッシュを用いた。

［1］発振器出力特性

図３－３にＴＥＡ　ＣＯ２レーザー発振器内に直径５　mmの絞りを挿入した時の印加電圧と出力エネルギーの関係の一例を示す。　発振器の混合ガス中Ｈｅの割合が多

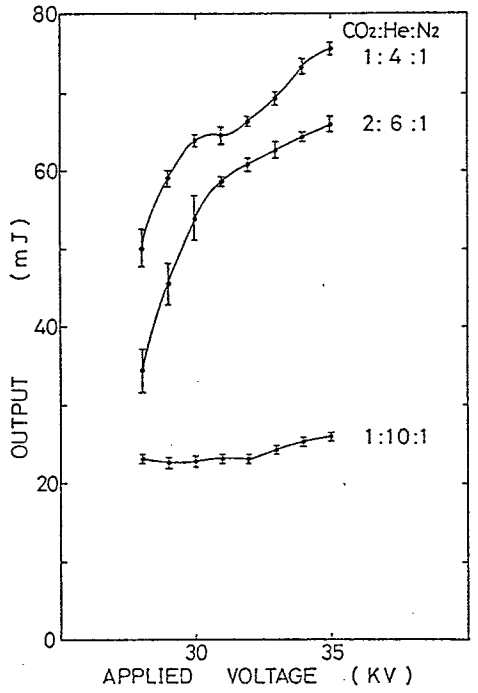


図３－３　ＴＥＡ ＣＯ２レーザー発振器における印加電圧と
９Ｒ（２２）出力エネルギーの関係.

いとき（８３ %）は，安定した出力が得られるが，印加電圧の変化に対する出力エネルギーの変化も小さく，Ｈｅが少ないときに比べ出力エネルギーも少ない。　Ｈｅが６７ %のときは，印加電圧変化に対する出力エネルギー変化も大きい。 またその時，Ｎ２の比率の高い方が出力エネルギーも大きい。 ＣＯ２分子は励起されたＮ２分子と衝突することによって励起されるから，Ｎ２の割合を高くすることによって励起効率

が上昇するものと考えられる。　印加電圧が４０ｋＶのときのCO_2/N_2に対する出力エネルギーの変化を図３－４に示す。　CO_2/N_2＜１に対して実験を行うこ

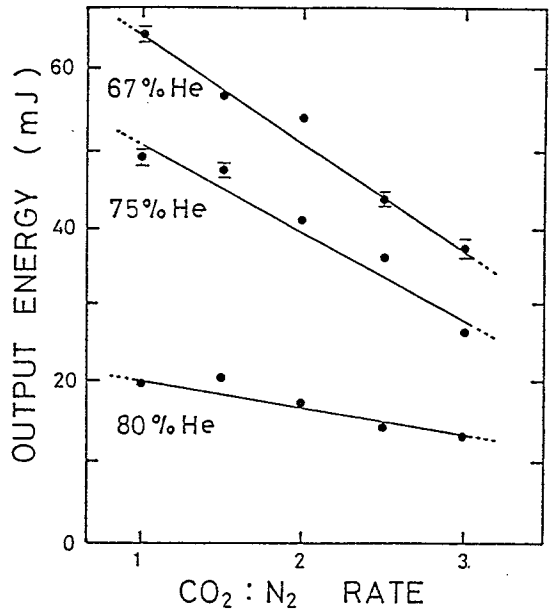


図３－４　ＴＥＡ CO_2レーザー発振器における
CO_2/N_2ガス混合比に対する
出力エネルギー変化（印加電圧　４０ｋＶ）.

とはできなかった。　図３－４からもN_2の割合を高くすれば出力エネルギーが増すことがわかる。　図３－３，４の結果より，CO_2：Ｈｅ：N_2＝１：４：１の時，最も出力エネルギーが大きいことがわかった。　しかし，Ｈｅが少ないときは，アーク放電が発生しやすく，また印加電圧を高くするにつれて，その割合も高くなることから，通常３１～３２　ｋＶで使用した。　そして，直径６ mmの絞りを共振器内に挿入したとき，最も安定したTEM_{00}横モードが得られ，その時，最大出力エネルギーは６５ ｍＪであった。

［2］増幅特性

図３－５は，発振器からの出力ビームを増幅器Ｉにより２－パス増幅して得たＣＯ２レーザーエネルギーである。　このとき，発振器からの入力は２７ ｍＪ，増幅器Ｉの印加電圧は４０ ｋＶである。この場合，ＣＯ２：Ｈｅ：Ｎ２＝１：６：１のガス混合比で最大増幅率２９倍が安定に得られ，最大２．８ Ｊに増幅できた。

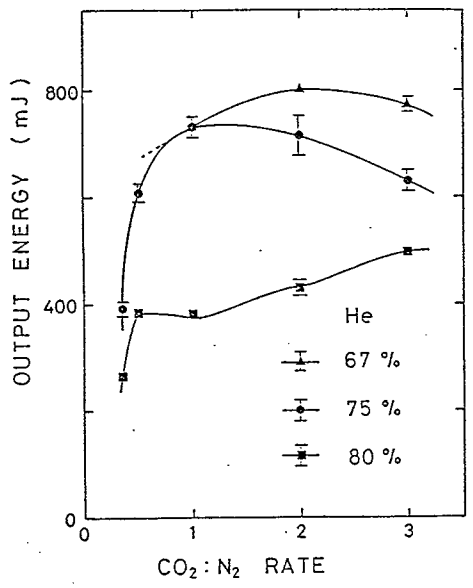


図３－５　増幅器Ｉにより２－パス増幅されたＣＯ２レーザーエネルギーのＣＯ２／Ｎ２ガス比依存性（入力エネルギー ２７ ｍＪ）．

増幅器Ｉの放電時間特性は発振器のそれとほぼ同じであるが，増幅器ＩＩの放電時間は，発振器，増幅器に比べかなり長い。　そのために増幅器ＩＩを最初に放電させたとき，増幅器ＩＩによる増幅が行えた。　図３－６は，増幅器Ｉを出たＣＯ２レーザー光を増幅器ＩＩに注入したときの，増幅器ＩＩと増幅器Ｉの間の放電時間タイミ

ィング差に対するＣＯ２レーザー出力の変化である。　増幅器ＩＩに注入したＣＯ２

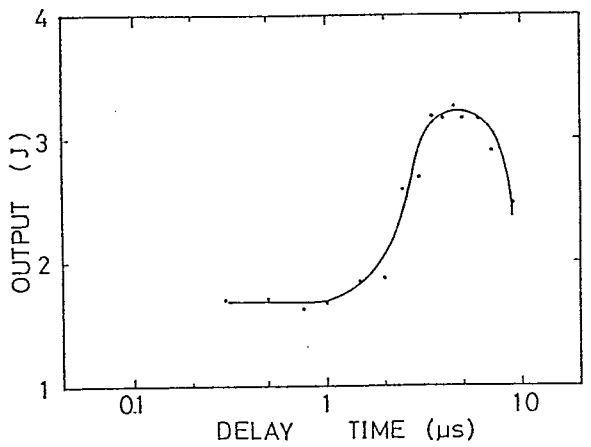


図３－６　増幅器ＩＩと増幅器Ｉの放電時間差に対する増幅器ＩＩ
による１－パス増幅後のＣＯ２レーザーエネルギー変化.

レーザーエネルギーは１．８ Ｊである。 増幅器ＩＩを増幅器Ｉに対して，３．５～６ μｓｅｃ早く放電させて最大の増幅率を得た。 増幅器ＩＩの印加電圧は４０ ｋＶである。　増幅器ＩからのＣＯ２レーザー光を増幅器ＩＩに３回通過させて７Ｊ（マルチ縦横モード）まで増幅することができた。　増幅器ＩＩについては，ガス混合比を変化させる範囲が小さく，少しのガス圧力変化に対する増幅率の変動が大きいためにほとんどガス混合比を変えて実験することができなかった。

３－３－４　　寄生発振防止

ＴＥＡ ＣＯ２レーザーの高出力化に伴う寄生発振を防止するために，２台の回折格子反射鏡と，ＨＣＯＯＨ可飽和吸収体[12]を用い，各増幅器のＣＯ２レーザー出入

口にはベークライト製あるいはテフロン製の絞り（アパーチャ）を設置した。

図３－７に入力CO_2レーザーエネルギーに対するＨＣＯＯＨガスの透過率測定結果を示す。ガス圧力１５ ｔｏｒｒ以上で良い可飽和吸収特性を示すことがわかった。しかし，ＨＣＯＯＨ（蟻酸）には強い腐食性があり，２０ ｔｏｒｒ以下で使用しなければならない。[13] 多くの絞りを用い，ＨＣＯＯＨガス圧力を１５ ｔｏｒｒにして，寄生発振によるＡｕ蒸着ガラス鏡のレーザー損傷を完全に抑えることができた。

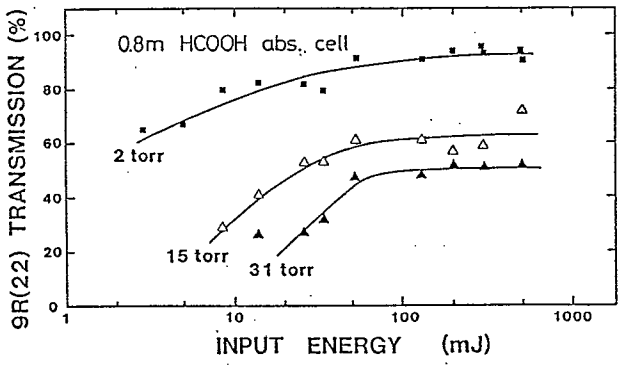


図３－７ ９Ｒ（２２）CO_2レーザー光エネルギーに対するＨＣＯＯＨガスの透過率.

３－３－５ 単一縦モード化と周波数可変化

［１］単一縦モード化

安定した単一縦モードを得るためには，温度変化に対する屈折率の変化が大きいＺｎＳｅエタロンを精度良く温度制御する必要がある。 エタロンの共鳴条件は次式で与えられる。[14]

$$2nl\cos\theta = mc/\nu . \qquad (3-1)$$

ここで，θは屈折角，mは整数，νは光の周波数である。 実際には，ＺｎＳｅエタロンはＴＥＡ CO_2レーザー共振器内にあり，真の共鳴条件は，共振器の共鳴条件とエタロンの共鳴条件の組合せであり，かなり複雑になる。[15，16] ここでは，近似式として（３－１）式を適用する。

微小な温度変化ΔＴに対する周波数シフトを｜Δν（Ｔ）｜とすると，（３－１）式から，

$$|\Delta\nu(T)/\nu| = |\Delta n(T)/n| + |\Delta l(T)/l| , \qquad (3-2)$$

が得られる。 ここで，Δｎ（Ｔ）／ｎ，Δｌ（Ｔ）／ｌは温度係数であり，ＺｎＳｅエタロンについては，それぞれ6.17×10^{-5}（／° Ｃ）[17]，7.8×10^{-6}（／° Ｃ）[17] である。 縦モード一つのスペクトル幅$\Delta\nu_c$（ＦＷＨＭ）は，Ｇｅ出力鏡の反射率r_1，反射型回折格子の反射率r_2，共振器長Ｌから次式のように見積ることができる。[18]

$$\Delta\nu_c \sim c(1-r_1 r_2)/2\pi L . \qquad (3-3)$$

$r_1 = 0.65$，$r_2 = 0.9$，Ｌ＝１．４ ｍとすると，$\Delta\nu_c = 14$ ＭＨｚである。

単一縦モードの安定化は，$\Delta\nu(T) < \Delta\nu_c$ の条件をもって得られると考えられ，この条件を満たすためには，（３－２）式よりΔＴ≦０．０１° Ｃとなるようにエタロンの温度を制御しなければならない。 １分の回転精度を持つエタロンホルダーを製作し，ホルダー内部には温水が流れるようになっており，その温水の温度を±０．０１° Ｃの精度に制御することができた（図３－８）。 そして，このことによ

り１００ %安定した単一縦モード発振を得ることができた。

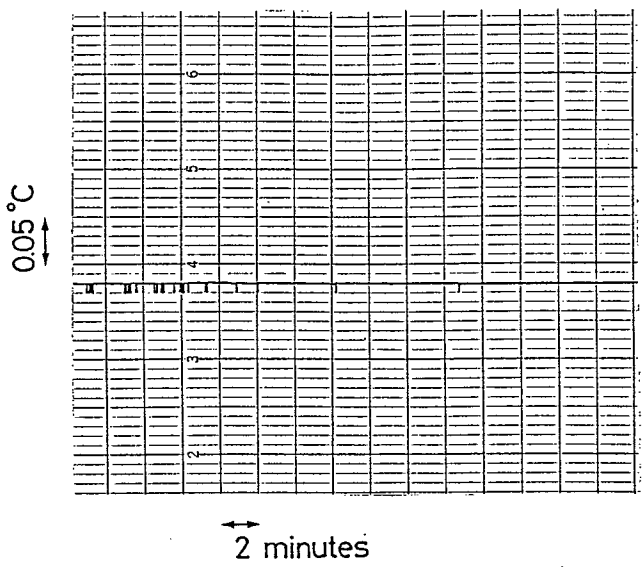


図3－8　ＺｎＳｅエタロン温度制御用温水（設定 ４０° Ｃ）の時間変化.

［2］周波数可変化

ＺｎＳｅエタロンの傾角を変え，９．２６－μｍＲ（２２）線の周波数可変化を行った。 ＴＥＡ CO_2レーザー発振器の利得の圧力広がりをＬｏｒｅｎｔｚ型曲線と過程したとき，そのスペクトル幅（ＦＷＨＭ）$\Delta\nu_g$は，

$$\Delta\nu_g = 7.61\,(P_C + 0.73P_N + 0.64P_H) \times P\,(300/T)^{1/2}, \quad [\mathrm{MHz}] \qquad (3-4)$$

で表される。[19] ここで，P_C, P_N, P_Hはそれぞれ，CO_2ガス，N_2ガス，Ｈｅガスの分圧，Ｐは全圧力（ｔｏｒｒ），Ｔはガス温度（Ｋ）である。 この場合，CO_2：N_2：Ｈｅ＝１：１：６，Ｐ＝７６０ ｔｏｒｒ，Ｔ＝３００ Ｋであるから，（３－

4）式から，$\Delta\nu g = 4.0$ GHzとなった。 実際には共振器の損失を考える必要があり，発振の条件は次式によって与えられる。[20]

$$L_0\, g(\nu) + 0.5 \ln(r_1 r_2) \geqq -\ln\{T(\nu)\},$$

$$g(\nu) = g_0\, (\Delta\nu g)^2 / 4\{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu g/2)^2\},$$

(3－5)

ここで，L_0 はレーザーの媒質長，g_0 は9R（22）線中心の利得，ν_0 は線中心の周波数，T（ν）は周波数νの光に対するエタロンの透過率である。 $L_0 = 70$ cm，$g_0 = 0.04\ \mathrm{cm}^{-1}$，$r_1 = 0.65$，$r_2 = 0.9$，$\Delta\nu g = 4$ GHzとしたとき，νに対する$L_0\, g + 0.5 \ln(r_1 r_2)$を計算し，図3－9に示した。

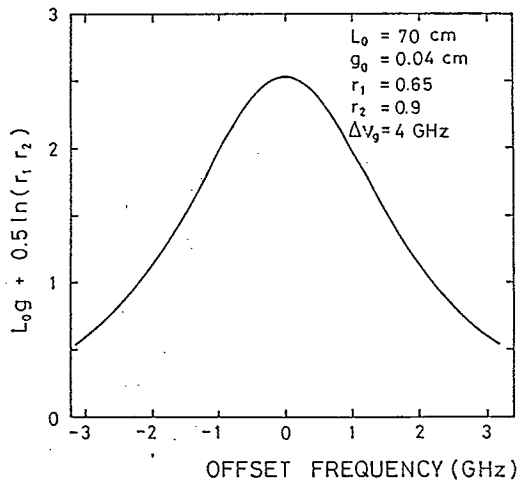


図3－9 9R（22）線中心からのオフ・セット周波数に対する
$L_0\, g + 0.5 \ln(r_1 r_2)$ 変化.
ここで，L_0 はTEA CO_2レーザー媒質長，
g_0 は線中心での利得，r_1 はGe出力鏡の反射率，
r_2 は回折格子反射鏡の反射率.

図３－９における，スペクトル幅（ＦＷＨＭ）は約３．５ ＭＨｚである。 実際には，エタロンによる光の吸収があり，Ｔ（ν）＜１であることから，νに対する９Ｒ（２２）発振のスペクトル幅はもっと狭くなる。 そして，ＺｎＳｅエタロン傾角変化に対する９Ｒ（２２）CO_2レーザー出力の変化は図３－１０のようになった。 （３－１）式からエタロンの傾角を増すと９Ｒ（２２）線の発振周波数は大きくなる。 すなわち，

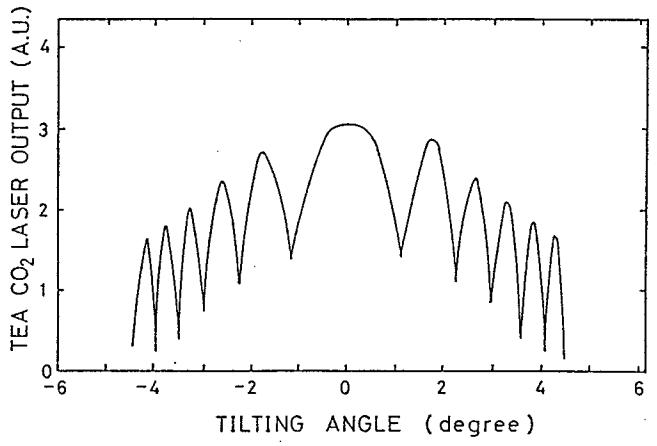


図３－１０ ＺｎＳｅエタロン傾角に対するＴＥＡ CO_2レーザー出力変化.

図３－１０の１つの山なりの曲線は９Ｒ（２２）線の発振スペクトルを表している。また（３－１）式から，エタロン傾角の小さい１つの曲線についてのｄν／ｄθが小さく，精度よく周波数可変化が行えることから低角度の傾角についてＺｎＳｅエタロンの回転操作（周波数可変）を行った。 なお，エタロンの傾角をθ’，そのときのエタロン内部での屈折角をθ（（３－１）式）とすると，Ｓｎｅｌｌの法則[21]より，θ’とθの間には

$$\sin\theta' = n \cdot \sin\theta, \qquad (3-6)$$

の関係がある。 エタロン傾角と発振周波数の関係は，（３－１）式と（３－６）式を使い算出した。 また，計算においては，ＺｎＳｅの屈折率ｎ＝２．４１５[17] を用いた。

周波数可変性を実証するためにエタロンの傾角を変化させた時の９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光に対するＤ２０ガスの吸収特性をＤ２０レーザー用真空タンク（４３０ｃｍ）を用い測定した（図３－１１）。 図３－１１はＤ２０ガス圧力７００ｍｔｏｒｒのときの結果である。 ９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光は，９Ｒ（２２）線中心から±１ＧＨｚにわたって周波数可変化できていることがわかる。 そして，９Ｒ（２２）線中心から＋３２０ ＭＨｚのところにＤ２０吸収中心があることがわかり，これは従来

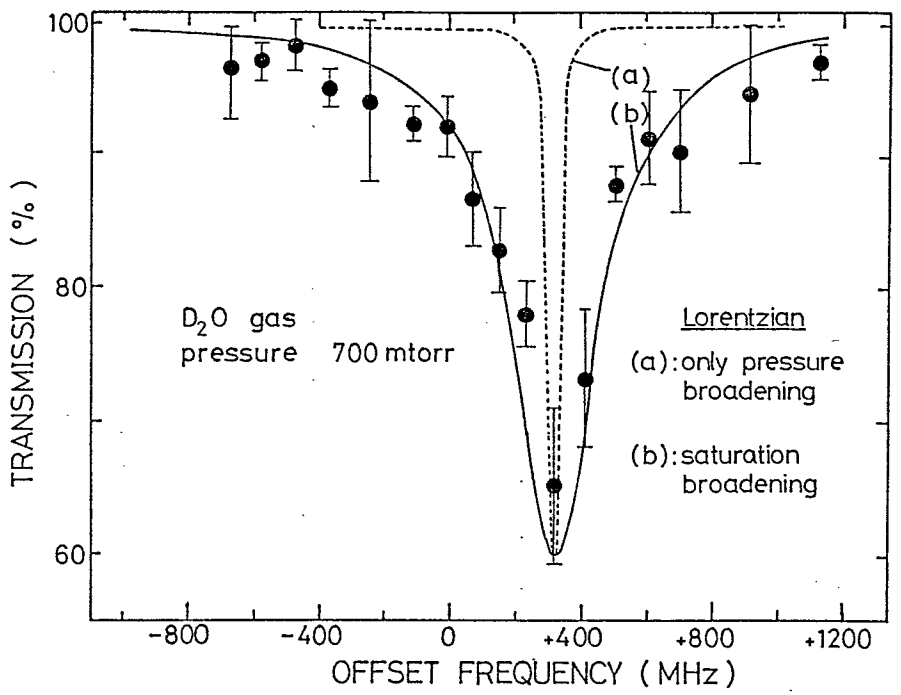


図３－１１ ９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光に対するＤ２０ガスの吸収特性；
実線は飽和効果を考慮した時の計算結果，
破線は飽和効果を考慮しない圧力広がりのみの時の計算結果．

の実験結果[22]とよく一致している。またＤ２Ｏ吸収中心での吸収係数は１．４１±０．３０ $cm^{-1}torr^{-1}$であり，Ｐｅｔｕｃｈｏｗｓｋｉらの実験結果[23]によく一致している。

図３－１１において，破線と実線はＤ２Ｏガスの吸収係数がＬｏｒｅｎｔｚ型曲線をしていると仮定したときの数値計算より求めた透過率スペクトルであって，破線は圧力広がりのみを，実線はそれに加えてＣＯ２レーザー光による飽和効果を，それぞれ考慮して得たものである。飽和の条件は次式で与えられる。[24]

$$2\pi\mu_{13}E_P\tau/h \geqq 1, \qquad (3-7)$$

ここで，μ_{13}は励起についての双極子モーメント，E_Pは励起光の電場，ｈはプランク定数，$\tau=(\pi\Delta\nu)^{-1}$は緩和時間であり，Ｄ２Ｏについては$\Delta\nu$＝４０ ＭＨｚ／ｔｏｒｒである。入力ＣＯ２レーザー強度をI_PとするとE_Pは

$$E_P=(8\pi I_P/c)^{1/2}, \qquad [esu] \qquad (3-8)$$

で与えられる。飽和効果を考慮した吸収係数は，

$$\Delta\nu_S=\Delta\nu\{1+(2\pi\mu_{13}E_P\tau/h)^2\}^{1/2}, \qquad (3-9)$$

で与えられる。[24] この場合，入力ＣＯ２レーザー光のビーム半径は約２ ｃｍ，エネルギーは６６ ｍＪ（５０ ｎｓｅｃ）であるから，I_P＝１０５ ｋＷ／cm^2である。μ_{13}＝０．０３２３ ｄｅｂｙｅ[25]であるから，I_Pは（３－７）式の条件を満たしている。（３－９）式によると，吸収係数のスペクトル幅（ＦＷＨＭ）$\Delta\nu$＝２９２ ＭＨｚとなる。吸収係数αのスペクトルが次式のようなＬｏｒｅｎｔｚ型曲線をしていると仮定する。

$$\alpha=\alpha_0(\Delta\nu_S/2)^2/\{(d\nu)^2+(\Delta\nu_S/2)^2\}, \qquad (3-10)$$

ここで，α_0 はＤ２Ｏ吸収中心での吸収係数，$d\nu \equiv \nu_0 - \nu$（ν_0 は線中心，ν は周波数）はＤ２Ｏ吸収中心からのオフ・セット周波数である。　さらにこのオフ・セット周波数に対するＤ２Ｏガスの透過率Ｔは，

$$T = \exp(-\alpha p L_c), \qquad (3-11)$$

で与えられる。　ｐはガス圧力，L_c はセル長である。　図３－１１における実線は，ｐ＝７００ ｍｔｏｒｒ，L_c ＝４３０ ｃｍ，$\Delta\nu_S$ ＝２９２ ＭＨｚ，α_0 ＝１．７×10^{-3} $cm^{-1}torr^{-1}$を使い，（３－１０），（３－１１）式から計算によって求めたものである。　また破線は飽和のないとき，つまり圧力広がりのみのときであり，（３－９）式において$\Delta\nu_S = \Delta\nu$とおいて得た（３－１０），（３－１１）式の計算結果である。　実験結果は，実線によくのっていることがわかる。　このことから，９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光が安定に周波数可変化できていることが実証された。　さらに本実験によって，初めてＤ２Ｏガスの飽和効果による透過率スペクトルの広がりが観測された。

３－３－６　　長パルス化

ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光の長パルス化の方法としては，ｉ）発振器━増幅器各段の放電のタイミングを変えること，ｉｉ）ＣＯ２レーザーガス（ＣＯ２，Ｈｅ，Ｎ２）混合比を変えること[26]が考えられる。

発振器に対する２台の増幅器の放電時間タイミングを製作したパルス・ジェネレーターによって制御した。　このパルス・ジェネレーターを用い，１００ ｎｓｅｃ～５ μｓｅｃの範囲にわたって，発振器に対する増幅器の放電時間タイミングを制御できる。　図３－１２は，発振器に対し増幅器Ｉを１００ ｎｓｅｃ遅らせ放電させた時得られたＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルス波形（マルチモード）である。　この場合，低強度ではあるが持続時間約１ μｓｅｃのＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルスが得られた。

一方，Ｎ２ガスの割合を高くすることによって，長パルス化が可能と考えられたが，本研究で使用したガスコントローラー（Ｌｕｍｏｎｉｃｓ製）ではＣＯ２：Ｎ２＝１

：2が限度であり，最もN2の割合が高いガス混合比CO2：N2：He＝1：2：6では，Heガスが少ないためにレーザー媒質中で気中放電が頻繁に発生し，しかも顕著な長パルスは得られなかった。

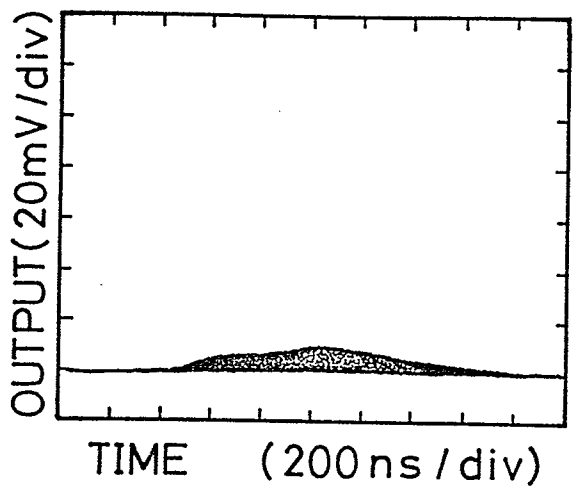


図3－12　TEA CO2レーザー発振器に対し，増幅器Iを100 nsec遅らせ放電させて得られたTEA CO2レーザーパルス波形（マルチモード）.

3－3－7　まとめ

D2Oレーザー励起用TEA CO2レーザーシステムを設計製作し，発振器からの9．26－μmR（22）CO2レーザー光を2台の増幅器によって最高7 J（50 nsec）まで増幅することができた。 発振器，増幅器IのCO2レーザーガス混合比（CO2：N2：He）はそれぞれ1：1：4，1：1：6の時最も高効率，安定であることがわかった。 TEA CO2レーザーの高出力化に伴う寄生発振による光学素子のレーザー損傷を，HCOOH可飽和吸収体，2台の回折格子反射鏡，多く

の絞りを用いることによって完全に除去することができた。 直径6 mmの絞りをＴＥＡ ＣＯ$_2$レーザー発振器内に挿入することにより単一横モードを得た。±０．０１ ℃の精度に温度制御したＺｎＳｅエタロンによって，安定した単一縦モード発振と周波数可変性（±１ＧＨｚ）を得ることができた。 そして，９Ｒ（２２）ＣＯ$_2$レーザー光に対するＤ$_2$Ｏガスの吸収特性測定から，Ｄ$_2$Ｏガスの飽和を初めて測定することができた。 また，試作したパルス・ジェネレーターにより発振器ー増幅器の放電時間タイミングを制御して低強度の時１ μｓｅｃの長パルス化を行うことができた。

§３－４ ＴＥＡ ＣＯ$_2$レーザー光励起３８５－μｍＤ$_2$Ｏレーザー

３－４－１ まえがき

安定に単一縦横モード化，周波数可変化できたＴＥＡ ＣＯ$_2$レーザー光を用いて得られた３８５－μｍＤ$_2$Ｏレーザーの諸特性について述べる。

３－４－２ 実験装置

［1］レーザー装置概略

図３－１３は，ＭＩＴのＷｏｓｋｏｂｏｉｎｉｋｏｗら[26]によって得られた共振器長４ ｍの時の３８５－μｍＤ$_2$Ｏレーザー出力の比例則を示している。 この比例則からＤ$_2$Ｏレーザー共振器長を４ ｍにし，１０ Ｊの励起光を用いた時１００ ｋＷ以上の３８５－μｍＤ$_2$Ｏレーザー出力が得られるように，内径９６ ｍｍのガラス製導波管を用いた。 ３８５－μｍＤ$_2$Ｏレーザーは真空タンク（４．３ × ０．３７ × ０．３４ ｍ^3）内にセットされている。 また真空タンク内には直径３００ｍｍのガラス製導波管もセットできるようになっており，２００ Ｊの励起光を用いればＭＩＴの比例則より５ ＭＷ以上の３８５－μｍＤ$_2$Ｏレーザー出力が期待できる。共振器間隔はネオセラム棒で固定されている。 真空タンクのＣＯ$_2$レーザー光入射側にはＮａＣｌ窓が取りつけられており，Ｄ$_2$Ｏレーザー光出力側にはポリエチレン（厚さ１ ｍｍ）窓が取りつけられている。 図３－１４に示す３種類の３８５－μｍ

D_2Oレーザー共振器を順次に構成して実験を行った。

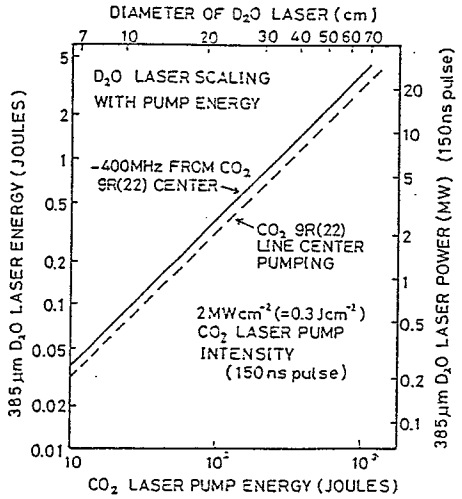


図3－13　385－μmD_2Oレーザー出力の励起用
CO_2レーザー強度に対する比例則．[26]

［2］ファブリー・ペロー型385－μmD_2Oレーザー共振器

図3－14（a）に示すファブリー・ペロー型385－μmD_2Oレーザー共振器は，一次元W（タングステン）回折格子（格子間隔：100 μm，Wワイヤーの太さ：直径10 μm）と二次元Niメッシュ（#100）から構成されており，マルチ・モードCO_2レーザー励起の時の385－μmD_2Oレーザー出力特性測定の実験に使用した。　入射CO_2レーザー光の戻り光を除去するために，共振器内にテフロン製（厚さ2 mm）のビーム・ダンパーを設置した。

［3］回折格子組み込み式385－μmD_2Oレーザー共振器

カスケード遷移による359－μm線を除去するため，回折格子反射鏡（3 L/㎜）

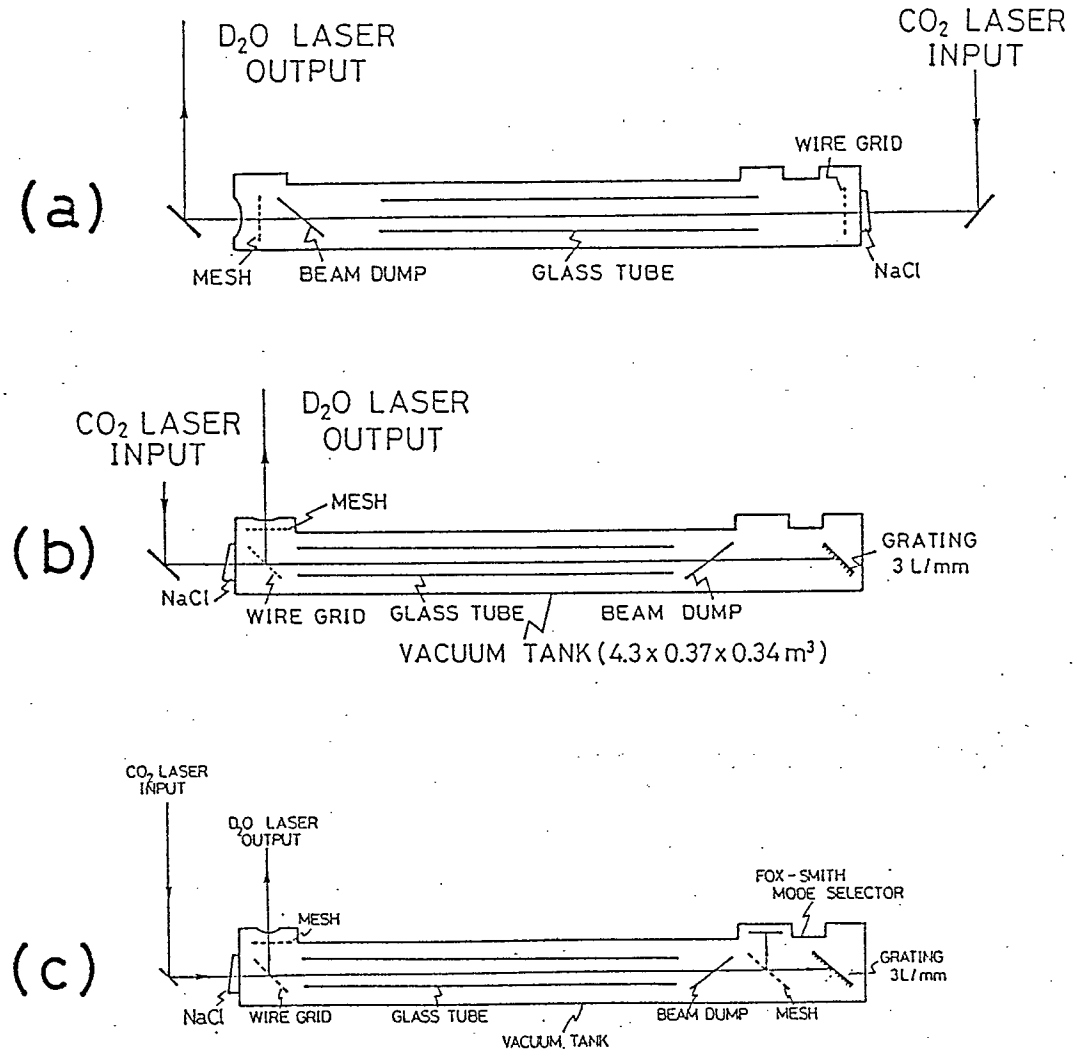


図3－14　385－μmD２０レーザー共振器.
（a）ファブリー・ペロー型.
（b）回折格子反射鏡組み込み式.
（c）Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈモード選択器組み込み式.

を３８５－μｍＤ２０レーザー共振器に組み込んだ（図３－１４（ｂ））。

［4］Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器組み込み式
３８５－μｍＤ２０レーザー共振器

単一縦モード３８５－μｍＤ２０レーザー光を得る一つの手段として，Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器[27]をＤ２０レーザー共振器に組み込んだ（図３－１４（ｃ））。 ３８５－μｍＤ２０レーザーとしては，大出力且つ単一モードの発振でなければいけないことから，共振器はそのフィネス，Ｑ値の相反するファクター両方をできるだけ大くしなければならない。 特にＦｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器のビーム・スプリッター用二次元メッシュの選択が難しい。 選択を決定した方法については後述するが，４５° 入射の３８５－μｍ光に対し８３ ％の反射率が期待される＃１００二次元Ｎｉメッシュを使用した。 この時，期待されるフィネスは，１０～１５である。

［5］検知器

３８５－μｍＤ２０レーザー光の相対出力を測定するのに焦電型検知器を用いた。この検知器は，出力電圧が３００ ｍＶ以上になると感度が飽和することがわかっており，３８５－μｍＤ２０レーザー出力光をコピー用紙で焦電検知器の出力電圧を３００ ｍＶ以下になるように減光して使用した。

３８５－μｍＤ２０レーザー光のエネルギー測定はＳｃｉｅｎｔｅｃｈ社製３６－０００１型パワー／エネルギーメーターを用いて行った。 この検知器はＦＩＲ（Far Infrared；遠赤外）光用のもので，検知器出力の較正はＦｏｏｔｅらの実験結果[28]をもとに行った。

ＧａＡｓショットキー・バリア・ダイオードは東北大学から供給されたものであり，高速応答性からヘテロダイン検出器として使用する以外に，ＦＩＲ光の波形観測用にも使用できることから，３８５－μｍＤ２０レーザー光の波形観測に用いた。 ＧａＡｓショットキー・バリア・ダイオードは，図３－１５に示すような点接触型にして使用した。 ダイオード・チップは一辺約１５０ μｍの立方体であり，鏡面研摩されたしんちゅう製のコーナー・レフレクターから１．２λ（λ；入射レーザー光波長）

離れた所にマウントされている。 燐青銅製のアンテナ用ウィスカーの太さは直径５０μｍであり，ＮａＯＨ水溶液で電界エッチングしてその先端の直径を１ μｍ以下にし

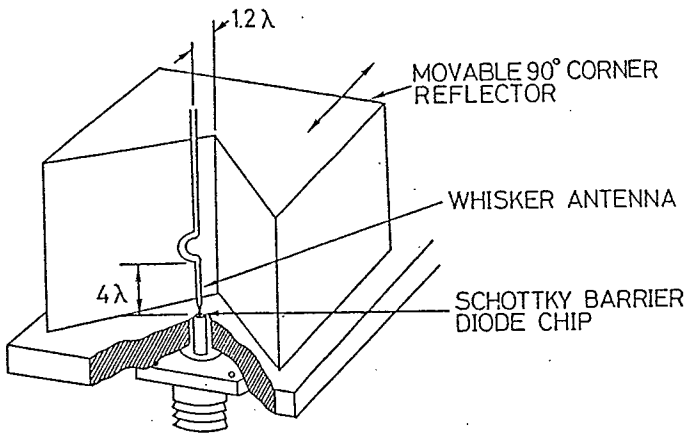


図３－１５　３８５－μｍＤ２０レーザー光波形観測用
ＧａＡｓショットキ・バリア・ダイオードマウント．

て使用した。 ウィスカーの長さは４λにした。 ダイオード・チップとコーナー・レフレクターの距離，ウィスカーの長さは３８５－μｍＤ２０レーザー光に対して最も感度が高くなる値であり，これは，アンテナ理論を使った解析[29]から求めることができる。また，ウィスカーを入射レーザー光に対して約１３．５° 傾けて使用した。 この角度も解析的[30]に求まる。

［６］走査型ファブリー・ペロー干渉計

３８５－μｍＤ２０レーザー光の波長及び周波数測定に走査型ファブリー・ペロー干渉計を使用した。 これは２枚の二次元Ｎｉメッシュ（＃２５０）から成っている。 走査型ファブリー・ペロー干渉計のフィネスＦは，

$$F = \pi R^{1/2} (1 - R), \qquad (3-12)$$

で表される。[18] ここで，Rは二次元Ｎｉメッシュの反射率であり，３８５－μｍ光に対する反射率は約８０ ％と推定される[31] から，Ｆ＝１４である。 また，Ｆ．Ｓ．Ｒ．はｃ／２ｄ（ｃは光速，ｄは２枚のメッシュの間隔）であるから，ｄ＝１ｃｍ，３０ ｃｍ，すなわち，それぞれＦ．Ｓ．Ｒ．＝１５ ＧＨｚ，５００ ＭＨｚなるようにして用いた。

［7］N_2Oガス吸収セル

N_2Oは７７８．１９２ ＧＨｚ（波長３８５．２４２ μｍ）に吸収を持つことが知られており，[25] トムソン散乱実験を行う際，散乱光に含まれるプラズマからの迷光を除去するのに使用される。 本研究では３８５－μｍD_2Oレーザー光の周波数可変性を実証するのに使用した。 吸収セルは長さ２．５ ｍ，内径７５ ｍｍのガラス製導波管であり，レーザー入射側，出力側にはポリエチレン窓（厚さ １ ｍｍ）が取りつけられている。

３－４－３　　発振周波数特性

［1］クリーンモード化

３８５－μｍD_2Oレーザー光の発振周波数線幅を狭めるため，ＺｎＳｅエタロンにより単一縦横モード化された９Ｒ（２２）CO_2レーザー光を用いて励起した。さらに，カスケード遷移による３５９－μｍ線を除去するため，D_2Oレーザー共振器に回折格子反射鏡（３Ｌ／ｍｍ）を組み込み，それぞれＮｉメッシュ（＃２５０）の走査型ファブリー・ペロー・干渉計を用いて波長測定を行なった（図３－１６）。図３－１６（ａ）はマルチ・モードCO_2レーザー励起の時，図３－１６（ｂ）と（ｃ）は単一縦横モードCO_2レーザー励起の時得られた結果であって，３８５－μｍD_2Oレーザー共振器は，（ａ）と（ｂ）がファブリー・ペロー型，（ｃ）が回折格子反射鏡組み込み型がそれぞれ使われた。 走査型ファブリー・ペロー干渉計のＦ．Ｓ．Ｒ．は，マルチ・モード励起の時は１５ ＧＨｚ，単一縦横モード励起の時は５００ ＭＨｚである。 単一縦横モード励起により，３８５－μｍD_2Oレーザー

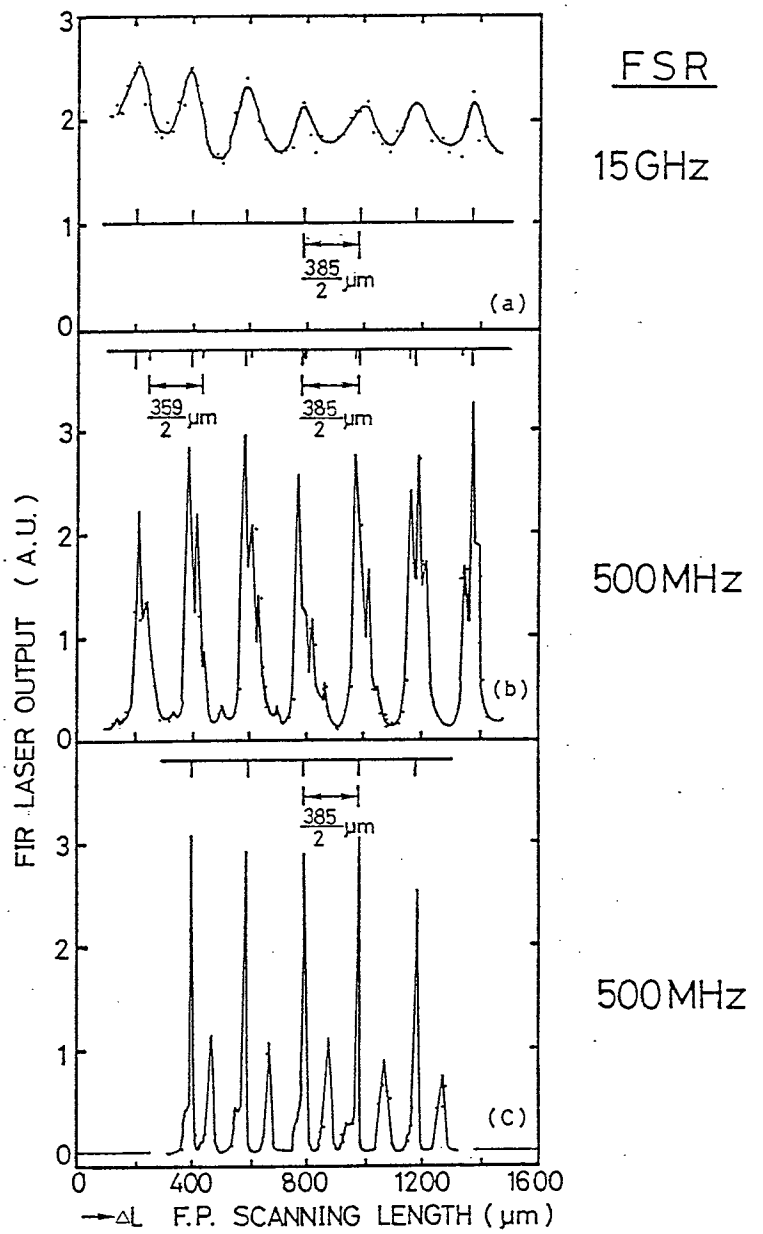


図3－16　Ｎｉメッシュ走査型ファブリー・ペロー干渉計
による３８５－μｍＤ２０レーザー光の波長測定.
（ａ）ＺｎＳｅエタロンなし（Ｆ．Ｓ．Ｒ．＝１５ ＧＨｚ）.
（ｂ），（ｃ）ＺｎＳｅエタロン挿入時（Ｆ．Ｓ．Ｒ．＝５００ ＭＨｚ）.
３８５－μｍＤ２０レーザー共振器は（ａ），（ｂ）が
ファブリー・ペロー型，（ｃ）が回折格子反射鏡入りの場合.

発振周波数線幅は約５０ＭＨｚ（ＦＷＨＭ）に狭ばめることができ，回折格子反射鏡によって３５９－μｍ線を除去することができている。

ＺｎＳｅエタロンの効果をＧａＡｓショットキ・バリアー・ダイオードを用いた３８５－μｍＤ２０レーザー光の波形観測からも評価した（図３－１７）。 CO_2 レーザー光の波形観測はフォトン・ドラック検知器により行った。 ＧａＡｓショットキ・バリアー・ダイオード，フォトン・ドラック検知器は共にＡｌで出来た遮蔽室

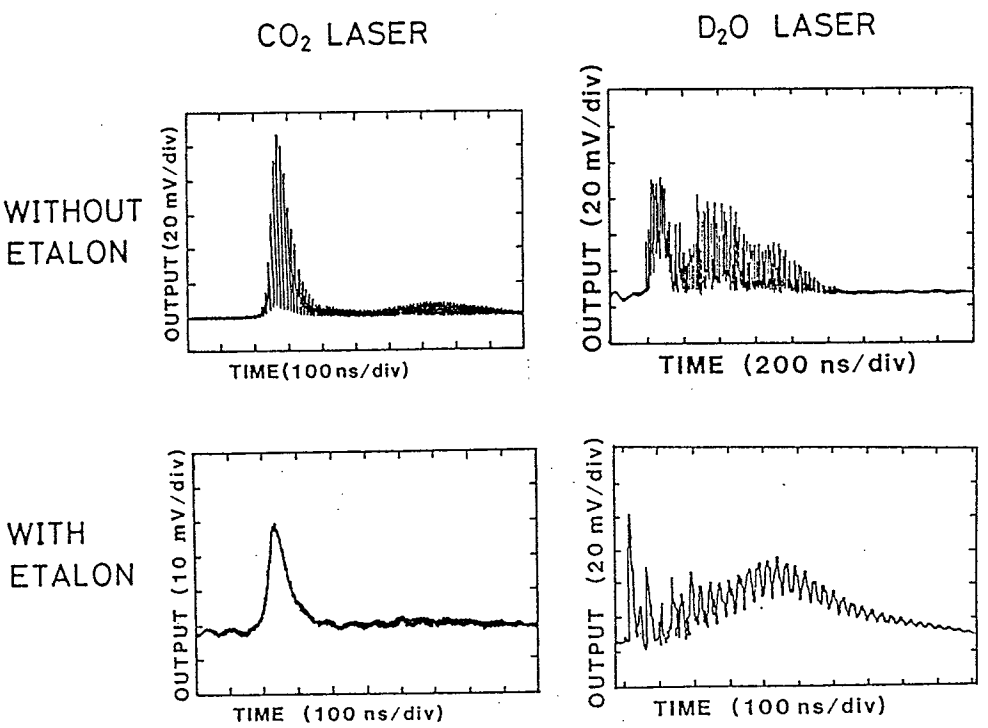


図３－１７　励起ＣＯ２レーザー光波形（左列）と
３８５－μｍＤ２０レーザー光波形（右列）の関係.
上段はＺｎＳｅエタロンなしの時.
下段はＺｎＳｅエタロン使用の時.

に入っており，その出力をそれぞれ，７８３４型（周波数帯或幅：５００ MHz），７１０４型（周波数帯或幅：１ GHz）オッシロ・スコープにて観測した。 単一モード励起により，D_2Oレーザー光におけるビート信号が減り，発振モードの減少が確認できた。 又，CO_2レーザー光の強度の高い部分では，その強いレーザー場によるAC Stark効果により，モードが多く発振することもわかった。 非共鳴励起，高強度励起の場合はラマン遷移のみならず，いわゆるレーザー遷移も起り，数多くのビート信号が観測される。 そこで，ＴＥＡ CO_2レーザー発振器ー増幅器の放電タイミングを調節して，低強度化，励起光の長パルス化を行った結果，単一縦モードの３８５－μmD_2Oレーザー光（５００ｎｓｅｃ）を得ることができた（図３－１８）。

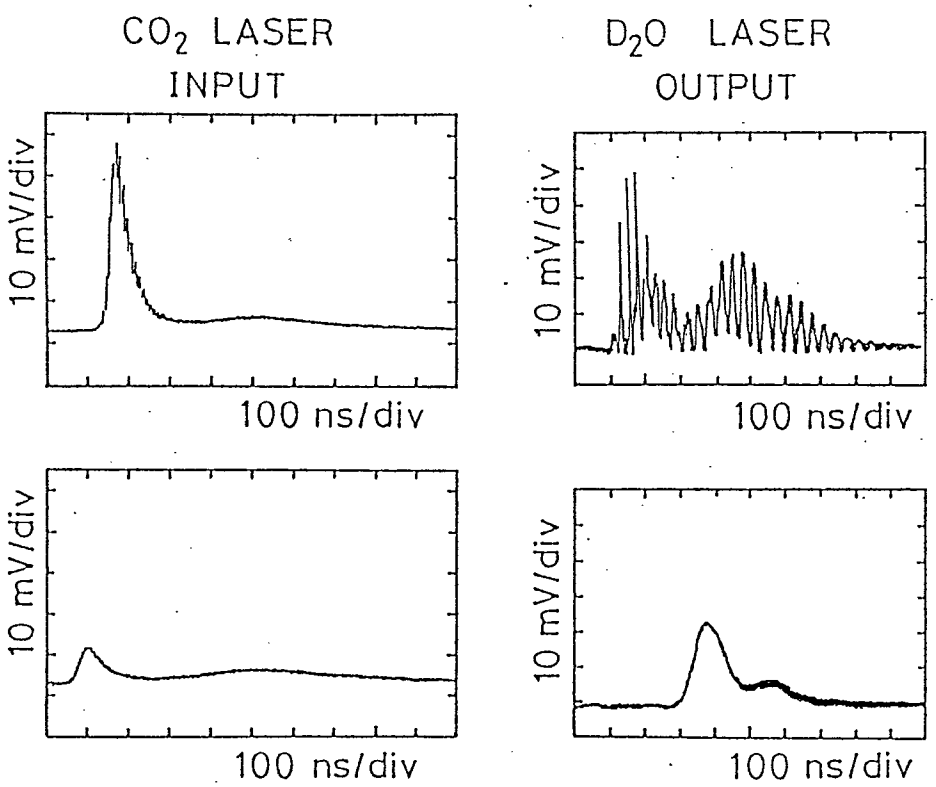


図３－１８　励起用ＴＥＡ CO_2レーザー光波形と
３８５－μmD_2Oレーザー光波形の関係.

単一縦モード３８５－μmＤ２０レーザー光を得るもう一つの手段として，Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器をＤ２０レーザー共振器に組み込んだ。 図３－１９にＦｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器の構造を示す。 図中，M1，M3，M4は反射鏡，

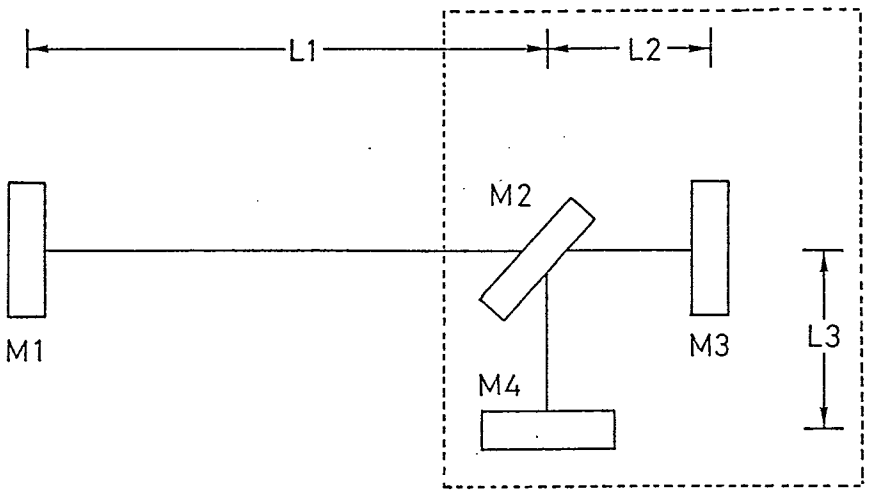


図３－１９　Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器概略図.

M2はビーム・スプリッターである。 M1とM2，M2とM3，およびM2とM4の間隔をそれぞれL1，L2，L3とした。 またM1，M2，M3，M4の反射率をそれぞれR1，R2，R3，R4とし，M2の透過率をT2とした。 M2を透過してM1方向へ進む光はM2，M3，M4で多重反射する。 M2からM1方向へ進む光の透過率をＴとすると，Ｔ

は次式で表される，[27]

$$T = T_2^{\,2} R3 \cdot \{1+R2^2 R3R4-2R2(R3R4)^{1/2} \cos(4\pi(L2+L3)/\lambda)\}^{-1}, \quad (3-13)$$

ここで，λはレーザー光の波長である。 この式はR3，R4を1とした時ファブリー・ペロー干渉計の透過率の式[18]になる。 そしてフィネスをFとすると，Fは，

$$F = \pi\{R2(R3R4)^{1/2}\}^{1/2} / \{1 - R2(R3R4)^{1/2}\}, \quad (3-14)$$

と書くことが出来る。[32] （3－13）式からTの最大値Tmaxは，

$$Tmax = T2^2 R3 / \{1-R2(R3R4)^{1/2}\}^2, \quad (3-15)$$

であり，R3，R4を大きくする程Tmaxは大きくなる。 実際には，M3は回折格子反射鏡，M4はAu蒸着ガラス鏡であり，３８５－μm光に対しては，R3＝０．８～０．９５，R4≦１の高い反射率が期待される。 ３８５－μmD$_2$Oレーザー共振器として，フィネス，Q値をできるだけ大きくしなければいけないことから，figure of meritとしてR2に対するTmaxとフィネスFの積を計算より求め図３－２０に示した。 R3が大きい程Tmax × Fは大きい値を示し，またR2のある値でピークを持つことがわかった。 R3＝０．８～０．９５と予想される[31]ことから，Tmax×Fを最大にするにはR2～０．８程度のビーム・スプリッターを選べば良いことになる。そこで，３８５－μm光が４５° 入射の時，～８３ %の反射率が期待される #１００の二次元Niメッシュを選択し，ビーム・スプリッター（M2）として使用した。 期

待されるフィネスは１０～１４である。 そして，L2=３０ ｃｍ，L3=１５ ｃｍとしたため，L1=３７０ ｃｍとなった。

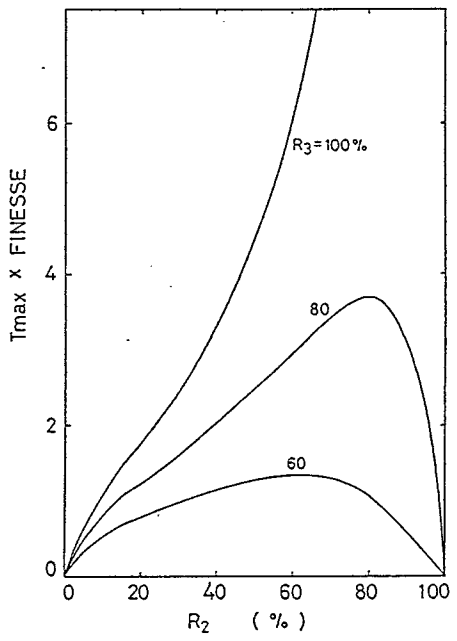


図３－２０ Ｒ３をパラメーターとして計算した R_2 に対するＴmax×フィネス．

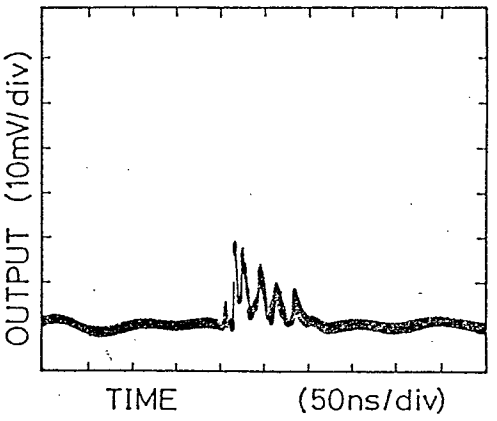


図３－２１ Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器組み込み共振器を用いた時の３８５－μｍＤ２０レーザーの出力パルス波形の一例．

図３－２１にその時の３８５－μｍＤ２０レーザーのパルス出力の波形を示した。３８５－μｍＤ２０レーザー光波形におけるモード数は減っているが，大きな出力を取り出すことは出来なかった。 それは，共振器のフィネス，すなわち損失が大きいためと考えられる。 そして，共振器の光学調整も極めて困難であり，技術的課題も多いと考えられる。 Ｆｏｘ－Ｓｍｉｔｈ型モード選択器を含む３８５－μｍＤ２０レー

ザー共振器については今後の課題であるが，大出力で，クリーン・モードの３８５－μｍＤ２０レーザー光を得るためには，このように共振器内に複雑なモード選択器を組み込むより，励起ＣＯ２レーザー光のレーザー強度を下げ，ビーム径を広げる方が有効と考えられる。

［２］周波数可変化

精度よく温度制御された（±０．０１ ℃）ＺｎＳｅエタロンにより周波数可変化された９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光により３８５－μｍＤ２０レーザー光の周波数可変化を行った。

周波数可変性を確認するためにＺｎＳｅエタロンを少しずつ傾け，その都度３８５－μｍＤ２０レーザー光の周波数をＮｉメッシュの走査型ファブリー・ペロー干渉計（Ｆ．Ｓ．Ｒ．＝５００ ＭＨｚ）により測定した（図３－２２）。 エタロン傾角に

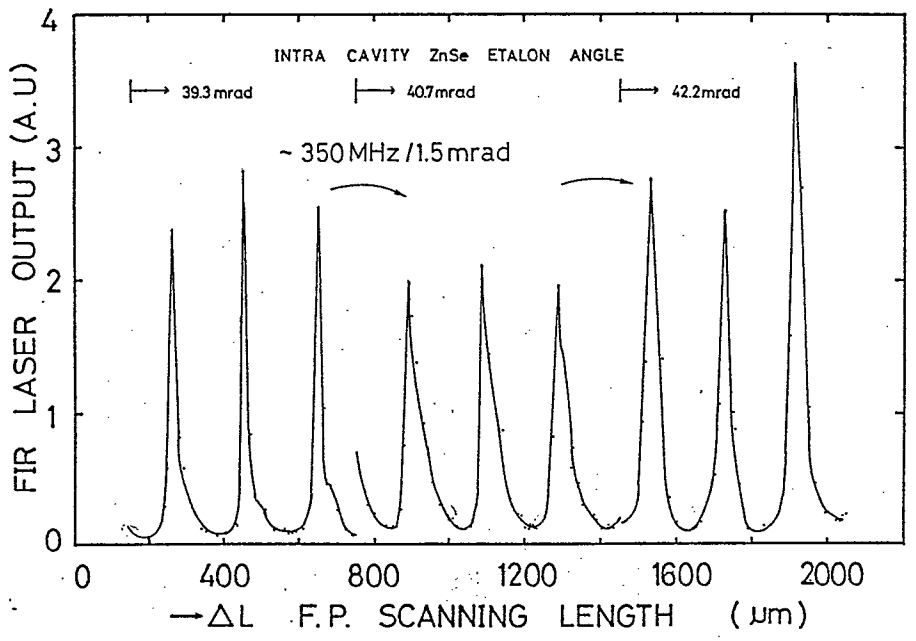


図３－２２ 走査型ファブリー・ペロー干渉計による
３８５－μｍＤ２０レーザー光の発振周波数測定.

対して～３５０ ＭＨｚ／１．５ ｍｒａｄの割合で周波数可変化が行えたことがわかった。

周波数可変化できた３８５－μｍＤ２０レーザー光の絶対周波数をを求めるために，Ｎ２０ガス吸収セルを用いその透過率測定を行った。 その時の実験配置を図３－２３に示す。 Ｎ２０ガス吸収セルは長さ２．５ ｍ，内径９５ ｍｍ（直径）のガラス製

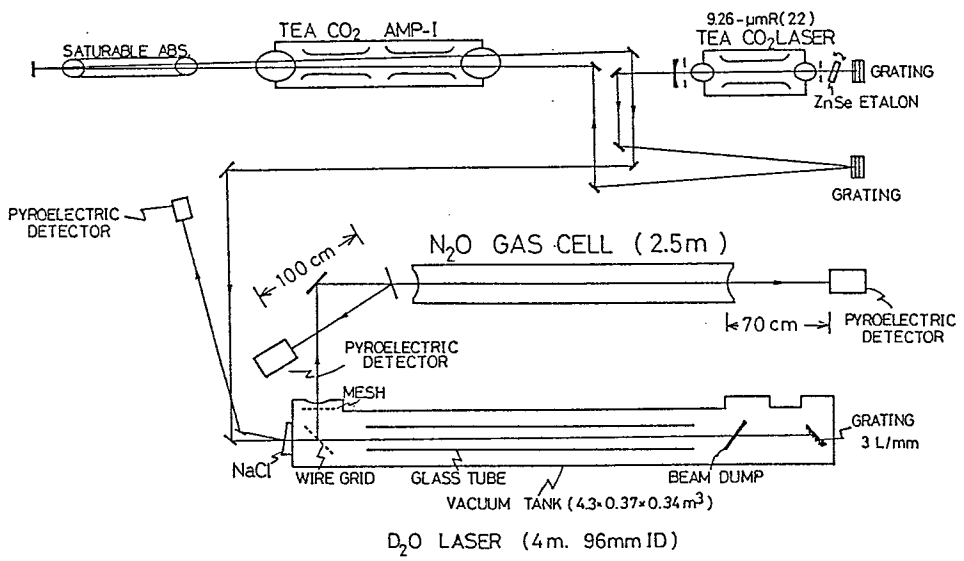


図３－２３ ３８５－μｍＤ２０レーザー光のＮ２０ガス吸収特性実験配置図.

導波管であり，３８５－μｍＤ２０レーザー光入出力部にはポリエチレン窓（厚さ１ｍｍ）が取り着けられている。 吸収セルの気密性は極めて良好であることから，Ｎ２０ガス封じ込め方式にて実験を行った。 図３－２４に３８５－μｍＤ２０レーザー光に対するＮ２０ガスの透過率変化を示した。 ３通りのＮ２０ガス圧力に対して，良い吸収特性が得られていることがわかる。 そして，３８５－μｍＤ２０レーザー光はＮ２０吸収中心（７７８．１９２ ＧＨｚ）に同調でき，～７００ ＭＨｚの範囲にわ

たって周波数可変化が行えた。 励起９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー光の周波数可変範囲（± １ ＧＨｚ）に比べて３８５－μｍＤ２０レーザー光の周波数可変範囲は少ない。これは，９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザーの線中心で励起の時，３８５－μｍＤ２０レーザー光の発振周波数はＮ２０吸収中心からのオフ・セット周波数が～＋３６０ ＭＨｚ

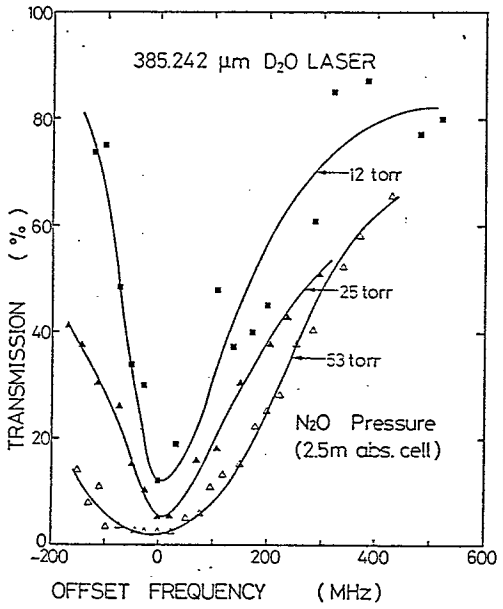


図３－２４ ３８５．２４２－μｍＤ２０レーザー光に対する，Ｎ２０ガスの吸収スペクトル（Ｎ２０の吸収中心の周波数は７７８．１９２ ＧＨｚ）．

と考えられる。 ９Ｒ（２２）ＣＯ２レーザー出力はその周波数が線中心から離れるに従って減少するから，Ｎ２０吸収中心からのオフ・セット周波数が≦－２００ ＭＨｚと≧＋５００ ＭＨｚのとき，励起ＣＯ２レーザー光は弱く３８５－μｍＤ２０レーザー光発振の閾値を越えることができないものと考えられる。

図３－２５はＮ２０ガス圧力２５ ｔｏｒｒの時の３８５－μｍＤ２０レーザー光に対するＮ２０ガスの透過特性（下段）と３８５－μｍＤ２０レーザー光の発振周波数変化に対する３８５－μｍＤ２０レーザー出力の変化（上段）を示した。 下段の図中の曲線はＮ２０吸収係数を７．６ ＭＨｚ／ｔｏｒｒの圧力広がりを持つLorentz型

曲線と仮定した時の透過率スペクトルを計算により求めたものである。 計算は（3－10）式に$\Delta\nu_S$ ＝7．6 MHz／torr，吸収係数α_0 は実験結果より得た4．36±0．50cm^{-1} $torr^{-1}$ を代入し，（3－11）式にはL＝250

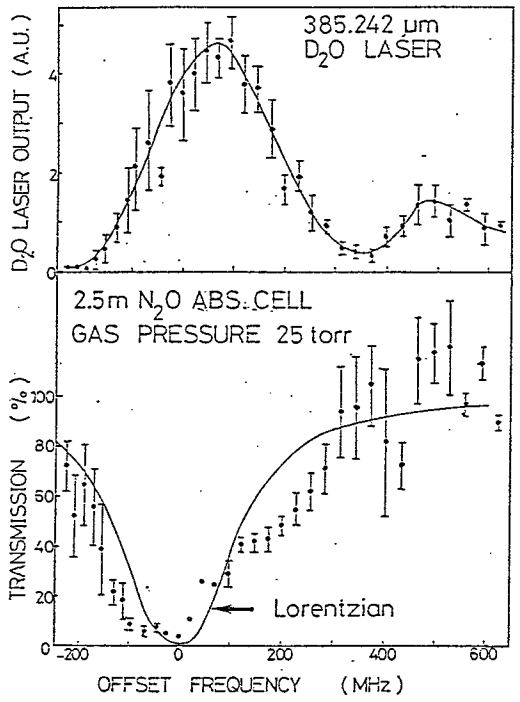


図3－25 385．242－μmD２０レーザー出力の発振周波数スペクトル（上段）；下段はN２０ガスの吸収スペクトルであり，吸収中心の周波数は778．192 GHzである．

cm，P＝25 torrを代入して行った。 実験結果は計算結果に良く一致している。 このことから，385－μmD２０レーザー光は安定に周波数可変化できていることがわかる。 また逆に，この実験によりN２０ガスの圧力広がりを初めて測定することができた。実験結果をよくみると100～200 MHzの周期を持って波うっていることがわかる。 実験配置（図3－23）において，出力測定用焦電検知器とN２０吸収セル出力窓の間隔は約70 cm，入力測定用焦電検知器とビーム・

スプリッターの間隔は約１００ ｃｍであることから，それらの干渉効果が表れているものと考えられる。 干渉効果による出力変動の周波数はｃ／2ｌ（ｃは光速，ｌは検知器と反射率を持つ素子との間隔）であらわされ出力側，入力側で，それぞれ２１４．３ ＭＨｚ，１５０ ＭＨｚとなる。

３－４－４　出力特性

図３－２５の上段に示す結果より，Ｎ２Ｏの吸収中心より約１００ ＭＨｚ高周波数のところ（７７８．２９２ ＧＨｚ，波長３８５．１９３ μｍ）で，３８５－μｍＤ２Ｏレーザー光の出力は最大になることがわかった。 ３８５－μｍＤ２Ｏレーザー発振周波数変化に対する，励起ＣＯ２レーザーから３８５－μｍＤ２Ｏレーザーへのエネルギー変換効率を図３－２６に示す。 効率も３８５－μｍＤ２Ｏレーザー光

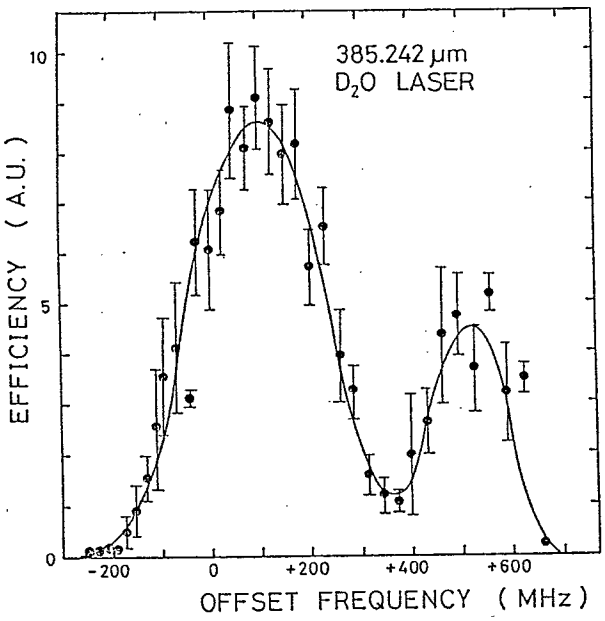


図３－２６　Ｎ２Ｏ吸収中心からのオフ・セット周波数と励起ＣＯ２レーザーエネルギー／３８５．２４２－μｍＤ２Ｏレーザー出力エネルギーの関係（エネルギー変換効率）．

出力が最大になるところで最大になることがわかった。Ｄ２Ｏ吸収中心付近（Ｎ２Ｏ吸収中心からのオフ・セット周波数～＋７００ ＭＨｚ）では，いわゆるレーザー遷移が支配的であり，Ｄ２Ｏ吸収中心からのオフ・セット～－６００ ＭＨｚあたり（すなわち７７８．２９２ ＧＨｚ付近）ではラマン遷移が支配的であることがわかった。そして，ラマン遷移による発振の方がレーザー遷移による発振よりも，２光子遷移であるから，２倍程度高効率であった。

３８５－μｍＤ２Ｏレーザーの出力を最大にする最適圧力を求めるため，Ｄ２Ｏレーザー出力のＤ２Ｏガス圧力依存性を調べた。図３－２７はマルチモード励起の場合，図３－２８は単一縦横モード励起の場合に得られた結果である。単一縦横モード励起光による実験は常に３８５－μｍＤ２Ｏレーザー出力（効率）が最大となる発振周波数，つまり７７８．１９２＋０．１００ ＧＨｚ近辺（波長３８５．１９３ μｍ）にＺｎＳｅエタロン傾角をセットして行った。マルチ・モード励起の場合，

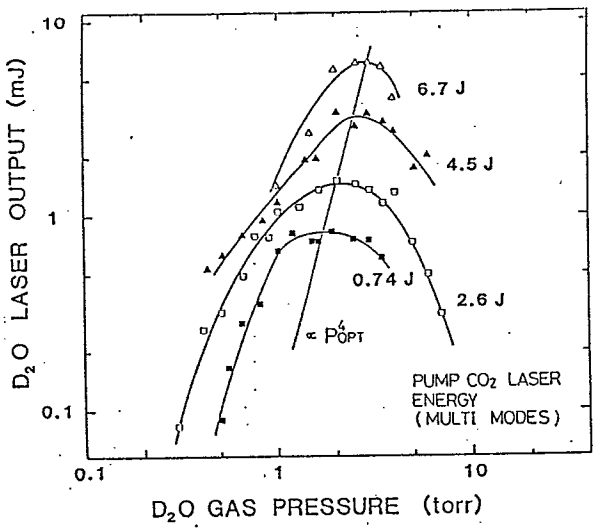


図３－２７　３８５－μｍＤ２Ｏレーザー出力の
Ｄ２Ｏガス圧力依存性（マルチモード励起の時）．

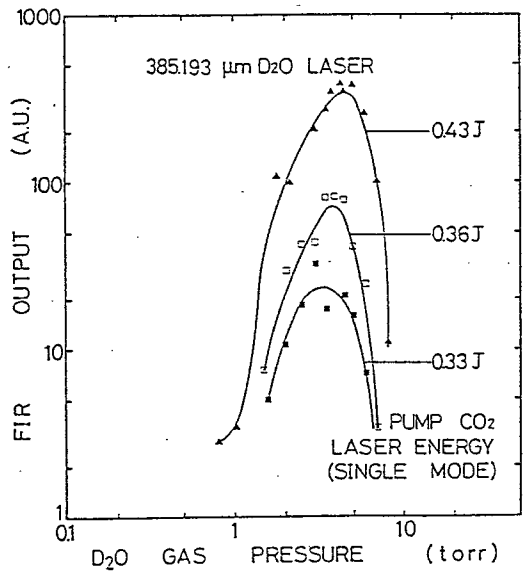


図３－２８　３８５．１９３－μｍＤ２Ｏレーザー出力の
Ｄ２Ｏガス圧力依存性（単一縦横モード励起の時）．

単一縦横モード励起の場合ともに励起CO_2レーザーエネルギーの増加に伴い最適圧力は高圧力側に移行することがわかった。　マルチ・モード励起の時，385－μm D_2Oレーザー光の最大出力エネルギーは6 mJ，120 kW（6．7 J励起光時）が得られた。　単一縦横モード励起光時は励起エネルギーが低いにもかかわらず，最適圧力がマルチモード励起光時に比べより高圧力側にずれ，その量子変換効率ηは21%とマルチモード励起光時の4．2倍に向上した（図3－28）。

3－4－5　まとめ

表3－1に各国研究機関における385－μmD_2Oレーザーの性能をまとめた。レーザーエネルギーとパルス幅を除いて，クリーンモード化，周波数可変化，システ

表3－1　各国研究機関の光励起385－μmD_2Oレーザーの性能比較.

	研究機関				
レーザー性能	MIT	ローザンヌ	プリンストン	九州大学	大阪大学
出力（エネルギー）	200 KW (200 mJ)	2.6 MW (2.6 J)	1.7 MW (5 J)	120 KW* (120 mJ)	120 KW* (6 mJ)
パルス幅 (FWHM)	1 μsec	1 μsec	3 μsec	1 μsec	500 nsec
シングルモード化	○	○	○	△	○
周波数可変化 N_2Oガス吸収特性	◎	×	×	×	◎
スペクトルコントラスト比	◎	?	?	?	○
レーザー損傷	◎	×	×	×	◎
トカマク装置への応用例	◎	△	△	△	△

＊マルチモード

◎　；　確立
○　；　ほぼ完了
△　；　近い将来達成予定
×　；　達成されていない
？　；　疑問である

ムの安定性の技術面において，本研究で述べた３８５－μmD２Oレーザーシステムは完成域に達していると考えられる。

§３－５　むすび

光励起３８５－μmD２Oレーザーシステムを設計製作し，励起用ＴＥＡ　CO２レーザーシステムにおける光学素子のレーザー損傷をなくし，安定な単一縦横モード化，周波数可変化を実現することができた。それにより，３８５－μmD２Oレーザーを単一モード化し，周波数可変化することができた。また，高出力の単一モード３８５－μmD２Oレーザーを得るためには，レーザー共振器内にモード選択器を組み込むよりも，励起レーザーの強度を下げる方が有効であることがわかった。また，単一縦横モード光励起でラマン遷移を行わせた時，励起光エネルギーの３８５－μmD２Oレーザーへの量子変換効率は２１％にも達した。

参考文献

1) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, R.Erickson, D.R.Cohn, R.J.Temkin, H.R.Fetterman and B.Lax;Int.Conf.on Infrared Millimeter Waves(Marseille, France, 1983)p.238.
2) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, J.Machuzak, D.R.Cohn, R.J.Temkin, T.C.L.G. Sollner and B.Lax;8th Int.Conf. on Infrared Millimeter Waves(Miami Beach, USA, 1983) TI-2.
3) A.Semet, L.C.Johnson and D.K.Mansfield;Int.J.Infrared Millimeter Waves 4, 231(1983).
4) R.Behn, M.A.Dupertuis, I.Kjelberg, P.A.Krug, S.A.Salito and M.R.Siegrist; IEEE J.Quantum Electron.QE-21,1278(1985).
5) M.R.Siegrist, M.R.Green, P.D.Morgan and R.L.Watterson;Appl.Opt.19,3824

(1980).

6) P.Woskoboinikow, H.C.Praddaude, W.J.Mulligan, D.R.Cohn and B.Lax;J.Appl. Phys.50,1125(1979).

7) Y.Ichikawa, L.Wu,Y.Tsunawaki, M.Yamanaka, S.Okajima, T.Iwasaki, T.Yamanaka and C.Yamanaka;Technol.Repts.Osaka Univ.35,245(1985).

8) L.Bartolini, G.Bitelli, G.Fornetti, R.Habel and F.Orsitto;Int.J.Infrared Millimeter Waves 4,185(1983).

9) D.P.Hatchinson;private communication (1980).

10) T.Okada, R.Nobudomi, F.Nishimura, K.Muraoka and M.Akazaki;Jpn.J.Appl.Phys. 22,1344(1983).

11) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, D.R.Cohn, R.J.Temkin, H.R.Fetterman and R.Erickson;1982 IEEE Int. Conf. Plasma Science,Conf.Rec.(IEEE Cat. No.82-CH1770-7, 1982)P.49.

12) P.Woskoboinikow, H.C.Praddaude and W.J.Mulligan;Opt.Lett.4,199(1979).

13) P.Lavigne and D.Pascale;Appl.Opt.23,40(1984).

14) M.Hercher;Appl.Opt.8,1103(1969).

15) 熊谷, 松原；電気通信学会雑誌 49,244(1966).

16) D.D.Bhawalkar, L.G.Nair and S.C.Mehendale;Opt.Commun.23,427(1977).

17) J.A.Detrio, J.A.Fox and J.M.O'Hare;"Laser Induced Damage in Optical Materials", Eds.by H.E.Benett, A.J.Glass, A.H.Guenther and B.E.Newnam (NBS. Spec.Publ.,1979)pp.73-89.

18) A.Yariv;"Quantum Electronics,2nd ed.",(John Wiley and Sons, Inc., New York, 1975).

19) R.L.Abrams;Appl.Phys.Lett.25,609(1974).

20) P.Mathieu and J.R.Izatt;IEEE J.Quantum Electron.QE-13,465(1977).

21) M.Born and E.Wolf;"Principle of Optics"(Pergamon Press, New York, 1964).

22) T.L.Worchesky, K.J.Ritter, J.P.Sattler and W.A.Riessler;Opt.Lett.2,70 (1978).

23) S.J.Petuchowski, A.T.Rosenberger and T.A.DeTemple;IEEE J.Quantum Electron.

QE-13,476(1977).
24) R.J.Temkin;IEEE J.Quantum Electron.QE-13,450(1977).
25) P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan and R.Erickson;IEEE J. Quantum Electron.QE-19, 4(1983).
26) P.Woskoboinikow, H.C.Praddaude, W.J.Mulligan and D.R.Cohn;Summary of Japan -USA Workshop on FIR Diagnostics (Jan.,28-31, MIT, USA,1980) paper No.22.
27) P.W.Smith;IEEE J.Quantum Electron.QE-1,343(1965).
28) F.B.Foote, D.T.Hodges and H.B.Dyson;Int.J.Infrared Millimeter Waves 2,773 (1981).
29) H.Krautle, E.Sauter and G.V.Shultz;Infrared Phys.17,477(1977).
30) H.Jasik,ed.;"Antenna Engineering Handbook"(McGrow-Hill Book Co., Inc.,New York, 1965)Chap.4.
31) K.Sakai, T.Fukui, Y.Tsunawaki and H.Yoshinaga;Jpn.J.Appl.Phys.8,1046(1969).
32) 呉 魯東；大阪大学大学院電磁エネルギー工学専攻修士論文(1985).

第 4 章　TEA CO_2レーザー用プラズマ検知器の開発

§4－1　はじめに

波長10μm帯のレーザーパルス波形観測用としては，従来からフォトン・ドラッグ検知器が使われてきた。フォトン・ドラッグ検知器は高速応答という利点に反し，出力信号が弱く，レーザー損傷に対して弱いという欠点がある。高出力レーザー用に，高速応答，高出力，高耐力の検知器が望まれる。

高強度レーザー光を金属表面に照射した時に生成されるプラズマ中の高起電力発生は，よく知られた現象である。[1，2] プラズマによるこの起電力発生は，入射レーザー光強度の時間変化に追随したものであり，この現象をレーザー波形観測に応用できることが，Silfvastら[3] により提案された。Bergmannら[4] は，100 mJ，1 nsecのCO_2レーザー波形観測用に，高耐力検知器を開発した。レーザープラズマ中の起電力発生を利用した検知器を”プラズマ検知器”と呼ぶことにする。Cookら[5] は，実験から得られたプラズマ検知器の入射レーザー強度に対する出力電圧の関係を簡単な熱電子放出モデルに基づき良く説明している。

本章では，波形観測用，トリガー用電圧発生源として，著者が製作したプラズマ検知器[6] の長パルスTEA CO_2レーザー光（100 mJ，50 nsec）に対する有用性についてのべる。

§4－2　動作原理

大出力のレーザーパルス光を真空中に置かれた金属ターゲット（カソードと呼ぶことにする）に照射する。金属固体の電子密度は10^{22} cm^{-3} 程度であり，9.26 μmCO_2レーザー光は遮断密度～10^{19} cm^{-3} で反射されるから，CO_2レーザー光はターゲット表面近傍で電子に吸収され，熱伝導によって高密度領域に輸送される。そのエネルギーは，イオン－電子の衝突緩和によりイオンに与えられ，固体がプラズマ化される。高強度レーザー光によるターゲット表面上のプラズマ生成過程は複雑な電磁流体的膨張により説明[7] され，実証されている[8] が，ここ

では簡単な説明に止めておく。 金属ターゲットは真空中にあるから，表面のプラズマは真空中を膨張する。 プラズマ中の電子は質量がイオンのそれに比べて充分軽く，イオンより高速に真空中を運動する。 この高速熱電子を近くのチャージ・コネクター（アノードと呼ぶことにする）でとらえる。 アノードとカソードを抵抗で短絡しておけば，アノードにとらえられた電子は抵抗を流れ，カソード付近に留まっているイオンと再結合する。 この負荷抵抗両端の電圧を測定することにより，レーザーパルス強度の時間的変化を知ることができる。

§4－3　実験装置

4－3－1　プラズマ検知器の構造

図4－1にプラズマ検知器の構造を示す。 アノード，カソードにはよく研摩された銅を用いた。 アノードーカソード間隔は0．5 mmであり，ともに真空チャンバー内に納められている。 ＺｎＳｅレンズ（ｆ＝１０ ｃｍ）により集光された9R（22）CO_2レーザー光（８０ ｍＪ，５０ ｎｓｅｃ）はＺｎＳｅ窓を通り，さらにアノード中央部に開けられた穴（直径0．５ mm）を通ってターゲットに到達できるようになっている。 アノードとカソードは真空チャンバー外で５０ Ωの抵抗により短絡されている。 ＺｎＳｅレンズによって集光されたレーザーパルス光によってＺｎＳｅ窓板が受ける損傷を極力小さくするために，ＺｎＳｅ窓板とターゲットの距離を約８ ｃｍにした。

真空チャンバー全体は，ＸＹＺステージに設置されており，真空チャンバー側面から見えるレーザー光によるプラズマ発光が，アノード中央の穴に入りカソード表面で起こる様，検知器位置を調整した。

本実験で試作したプラズマ検知器の外観を図４－２に示す。

4－3－2　実験配置

図４－３に実験配置図を示す。 実験に用いたＴＥＡ CO_2レーザーは，著者が一連の研究に使用したルモニックスＫ－９２１型ＴＥＡ CO_2レーザーであり，回折格子反射鏡（１３５ Ｌ／mm）により9．26－μmR（22）線（５０ ｎｓｅｃ）

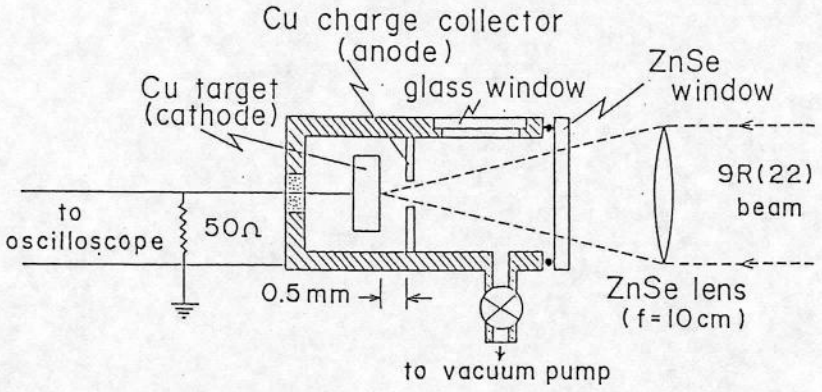


図4－1　プラズマ検知器の構造.

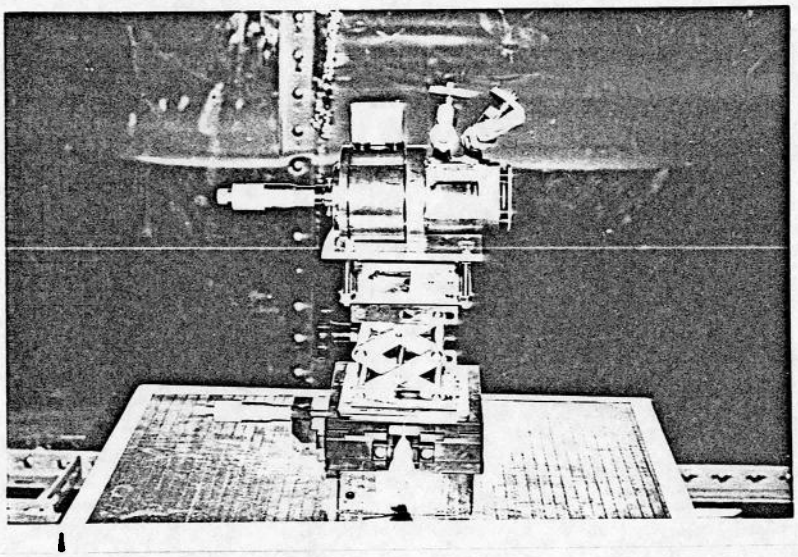


図4－2　プラズマ検知器の外観.

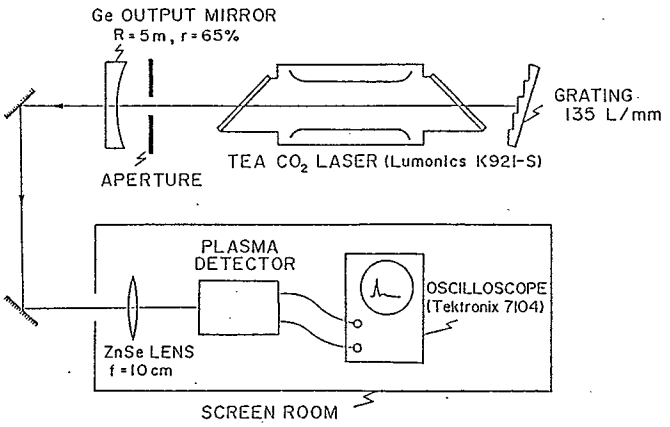


図４－３　実験配置図.

を０．５ ｐｐｓで発振する。 本章の実験においては，ＴＥＡ ＣＯ２レーザーの共振器長は１．４ ｍである。 ＴＥＡ ＣＯ２レーザー出力エネルギーは焦電型検知器（ルモニックス製２０Ｄ，感度１．４６ Ｖ／Ｊ）を用いて測定した。 レーザー共振器内に直径６ ｍｍの絞りを挿入しＴＥＭ$_{00}$モードを得，印加電圧３２～３３ ｋＶの時７０～８０ ｍＪの出力エネルギーが得られた。

レーザーパルス光は，Ａｕ蒸着ガラス鏡により，遮蔽箱内のプラズマ検知器あるいはフォトン・ドラック検知器に導かれた。 レーザー光はＺｎＳｅレンズ（ｆ．ｌ．＝１０ ｃｍ）により集光され検知器受光面に照射された。 検知器の出力信号は，遮蔽箱内に置かれたテクトロニクス－７１０４型オッシロスコープ（１ ＧＨｚ）にて観測された。

§4－4　実験結果と検討

4－4－1　まえがき

アノードの形状としては，1）円錐状，2）アルミ箔製のスリット，3）直径0．5mm程度のピンホールをあけたアパーチャー，3つのタイプのものを試作した。アノードとカソード（ターゲット）との間隔を0.5 mm程度にして比較実験を行なった。Silfvastら[3]，Bergmannら[4]の実験は，1）の円錐状アノードを用いて行なわれている。1）～3）の3タイプのアノードについて比較実験を行なったが，3）の型のアノードを用いた時最もきれいな安定した波形が得られた。本実験におけるターゲット上での入射レーザー強度は，前述の2グループのレーザー強度（＞10^{10} W／cm²）に比べて低く，プラズマの発生量も多くないと考えられ，アノードが電子を有効に捕えにくいものと考えられる。2）のスリット型アノードについては，球状発生が考えられるプラズマに対して，スリットを通り抜けその後アノードに到達する電子も多く，やはり有効に電子を捕えないと考えられる。以下，得られた実験結果は，3）の型のアノードについて得られたものである。

よく鏡面研摩されたターゲットにレーザー光を照射した場合，レーザーのショット数の増加に従いプラズマ検知器の出力電圧は徐々に増加した。数十ショット後，安定した再現性の良い出力信号が得られた。その原因として，i）初期のレーザー照射によって作られる円錐形の小さな穴がプラズマの膨張を方向づける，[9] ii）レーザー照射によってターゲット受光部の反射率が下がり，レーザー光に対する吸収係数が一定になる[10，11]，ことが考えられる。ii）について加えると，ターゲットの蒸発の閾値Ievと反射率Rの間には

$$I_{ev} \propto 1/(1-R), \qquad (4-1)$$

の関係がある。[10，11] すなわちレーザーショット数を増すことによってRそしてIevが低下し，ある程度のところで，Rが一定となりIevも一定となり安定したプラズマの発生が起こるものと考えられる。

4－4－2　出力波形特性

［1］フォトン・ドラック検知器との比較

フォトン・ドラック検知器およびプラズマ検知器により得られたＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルス光の出力波形を図４－４に示す。フォトン・ドラック検知器によって得られた出力波形（図４－４(ａ)）には，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー共振器のラウンド・トリップ・タイムに一致した約９．３ ｎｓｅｃ毎のパルス列がきれいに見られる。図４－４(ｂ)，(ｃ)は典型的なプラズマ検知器による出力信号である。プラズマ検知器使用時の信号は，－３０dBの減衰器を用い得られた。プラズマ検知器について，ターゲットにレーザー光を照射した場合には，正の信号が得られ，アノードに照射した場合には，負の信号が得られた。いずれの照射位置の場合についても，フォトン・ドラック検知器と同程度の立ち上がり時間（＜１ ｎｓｅｃ）とフォトン・ドラック検知器の数千倍の出力信号が得られた。しかし，プラズマ検知器から得られた出力信号の波形分解は，フォトン・ドラック検知器のそれと比べて良くない。これは，プラズマの横方向への拡がりと，カソード－アノード間に残留するプラズマによるものと思われる。

プラズマ検知器に照射できるターゲット表面上でのレーザー強度の範囲は，およそプラズマの発生閾値と光学素子の損傷閾値の間で決る。金属の電離の閾値Ｉavは，

$$I_{av}\,[W/cm^2] = 6 \times 10^9 \times \Delta\,[eV] / \lambda^2\,[\mu m] / A, \qquad (4-2)$$

で与えられる。[10] ここで，Δは電離エネルギー，λは入射レーザー波長，Ａは原子量である。９．２６ μｍＴＥＡ ＣＯ２レーザー光を銅ターゲット（Δ=７．７ ｅＶ，Ａ=６３．５ [12]）に照射した場合，Ｉavは８．５×１０^6 Ｗ／ｃ㎡となる。従って，プラズマ検知器の出力電圧を得るには，ターゲット上で１０^7 Ｗ／ｃ㎡以上の強度を持つＣＯ２レーザー光を照射する必要がある。しかし，ターゲット上でレーザー強度が＜１０^9 Ｗ／ｃ㎡の時には，ＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルスの二番目の大

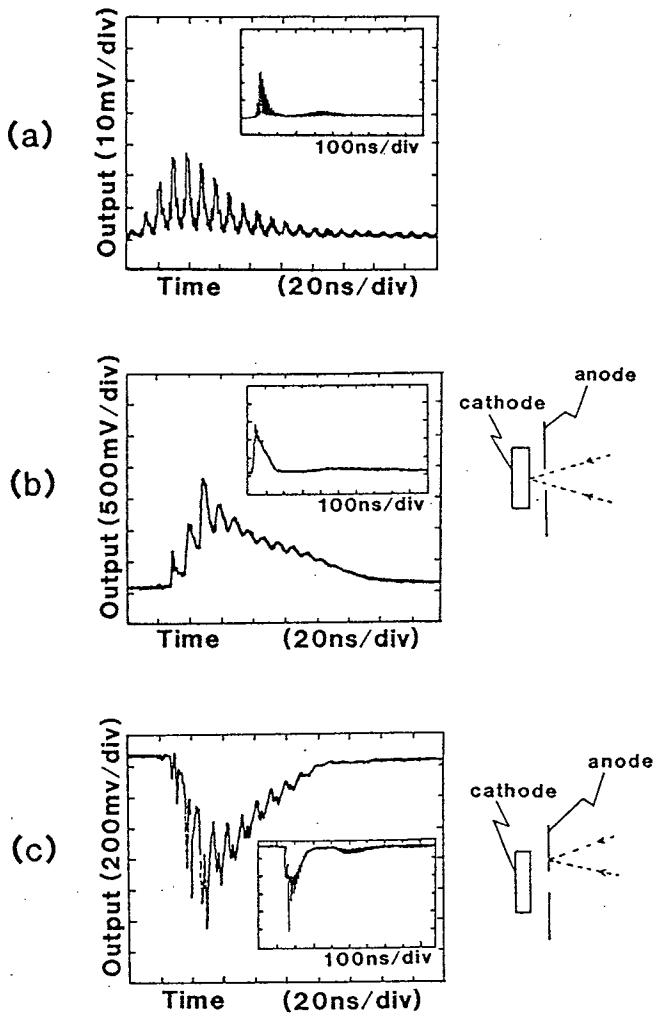


図4－4　（a）フォトン・ドラック検知器から得られたＴＥＡ　CO_2レーザー出力波形.
（b），（c）プラズマ検知器から得られたＴＥＡ　CO_2レーザー出力波形；
（b）カソードにレーザー光を照射した時，（c）アノードにレーザー光を照射した時.

きなピーク（図４－４(ｂ)）は観測できなかった。 すなわち，プラズマ検知器をＣＯ２レーザーパルス波形観測用として使用するには，ターゲット上での入射レーザー強度が10^9 Ｗ／ｃ㎡以上でなければならない。

プラズマ検知器が使用できる入射レーザー強度（ターゲット上）の上限は，真空チャンバー（図４－１）のＺｎＳｅ窓のレーザー損傷閾値によって決る。 ６０ ｎｓｅｃのＣＯ２レーザーパルスに対するＺｎＳｅのレーザー損傷閾値は６０～７５０ ＭＷ／ｃ㎡である。[13] それにもかかわらず，ＺｎＳｅ窓でのレーザー強度が１０ ＭＷ／ｃ㎡の時，ＺｎＳｅ窓の裏面はレーザー損傷を受けた。 この時，ターゲット上のレーザー強度は１．５×10^{10} Ｗ／ｃ㎡であった。

［２］波形分解改善

プラズマ検知器の持つ波形分解の悪さを改善するために行なった実験結果について述べる。

波形分解を悪くする原因の一つとして考えられるプラズマの横方向への膨張の様子を調べるため，レーザー光照射位置を変えて検知器出力電圧を測定した。 その結果を図４－５に示す。 照射したレーザー強度はターゲット上でおよそ10^{10}Ｗ／ｃ㎡である。 アノードにレーザー光を照射した時には，負の信号が得られた。 そして，その信号は，アノードに開けられたピンホールの中心からの距離のほぼ２乗分の１に比例して減少している。 このことから，プラズマは横方向へも充分に膨張しており，中心からの距離が大きくなる程電子の作りだすポテンシャルは距離の２乗分の１に従い減少するが，半径１．５ ｍｍ程度の範囲にわたり，起電力を生み出す分布をもっていることがわかった。

このプラズマの横方向への拡がりを抑え，残留プラズマ中の電子ー イオンを積極的に再結合させてやることにより波形分解の改善が期待される。 電子ー イオンの再結合率を増加させることを目的としてアノード裏側にセラミックスをコートしたプラズマ検知器により測定したパルス波形を図４－６に示す。 セラミックスは，プラズマースプレイ法によりコートされたものである。 セラミックスをアノード裏側にコートすることによりプラズマ検知器の出力波形分解が改善されていることがわかる。

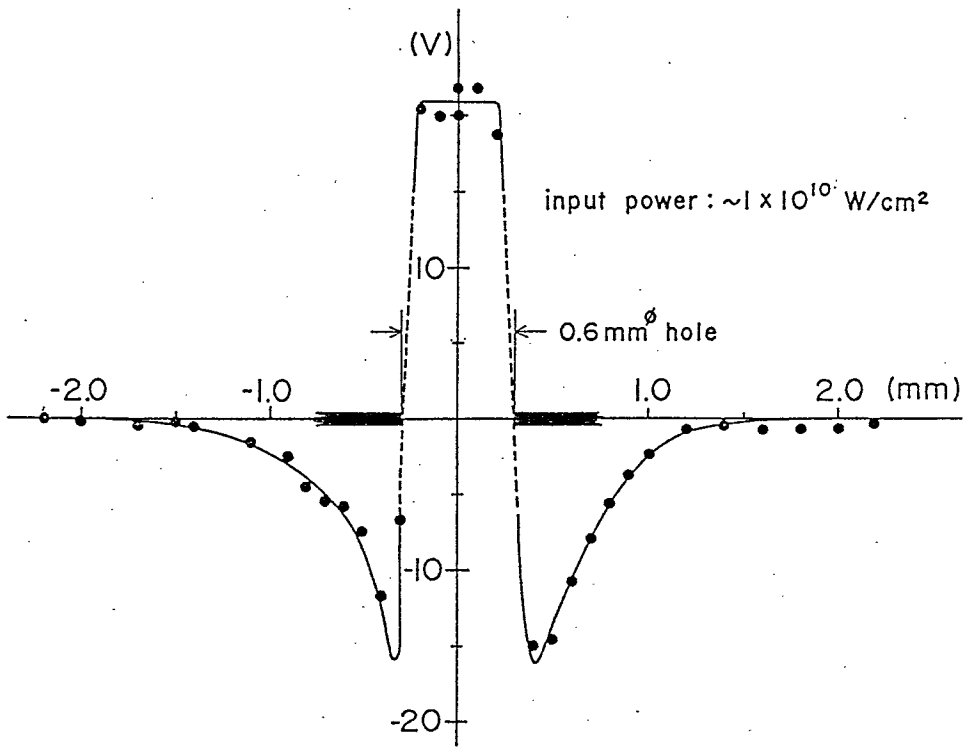


図4－5　レーザー光照射位置に対するプラズマ検知器の出力電圧変化.

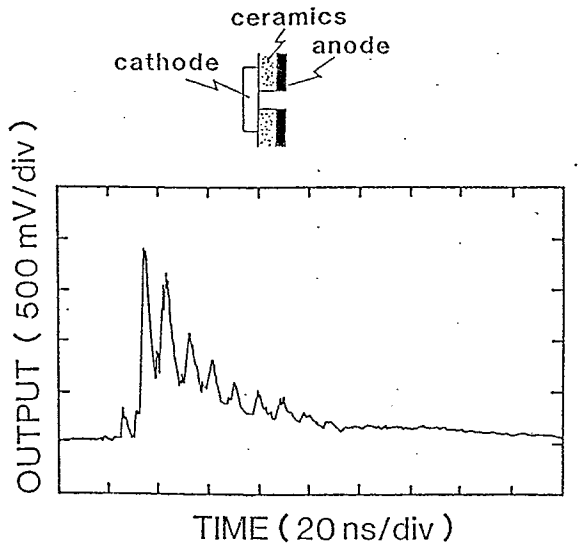


図4－6　アノード裏面にセラミックスをコートした時に
得られるプラズマ検知器のＴＥＡ　Ｃ０₂レーザー出力波形.

4－4－2　　出力電圧特性

プラズマ検知器チャンバー内に封入する気体の種類とその圧力に対する検知器出力電圧の変化を調べた。　封入気体は，空気の他，N_2 ，Ｈｅを試した。　実験の目的はプラズマ検知器を封入式にして使う時，有効に使用できる条件を知ることである。

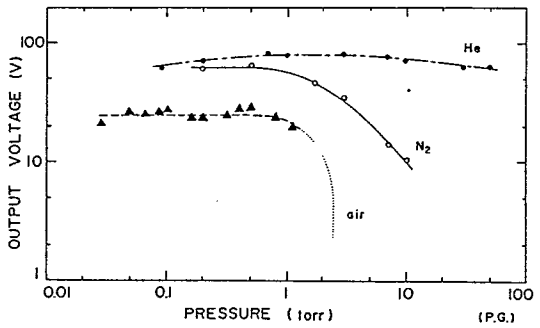


図４－７　封入気体及びその圧力に対するプラズマ検知器出力変化.

入射レーザー強度は，ターゲット上で～１０^{10}Ｗ／ｃ㎡一定である。 実験結果を図４－７に示す。　空気について，圧力が１ torr以下では，圧力電圧はほぼ一定であったがそれ以上では急に減少し，再び圧力を下げても回復しなかった。　これは，おそらくプラズマの放射を受けるアノード面が酸化したためと考えられる。　著者の製作したプラズマ検知器チャンバーでは，圧力を３０ ｍｔｏｒｒ以下にして実験を行なうことができなかったが，同程度のレーザー強度の実験において，１０$^{-2}$ torrあたりで検知器出力電圧が最大になり[3,5]，やはり１０$^{-2}$ torr程度の圧力の時，プローブによって測定された電子密度が最大になった[14]との報告がある。　N_2 ガスについては，圧力１ torr以上の時，圧力の増加に伴ない，徐々に出力電圧の減少がみられた。　Ｈｅガスについては，１００ ｍｔｏｒｒ～１００ ｔｏｒｒの広範囲の圧力変化に対して，出力電圧の変化がほとんどみられなかった。　N_2 ，Ｈｅ両方のガスについては，再びチャンバーの圧力を下げても出力電圧は再現性良く得られた。　プラ

ズマ検知器を封入式にして使う場合，Ｈｅが適当と考えられる。　又，Bergmannら[4]は，Ａｒ，Ｋｒ，Ｘｅの封入気体について実験を行なっており，これらのガスを用いた時，検知器の立ち上がり応答時間が０．２ ｎｓｅｃ以下に短くなることを見い出している。

図４－８にターゲット上での入射レーザー強度に対するプラズマ検知器の出力電圧変化を示す。カソードーアノードの間隔は０．５ mm一定とした。　ビーム集光用

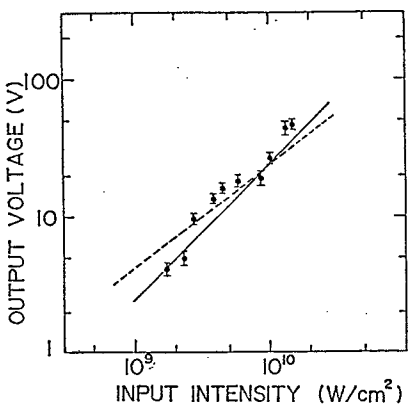


図４－８　入射レーザー強度に対するプラズマ検知器出力電圧の変化．
図中，実線，破線はそれぞれ，最小二乗法，理論解析により引かれたもの．

のＺｎＳｅレンズ（図４－３）の前にポリエチレンシートを置き，その枚数を増やし，入射レーザー強度を１．５×１０^{10} Ｗ／ｃ㎡から減少させていった。入射レーザー強度１．５×１０^{9} ～１．５×１０^{10} Ｗ／ｃ㎡の範囲でプラズマ検知器は，ほぼリニアな感度を持つことがわかった。　最小二乗法により，出力電圧は，入射レーザー強度の１．０３乗に比例する。入射レーザー強度が１．５×１０^{10} Ｗ／ｃ㎡の時，最大約９０ Ｖの出力電圧が得られた。

図４－８の実験結果は，ターゲット上のレーザー光照射面積一定の時，入射レーザ

ーエネルギーを変えて得られたものである。 それに対して，入射レーザー強度を一定にし，ターゲット上のレーザー光照射面積を変え，入射レーザー強度を変えた時にも，上の場合と同様なプラズマ検知器のリニアな感度が得られるかを調べた。 プラズマ検知器の真空チャンバーを載せたＸＹＺステージを用い，検知器を入射レーザービーム光軸方向に移動させ，ターゲット上のレーザー照射面積を変えることにより，入射レーザー強度を変えた。 その時のプラズマ検知器出力電圧変化を図４－９に示す。

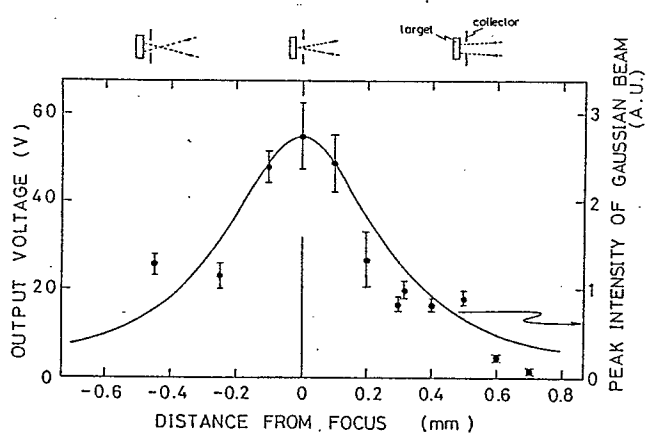


図４－９ プラズマ検知器出力電圧のデフォーカス依存性.

この時，入射レーザーパワーは１．２ MW一定である。 図４－９中の実線は，入射CO_2レーザー光をガウシアン・ビームと仮定した時，レーザーパワーを，計算によって求まるビーム断面積で割ったレーザービーム中心の強度であり，焦点位置のプラズマ検知器出力電圧で規格化したものである。 焦点位置でのビーム半径をω_0，焦点位置からの距離をｚ，距離ｚでのビーム半径を$\omega(z)$とすると，

$$\omega^2(z) = \omega_0{}^2 [1 + (\lambda z / \pi \omega_0)^2], \qquad (4-3)$$

と書ける[15]。ここで，λはレーザー波長である。ω_0 は実験に用いたＺｎＳｅレンズの焦点距離ｆとＺｎＳｅレンズでのビーム半径ω_i と置くと次式から求められる[15]

$$1/\omega_0{}^2 = 1/f^2 (\pi \omega_i / \lambda)^2 . \qquad (4-4)$$

この実験において，ＺｎＳｅレンズのところでのＣＯ２レーザービーム半径は，約１０ｍｍであった。式(4-4)にω_i ＝１０ ｍｍ，λ＝９．２６０５ μｍ，ｆ＝１００ ｍｍを代入すると，ω_0 ＝２９．５ μｍが得られる。焦点からの距離Ｚでのガウシアン・ビーム中心のレーザー強度Ｉ（ｚ）は，パワーをＰ（一定）とすると

$$I(z) = P / \pi \omega^2(z), \qquad (4-5)$$

で与えられる。 ω_0 ＝２９．５ μｍを（４－３），（４－５）式に適用し，ｚ＝０のときに，プラズマ検知器の出力電圧の値で規格化した計算結果に，実験結果は良く一致した。 このことは，出力電圧が，入射レーザー光のビーム中心強度にほぼ比例していることを示している。

検知器出力電圧と入射レーザー強度の関係は，カソードからアノードへの熱電子放射電流によって与えられる。 ターゲットから真空中への電子放射電流ｊは次式にて与えられる。[16]

$$j = S N_e e (kT_e / 2\pi m_e)^{1/2} \exp(e\phi / kT_e), \qquad (4-6)$$

ここで，Ｓはプラズマの放射面積，ｅは電荷，Ne は電子密度，Te は電子温度，ｋはBoltzmann定数，me は電子質量，φは電子によって作られるポテンシャルである。

プラズマ仕事関数（plasma work function）に打ち勝つことのできる高エネルギー

の電子，イオンは，真空中をほとんど衝突なしに運動すると仮定される[1]。プラズマ仕事関数は，正に帯電したプラズマ表面のイオン層がプラズマを離れる電子に及ぼす引力等から定義される[16]。 高エネルギー電子の作るポテンシャルϕは，真空中を無衝突に運動する電子イオンを取り扱ったＣｒｏｗら[17,18]の等温膨張波モデル（isothermal rarefaction model）を用いて見積った。 このモデルにおいて，電子，イオンの運動は，運動量保存の式，連続の式，Poisson方程式，Boltzmann方程式よりなる流体方程式から導かれる。

このモデルから得られる解は電気的ポテンシャルϕを次のように与える。[19]

$$e\phi/kT_e = -(x/C_s\ t + 1) = -v/C_s\ ,$$
$$C_s = (zkT_e/m_i)^{1/2}\ , \qquad (4-7)$$

ここで，ｖはイオンの速度，C_sはイオン音速，ｚはイオンの原子価，m_iはイオンの質量，ｔは高エネルギー電子の飛行時間である。 v/C_sは次のように評価される。[20]

$$v/C_s = 2\ ln(\omega_{pi}\ t) + 1, \qquad (4-8)$$

ここで，$\omega_{pi} = (4\pi N_i z^2 e^2/m_i)^{1/2}$は入射レーザー光に対する遮断点（cutoff point）でのイオンープラズマ周波数，N_iはイオンの密度である。 遮断点でのイオン密度は波長λ（μm）のレーザー光に対し，

$$N_i = 1.1 \times 10^{21}/z\lambda^2\ , \quad [cm^{-3}] \qquad (4-9)$$

で与えられる。[21]

電子密度，電子温度，入射レーザー強度の間の関係は，Ｐｕｅｌｌ[22]によって見い出されている。 すなわち，これら三つのパラメーターの間には，

$$Ne \propto Te^{3/4} ,$$

$$Te \propto I^{4/9} , \qquad (4-10)$$

の関係がある。 ここでＩは入射レーザー強度である。

９Ｒ（２２）CO_2レーザー光をＣｕターゲットに照射した場合，$\lambda = 9.26\ \mu m$，$z=2$，$m_i = 1.06\times10^{-22}\ g$ [12]となり，$I = 10^{10}\ W/cm^2$のとき，Ｐｕｅｌｌの実験結果[22]から$Te = 20\ eV$と見積られる。

今，プラズマ検知器のカソードーアノード間の電気容量をＣとすると，検知器出力電圧Ｖは，

$$V = j\Delta t / C, \qquad (4-11)$$

と見積られる。 ここで，Δｔは充電時間（charging time）。 本実験において，Δｔはカソードからアノードへの電子の飛行時間ｔに等しいものと仮定できよう。

式（４－７）～（４－１０）の計算結果から，$t < 10^{-9}$ ｓｅｃと見積られる。又，アノードーカソード間の容量Ｃはおよそ １００ ｐＦと考えられる。 従って，プラズマ検知器の負荷抵抗をＲ（＝５０ Ω）とすると，$RC >> t$となり，式（４－１１）においてΔｔはｔに置き換えることができる。

そこで出力電圧Ｖは，

$$V = SNe\ e\ t\ (kTe/2\pi me)^{1/2}\ exp\ (e\phi/kTe)/C,$$

$$(4-12)$$

と書くことができる。 $x = 0.5$ mmのとき，式（４－７）～（４－１２）の計算結果より，ＶとＩ（1.5×10^{9} ～1.5×10^{10} W／ｃ㎡）の関係は，

$$V = K I^{0.75}, \qquad (4-13)$$

が得られた。　ここで，Kは感度であり，VとIの関係は，図4-8における破線で示され，誤差の範囲で実験結果を良く説明している。　実際には，Kは電子の放射面積に依存しており，これも入射レーザー強度の関数と考えられ，これらを考慮した詳しい解析も更に必要であろう。

図４－１０は，カソードーアノード間隔の変化に対する検知器出力電圧の変化の測定結果である。　この時，入射レーザー強度は１×　１０^{10} W／ｃ㎡である。　カソー

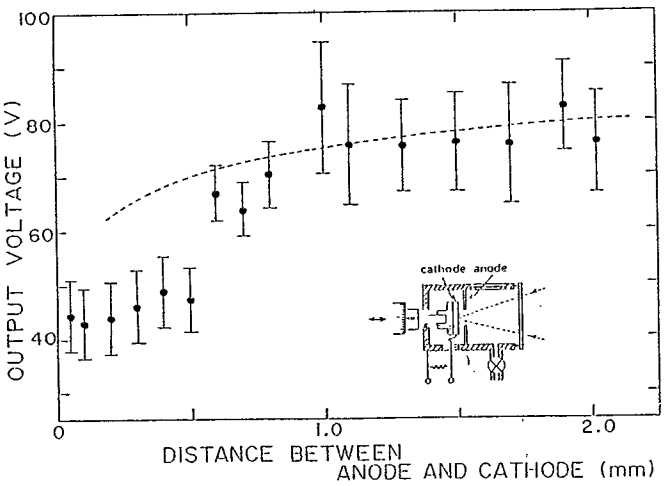


図４－１０　カソードーアノード間隔を変化させた時のプラズマ検知器出力電圧変化.

ドーアノード間隔は，ターゲットに取り着けたマイクロメーターヘッドを０～２ mmの範囲で変化させた。　間隔を増すに従い出力電圧は徐々に増え，１．０ mm以上の間隔に対して，出力電圧はほぼ一定となった。　レーザー光によりエネルギーの供給を受けている間，高エネルギー電子は真空中を等温に飛行すると考えられる。[1)] 従って，レーザー光のパルス持続時間に電子が到達できる距離以上では，検知器の出

力電圧も増加しないと考えられる。 この距離は，式（4－7）中のｔにレーザーパルスの持続時間を代入することにより見積ることができる。 図4－4(a)より一つのパルスの時間幅は5 ｎｓｅｃであることから，電子の到達できる距離は0．87 mmと導かれる。 この計算結果は，図4－10の実験結果 1．0 mmに良く一致している。 又，カソードーアノード間隔を変えることにより，電気容量Cも変化する。 C ∝ 1／x の関係を考慮し，図4－10の破線は式（4－12）の計算結果として得られた。 計算において，x＝1．0 mmのとき，V＝75 Vとおいた。 間隔1．0 mm以下に対して，実験結果は，破線より低い値を示している。 これは，プラズマが膨張することにより，実効的なカソードーアノード間隔が小さくなることが原因と考えられる。 そして0．2 mm以下では，事実上のカソードがパルス時間内にアノードに接触してしまう。 しかし，検知器出力電圧がゼロにならないのは，アノードのところのシース・ポテンシャル（sheath potential）[23] によって電流が供給されることによるものと考えられる。

2．0 mm以上の間隔についての実験は行なっていないが，できるだけ大きな出力電圧を得るためには，カソードーアノードの間隔をプラズマから放射される電子がレーザーパルス時間内に到達することのできる距離より大きくすべきであると言える。

§4－5 むすび

ＴＥＡ CO_2レーザーパルス（80 mJ，50 ｎｓｅｃ）の波形観測用，あるいはトリガー用電圧発生源としてプラズマ検知器を開発し，その有用性を示した。

プラズマ検知器の欠点としては波形分解の悪さがあるが，アノードの裏側に絶縁材料をコーティングすることによりある程度改善することができた。 この検知器はフォトン・ドラック検知器と同程度の高速立ち上がり時間（く1ｎｓｅｃ）を有し，しかも長寿命（数万ショット以上）であった。 そして，1.5×10^{9} ～1.5×10^{10} W／c㎡の範囲の入射レーザー強度に対し，リニアな感度を持ち，感度はフォトン・ドラック検知器のそれの数1000倍であった。 検知器出力電圧と入射レーザー強度の関係は，等温膨張波モデルによって説明され，その計算結果は実験結果に良く一致した。 又，同じ理論を用い，アノードの最適位置も解析的に求めることが

でき，実験結果を良く説明した。

プラズマ検知器は，高出力CO_2レーザーパルスのビームモニターとして，またトリガー用電圧発生源として充分に使用可能といえる。

参考文献

1) J.S.Pearlman and G.H.Dahlbacka;Appl.Phys.Lett.31,414(1977).
2) R.F.Benjamin, G.H.McCall and A.W.Ehler;Phys.Rev.Lett.42,890(1979).
3) W.T.Silfvast and L.H.Szeto;Appl.Phys.Lett.31,726(1977).
4) E.E.Bergmann, E.J.Mclellan and J.A.Webb;Appl.Phys.Lett.37,18(1980).
5) G.Cook and P.E.Dyer;J.Phys.D16,889(1983).
6) Y.Ichikawa, Y.Tsunawaki, M.Yamanaka, T.Yamanaka, A.Mitsuishi and C.Yamanaka;Infrared Phys.25,633(1985).
7) C.Fauquignon and F.Floux;Phys.Fluids 13,386(1970).
8) T.W.Johnston and J.M.Dawson;Phys.Fluids 16,722(1973).
9) J.M.Green, W.T.Silfvast and O.R.Wood II;J.Appl.Phys.48,2753(1977).
10) A.I.Barchukov, F.V.Bunkin, V.I.Konov and A.A.Lyubin;Soviet Phys.JETP 39, 269(1979).
11) I.Urusu, I.Aprostol, D.Barbrulescu, I.N.Mihailescu, M.Moldovan, A.M. Prokhrov, V.P.Ageev, A.A.Gorbunov and V.I.Konov;Opt.Commun.39,180(1981).
12) 栗木，赤井；東京大学宇宙航空研究所報告 17(B),287(1982).
13) A.J.Glass and A.H.Guenther,eds.;"Laser Induced Damage in Optical Materials"(NBS Spec.Pub.,Washington,D.C.,1973).
14) 浅井，小林，岸，奥田，山内；レーザー研究 10,568(1982).
15) H.Kogelnik and T.Li;Proc.IEEE 54,1312(1966).
16) S.I.Andreev, Yu.I.Dymshits, L.N.Kaporskii and G.S.Musatova;Soviet Phys.Tech. Phys.13,657(1968).
17) J.E.Crow, P.L.Auer and J.E.Allen;J.Plasma Phys.14,65(1965).
18) J.E.Allen and J.G.Andrews;J.Plasma Phys.4,187(1970).

19) K.Lee, D.W.Forslund and J.M.Kindel;J.Nucl.Fusion 19,1447(1983).

20) Y.Kishimoto, K.Mima, T.Watanabe and K.Nishikawa;Phys.Fluids 26,2308(1983).

21) C.E.Max;LLNL Report No.UCRL-53107(1981).

22) H.Puell;z.Naturf.25a,1807(1970).

23) F.F.Chen;"Introduction to Plasma Physics" (Plenum Press, New York 1974).

第　５　章　高純度Ｍｏ金属鏡のレーザー損傷

§５－１　　はじめに

光励起サブミリ波レーザーを高出力化するには励起用ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーを高出力にする必要がある。 しかし，ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーシステムの高出力化に伴い，レーザー光による光学素子の損傷が重要な問題となってくる。 通常，ＣＯ２レーザー光用鏡としては，金蒸着を施されたガラス鏡が用いられる。 しかし，金蒸着ガラス鏡は，レーザー光に対する損傷閾値が低く，損傷を受けた部分は二度とレーザー鏡として使えない，湿度に弱いという欠点があり，高出力ＣＯ２レーザー用としては最適とは言えない。 これに対し，金属鏡はレーザー光に対する損傷閾値も高く，ある程度の複数ショットにも耐えられ，再び表面を研摩することにより使用可能という利点があり，高出力ＣＯ２レーザー用に適している。 中でも，Ｍｏは，熱伝導が高い，熱拡散が低い，融点が高い，反射率が高い，表面が強い等の理由から，[1] 高出力ＣＯ２レーザー用として有望な材料である。

一般に市販されているＭｏ金属鏡は焼結法により生産されているが，その表面には数多くのボイド（ｖｏｉｄ）が含まれる。 これらのボイドは，レーザー光に対する損傷閾値を期待値より下げている原因になっているものと考えられる。

本章においては，電子ビーム溶解法により作成した高純度Ｍｏ金属鏡のＴＥＡ　ＣＯ２レーザー（６５　ｍＪ，５０　ｎｓｅｃ）に対する有用性を焼結Ｍｏ金属鏡，金蒸着ガラス鏡との比較において示す。

§５－２　　実験装置

試料として三種類の平面鏡を準備した。 電子ビーム溶解法により作成した高純度Ｍｏ金属鏡（ｅｌｅｃｔｒｏｎ　ｂｅａｍ　ｍｅｔｈｏｄ　Ｍｏ鏡，以下ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ鏡と称する），焼結法により生成された市販の焼結Ｍｏ金属鏡（ｐｏｗｄｅｒ　ｍｅｔａｌｌｕｒｇｙ　Ｍｏ鏡，以下ｐ．ｍ．Ｍｏ鏡と称する），Ａｕ蒸着ガラス鏡の三種類である。 ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ鏡は，９９．９９９％の高純度であり，その材料は，半導体用電極として開発されたものである。 ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ鏡，ｐ．ｍ．

Ｍｏ鏡の表面は振動型の研摩機で鏡面研摩した。　Ａｕ蒸着鏡は，数μm厚さのＡｕ，Ｃｒの層とガラス基板から成っている。

鏡の表面粗さは，半径１２．５ μmのチップを持つＴａｌｙｓｔｅｐ装置（Rank Taylor Hobson Limited）により測定した。

Ｍｏ鏡の反射率は，Ｈｅ-Ｎｅレーザー（波長６３２８Å），ＹＡＧレーザー（波長１．０６μm），赤外分光器を用いて測定し，赤外分光器使用の際には，Ａｕ蒸着ガラス鏡の反射率と比較した。

高出力ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光に対する損傷実験を先に述べた三種類の鏡について行った。　実験配置図を図５－１に示す。　ＴＥＡ ＣＯ２レーザー発振器は，Ｄ２Ｏ分子励起用に使用したルモニックス Ｋ－９２１Ｓ型[2,3]であり，６５ｍＪの９．２６－μmＲ（２２）線（５０ｎｓｅｃ）を０．５ｐｐｓで発振する。

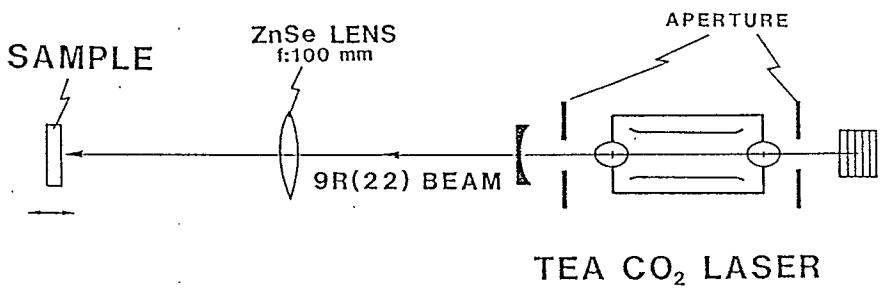


図５－１　レーザー損傷実験の配置図.

TEA CO_2レーザー光は，ZnSeレンズ（f＝100 mm）を用い，XYZステージに設置された試料に照射される。 入射レーザーエネルギーは，CO_2レーザーのガス（CO_2，He，N_2）混合比を変化させたり，印加電圧を変えることによって10～65 mJの範囲で変化させた。 入射レーザー強度は，ZnSeレンズと試料の間の距離を変え，照射面積を変えることにより変化させた。 試料表面上のレーザー光照射径は，プラスチック・フィルムやシリコン・ウエハーが受けた損傷パターンをNomarski顕微鏡観察によって評価した。 照射径は，ガウシアン・ビームの中心強度が1／eに落ちる所を外周とした。 ”損傷閾値”は，顕微鏡観察時に試料の表面状態がかすかに変化している最小のレーザーエネルギー密度と定義した。ある程度高強度のレーザー光を照射した時，試料表面上にプラズマ発光が観測された。”プラズマ発生閾値”はプラズマ発光が確認される最小のレーザーエネルギー密度と定義した。 更に，Mo金属鏡の実効的な損傷閾値は，複数CO_2レーザーショットを試料に照射し，反射率の低下するショット数をもって評価した。

§5－3　実験結果と検討

5－3－1　表面特性

Talystepによって測定したe．b．m．Mo金属鏡とp．m．Mo金属鏡の表面粗さの結果を図5－2（a），（b）に示す。 p．m．Mo金属鏡，e．b．m．Mo金属鏡の表面粗さ（peak to valley 値）は，それぞれ120 Å，250 Åであった。 Talystepのチップ直径は25 μmであったが，二種のMo金属鏡の表面粗さを比較するには充分であった。 明かにe．b．m．Mo金属鏡の方が平面に近い表面状態を有している。 e．b．m．Mo金属鏡の表面の”平らさ”をZygo干渉計にて測定した結果，それは$\lambda/5$ （λ＝6328 Å）より小さいものであった。

表5－1にe．b．m．Mo金属鏡，p．m．Mo金属鏡の化学組成測定結果を示す。 e．b．m．Mo中の不純物（Na，K，Al，Si，Fe，Ni）は，p．m．Mo中のそれに比べてはるかに少なかった。 この分析結果から，e．b．m．Mo金属鏡は，p．m．Mo金属鏡より高いレーザー損傷閾値を持つことが期待される。

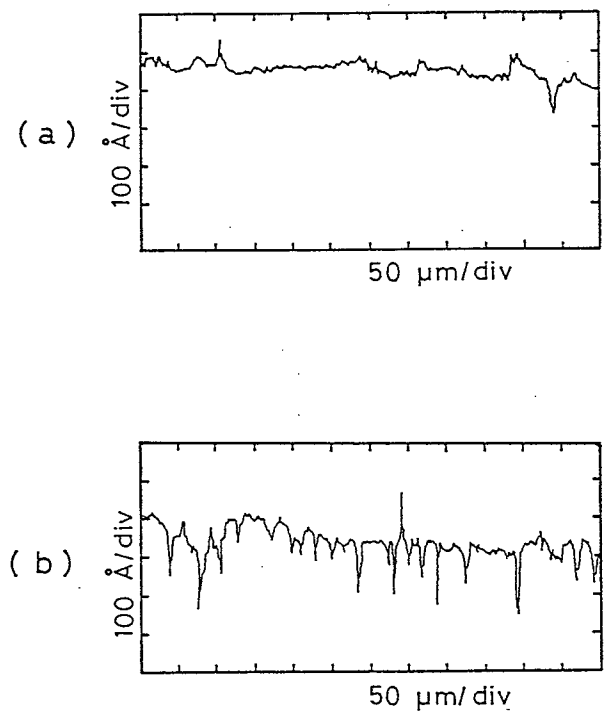


図5－2　Ｔａｌｙｓｔｅｐによる表面粗さ測定.
(a) e. b. m. Mo金属鏡,
(b) p. m. Mo金属鏡.

表5－1　e. b. m. Mo金属鏡, p. m. Mo金属鏡の化学組成.

(ppm)

	C	O	N	Na	K	Al	Si	Fe	Ni
e.b.m. Mo	10	30	10	0.001	0.005	0.004	0.4	< 0.5	0.2
p.m. Mo	30	30	3	12	46	7	15	50	.24

三つの波長の光に対するＭｏ金属鏡の反射率の測定結果を表５－２にまとめた。Ｈｅ－Ｎｅレーザー，ＹＡＧレーザーに対する反射率は，ほとんど垂直入射に対して得られたものであり，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の方が，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡に比べて高い値を示した。　このことから，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡においては，光の散乱が少ないことが予想される。　波長９．２６μｍに対しては，両方のＭｏ金属鏡ともにＡｕ蒸着ガラス鏡と同程度の反射率であった。

表５－２　３つの波長に対する，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡，
ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の反射率．

波長	反射率　　（％）	
	e.b.m.Mo 金属鏡	p.m.Mo 金属鏡
6328 Å	65．8	58
1．06 μm	70	61．2
9．26 μm	Ａｕ蒸着ガラス鏡と同程度	

５－３－２　レーザー損傷

［1］単一ショットに対する損傷

ＴＥＡ ＣＯ２レーザー単一ショットにより損傷を受けた，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡，Ａｕ蒸着ガラス鏡の表面の顕微鏡写真をそれぞれ，図５－３（ａ）～（ｃ）に示す。

図５－３（ａ），（ｂ）はそれぞれ，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー損傷を受けた，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡（レーザーエネルギー密度；１５２ Ｊ／ｃ㎡），ｐ．ｍ．Ｍｏ

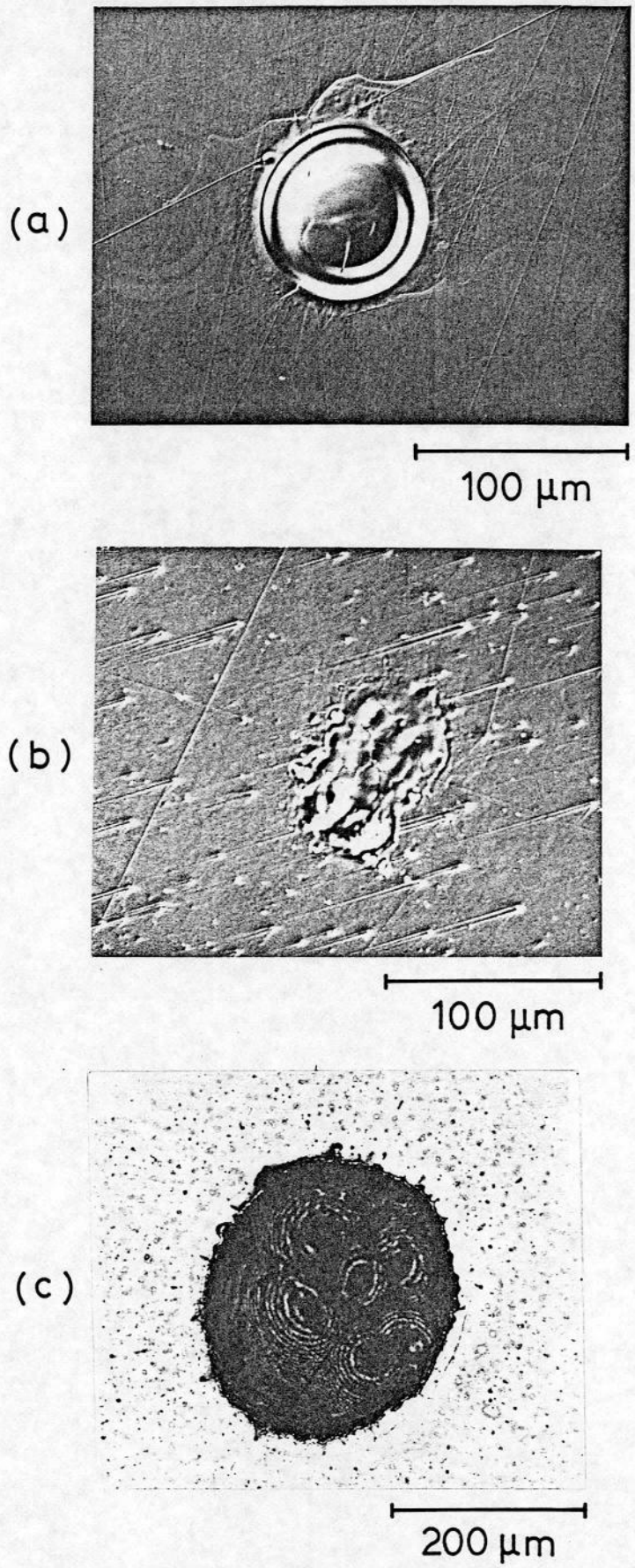


図5－3　TEA CO_2レーザーにより受けた反射鏡表面損傷部の顕微鏡写真.
（a）e．b．m．Mo金属鏡（照射レーザーエネルギー密度１５２ J／c㎡）.
（b）p．m．Mo金属鏡（照射レーザーエネルギー密度１４６．３ J／c㎡）.
（c）Au蒸着ガラス鏡（照射レーザーエネルギー密度５３．３ J／c㎡）.

金属鏡（レーザーエネルギー密度;１４６．３ Ｊ／ｃ㎡）表面の顕微鏡写真を示している。 図５－３（ａ）に見られる様にｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡のレーザー損傷を受けた部分均一に溶けている。 一方，図５－３（ｂ）のｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡のそれは不均一に溶けている。 図５－４に，少し弱いエネルギー密度９５．６ Ｊ／ｃ㎡のＴＥＡ ＣＯ２レーザー光によって損傷を受けたｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の顕微鏡写真を示す。 この場合，e.b.m. Ｍｏ金属鏡の損傷を受けた部分では，結晶粒界に沿って表面が溶けていることがわかる。

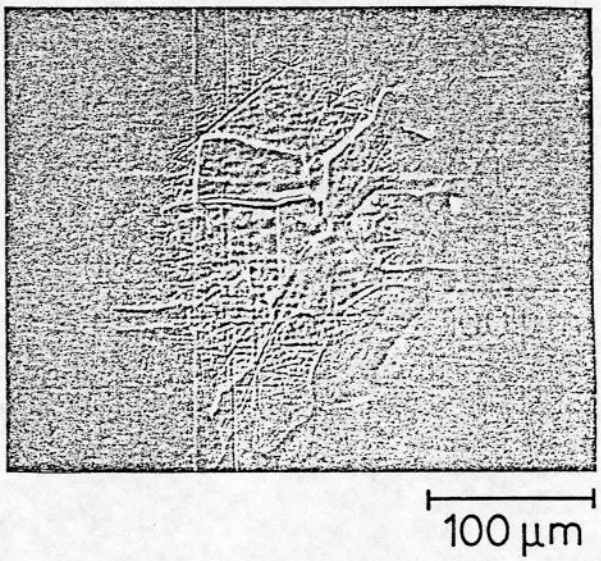


図５－４ ＴＥＡ ＣＯ２レーザーにより受けたｅ．ｂ．ｍ．
Ｍｏ金属鏡表面の損傷部の顕微鏡写真
（照射レーザーエネルギー密度９５．６ Ｊ／ｃ㎡）．

図５－３（ｃ）において，Ａｕ蒸着ガラス鏡はエネルギー密度５３．３Ｊ／ｃ㎡のＴＥＡ ＣＯ２レーザー光が照射された場合である。 ガラス基板上に蒸着された厚さ数μｍのＡｕ，Ｃｒの層はレーザー光により破壊され，ガラス基板がのぞいている。Ａｕ蒸着ガラス鏡は，１７．６～２１．６ Ｊ／ｃ㎡以上の入射レーザーエネルギー

密度に対して常にこの様な損傷を受け，一度レーザーにより損傷を受けた部分はレーザー用鏡として使用できない。

ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光を一発照射した時の三種類の試料の損傷閾値とプラズマ発光閾値の測定結果を表５－３にまとめた。 ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の損傷閾値は，

表５－３ 単一ショットＴＥＡ ＣＯ２レーザー光に対する損傷閾値とプラズマ発生閾値.

反射鏡	表面損傷閾値 （Ｊ／ｃｍ^2）	プラズマ発光閾値 （Ｊ／ｃｍ^2）
ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ 金属鏡	４５．５－５９	９４
ｐ．ｍ．Ｍｏ 金属鏡	８７	３０
Ａｕ蒸着ガラス鏡	１７．６－２１．６	１７．６－２１．６

Ａｕ蒸着ガラス鏡のそれの２～４倍高い。 そして，プラズマ発光閾値は，ｐ.ｍ．Ｍｏ金属鏡のそれの約３倍，Ａｕ蒸着ガラス鏡のそれの約５倍高い。 ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の損傷閾値は，顕微鏡観察によると，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡のそれより低い。しかし，発生するプラズマによって，鏡表面で反射するレーザー光は吸収されるから，実用的な意味での損傷閾値はｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の方がｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡より高いと言える。

［２］複数ショットに対する損傷

Ｍｏ金属鏡の実際の使用に対して，複数ショットのＴＥＡ ＣＯ２レーザー光に対する損傷の状態を知ることは非常に重要である。 複数ショットについての実験においては，ＴＥＡ ＣＯ２レーザーの入射角度を約１５°になる様に試料を設置し，試料

表面で反射された光のエネルギーを焦電検知器で測定した。　集光用ＺｎＳｅレンズの表面で反射される入射レーザー光のエネルギーをもう一台の焦電検知器で測定した。

ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡にＴＥＡ　ＣＯ２レーザー光を照射した場合の，レーザーのショット数に対する反射率の変化を図５－５に示す。　ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡につい

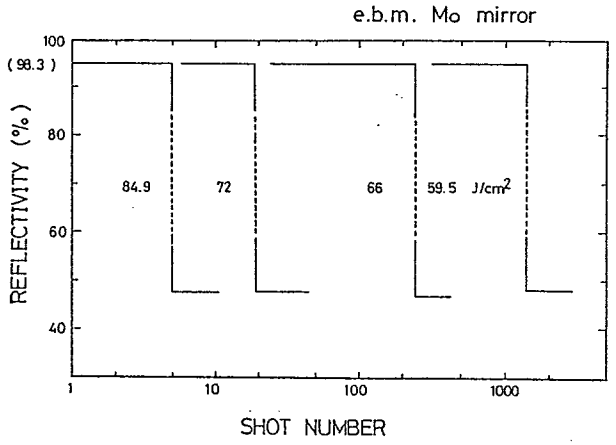


図５－５　ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーショット数に対する，
ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の反射率の変化．

ても同様な結果が得られた。　ショット数を増していくと，あるショット数の時，試料表面で音を伴いプラズマ発光が起る。　そして，反射率は，プラズマの吸収によって約半分に落ち，その後，プラズマは発生を続け，反射率は二度と回復しなかった。反射率が突然に落ちる入射レーザーショット数と入射レーザーエネルギー密度の関係を図５－６に示す。　図５－６より，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡はｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡に比べより長寿命であることがわかる。　特に，６０　Ｊ／ｃ㎡以下のエネルギー密度に対して，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の寿命は，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡のそれの約３倍であった。

ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーを複数ショットして反射率が低下した後のｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡表面の顕微鏡写真をそれぞれ図５－７（ａ），（ｂ）に

示す。 図５－７（ａ）は，エネルギー密度７２ Ｊ／ｃ㎡のＴＥＡ ＣＯ２レーザー光を２６ショットした後のｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡表面の顕微鏡写真である。 図５－７

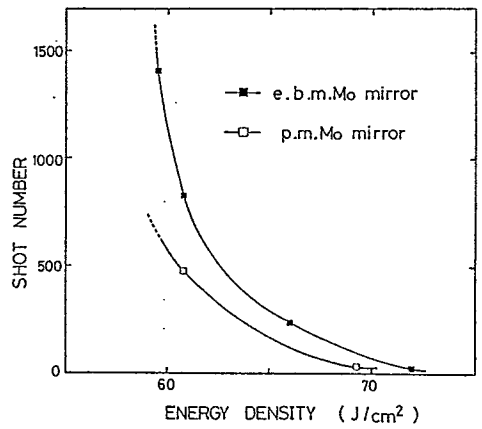
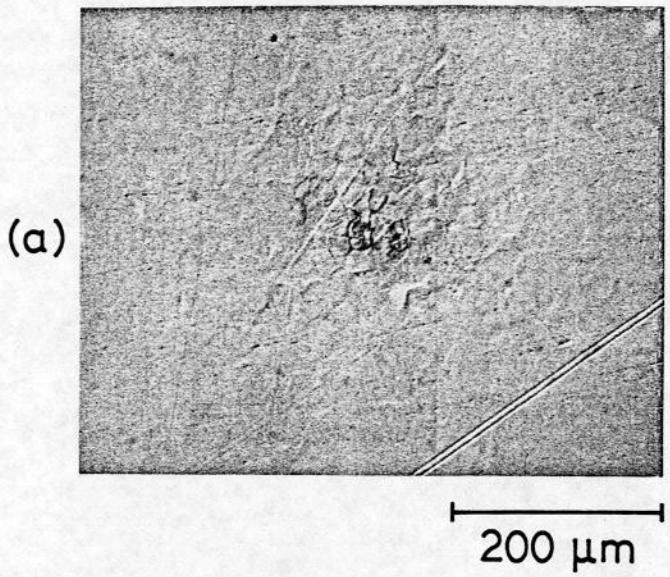


図５－６ 照射レーザーエネルギー密度と，
反射率が低下するレーザーショット数の関係.

（ａ）において，結晶粒界が現われ，図５－４における単一ショットの時よりも，それは小さくなっている。 この再結晶化は，レーザー光の繰り返し照射（０．５ｐｐｓ）による熱効果に起因している。 この現象は，不純物が一般に結晶粒界に集まり易いために，結晶粒界の融点が下がり，その結果，相対的な融点が下がることに起因していると考えられる。 図５－７（ｂ）はエネルギー密度６０．７ Ｊ／ｃ㎡のＴＥＡ ＣＯ２レーザー光を４８０ショットした後のｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡表面の顕微鏡写真である。図５－７（ｂ）より，鏡表面のボイドが弱いプラズマによって徐々に溶けはじめ，溶けた部分が突然反射率の低下するまで拡がって行くことを物語っている。

５－３－３ まとめ

ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡，Ａｕ蒸着ガラス鏡のレーザー損傷に対する比較実験を行なった。 まず，Ｍｏ金属鏡は波長９．２６ μｍのＣＯ２レー



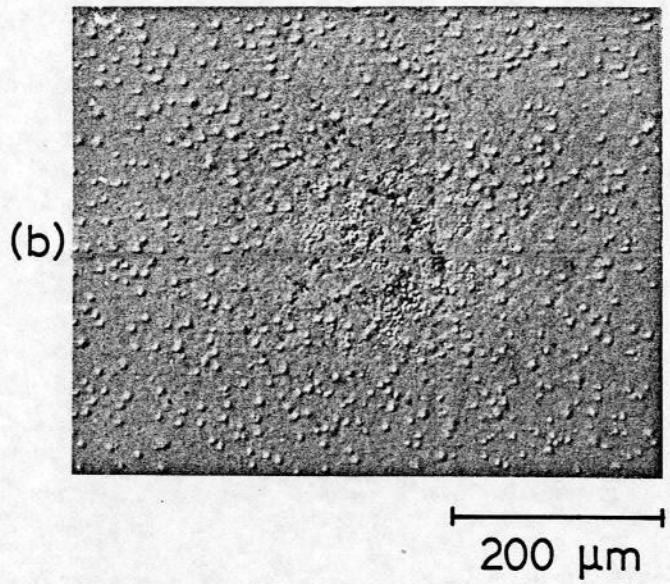


図5－7　複数ショットのTEA CO_2レーザー光を照射した後のMo金属反射鏡表面の顕微鏡写真.
（a）TEA CO_2レーザー光を（72 J／cm²）を26ショットした後のe．b．m．Mo金属鏡表面.
（b）TEA CO_2レーザー光（60．7 J／cm²）を480ショットした後のp．m．Mo金属鏡表面.

ザー光に対してＡｕ蒸着ガラス鏡と同程度の高い反射率を有し，Ａｕ蒸着ガラス鏡より充分に高い損傷閾値（ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡は２～４倍，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡は約４倍）を有することがわかった。　実用的には鏡表面でのレーザーによるプラズマ発光の閾値が重要であるが，この閾値については，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡がｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の約３倍の値を示した。 さらに実用的見地から，複数レーザーショットに対するＭｏ金属鏡の損傷状態を調べた。　レーザーのショット数を重ねることにより，あるショット数の時，試料表面でプラズマが発光し，反射率が低下した。　この時のショット数と入射レーザーエネルギー密度の関係からｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の方がｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡に比べ，より長寿命であることがわかった。 特に６０　Ｊ／ｃ㎡以下のエネルギー密度に対して，前者は後者の約３倍長寿命である。　顕微鏡観察により，レーザー損傷には，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の場合には結晶粒界が，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡の場合にはボイドが大きく寄与していることがわかった。

§５－４　むすび

本章では，高出力ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー光に対する高純度Ｍｏ金属鏡（ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡）の有用性を示した。 波長９．２６－μｍ光に対して，Ｍｏ金属鏡はＡｕ蒸着ガラス鏡と同程度の高い反射率を示した。 単一ショットのＴＥＡ　ＣＯ２レーザー光照射に対し，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡はＡｕ蒸着ガラス鏡の２～４倍の損傷閾値を持った。 複数ショットのＴＥＡ　ＣＯ２レーザー光照射に対しては，ｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡は従来の焼結Ｍｏ金属鏡（ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡）より長寿命であり，６０Ｊ／ｃ㎡以下のレーザーエネルギー密度の時３倍以上も長寿命であった。　Ｍｏ金属鏡のレーザー損傷発生は主に表面状態に依存しており，ｐ．ｍ．Ｍｏ金属鏡については，表面に数多くあるボイドがレーザー損傷へと至り，表面にほとんどボイドのないｅ．ｂ．ｍ．Ｍｏ金属鏡については，結晶粒界がレーザー損傷を引き起すことがわかった。　従って，単結晶のＭｏ金属鏡を開発することにより，さらに高耐力化，長寿命化出来る可能性がある。

電子ビーム溶解法により開発された高純度Ｍｏ金属鏡は，Ａｕ蒸着ガラス鏡や従来の焼結Ｍｏ金属鏡に比べ，レーザー光に対する耐力，寿命の面で優れ，ＴＥＡ　ＣＯ２

レーザー，さらに３８５－μmＤ２０レーザーのより高出力化，安定化を行うことが可能といえる。

参考文献

1) S.M.Wong,G.Krauss and J.M.Benett;"Laser Induced Damage in Optical Materials", A.J.Glass and A.H.Guenther,Eds. (NBS. Spec. Publ.,1978),pp.132-163.

2) Y.Ichikawa,Y.Tsunawaki,M.Yamanaka,T.Yamanaka,A.Mitsuishi and C.Yamanaka; Infrared Phys.25,633(1985).

3) Y.Ichikawa,L.Wu,Y.Tsunawaki,M.Yamanaka,S.Okajima,T.Iwasaki,T.Yamanaka and C.Yamanaka;Technol.Repts.Osaka Univ.35,245(1985).

第 6 章　結　論

大出力サブミリ波レーザーの開発研究は，プラズマ診断にとって不可欠なものである。　トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度用光源として最も有望視されている光励起３８５－μmＤ２０レーザーシステムを設計製作し，システムの安定化，最適化を目的に研究を行ってきた。

Ｄ２０レーザー励起用ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーシステムの安定した単一縦横モード化，周波数可変化を行い，３８５－μmＤ２０レーザーの単一モード化，周波数可変化を行った。　高出力ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー光波形観測用にプラズマ検知器の開発を行いその有用性を示した。　さらに電子ビーム溶解法により開発された高純度Ｍｏ金属鏡の高出力ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーに対する有用性を示し，それによってＴＥＡ　ＣＯ２レーザー並びに３８５－μmＤ２０レーザーが高出力化できる可能性を示した。

以下に得られた主要な成果を列挙する。

第2章

（1）　トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定の原理を述べ，必要とされるサブミリ波レーザーの性能を示した。

（2）　量子論に基づき，光励起サブミリ波レーザー光の利得計算を行い，高出力化の際予想される問題点を明確にした。

第3章

（1）　ガウシアン・ビームの伝播理論に基づく数値計算により光学系の最適設計を行い，３８５－μmＤ２０レーザー励起用ＴＥＡ　ＣＯ２レーザーの出力特性を調べ，最大７Ｊ（５０　ｎｓｅｃ）の出力を得た。

（2）　蟻酸(HCOOH)の可飽和吸収体の特性を調べ，ガス圧力１５ｔｏｒｒ以上で良好な可飽和吸収特性を示すことを見いだした。　そして，この可飽和吸収体に加え光学系に多くの絞りと２枚の回折格子反射鏡を用いてＴＥＡ　ＣＯ２レーザーシステムにおける寄生発振による光学素子のレーザー損傷を完全に除くことができた。

（3） ＺｎＳｅエタロンの温度制御を行い，±１／１００°Ｃの精度に制御することができた。 この温度制御されたＺｎＳｅエタロンを用いて，９．２６－μｍＲ（２２）ＴＥＡ ＣＯ２レーザー光を安定に単一縦横モード化し，±1GHzの周波数可変化を行うことができた。 そして，Ｄ２Ｏガスの飽和効果を初めて測定することができた。

（4） パルス・ジェネレーターを製作し，ＴＥＡ ＣＯ２レーザー発振器ー増幅器の放電時間を制御してＴＥＡ ＣＯ２レーザーを低強度の時，約１μｓｅｃの長パルス化を実現することができた。

（5） 単一縦横モードＴＥＡ ＣＯ２レーザー光励起により３８５－μｍＤ２Ｏレーザー光の発振線幅を約５０ＭＨｚ（ＦＷＨＭ）まで狭めることができた。

（6） 低強度励起により単一モードの３８５－μｍＤ２Ｏレーザー光を得ることができた。

（7） ＴＥＡ ＣＯ２レーザーの周波数を変えることにより，３８５－μｍＤ２Ｏレーザーの発振周波数をＮ２Ｏの吸収中心(778.192 GHz)に合致させることができ，Ｎ２Ｏガスの圧力広がりを初めて測定することができた。 また，Ｎ２Ｏの吸収中心より約100 MHz高周波数のところ(778.292 GHz)で３８５－μｍＤ２Ｏレーザーの出力は最大になることを見いだした。

（8） ３８５－μｍＤ２Ｏレーザーの出力特性を調べ，最大出力としては１２０ｋＷ，またパルス持続時間として５００ｎｓｅｃを得た。 そして，単一縦横モード励起により量子変換効率２１％の高効率ラマン・レーザー発振（周波数 ７７８．２９２ ＧＨｚ，波長 ３８５．１９３ μｍ）を得た。

第4章

（1） 高出力ＴＥＡ ＣＯ２レーザーパルス波形観測モニターとしてプラズマ検知器を開発し，高速応答性（立ち上がり応答時間＜１ｎｓｅｃ），高出力性（最大出力電圧約９０Ｖ），高耐力性（数万ショット以上）を示した。

（2） プラズマ検知器の欠点である波形分解の悪さを，アノードの裏側に絶縁材料をコートすることによりある程度改善できた。

（3） プラズマ検知器は1.5 $\times 10^{9}$ ～1.5 $\times 10^{10}$ W/cm^2 の入射レーザー強度に対

し，ほぼリニアな感度を持つことがわかった。 そしてその感度はフォトン・ドラック検知器の数１０００倍である。 入射レーザー強度に対するプラズマ検知器の出力電圧の関係は，熱膨張波モデルを考慮した熱電子放射の式に基づき数値解析した結果と良く一致した。

（4） プラズマ検知器のアノードには最適位置が存在することが分り，それは理論的解析と良く一致した。 そしてプラズマ検知器の最適構造の指針を得た。

第５章

（1） 高純度Ｍｏ金属鏡と従来の焼結Ｍｏ金属鏡の反射率測定を行い，赤外光（９．２６μｍ）に対してはＡｕ蒸着ガラス鏡と同程度の高い反射率を示すことがわかった。

（2） 電子ビーム溶解法により開発された高純度Ｍｏ金属鏡は，高出力ＴＥＡ CO_2 レーザー光に対し，Ａｕ蒸着ガラス鏡に比べて２～４倍高いレーザー損傷閾値を持つことがわかった。

（3） ６０Ｊ／ｃｍ^2 以下の照射レーザーエネルギー密度に対し，高純度Ｍｏ金属鏡は，焼結Ｍｏ金属鏡より３倍以上長寿命であることがわかった。 顕微鏡観察を行った結果，高純度Ｍｏ金属鏡の表面には焼結Ｍｏ金属鏡表面に多く見られるボイドがほとんどないことによることがわかった。 そしてＴＥＡ CO_2 レーザー並びに光励起３８５－μｍD_2O レーザーをさらに高出力化する際の指針を得た。

以上の結果より，プラズマ診断用３８５－μｍD_2O レーザーの基本的な技術側面が確立された。 なお，今後ＴＥＡ CO_2 レーザーに増幅器を増強して，高出力化と長パルス化を図ればトカマク・プラズマへ応用でき，トムソン散乱法によりイオン温度測定が可能と考えられる。

謝　辞

本研究の遂行に際し，終始懇篤なる御指導，御鞭達を賜わりました山中千代衛教授，山中龍彦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，御教示を戴いた佐野忠雄名誉教授，渡辺健二教授，横山昌弘教授，石村勉教授，三宅正宣教授，権田俊一教授，中井貞雄教授，井沢靖和教授，三間圀興教授，西原功修教授，加藤義章教授，望月孝晏教授に謝意を表します。

そして，大学院応用物理学科専攻前期課程在学中，御指導，御教示いただいた藤田茂名誉教授，三石明善教授に謝意を表します。

また終始変わらぬ御指導，討論，激励を戴いた山中正宣助教授，佐々木孝友助教授，北川米嘉助教授，中塚正大助教授，今崎一夫助教授，矢部孝助教授，吉田国雄講師に謝意を表します。

また共同研究に於いて終始御指導，御助言，激励を戴いた大阪電気通信大学精密工学科 岩崎敏勝教授，大阪産業大学教養部化学教室 綱脇恵章教授，中部大学工学部応用物理学科 岡島茂樹助教授，関西大学工学部電気工学科 高井正弘講師に深く感謝致します。　さらに本研究に関し，御指導，御助言を賜った名古屋大学工学部電気工学科 築島隆繁教授，名古屋大学プラズマ研究所 藤田順治教授，吉永弘大阪大学名誉教授に厚く感謝致します。　そして，ＧａＡｓショットキ・バリアー・ダイオードを御提供戴いた東北大学電気通信研究所 水野皓司教授に深く感謝致します。

研究生活に於いて，熱心な討論，激励を戴いた，井門俊治助手，畦地宏助手，藤田尚徳助手，高部英明助手，乗松孝好助手，西村博明助手，宮永憲明助手，大道博行助手，宮本修治助手，仁木秀明助手，阪部周二助手，実野孝久助手，藤原閲夫助手，白神宏之博士，岸本泰明博士に感謝致します。

又，高純度Mo金属鏡の共同研究に於いて有益な御助言，御助力をいただいた日本鉱業株式会社総合研究所の岡本晴道氏，松末則道氏，北島顕仁氏に心から感謝致します。

終りに５年に亙る研究生活の中で，苦楽を共にした出口裕二君，大須賀敏明君，誉田義英氏，桑原克仁君，呉魯東氏，Ｒ．Ｏ．Ｓｔａｐｆ氏，関西大学の阪本英男君，鈴木正能君，伏木豊君，門田宏君，大阪電気通信大学の簀戸透君，永澤富士雄君，半田和司君，東山進君，藤川豊久君，佐野雄次君，吉永英作君，今池紳二君，玉城博幸君に深く感謝致します。

業 績 目 録

発表論文

1) Characteristics of a Plasma Detector for TEA CO_2 Laser Pulse Measurement
Y. Ichikawa, Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, T. Yamanaka, A. Mitsuishi and C. Yamanaka
Infrared Phys. 25, 633 (1985).

2) Highly Damage-Resistant Mo Mirror for High Power TEA CO_2 Laser System
Y. Ichikawa, K. Yoshida, Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, T. Yamanaka and C. Yamanaka
submitted to Appl. Opt. (1985).

3) Plasma Detector for TEA CO_2 Laser Pulse Measurement
Y. Ichikawa, Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, T. Iwasaki, M. Takai, A. Mitsuishi, S. Fujita, T. Yamanaka and C. Yamanaka
Technol. Repts. Osaka Univ. 33, 1722 (1983).

4) Parametric Study on Optically-Pumped 385-μm D_2O Laser System for Plasma Diagnostics
Y. Ichikawa, L. Wu, Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, S. Okajima, T. Iwasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka
Technol. Repts. Osaka Univ. 35, 245 (1985).

5) プラズマ診断用３８５－μmD_2Oレーザーの開発
市川 洋，綱脇恵章，岡島茂樹，高井正弘，岩崎敏勝，山中正宣，三石明善，山中龍彦，山中千代衛
レーザー研究 （投稿中）.

6) 核融合プラズマ診断用３８５－μmD_2Oレーザーシステム開発の現状
綱脇 恵章，市川 洋，山中 正宣
レーザー研究 12, 557 (1984).

7) パルスCO_2レーザー出力測定用プラズマ検知器
市川 洋，綱脇 恵章，山中 正宣，山中 龍彦
レーザー研究 13, 823 (1985).

国際会議報告

1) Plasma Detector for TEA CO_2 Laser Pulse Measurement
Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, Y. Ichikawa, T. Iwasaki, M. Takai, A. Mitsuishi, S. Fujita and T. Yamanaka
Dig. 7th Int. Conf. Infrared Millimeter Waves (Marseille, France, Feb. 1983) p. 32.

2) Optically-Pumped 385-μm D_2O Laser System for Plasma Diagnostics
Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, Y. Ichikawa, L. Wu, T. Iwasaki, S. Okajima, A. Mitsuishi, T. Yamanaka and C. Yamanaka
Dig. 9th Int. Conf. Infrared Millimeter Waves (Takarazuka, Japan, Oct. 1984) pp. 393-394.

3) Mo Mirror Produced by Electron Beam Melting Method for High Power TEA CO_2 Laser
Y. Tsunawaki, Y. Ichikawa, K. Yoshida, M. Yamanaka, T. Yamanaka, C. Yamanaka, H. Okamoto, N. Matsusue and K. Kitajima
The 10th Int. Conf. Infrared Millimeter Waves (Florida, USA, Dec. 9-13, 1985).

学会発表

1）「ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー用プラズマ検知器」
レーザー学会　理化学研究所　１９８２年　1月２２日

2）「ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー用プラズマ検知器」
応用物理学会　九州産業大学　１９８２年　9月２８日

3）「ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー用プラズマ検知器に関する研究」
電気学会（関西支部）　京都大学　１９８２年１２月　５日

4）「ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー用プラズマ検知器　ＩＩ」
レーザー学会　大阪大学　１９８３年　1月２２日

5）「プラズマ診断用大出力光励起３８５－μｍ
Ｄ２０レーザーシステムの開発研究」
物理学会　中央大学　１９８３年　3月２７日

6）「ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー用プラズマ検知器　ＩＩ」
応用物理学会　千葉大学　１９８３年　4月　５日

7）「大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの開発　（Ｉ）」
応用物理学会　東北大学　１９８３年　9月２５日

8）「大出力光励起サブミリ波Ｄ２０レーザーシステムの開発研究」
電気学会（関西支部）　大阪電気通信大学　１９８３年１１月２７日

9）「光励起３８５－μｍＤ２０レーザーの動作特性」
レーザー学会　電気通信大学　１９８４年　2月１０日

１０）「大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの開発　（ＩＩ）」
応用物理学会　明治大学　１９８４年　4月　１日

１１）「プラズマ診断用大出力光励起３８５－μｍ
Ｄ２０レーザーシステムの動作特性」
プラズマ核融合学会　九州大学　１９８４年　4月　４日

１２）「大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの開発　（ＩＩＩ）」
応用物理学会　岡山大学　１９８４年１０月１２日

１３）「光励起３８５－μｍＤ２０レーザーの発振周波数特性」
レーザー学会　大阪大学　１９８５年　1月３０日

１４）「大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの開発　（ＩＶ）
－発振周波数特性－」
応用物理学会　青山学院大学　１９８５年　3月３０日

１５）「大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの開発　（Ｖ）
－ＴＥＡ　ＣＯ２レーザー用Ｍｏ金属ミラー－」
応用物理学会　青山学院大学　１９８５年　3月３０日

１６）「プラズマ診断用大出力光励起３８５－μｍ
Ｄ２０レーザーシステムの開発　（ＩＩ）」
プラズマ核融合学会　名古屋大学　１９８５年　4月　５日

１７）「大出力光励起３８５－μｍＤ２０レーザーシステムの開発　（ＶＩ）
－単一モード発振化－」
応用物理学会　京都大学　１９８５年１０月　３日

18）「光励起３８５－μmD２０レーザーの単一発振周波数特性」
レーザー学会　東京工業大学　１９８６年　2月２０～２１日
（発表予定）

19）「プラズマ診断用大出力光励起３８５－μm D２０レーザーシステムの開発（ＩＩＩ）」
プラズマ核融合学会　大阪大学　１９８６年　3月２３～２５日
（発表予定）

２０）「大出力光励起３８５－μmD２０レーザーシステムの開発（ＶＩＩ）－発振スペクトル－」
応用物理学会　日本大学　１９８６年　4月　1～４日
（発表予定）