



Title	プラズマ診断用サブミリ波D20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
D₂O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
D₂O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年間に亘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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 レーザー励起による 100 kW 級 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 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 CO_2 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章は結論であって、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 CO_2 レーザー励起 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 レーザーシステム、 D_2O 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 CO_2 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 CO_2 レーザーパルス光に対する高耐力性を示し、TEA CO_2 レーザー、及び $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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- μm D ₂ Oレーザーシステムの開発	26
§ 3-1	はじめに	26
§ 3-2	385- μm D ₂ Oレーザーの発振機構	27
§ 3-3	D ₂ O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- μ mD ₂ O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- μ mD ₂ Oレーザー共振器	45
	[3] 回折格子反射鏡組み込み 385- μ mD ₂ Oレーザー共振器	45
	[4] Fox-Smith型モード選択器組み込み 385- μ mD ₂ O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 ₂ O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 辭 101

業績目錄 102

第 1 章 結 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 $337\text{-}\mu\text{m}$ HCN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その他、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 $385\text{-}\mu\text{mD}20$ 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、TEACO₂レーザー光励起100kW級 $385\text{-}\mu\text{mD}20$ 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- μ mD₂O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- μ mD₂O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- μ mD₂O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

局所熱平衡が成り立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、 $\sigma = 8 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ 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 $1 \mu\text{sec}$ 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーが最も重要視されている。光励起 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $3 \mu\text{sec}$ のもの (b) の条件未解決) が既に報告されている。しかし、実際の応用にあつて、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 N_2O 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、 100 kW ($1 \mu\text{s}$) と比較的 low 出力の $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーをトカマク装置 (Alcator C) に適用し、 $S/N \sim 1$ 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 k_i ）が自由電子（速度 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。

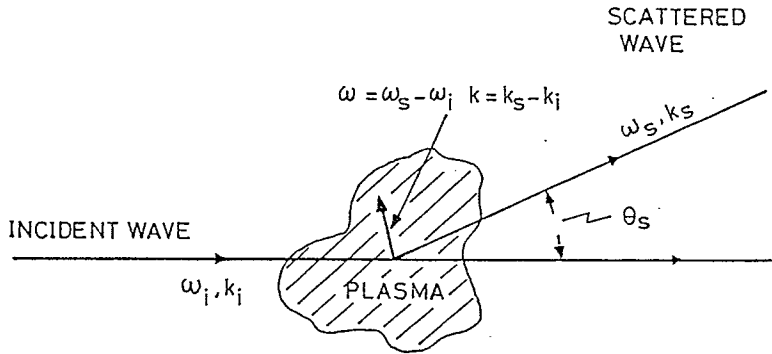


図2-1 プラズマによる電磁波の散乱ベクトル図。

その散乱波（角周波数 ω_s ，波数ベクトル 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。

$$\omega_s = \omega_i + (k_s - k_i) v_e, \quad (2-1)$$

ここで， v_e は電子の速度ベクトルである。運動量保存則より

$$k_s = k_i + k, \quad (2-2)$$

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 $|k_i| = |k_s|$ となる。従って，

$$\begin{aligned} |k| &= 2 \cdot |k_i| \cdot \sin(\theta/2) \\ &= 4\pi \sin(\theta/2) / \lambda_i, \end{aligned} \quad (2-3)$$

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

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

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、 $S(k, \omega)$ は構造因子

$$S(k, \omega) = S_e(k, \omega) + S_i(k, \omega), \quad (2-5)$$

と表される。 S_e 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、

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

と置く。すなわち、

$$\begin{aligned} S_e(k) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_e(k, \omega) \frac{d\omega}{2\pi} \\ &= \frac{1}{1 + \alpha^2}, \end{aligned} \quad (2-7)$$

$$\begin{aligned} S_i(k) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(k, \omega) \frac{d\omega}{2\pi} \\ &= \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2) \{1 + \alpha^2 (1 + Z T_e / T_i)\}}, \end{aligned}$$

と書ける。⁴⁾ ここで、 Z はイオンの荷電数、そして α 値は、

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

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

と定義される値である。但し、 λ_D はデバイ長であり、

$$\lambda_D = (\epsilon_0 T_e / n_e / e^2)^{1/2}, \quad (2-9)$$

と書ける。図2-2に $T_e = T_i$, $Z = 1$ 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 S_e 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

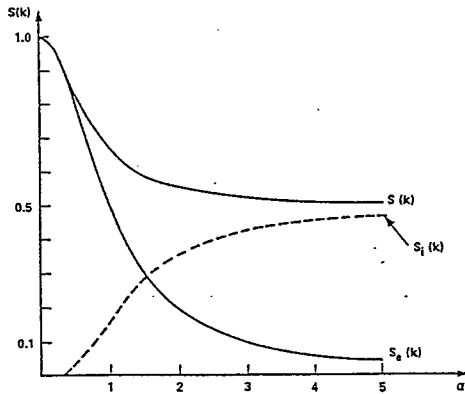


図2-2 $T_e = T_i$ とした時の構造因子。⁵⁾

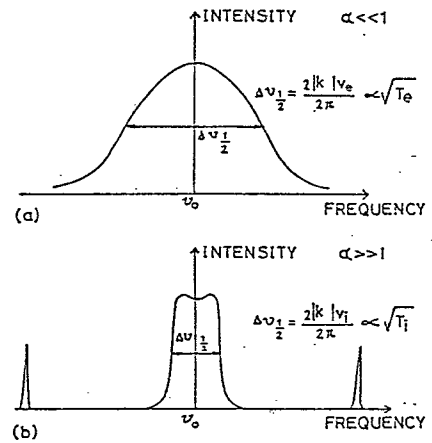


図2-3 (a) 無相関密度揺動、及び (b) 協同的密度揺動による散乱に対する電子及びイオンの寄与 ($T_e = T_i$) . ⁶⁾

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、 $\alpha \gg 1$ 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 $\alpha \gg 1$ 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。

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

$\alpha = 1$ 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。

$$\lambda_i [\text{cm}] < \frac{2.33 \times 10^5}{(n_e [\text{cm}^{-3}])^{1/2}}. \quad (2-11)$$

図2-4には、 $T_e = 1000 \text{ eV}$ 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

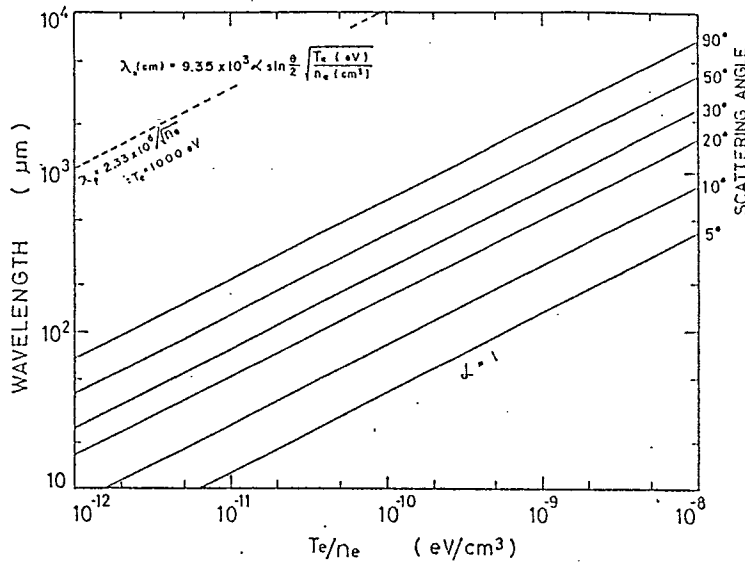


図2-4 $\alpha = 1$ とした時のサブミリ波レーザー波長と T_e / n_e の関係.

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⁾

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

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 $B = \text{数 } 10 \text{ kG}$ 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 $200 \sim 500 \mu\text{m}$ 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 $P_i [\text{W}]$ 、散乱波パワーを $P_s [\text{W}]$ とすると、

$$P_s = P_i \cdot \sigma \cdot n_e \cdot l \cdot S(k) \cdot \Delta\Omega , \quad (2-13)$$

と書ける。⁸⁾ ここで、 $\sigma = 8 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ はトムソン散乱の断面積、 l は散乱領域の長さ $[\text{cm}]$ 、 $\Delta\Omega$ は散乱中心が受信アンテナに対して張る立体角 $[\text{sr}]$ である。例えば $385\text{-}\mu\text{mD20}$ 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。 $T_i \sim T_e = 1 \text{ keV}$, $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ とし、散乱角を 15° とすると、(2-8)式から $\alpha = 5.5$ となる。 $l \sim 1 \text{ cm}$, $\Delta\Omega \sim 10^{-3}$ である³⁾ ので、(2-7)式を使うと、 $P_s \sim 1 \times 10^{-15} P_i$ 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 $|k| v_i / \pi = 2 \sim 3 \text{ GHz}$ 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 $\sim 10^{-19} \text{ W/Hz}$ のNEP, $2 \sim 3 \text{ GHz}$ 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 $385\text{-}\mu\text{m}$ D₂Oレーザー散乱光スペクトルの一例¹¹⁾ を図2-5に示す。 $n_e = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 900 \text{ eV}$, $T_e / T_i = 1.2$ の Alcator C トカマク装置に

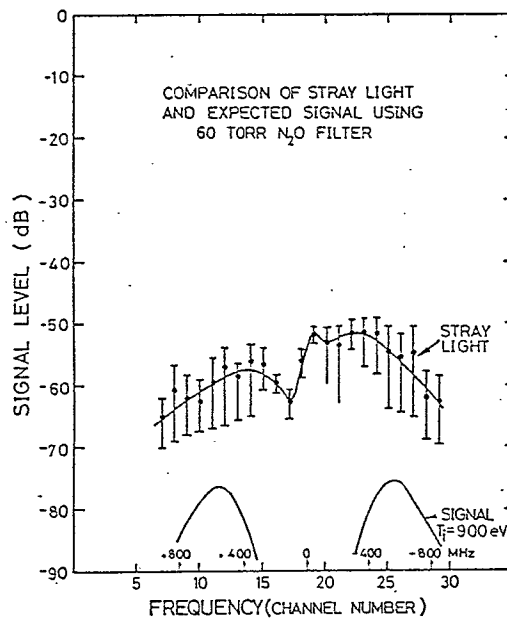


図2-5 Alcator Cプラズマからの $385.242\text{-}\mu\text{m}$ D₂Oレーザー散乱光をN₂Oセル(セル長6.6 m, ガス圧力60 torr)を通過して得た信号。 図中、下方に描かれた2つの曲線は $T_i = 900 \text{ eV}$ の時予想されるトムソン散乱光である。¹¹⁾

対し100kW (1 μ sec) の385- μ m D₂O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T_i = 900 eV 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-70 dB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程度が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。

$\alpha > 1$ の場合、散乱光のパワーP_s が雑音パワーP_N = $\Delta\nu \cdot \text{NEP}$ ($\Delta\nu$; 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

$$P = 1.26 \times 10^{25} \Delta\nu \times \sin [2 \sin^{-1} \{ \frac{\Delta\nu \lambda_i [\text{cm}]}{3.91 \times 10^6 T_i^{1/2}} \}] \times \frac{F \cdot \text{NEP}}{n_e \lambda_i S(k)}, \quad (2-14)$$

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。n_e ~ 10 cm⁻³, T_e = T_i ~ 1 keV, $\lambda_0 = 200 \sim 500 \mu\text{m}$, NEP ~ 10⁻¹⁹ W/Hz, $\Delta\nu = 2 \text{ GHz}$, F = 40とすると、(2-14)式を満たすためにはP₀ > 1 MW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、

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

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。P_s ~ P_N, $\Delta\nu/N \sim 100 \text{ MHz}$, s = 5とすると、 $\tau \sim 1 \mu\text{sec}$ 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 $1\ \mu\text{sec}$ 以上である。

以上のことより、 $T_i \leq 10\ \text{keV}$ 、 $n_e = 10^{13} \sim 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$ 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 $385\text{-}\mu\text{m}$ D_2O レーザーに発振波長が近く、しかもIF (中間周波数) が $5 \sim 15\ \text{GHz}$ 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CW $380.6\text{-}\mu\text{m}$ DCOD レーザー (IF= $9.0\ \text{GHz}$)¹⁴⁾ やCW $382.9\text{-}\mu\text{m}$ CH_2F_2 レーザー (IF= $4.3\ \text{GHz}$)^{15, 16)} が主に開発されているが $50\ \text{mW}$ 程度のCW出力が必要である。大阪大学においてもCW $382.9\text{-}\mu\text{m}$ CH_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⁾ $9\text{P}(20)\ \text{CO}_2$ レーザー励起による CH_3F からの $496\ \mu\text{m}$ 線と、 $9\text{R}(22)\ \text{CO}_2$ レーザー励起による D_2O からの $385\ \mu\text{m}$ 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 $385\text{-}\mu\text{m}$ D_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 $kT \sim 200\ \text{cm}^{-1}$ 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

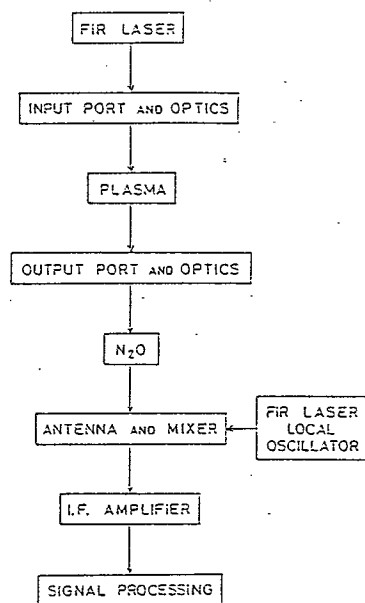


図2-6 トムソン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定フロー・チャート.

offset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，密度行列に基づ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- μm D₂O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- μm CH₃F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⁾

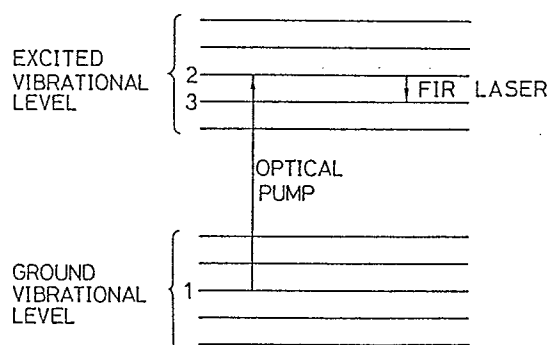


図2-7 光励起サブミリ波分子レーザーのエネルギー準位図。

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 $\sim 10 \text{ nsec/torr}$ 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させる率と、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 U_r といい近似的にはほとんどの有極性分子で $U_r \sim 10^8 \text{ sec}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ である。従って最大ポンピング率 U_p は次式で与えられる。

$$U_p = f \cdot n_m \cdot U_r, \quad (2-16)$$

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、

$$\begin{aligned} P &\sim \frac{1}{2} h \nu U_p \\ &= \frac{1}{2} h \nu f n_m U_r, \end{aligned} \quad (2-17)$$

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、 $f \sim 0.01$ であるから、例えば励起光のパルス長を 100 nsec 、動作圧力 $\leq 5 \text{ torr}$ 、サブミリ波レーザー光の波長を $500 \mu\text{m}$ とすると、 $P \sim 150 \text{ kW/l}$ 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 N_2O 吸収中心(D_2O 吸収中心からのオフ・セット周波数 $\sim 680 \text{ MHz}^{21}$)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。

$385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザー、 $^{22, 23}$ $118.8\text{-}\mu\text{mCH}_3\text{OH}$ 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 $1 \rightarrow 3$ への1光子遷移が生じ、そして準位 $3 \rightarrow 2$ 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 $\Delta\nu$ 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 $\Delta\nu$ 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

レーザー遷移のそのの2倍である。

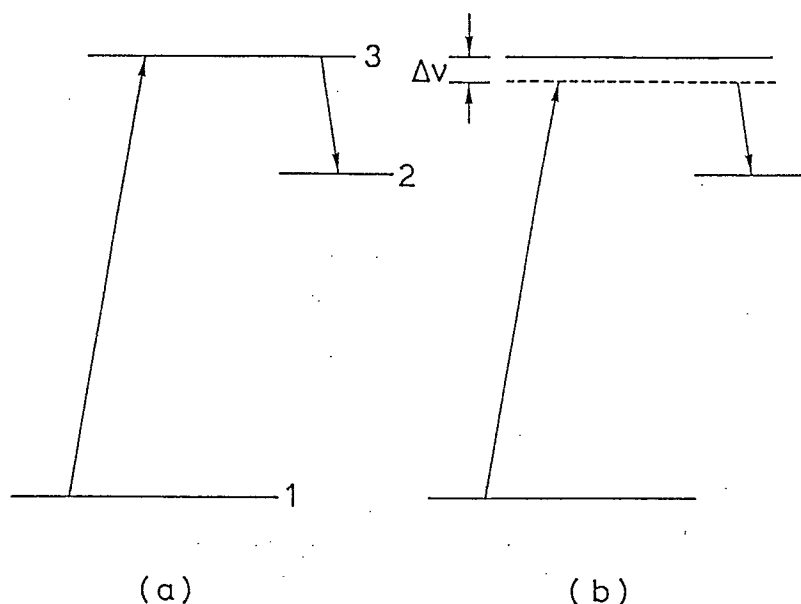


図2-8 (a)レーザー遷移と(b)ラマン遷移による
光励起サブミリ波レーザー発振のエネルギー準位図。

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見逃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 $\omega_p = \omega_{31}$
+ δ_p ($\omega_{31} \gg |\delta_p|$)、誘導場は周波数 $\omega_s = \omega_{32} + \delta_s$ ($\omega_{32} \gg |\delta_s|$)

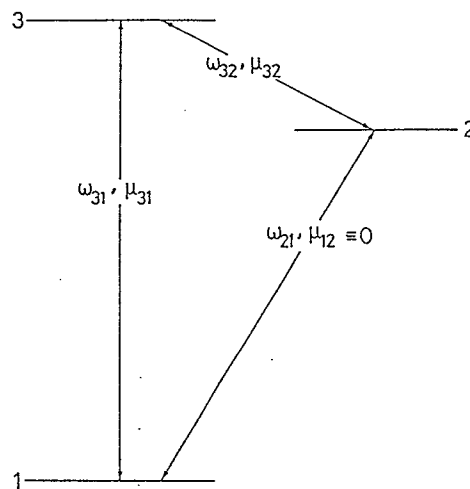


図2-9 三準位系のエネルギー準位図。

ω_{ij} ($i, j = 1 \sim 3$) は各準位のエネルギー差に相当する光の周波数。

μ_{ij} ($i, j = 1 \sim 3$) はその遷移に関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,

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

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

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。

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

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

ここで, m, n は 1~3, ρ^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 $\Delta\nu$ が十分にドップラーライン幅を越える数 $t \text{ or } r$ のガス圧力の場合に適當である。 $\tau^{-1} = \pi \Delta\nu$ 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 $V(t) = -e x E(t)$ 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 の分布差をそれぞれ $r_{13} = \rho_{11} - \rho_{33}$, $r_{32} = \rho_{33} - \rho_{22}$ とする。そして, 電場を $\omega_P \sim \omega_{31}$ で振動する場と $\omega_S \sim \omega_{32}$ で振動する場の和とし, 次のように書く。

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

$$+ \frac{1}{2} E_s \exp \{ i (\omega_s t + \phi_s) \} \quad (2-20)$$

+ complex conjugate ,

さらに $\mu_{12} = 0$ と置き、また、

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

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

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、 $P = \text{Tr} (\mu \rho)$ とかける³⁰⁾ ことから、

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

となる。また、 $P = \text{Re} (\chi E \exp (i \omega t))$ と書ける。 χ 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、

$$\begin{aligned} \chi''(\omega_s) = & \frac{|\mu_{23}|^2}{\hbar} \frac{\tau}{1 + (\delta_s \tau)^2} \{ r_{32} [1 + (\beta_{13} \tau)^2] \\ & \cdot \left(\frac{\alpha_3}{1 + (\delta_s \tau)^2} - \frac{\alpha_2}{1 + (\delta_P \tau)^2} \right) \} \\ & + r_{12} (\beta_{13} \tau)^2 \frac{\alpha_2}{1 + (\delta_P \tau)^2} \} , \quad (2-23) \end{aligned}$$

で与えられる。分布差は以下に与えられる。

$$\begin{aligned} r_{13} &= r^0_{13} [\Gamma_4 / (\Gamma_1 \Gamma_4 - \Gamma_2 \Gamma_3)] , \\ r_{32} &= r^0_{32} [\Gamma_3 / (\Gamma_1 \Gamma_4 - \Gamma_2 \Gamma_3)] , \quad (2-24) \end{aligned}$$

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

そこで,

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= 1 + \frac{4 (\beta_{13} \tau)^2}{1 + (\delta_P \tau)^2} \{1 - (\beta_{32} \tau)^2 \\ &\quad \cdot \left[\frac{\alpha_1}{1 + (\delta_P \tau)^2} + \frac{\alpha_2}{2 (1 + (\delta_S \tau)^2)} \right] \} , \\ \Gamma_2 &= \frac{2 (\beta_{32} \tau)^2}{1 + (\delta_S \tau)^2} \{1 + 2 (\beta_{13} \tau)^2 \\ &\quad \cdot \left[- \frac{\alpha_2}{1 + (\delta_P \tau)^2} + \frac{1}{2} \frac{\alpha_3}{1 + (\delta_S \tau)^2} \right] \} , \\ \Gamma_3 &= \frac{2 (\beta_{13} \tau)^2}{1 + (\delta_S \tau)^2} \{1 - (\beta_{32} \tau)^2 \\ &\quad \cdot \left[\frac{2 \alpha_2}{1 + (\delta_S \tau)^2} + \frac{\alpha_1}{1 + (\delta_P \tau)^2} \right] \} , \\ \Gamma_4 &= 1 + \frac{4 (\beta_{32} \tau)^2}{1 + (\delta_S \tau)^2} \{1 + (\beta_{13} \tau)^2 \\ &\quad \cdot \left[\frac{\alpha_3}{1 + (\delta_S \tau)^2} - \frac{1}{2} \frac{\alpha_2}{1 + (\delta_P \tau)^2} \right] \} , \end{aligned}$$

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

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

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

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

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

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

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

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 $|\delta_p \tau| \gg 1$, $\beta_{32} \tau \ll 1$ の時の結果を図2-10に示す。²⁸⁾ $\tau = 1/\pi \Delta \nu$ ($\Delta \nu = 40 \text{ MHz}$ / 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 $\beta_{13} = 1$ 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($\beta_{13} \rightarrow \text{大}$)と2つのピークの間隔がそれに従って広がっていく。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がることがわかる。

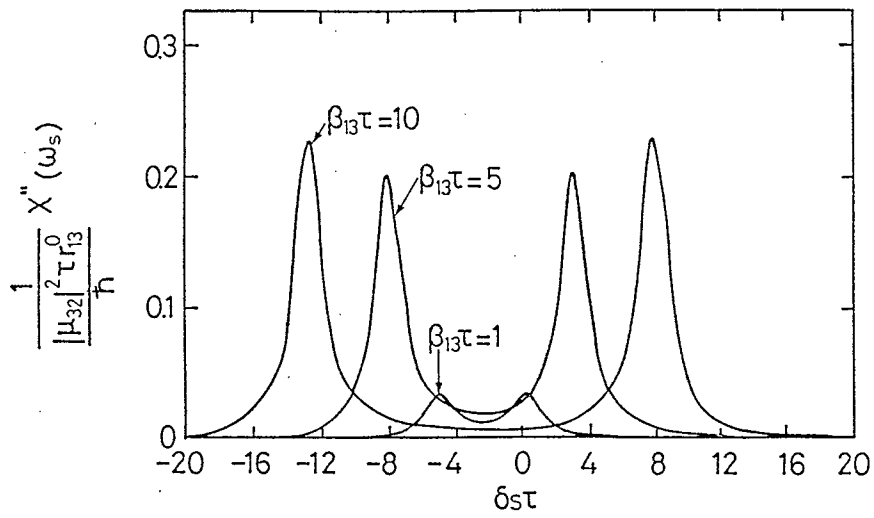


図2-10 非共鳴励起 ($\delta_p \tau = -5$) でサブミリ波レーザー
光強度の低い ($\beta_{32} \tau < 1$) 時の利得曲線。(28)

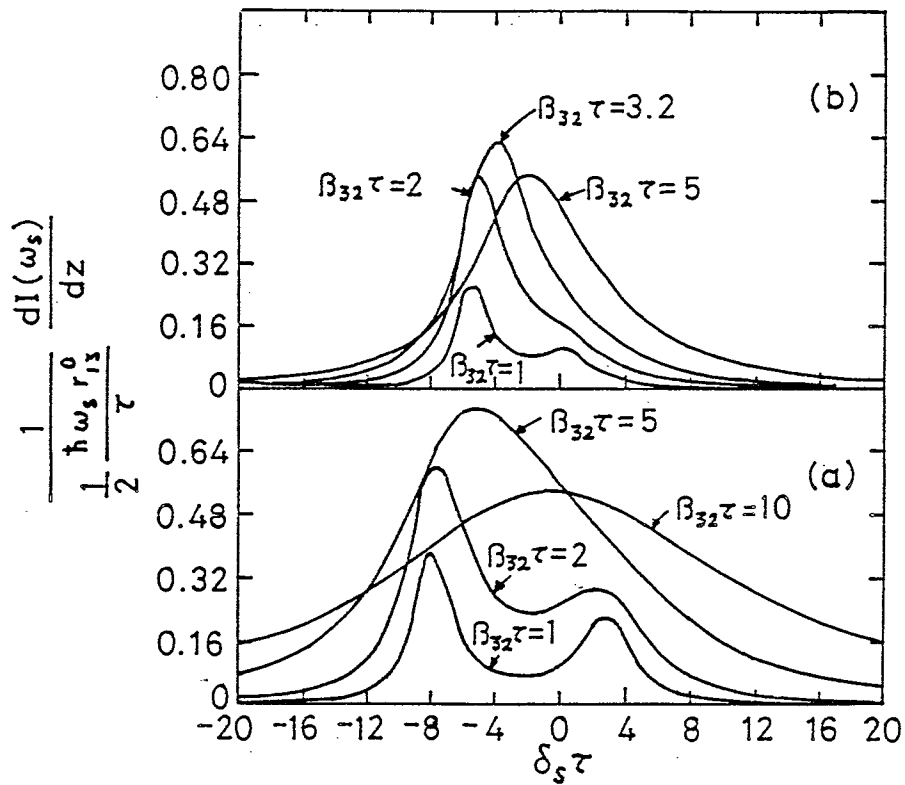


図2-11 非共鳴励起 ($\delta_p \tau = -5$) でサブミリ波レーザー
光強度の強い ($\beta_{32} \tau \geq 1$) 時の利得曲線。(28)
(a) は $\beta_{13} \tau = 5$ の時, (b) は $\beta_{13} \tau = 2$ の時.

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必要があると考えられる。

§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方法を述べ、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 (Miami Beach, USA, 1983)T1-2.
- 4) E.E.Salpeter;J.Geophys.Res.68,1291(1963).
- 5) N.C.Luham, Jr.;"Infrared and 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, 網脇; O plus E No.47, 35(1984).
- 19) T.Y.Chang and T.J.Bridges; Opt.Communi.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.Drozdzowicz, R.J.Temkin and B.Lax; IEEE J.Quantum Electron.QE-15, 170(1979).
- 23) Z.Drozdzowicz, 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.(Academic Press, New York, 1979)pp.129-184.
- 26) G.Taylor, G.F.D.Levy, D.A.Huckridge 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 ($> 1\text{ MW}$) , ii) 長パルス化 ($> 1\text{ }\mu\text{sec}$) , 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーの開発の現状を簡単に述べる。MIT¹⁾ では、現在 50 J の TEA CO_2 レーザー出力を得て 200 kW ($1\text{ }\mu\text{sec}$) の $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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、 $\sim 1\text{ keV}$ のイオン温度を $S/N \sim 1$ で初めて測定 (実効値 100 kW の $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 レーザーエネルギーを達成し、 $3\text{ }\mu\text{sec}$ 以上のパルス幅で 5 J 以上の世界最高の $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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、 D_2O 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、 D_2O ガスに CF_4 や SF_6 を添加することにより長パルス化された $1\text{ }\mu\text{sec}$ のパルス幅をもつ 2.6 MW の $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザー光を得ている。⁴⁾ しかし、不安定型の D_2O 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 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) $\sim$ v) の項目達成を主な目的として、TEA CO_2 レーザー光励起による 100 kW 級 385

— $\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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、 $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーの発振機構

$385\text{--}\mu\text{m}$ 線が得られる場合の D_2O 分子のエネルギー準位図⁶⁾を図3-1に示す。

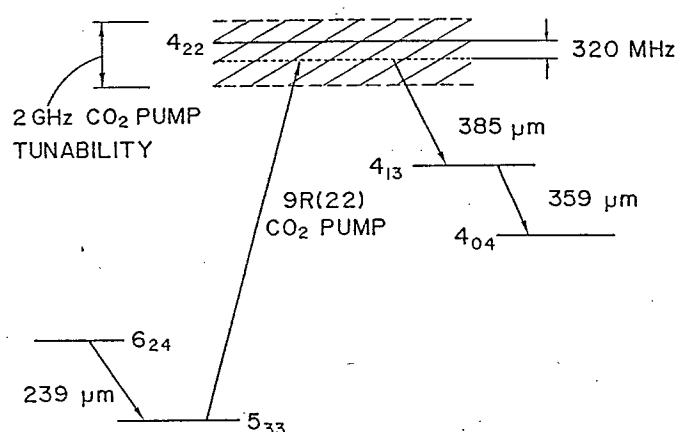


図3-1 $9\text{R}(22)\ \text{CO}_2$ レーザー光励起による D_2O 分子のエネルギー準位図。⁶⁾

$9.26\text{--}\mu\text{mR}(22)\ \text{CO}_2$ レーザー線によって D_2O 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 $9\text{R}(22)\ \text{CO}_2$ レーザーの中心周波数より $320\ \text{MHz}$ だけ高い。従って $4_{22} \rightarrow 4_{13}$ 遷移に基づく $385\text{--}\mu\text{m}$ 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、 $385\text{--}\mu\text{m}$ 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CO₂レーザーの特性に大きく依存している。

§3-3 D₂Oレーザー励起用TEA CO₂レーザーシステム

3-3-1 まえがき

385- μ m D₂Oレーザー励起用TEA CO₂レーザーシステム的方式を列举する。

- ①安定型TEA CO₂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 CO₂レーザー共振器内に低圧力のCO₂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 CO₂レーザー発振器内に，cw CO₂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 CO₂レーザー光を，不安定型CO₂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CO₂，N₂，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，周波数可変性，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10 Jの385- μ m D₂Oレーザー励起用TEA CO₂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 CO₂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 ($R=65\%$ ， $r=5\text{ m}$)，反射型回折格子 (135 L/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 ($-1 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$) のネオセラム棒4本で固定されている。CO₂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。

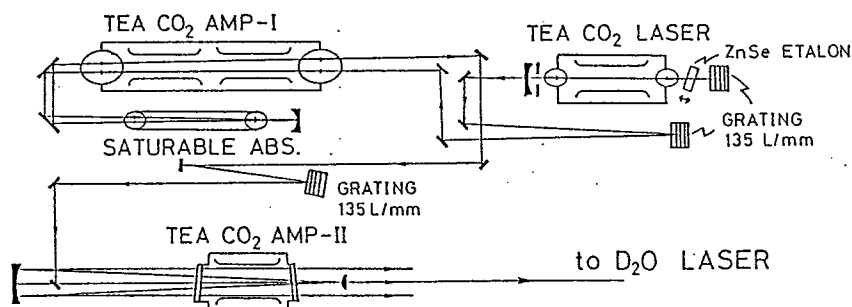


図3-2 D₂O分子励起用TEA CO₂レーザーシステム。

[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)CO₂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 CO₂レーザー共振器内に挿入して用いた。

9.26- μ mR(22)線の中心周波数より320 MHz高周波数のところにD₂Oの吸収中心があり，またD₂O吸収中心より680 MHz低周波数側にN₂O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 CO₂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 200)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。CO₂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 500)を用いてCO₂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

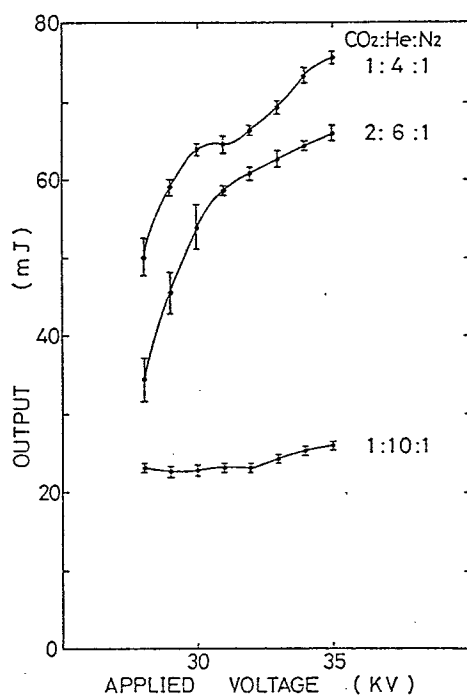


図3-3 TEA CO₂レーザー発振器における印加電圧と9R(22)出力エネルギーの関係。

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40 kVのときのCO₂/N₂に対する出力エネルギーの変化を図3-4に示す。CO₂/N₂ < 1に対して実験を行うこ

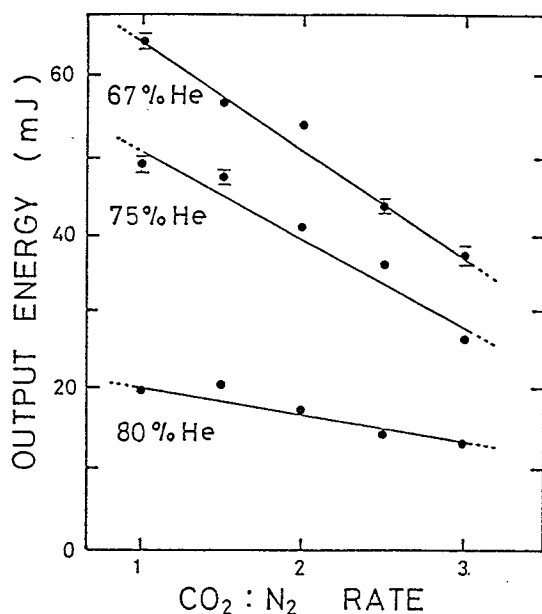


図3-4 TEA CO₂レーザー発振器における
CO₂/N₂ガス混合比に対する
出力エネルギー変化(印加電圧 40 kV)。

とはできなかった。図3-4からもN₂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, CO₂:He:N₂=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TEM₀₀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、発振器からの入力エネルギーは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。

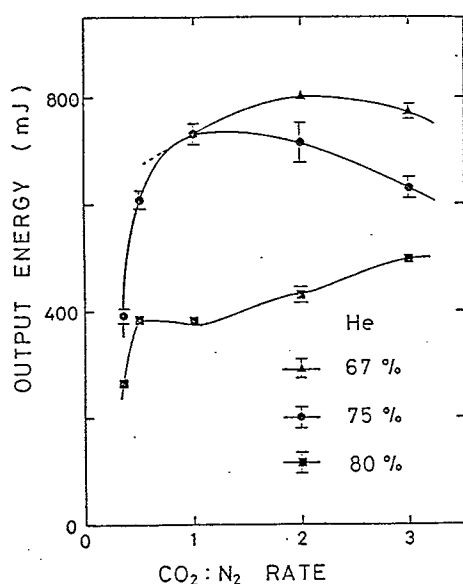


図3-5 増幅器Ⅰにより2-パス増幅されたCO₂レーザーエネルギーのCO₂/N₂ガス比依存性(入力エネルギー 27 mJ)。

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Ⅰ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

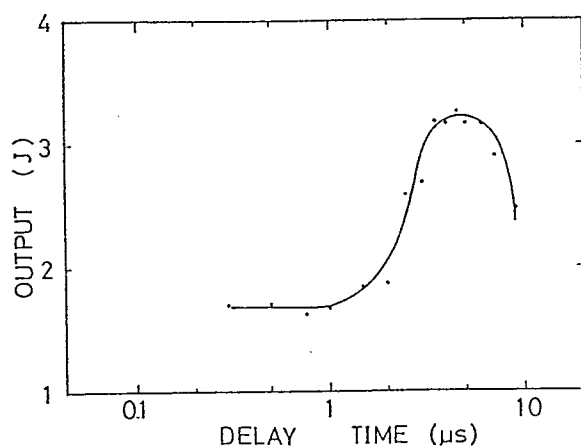


図3-6 増幅器IIと増幅器Iの放電時間差に対する増幅器IIによる1-バス増幅後のCO₂レーザーエネルギー変化。

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7 J（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^{1 2)}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CO₂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。

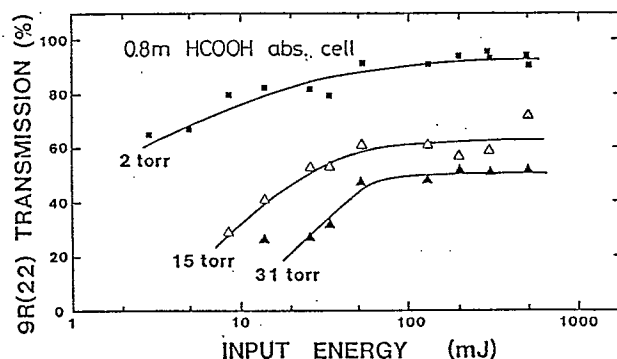


図3-7 9R(22) CO₂レーザー光エネルギーに対するHCOOHガスの透過率。

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⁾

$$2n l \cos \theta = m c / \nu. \quad (3-1)$$

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 CO₂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 $|\Delta \nu(T)|$ とすると、(3-1)式から、

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

が得られる。ここで、 $\Delta n(T) / n$ 、 $\Delta l(T) / l$ は温度係数であり、ZnSeエタロンについては、それぞれ $6.17 \times 10^{-5} (/\text{°C})$ ¹⁷⁾、 $7.8 \times 10^{-6} (/\text{°C})$ 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⁾

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

$r_1 = 0.65$ 、 $r_2 = 0.9$ 、 $L = 1.4 \text{ m}$ とすると、 $\Delta \nu_c = 14 \text{ MHz}$ 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 $\Delta T \leq 0.01^\circ \text{C}$ となるようにZnSe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 $\pm 0.01^\circ \text{C}$ 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。

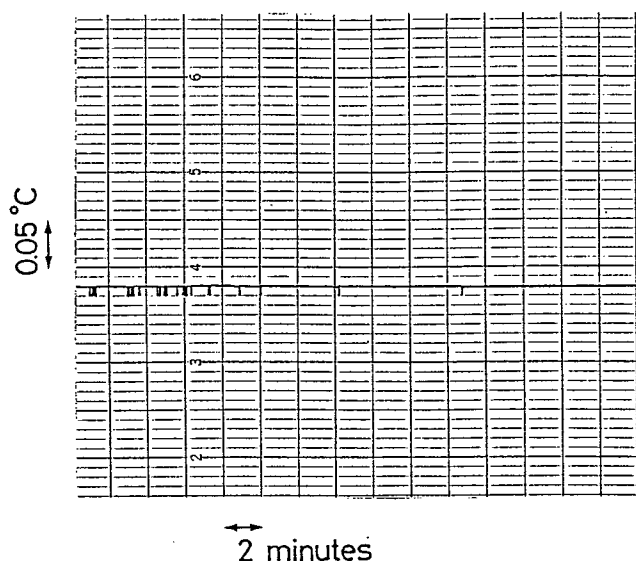


図3-8 ZnSeエタロン温度制御用温水（設定 40°C）の時間変化。

[2] 周波数可変化

ZnSeエタロンの傾角を変え、9.26- μ mR(22)線の周波数可変化を行った。TEA CO₂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、

$$\Delta \nu_g = 7.61 (PC + 0.73PN + 0.64PH)$$

$$\times P (300/T)^{1/2}, \quad [\text{MHz}] \quad (3-4)$$

で表される。¹⁹⁾ ここで、PC, PN, PHはそれぞれ、CO₂ガス、N₂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、CO₂:N₂:He=1:1:6、P=760 torr、T=300 Kであるから、(3-

4) 式から, $\Delta \nu g = 4.0 \text{ GHz}$ 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⁾

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

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

(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, $T(\nu)$ は周波数 ν の光に対するエタロンの透過率である。 $L_0 = 70 \text{ cm}$, $g_0 = 0.04 \text{ cm}^{-1}$, $r_1 = 0.65$, $r_2 = 0.9$, $\Delta \nu g = 4 \text{ GHz}$ 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。

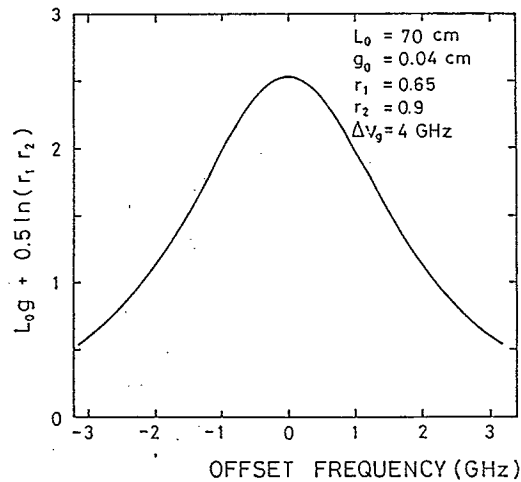


図3-9 9R(22)線中心からのオフ・セット周波数に対する $L_0 g + 0.5 \ln(r_1 r_2)$ 変化。
ここで, L_0 はTEA CO₂レーザー媒質長,
 g_0 は線中心での利得, r_1 はGe出力鏡の反射率,
 r_2 は回折格子反射鏡の反射率。

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、 $T(\nu) < 1$ 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)CO₂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、

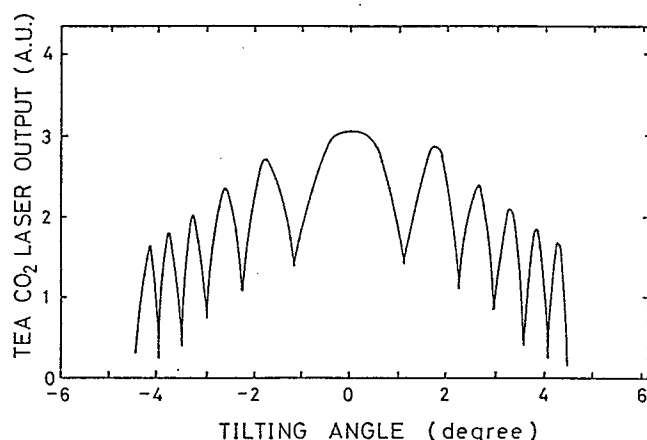


図3-10 ZnSeエタロン傾角に対するTEA CO₂レーザー出力変化.

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 $d\nu/d\theta$ 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^{2.1)}より、 θ' と θ の間には

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

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D₂Oガスの吸収特性をD₂O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D₂Oガス圧力700 mtorr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±1 GHz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D₂O吸収中心があることがわかり、これは従来

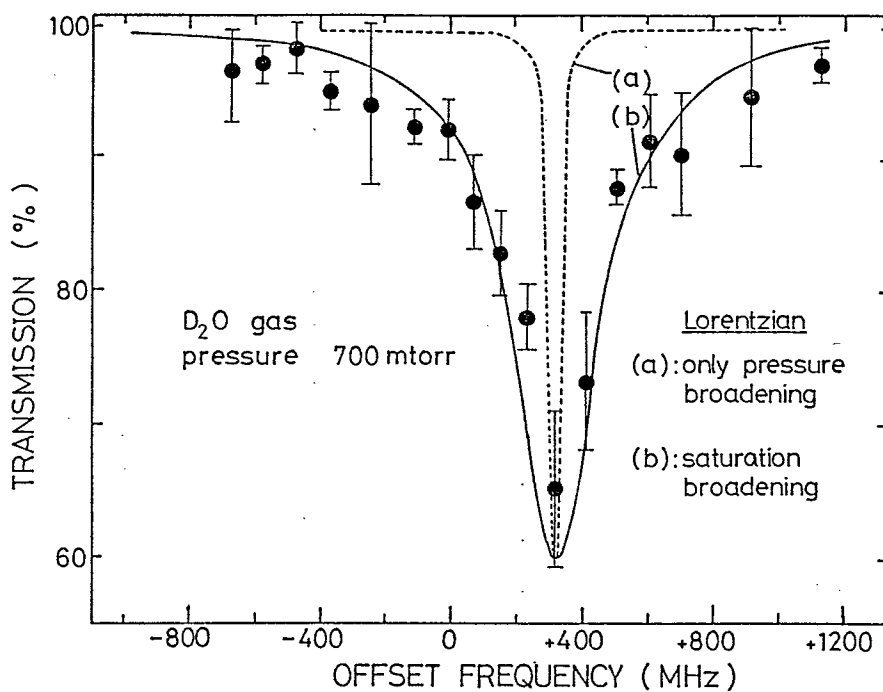


図3-11 9R(22)CO₂レーザー光に対するD₂Oガスの吸収特性；
実線は飽和効果を考慮した時の計算結果、
破線は飽和効果を考慮しない圧力広がりだけの時の計算結果。

の実験結果^{2 2)}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^{2 3)}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。^{2 4)}

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

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

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

で与えられる。飽和効果を考慮した吸収係数は,

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

で与えられる。^{2 4)} 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/cm²である。 $\mu_{13} = 0.0323$ debye^{2 5)}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。

$$\alpha = \alpha_0 (\Delta\nu_s / 2)^2 / \{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_s / 2)^2\}, \quad (3-10)$$

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、

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

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、 $p = 700 \text{ mtorr}$, $L_c = 430 \text{ cm}$, $\Delta\nu_s = 292 \text{ MHz}$, $\alpha_0 = 1.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ 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するときであり、(3-9) 式において $\Delta\nu_s = \Delta\nu$ において得た(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²⁵⁾ 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 μ sec 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 μ sec 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 N_2 の割合が高いガス混合比 $CO_2 : N_2 : He = 1 : 2 : 6$ 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。

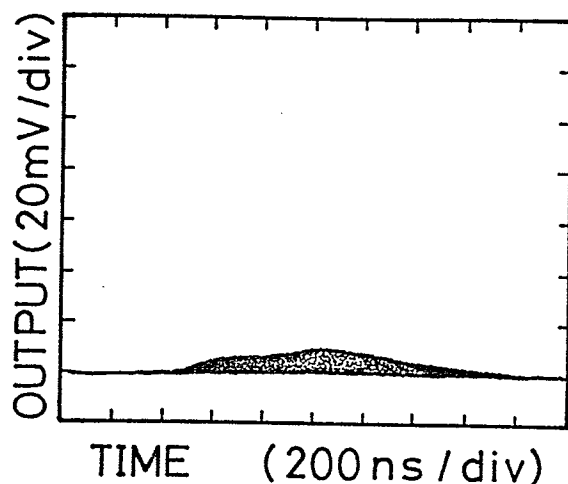


図3-12 TEA CO_2 レーザー発振器に対し，増幅器Iを100 nsec遅らせ放電させて得られたTEA CO_2 レーザーパルス波形（マルチモード）。

3-3-7 まとめ

D_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，発振器からの $9.26-\mu mR(22)$ CO_2 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 CO_2 レーザーガス混合比($CO_2 : N_2 : He$)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 CO_2 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 CO₂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 °C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(±1 GHz)を得ることができた。そして、9R(22) CO₂レーザー光に対するD₂Oガスの吸収特性測定から、D₂O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 CO₂レーザー光励起385-μmD₂O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 CO₂レーザー光を用いて得られた385-μmD₂O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-μmD₂Oレーザー出力の比例則を示している。この比例則からD₂O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-μmD₂O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-μmD₂Oレーザーは真空タンク(4.3 × 0.37 × 0.34 m³)内にセットされている。また真空タンク内には直径300 mm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-μmD₂O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CO₂レーザー光入射側にはNaCl窓が取り付けられており、D₂Oレーザー光出力側にはポリエチレン(厚さ1 mm)窓が取り付けられている。図3-14に示す3種類の385-μm

D₂Oレーザー共振器を順次に構成して実験を行った。

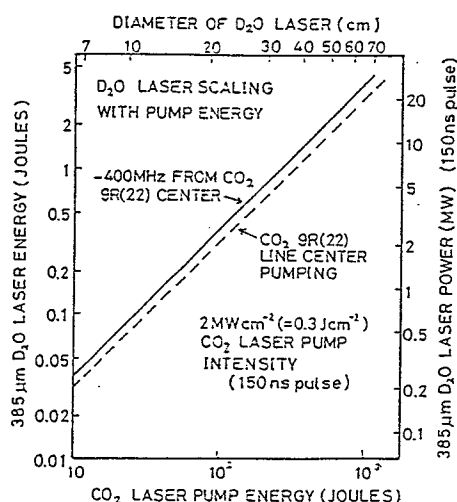


図3-13 385- μ m D₂Oレーザー出力の励起用
CO₂レーザー強度に対する比例則。(26)

[2] ファブリー・ペロー型385- μ m D₂Oレーザー共振器

図3-14 (a) に示すファブリー・ペロー型385- μ m D₂O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 μ m, Wワイヤーの太さ: 直径10 μ m) 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CO₂レーザー励起の時の385- μ m D₂Oレーザー出力特性測定の実験に使用した。入射CO₂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- μ m D₂Oレーザー共振器

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

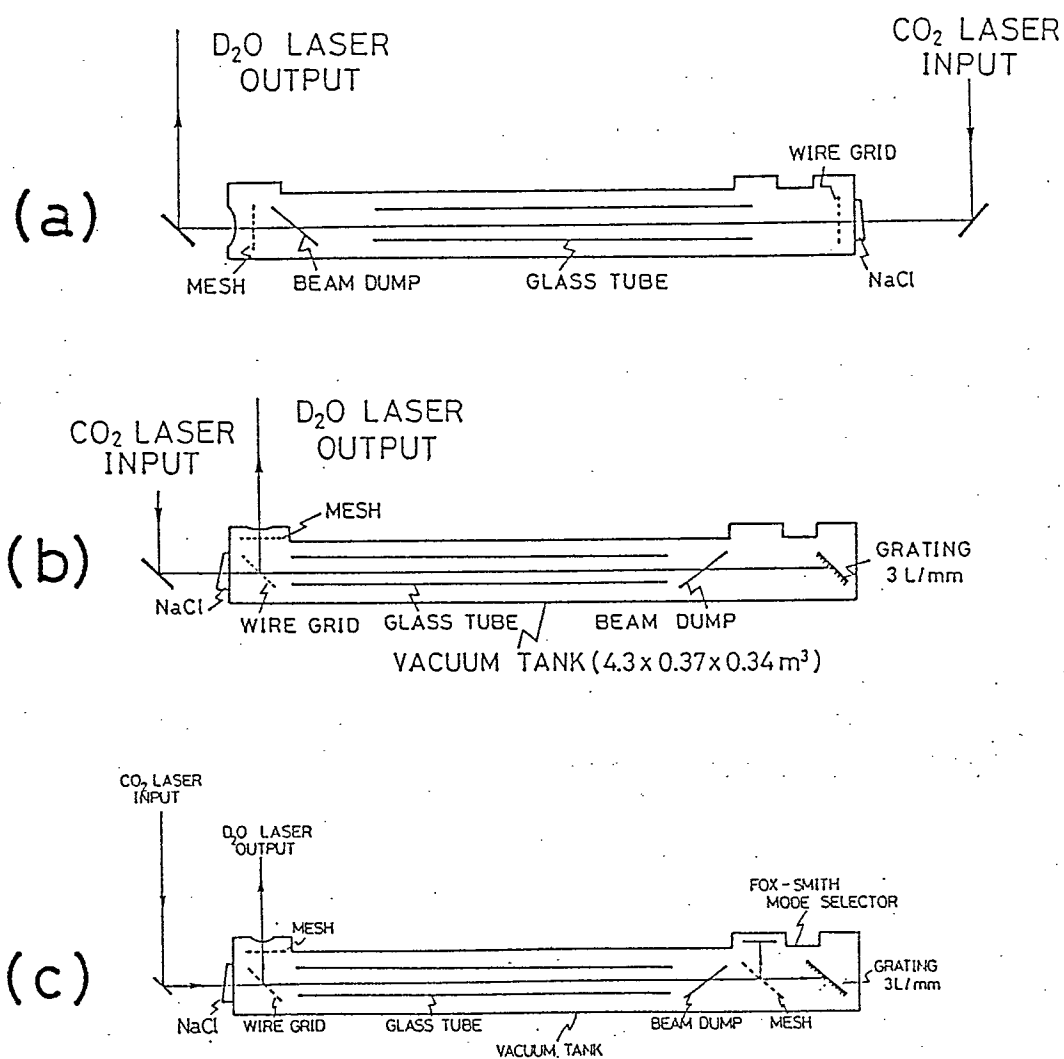


図3-14 385- μ m D₂Oレーザー共振器。
 (a) ファブリー・ペロー型。
 (b) 回折格子反射鏡組み込み式。
 (c) Fox-Smithモード選択器組み込み式。

を $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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

$385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザー共振器

単一縦モード $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザー光を得る一つ的手段として, Fox-Smith型モード選択器²⁷⁾を $D_2\text{O}$ レーザー共振器に組み込んだ(図3-14(c))。 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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き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 $385\text{-}\mu\text{m}$ 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

$385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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, $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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。

$385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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, 検知器出力の校正はFootera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, $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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, 鏡面研磨されたしんちゅう製のコーナ・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50 μm 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

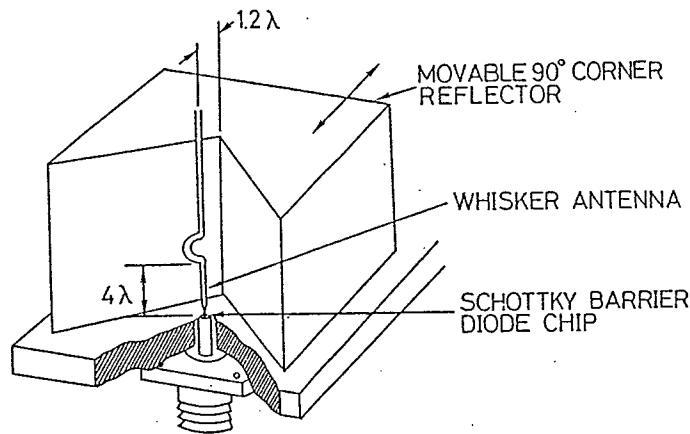


図3-15 385- μm D₂Oレーザー光波形観測用
GaAsショットキ・バリア・ダイオードマウント。

て使用した。 ウィスカーの長さは4 λ 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- μm D₂O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- μm D₂O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、

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

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、 $385\text{-}\mu\text{m}$ 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、 $F \cdot S \cdot R$ は $c/2d$ (c は光速、 d は2枚のメッシュの間隔)であるから、 $d=1\text{ cm}$, 30 cm , すなわち、それぞれ $F \cdot S \cdot R = 15\text{ GHz}$, 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 $385.242\text{ }\mu\text{m}$)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、散乱光に含まれるブ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 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ 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) が取り付けられている。

3-4-3 発振周波数特性

[1] クリーンモード化

$385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ 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 $9\text{R}(22)\text{ CO}_2$ 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 $359\text{-}\mu\text{m}$ 線を除くため、 D_2O レーザー共振器に回折格子反射鏡 (3 L/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、 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ 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 $F \cdot S \cdot R$ 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、 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ レーザー

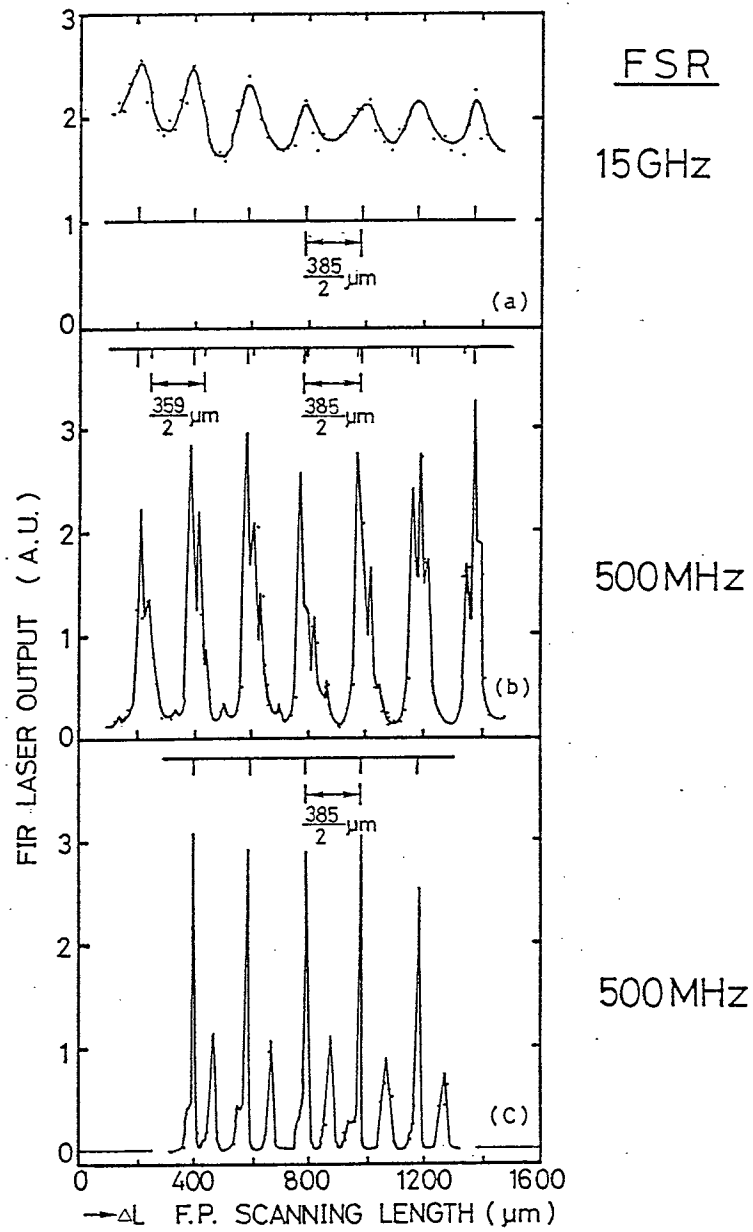


図3-16 Niメッシュ走査型ファブリー・ペロー干渉計
による $385\text{-}\mu\text{m}$ D_2O レーザー光の波長測定。
(a) ZnSeエタロンなし (F. S. R. = 15 GHz).
(b), (c) ZnSeエタロン挿入時 (F. S. R. = 500 MHz).
 $385\text{-}\mu\text{m}$ D_2O レーザー共振器は (a), (b) が
ファブリー・ペロー型, (c) が回折格子反射鏡入りの場合.

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- μ m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- μ mD₂Oレーザー光の波形観測からも評価した(図3-17)。CO₂レーザー光の波形観測は光子・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、光子・ドラック検知器は共にAlで出来た遮蔽室

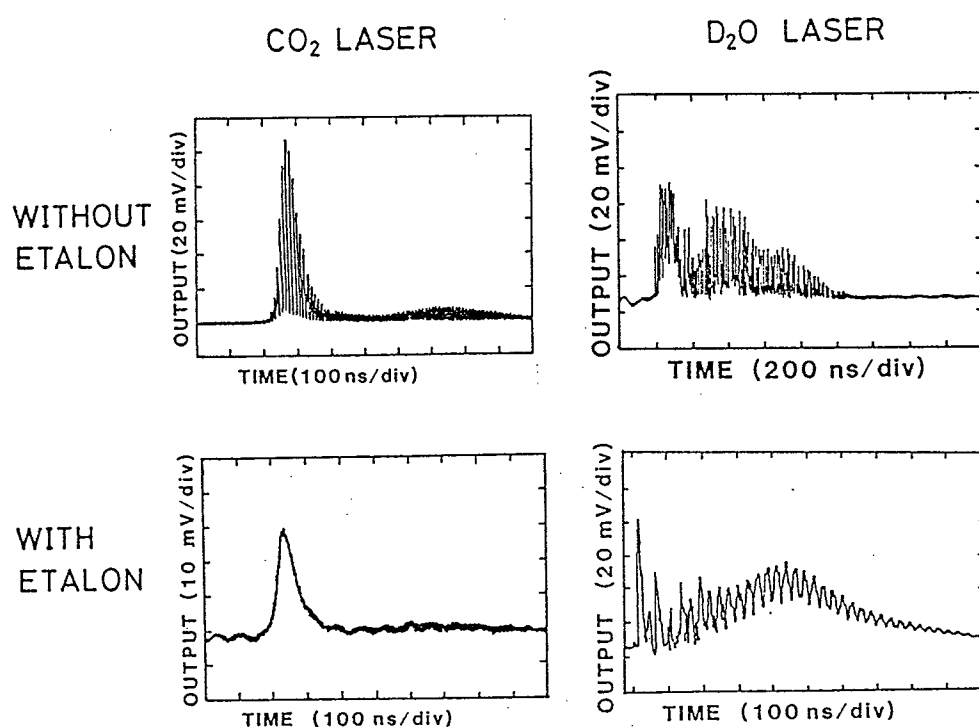


図3-17 励起CO₂レーザー光波形(左列)と385- μ mD₂Oレーザー光波形(右列)の関係。
上段はZnSeエタロンなしの時。
下段はZnSeエタロン使用の時。

に入っており、その出力をそれぞれ、7834型（周波数帯域幅：500 MHz），7104型（周波数帯域幅：1 GHz）オシロ・スコープにて観測した。単一モード励起により、D₂O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、CO₂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あった。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 CO₂レーザー発振器—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- μ m D₂Oレーザー光（500 ns）を得ることができた（図3-18）。

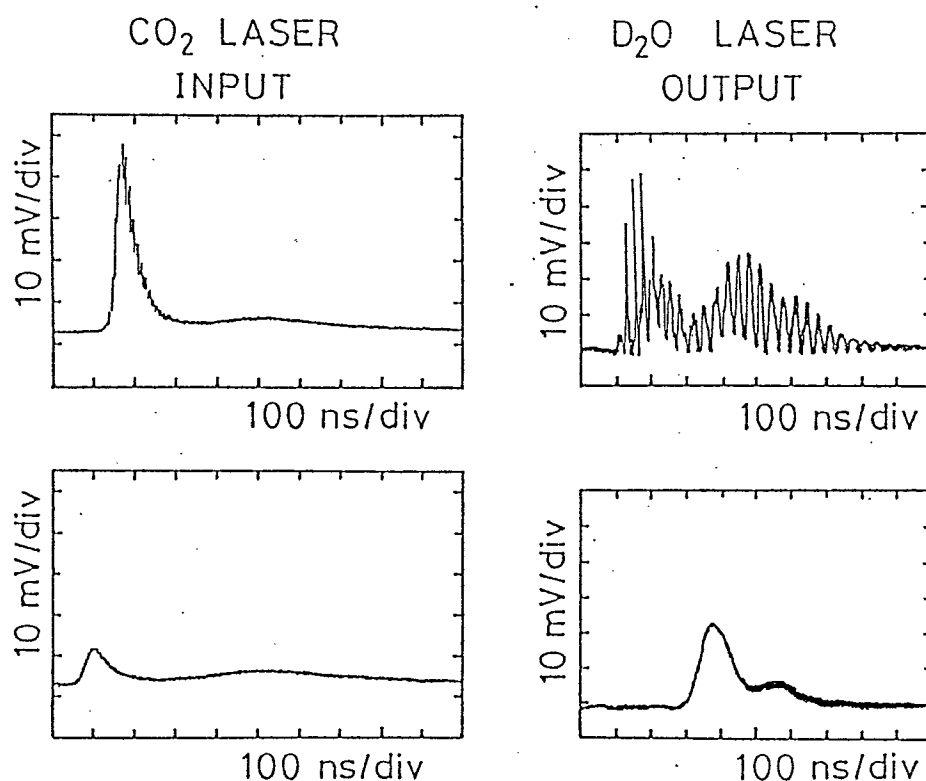


図3-18 励起用TEA CO₂レーザー光波形と
385- μ m D₂Oレーザー光波形の関係。

単一縦モード $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 D_2O 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，

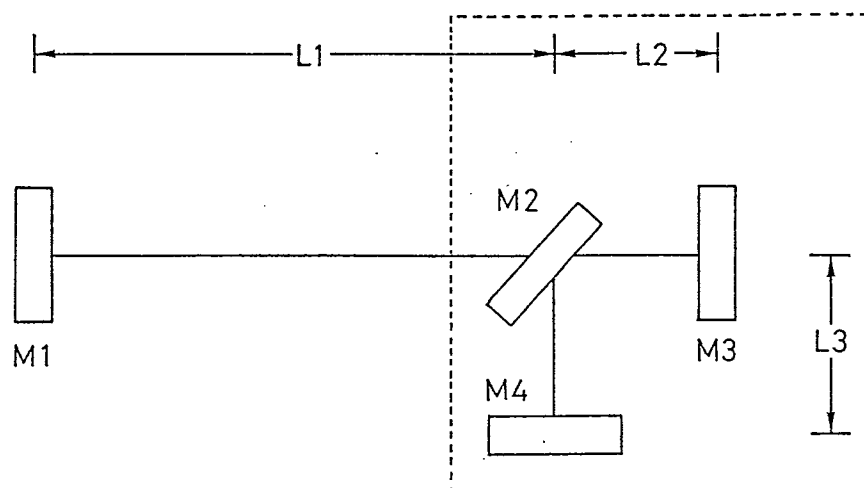


図3-19 Fox-Smith型モード選択器概略図。

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 L_1 , L_2 , L_3 とした。またM1, M2, M3, M4の反射率をそれぞれ R_1 , R_2 , R_3 , R_4 とし, M2の透過率を T_2 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⁾

$$T = T_2^2 R_3$$

$$\cdot \{1 + R_2^2 R_3 R_4 - 2 R_2 (R_3 R_4)^{1/2} \cos(4\pi(L_2 + L_3)/\lambda)\}^{-1},$$

(3-13)

ここで, λ はレーザー光の波長である。この式は R_3, R_4 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,

$$F = \pi \{R_2 (R_3 R_4)^{1/2}\}^{1/2} / \{1 - R_2 (R_3 R_4)^{1/2}\},$$

(3-14)

と書くことが出来る。³²⁾ (3-13) 式から T の最大値 $T_{\max}$ は,

$$T_{\max} = T_2^2 R_3 / \{1 - R_2 (R_3 R_4)^{1/2}\}^2, \quad (3-15)$$

であり, R_3, R_4 を大きくする程 $T_{\max}$ は大きくなる。実際には, M_3 は回折格子反射鏡, M_4 は Au 蒸着ガラス鏡であり, $385-\mu\text{m}$ 光に対しては, $R_3 = 0.8 \sim 0.95$, $R_4 \leq 1$ の高い反射率が期待される。 $385-\mu\text{m}$ D₂O 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 R_2 に対する $T_{\max}$ とフィネス F の積を計算より求め図 3-20 に示した。 R_3 が大きい程 $T_{\max} \times F$ は大きい値を示し, また R_2 のある値でピークを持つことがわかった。 $R_3 = 0.8 \sim 0.95$ と予想される³¹⁾ ことから, $T_{\max} \times F$ を最大にするには $R_2 \sim 0.8$ 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, $385-\mu\text{m}$ 光が 45° 入射の時, $\sim 83\%$ 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 (M_2) 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、 $L_2=30\text{ cm}$ 、 $L_3=15\text{ cm}$ としたため、 $L_1=370\text{ cm}$ となった。

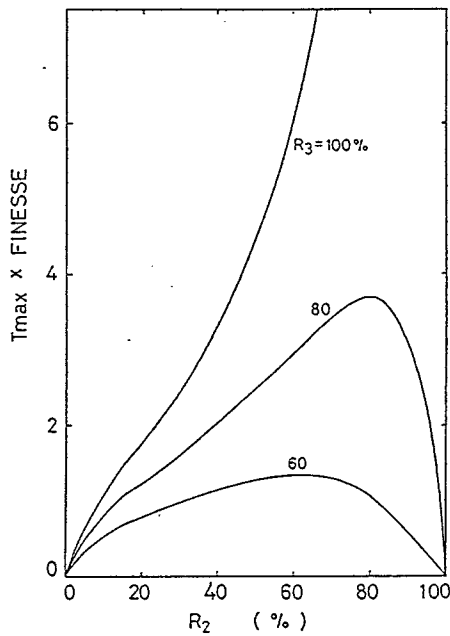


図3-20 R_3 をパラメータとして計算した R_2 に対する $T_{\max} \times$ フィネス。

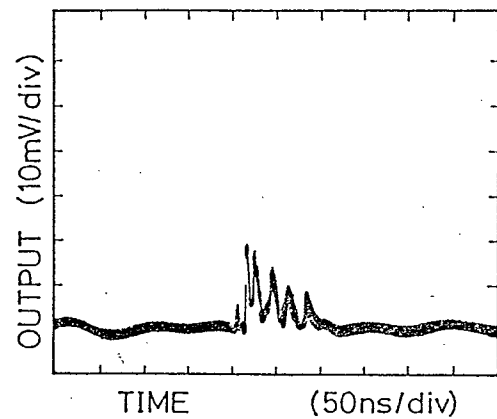


図3-21 Fox-Smith型モード選択器組み込み共振器を用いた時の385- μmD_{20} レーザーの出力パルス波形の一例。

図3-21にその時の385- μmD_{20} レーザーのパルス出力の波形を示した。385- μmD_{20} 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- μmD_{20} 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 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($\pm 0.01^\circ\text{C}$) ZnSe エタロンにより周波数可変化された $9\text{R}(22)\text{CO}_2$ レーザー光により $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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($\text{F.S.R.} = 500\text{ MHz}$)により測定した(図3-22)。エタロン傾角に

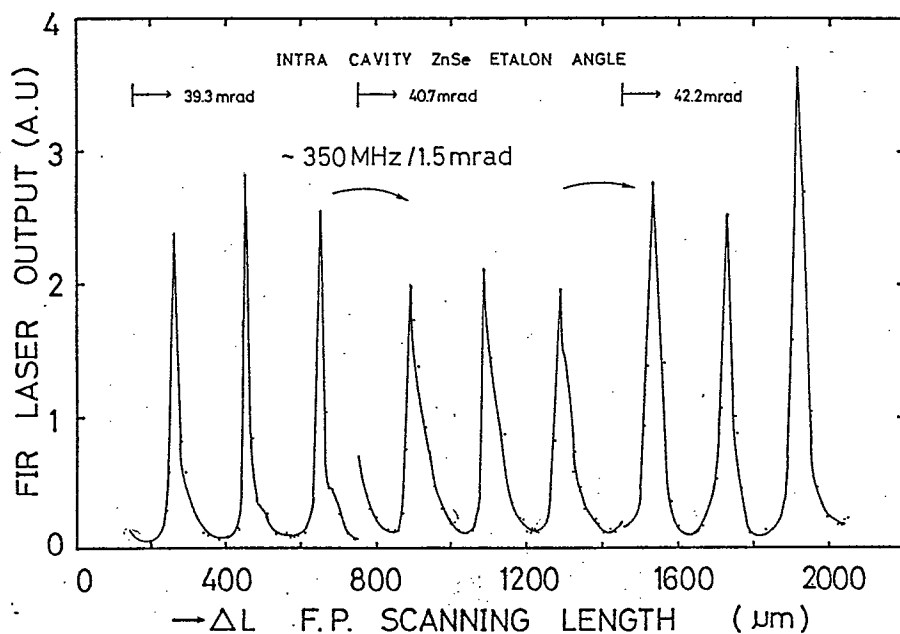


図3-22 走査型ファブリー・ペロー干渉計による
 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザー光の発振周波数測定。

対して $\sim 350 \text{ MHz} / 1.5 \text{ mrad}$ 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 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ レーザー光の絶対周波数を求めるために、 N_2O 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。 N_2O ガス吸収セルは長さ 2.5 m 、内径 95 mm （直径）のガラス製

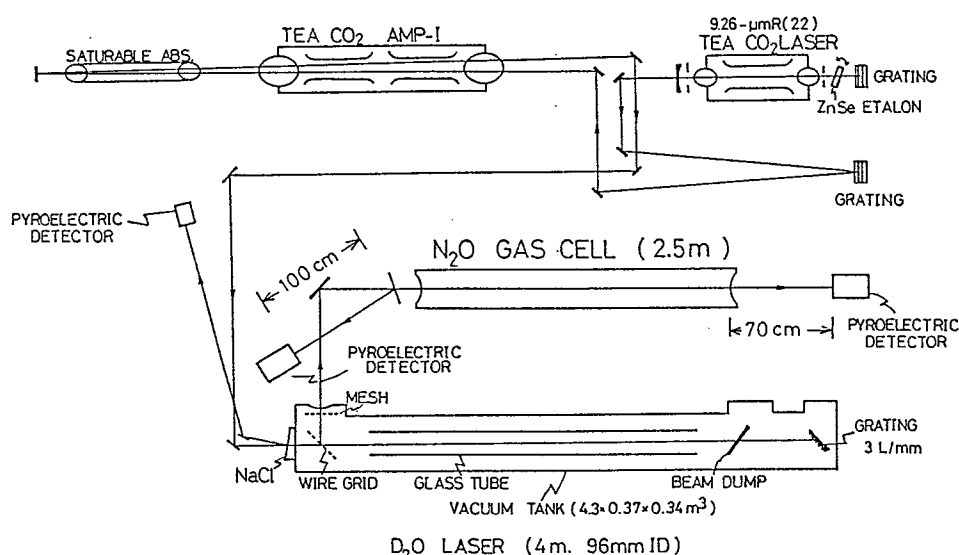


図3-23 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ レーザー光の N_2O ガス吸収特性実験配置図。

導波管であり、 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ レーザー光入出力部にはポリエチレン窓（厚さ 1 mm ）が取り付けられている。吸収セルの気密性は極めて良好であることから、 N_2O ガス封じ込め方式にて実験を行った。図3-24に $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ レーザー光に対する N_2O ガスの透過率変化を示した。3通りの N_2O 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、 $385\text{-}\mu\text{m D}_2\text{O}$ レーザー光は N_2O 吸収中心（ 778.192 GHz ）に同調でき、 $\sim 700 \text{ MHz}$ 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(±1GHz)に比べて385-μmD₂O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-μmD₂Oレーザー光の発振周波数はN₂O吸収中心からのオフ・セット周波数が〜+360MHz

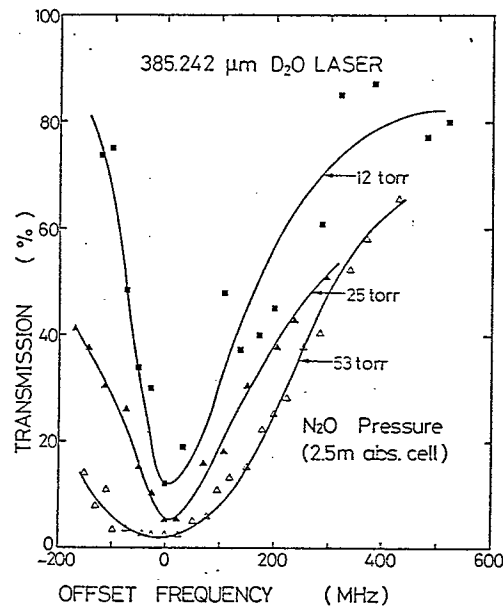


図3-24 385.242-μmD₂Oレーザー光に対する、N₂Oガスの吸収スペクトル(N₂Oの吸収中心の周波数は778.192GHz)。

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、N₂O吸収中心からのオフ・セット周波数が≤-200MHzと≥+500MHzのとき、励起CO₂レーザー光は弱く385-μmD₂O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N₂Oガス圧力25torrの時の385-μmD₂Oレーザー光に対するN₂Oガスの透過特性(下段)と385-μmD₂Oレーザー光の発振周波数変化に対する385-μmD₂Oレーザー出力の変化(上段)を示した。下段の図中の曲線はN₂O吸収係数を7.6MHz/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 $\Delta\nu_s = 7.6 \text{ MHz/torr}$, 吸収係数 α_0 は実験結果より得た $4.36 \pm 0.50 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ を代入し, (3-11)式には $L = 250$

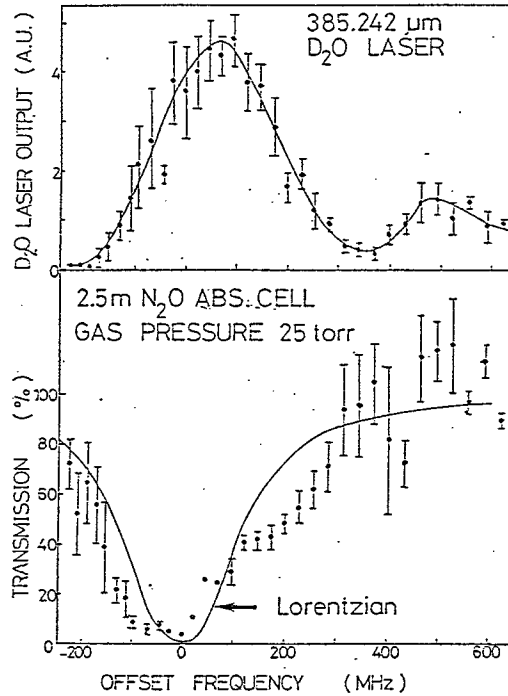


図3-25 385.242- μm D_2O レーザー出力の発振周波数スペクトル(上段);下段は N_2O ガスの吸収スペクトルであり, 吸収中心の周波数は778.192 GHzである。

cm, $P = 25 \text{ torr}$ 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- μm D_2O 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 N_2O ガスの圧力広がりをも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 N_2O 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, N_2O 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- μm D_2O レーザー光の出力は最大になることがわかった。385- μm D_2O レーザー発振周波数変化に対する, 励起 CO_2 レーザーから385- μm D_2O 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- μm D_2O レーザー光

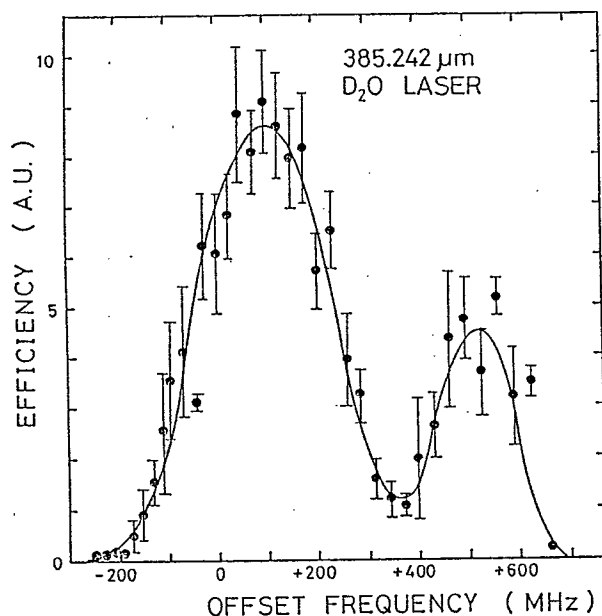


図3-26 N_2O 吸収中心からのオフ・セット周波数と励起 CO_2 レーザーエネルギー/385.242- μm D_2O レーザー出力エネルギーの関係(エネルギー変換効率)。

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 $\sim +700$ 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- μ m D₂O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- μ m D₂O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 μ m)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、

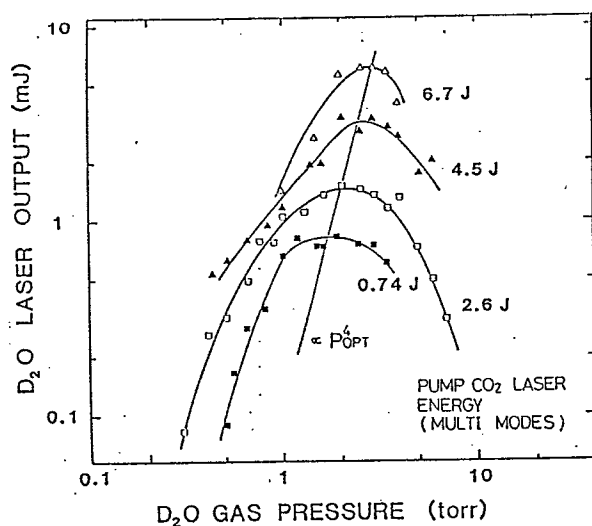


図3-27 385- μ m D₂Oレーザー出力のD₂Oガス圧力依存性(マルチモード励起の時)。

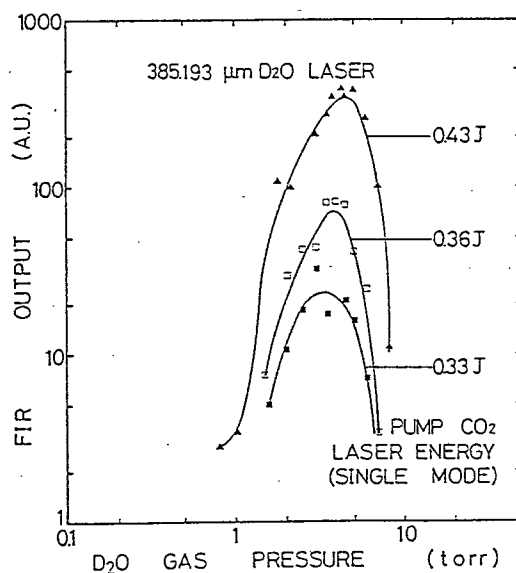


図3-28 385.193- μ m D₂Oレーザー出力のD₂Oガス圧力依存性(単一縦横モード励起の時)。

単一縦横モード励起の場合ともに励起CO₂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- μ m D₂O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- μ m D₂O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- μ m D₂Oレーザーの性能比較.

レーザー性能	研究機関				
	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 μ sec	1 μ sec	3 μ sec	1 μ sec	500 nsec
シングル モード化	○	○	○	△	○
周波数可変化 N ₂ Oガス 吸収帯内	◎	×	×	×	◎
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
- ×
- ?

ムの安定性の技術面において、本研究で述べた $385-\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385-\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーシステムを設計製作し、励起用TEA CO_2 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、 $385-\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385-\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385-\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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) T1-2.
- 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"(McGraw-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 CO₂レーザー用プラズマ検知器の開発

§4-1 はじめに

波長10 μm 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従したものであり、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CO₂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 CO₂レーザー光(100 mJ, 50 nsec)に対する有用性について述べる。

§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 μm CO₂レーザー光は遮断密度 $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で反射されるから、CO₂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磨された銅を用いた。アノード-カソード間隔は0.5 mmであり、ともに真空チャンパ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)CO₂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)を通過し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パー外で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。

真空チャンパー全体は、XYZステージに設置されており、真空チャンパ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 CO₂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 CO₂レーザーであり、回折格子反射鏡(135 L/mm)により9.26- μ mR(22)線(50 nsec)

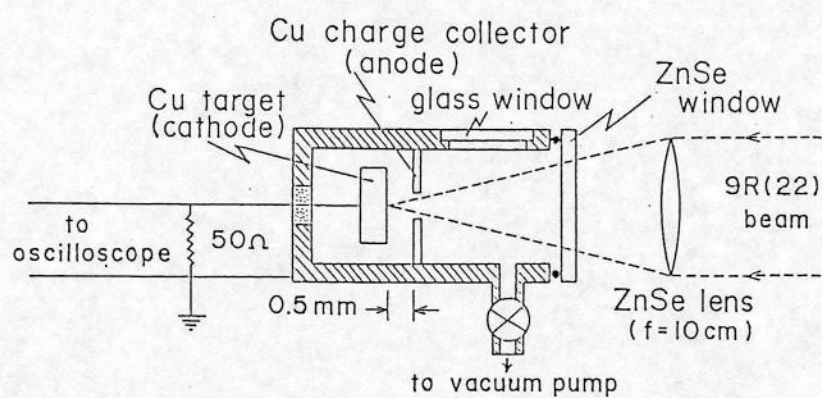


図4-1 プラズマ検知器の構造.

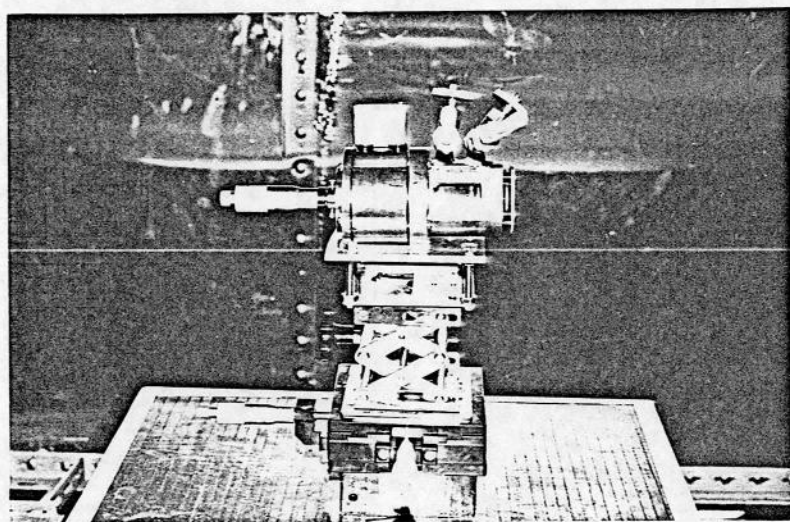


図4-2 プラズマ検知器の外観.

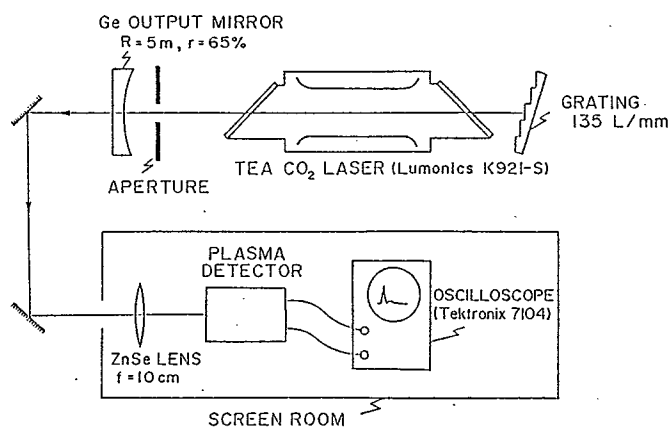


図4-3 実験配置図.

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TEM₀₀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0.5 mm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。

よく鏡面研磨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 I_{ev} と反射率 R の間には

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

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 をして I_{ev} が低下し、ある程度のところで、 R が一定となり I_{ev} 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、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 I_{av} は、

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

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 μm TEA CO₂レーザー光を銅ターゲット($\Delta=7.7$ eV, $A=63.5$)¹²⁾に照射した場合、 I_{av} は 8.5×10^6 W/cm²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/cm²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/cm²の時には、TEA CO₂レーザーパルスの二番目の大

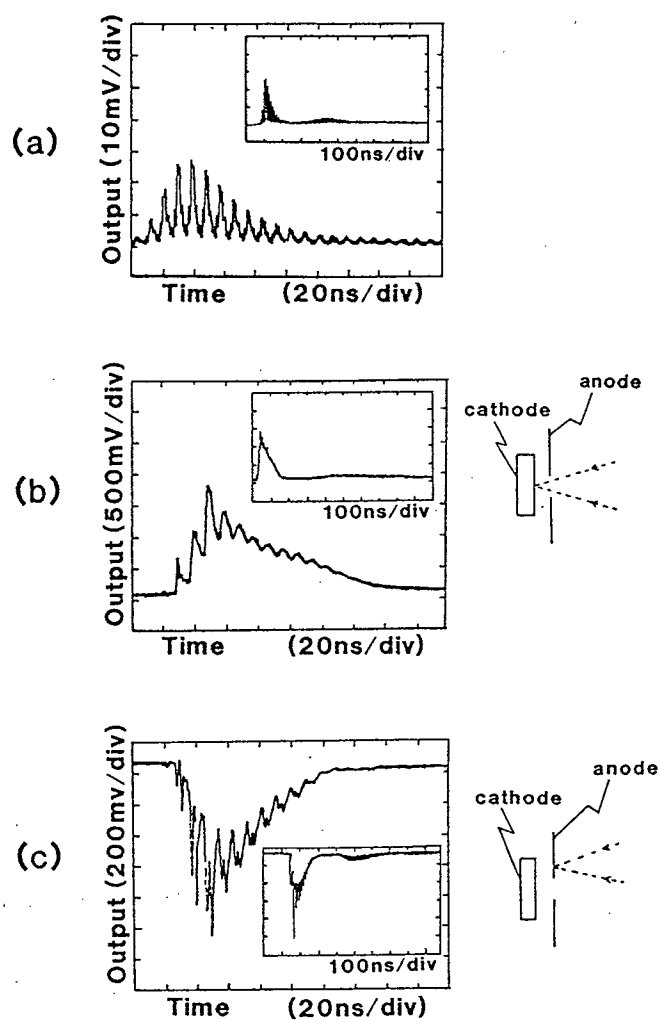


図4-4 (a) フォトン・ドラッグ検知器から得られたTEA CO₂レーザー出力波形。
 (b), (c) プラズマ検知器から得られたTEA CO₂レーザー出力波形；
 (b) カソードにレーザー光を照射した時, (c) アノードにレーザー光を照射した時.

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/cm^2 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/cm²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/cm²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 $1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 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/cm^2 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を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十分に膨張しており、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-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-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。

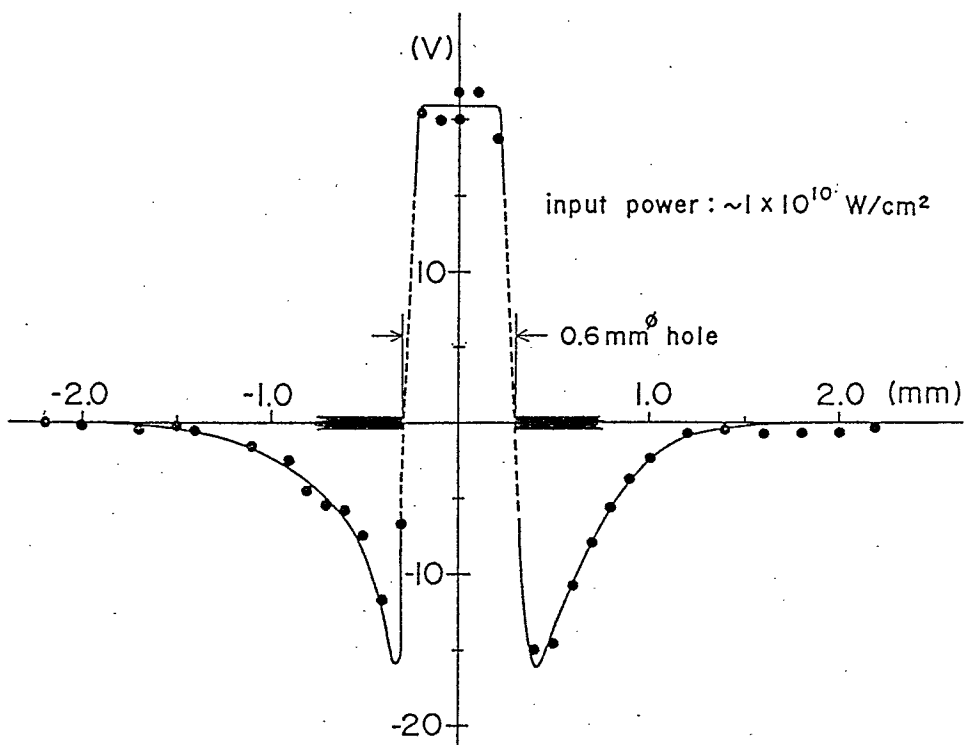


図4-5 レーザー光照射位置に対するプラズマ検知器の出力電圧変化.

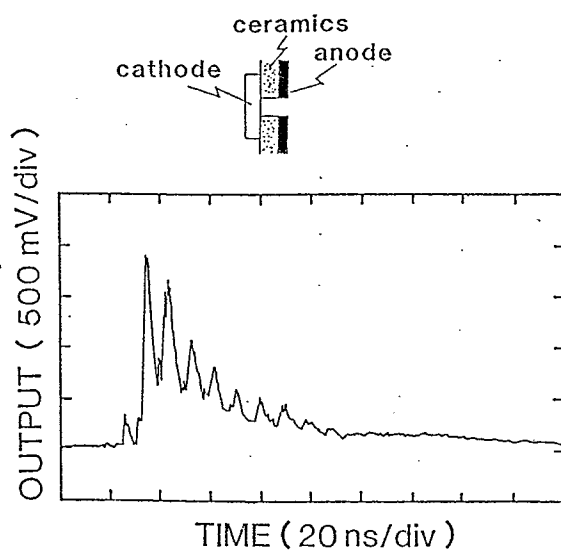


図4-6 アノード裏面にセラミックスをコートした時に
得られるプラズマ検知器のTEA CO₂レーザー出力波形.

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、 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。

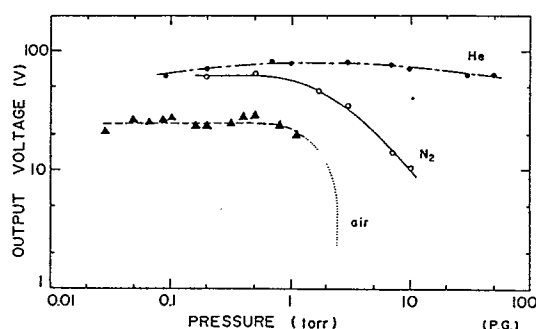


図4-7 封入気体及びその圧力に対するプラズマ検知器出力変化。

入射レーザー強度は、ターゲット上で $\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 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 $\sim$ 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-アノードの間隔は0.5 mm一定とした。ビーム集光用

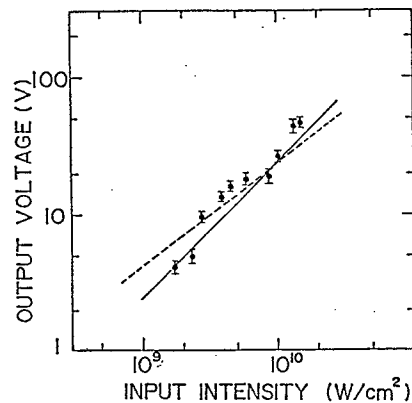


図4-8 入射レーザー強度に対するプラズマ検知器出力電圧の変化。
 図中、実線、破線はそれぞれ、最小二乗法、理論解析により引かれたもの。

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 $1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ から減少させていった。入射レーザー強度 $1.5 \times 10^9 \sim 1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 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 $1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 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。

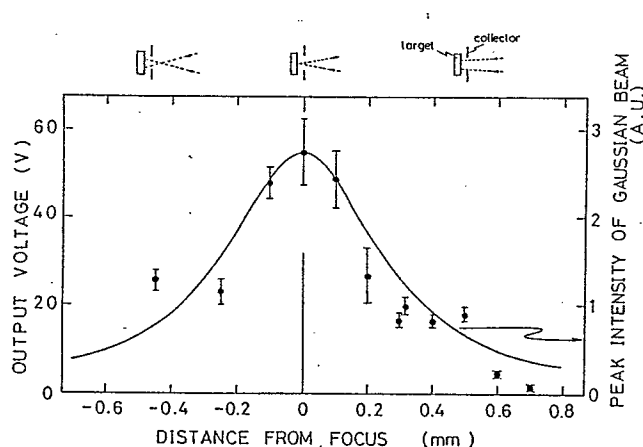


図4-9 プラズマ検知器出力電圧のデフォーカス依存性。

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CO₂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，

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

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⁾

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

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10 mmであった。式(4-4)に $\omega_i = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 9.2605 \text{ } \mu\text{m}$, $f = 100 \text{ mm}$ を代入すると、 $\omega_0 = 29.5 \text{ } \mu\text{m}$ 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

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

で与えられる。 $\omega_0 = 29.5 \text{ } \mu\text{m}$ 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⁾

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

ここで、 S はプラズマの放射面積、 e は電荷、 N_e は電子密度、 T_e は電子温度、 k はBoltzmann定数、 m_e 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氣的ポテンシャル ϕ を次のように与える。¹⁹⁾

$$e\phi/kT_e = -(x/C_s t + 1) = -v/C_s, \quad (4-7)$$

$$C_s = (z k T_e / m_i)^{1/2},$$

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⁾

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

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-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，

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

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，Puehl²²⁾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，

$$N_e \propto T_e^{3/4},$$

$$T_e \propto I^{4/9}, \quad (4-10)$$

の関係がある。ここで I は入射レーザー強度である。

9R(22) CO₂ レーザー光を Cu ターゲットに照射した場合、 $\lambda = 9.26 \mu\text{m}$, $z = 2$, $m_i = 1.06 \times 10^{-22} \text{ g}$ となり、 $I = 10^{10} \text{ W/cm}^2$ のとき、Puehl の実験結果²²⁾ から $T_e = 20 \text{ eV}$ 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、

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

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、 $t < 10^{-9} \text{ sec}$ 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 $R (= 50 \Omega)$ とすると、 $RC \gg t$ 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、

$$V = S N_e e t (k T_e / 2 \pi m_e)^{1/2} \exp(e \phi / k T_e) / C, \quad (4-12)$$

と書くことができる。 $x = 0.5 \text{ mm}$ のとき、式 (4-7) ~ (4-12) の計算結果より、 V と I ($1.5 \times 10^9 \sim 1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$) の関係は、

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

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 $1 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ である。カソー

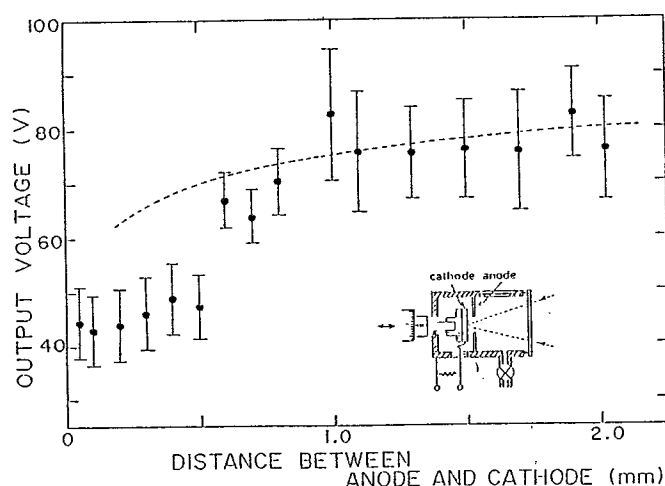


図4-10 カソードーアノード間隔を変化させた時のプラズマ検知器出力電圧変化。

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-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。 $C \propto 1/x$ 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-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)^{2,3)}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-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 CO₂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(<1 nsec)を有し、しかも長寿命(数万ショット以上)であった。そして、 $1.5 \times 10^9 \sim 1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 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CO₂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十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.McIellan 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、再び表面を研磨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6328 $\text{\AA}$) , YAGレーザー (波長1.06 μm) , 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、65 mJの9.26- μmR (22) 線 (50 nsec) を0.5 ppsで発振する。

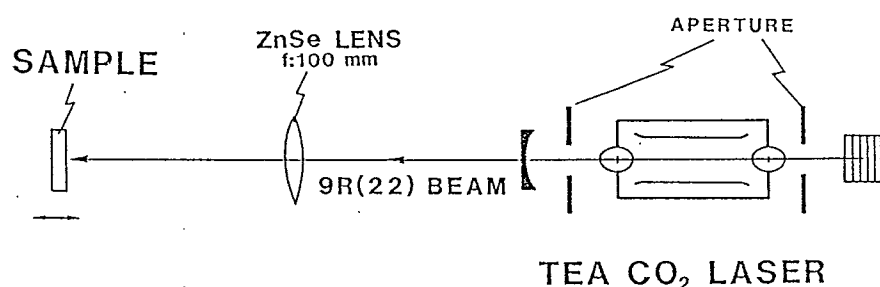


図5-1 レーザー損傷実験の配置図。

TEA CO₂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、CO₂レーザーのガス (CO₂, He, N₂) 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・ウェ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CO₂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 $\lambda/5$ ($\lambda=6328$ 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。

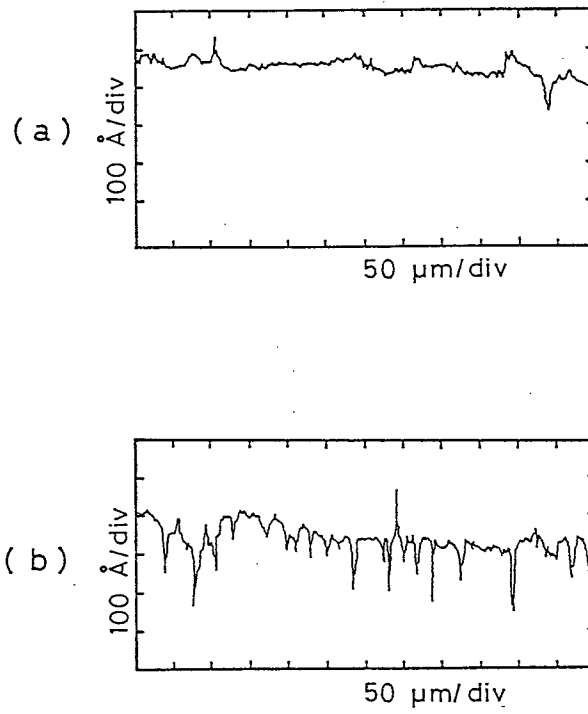


図5-2 Talystepによる表面粗さ測定.
(a) e. b. m. Mo金属鏡,
(b) p. m. Mo金属鏡.

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9.26 μm 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 $\text{\AA}$	65.8	58
1.06 μm	70	61.2
9.26 μm	Au蒸着ガラス鏡と同程度	

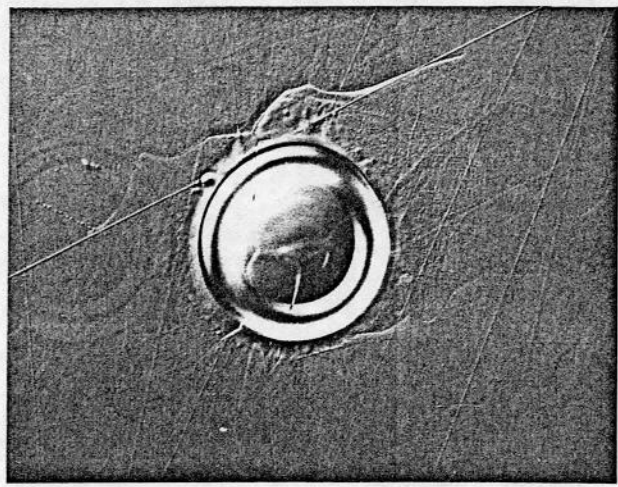
5-3-2 レーザー損傷

〔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/cm²），p. m. Mo

(a)



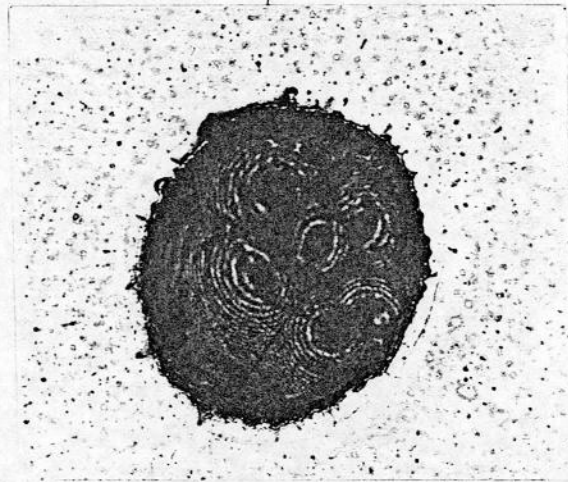
100 μm

(b)



100 μm

(c)



200 μm

図5-3 TEA CO₂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/cm²).
(b) p. m. Mo金属鏡 (照射レーザーエネルギー密度146.3 J/cm²).
(c) Au蒸着ガラス鏡 (照射レーザーエネルギー密度53.3 J/cm²).

金属鏡（レーザーエネルギー密度； 146.3 J/cm^2 ）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/cm^2 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。

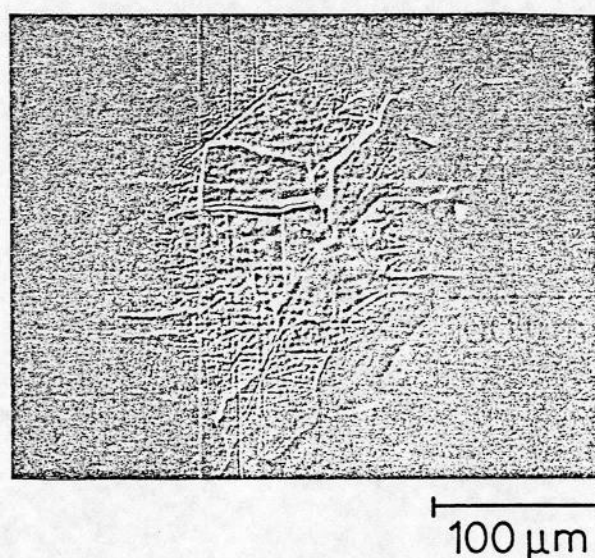


図5-4 TEA CO₂レーザーにより受けたe. b. m. Mo金属鏡表面の損傷部の顕微鏡写真（照射レーザーエネルギー密度 95.6 J/cm^2 ）。

図5-3（c）において、Au蒸着ガラス鏡はエネルギー密度 53.3 J/cm^2 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、 $17.6 \sim 21.6 \text{ J/cm}^2$ 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金属鏡のその約3倍、Au蒸着ガラス鏡のその約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

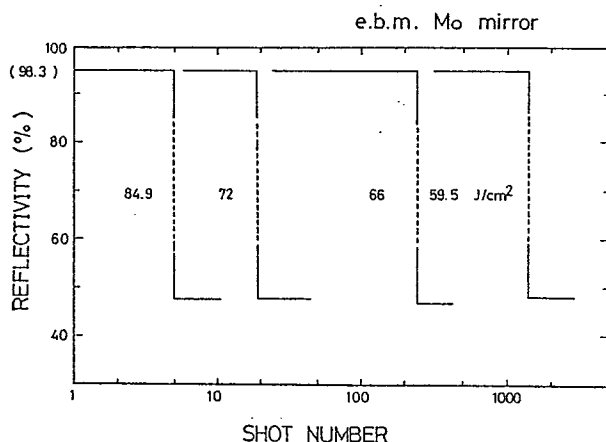


図5-5 TEA CO₂レーザーショット数に対する、e. b. m. Mo金属鏡の反射率の変化。

で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/cm²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/cm^2 のTEA CO_2 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

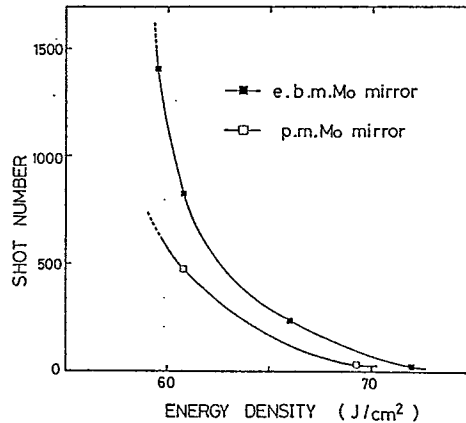


図5-6 照射レーザーエネルギー密度と、
反射率が低下するレーザーショット数の関係。

(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/cm^2 のTEA CO_2 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 $9.26 \mu\text{m}$ の CO_2 レー

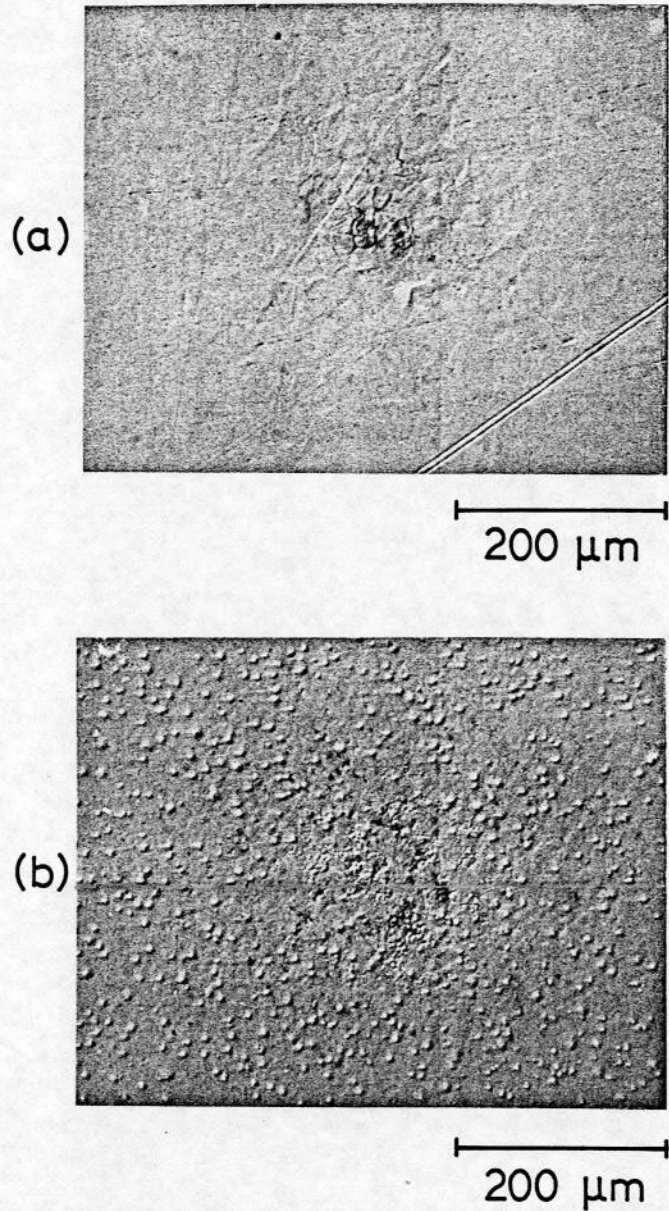


図5-7 複数ショットのTEA CO₂レーザー光を照射した後のMo金属反射鏡表面の顕微鏡写真。
(a) TEA CO₂レーザー光を(72 J/cm²)を26ショットした後のe. b. m. Mo金属鏡表面。
(b) TEA CO₂レーザー光(60.7 J/cm²)を480ショットした後のp. m. Mo金属鏡表面。

レーザー光に対して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/cm^2 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 $9.26\text{-}\mu\text{m}$ 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、 60 J/cm^2 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こすことがわかった。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- μ mD2O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 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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。

D_2O レーザー励起用TEA CO_2 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、 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 CO_2 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 CO_2 レーザーに対する有用性を示し、それによってTEA CO_2 レーザー並びに $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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実理を述べ、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、 $385\text{-}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザー励起用TEA CO_2 レーザーの出力特性を調べ、最大 7 J (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 15 torr 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 CO_2 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、 $\pm 1/100^\circ\text{C}$ 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、 $9.26\text{--}\mu\text{mR}$ (22) TEA CO₂レーザー光を安定に単一縦横モード化し、 $\pm 1\text{GHz}$ 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—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 $1\text{ }\mu\text{sec}$ 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 $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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 $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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、 $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ 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も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 $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーの出力は最大になることを見いだした。
- (8) $385\text{--}\mu\text{mD}_2\text{O}$ レーザーの出力特性を調べ、最大出力としては 120 kW 、またパルス持続時間として 500 nsec 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 $385.193\text{ }\mu\text{m}$) 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 $<1\text{ nsec}$)、高出力性 (最大出力電圧約 90 V)、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 $1.5 \times 10^9 \sim 1.5 \times 10^{10}\text{ W/cm}^2$ 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(9.26 μm)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 CO₂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) 60 J/cm²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 CO₂レーザー並びに光励起385- μm D₂O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- μm D₂Oレーザーの基本的な技術側面が確立された。なお、今後TEA CO₂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、三間罔興教授、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 網脇恵章教授、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、藤原関夫助手、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年に亙る研究生生活の中で、苦楽を共にした出口裕二君、大須賀敏明君、菅田義英氏、桑原克仁君、呉魯東氏、R. O. Stapp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 CO₂ 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 CO₂ 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 CO₂ 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- μ m D₂O 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- μ mD₂Oレーザーの開発
市川 洋, 網脇恵章, 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- μ mD₂Oレーザーシステム開発の現状
網脇 恵章, 市川 洋, 山中 正宣
レーザー研究 12, 557 (1984).
- 7) パルスCO₂レーザー出力測定用プラズマ検知器
市川 洋, 網脇 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 CO₂ 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- μ m D₂O 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 CO₂
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- μ m
D₂O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 III」
応用物理学会 千葉大学 1983年 4月 5日
- 7) 「大出力光励起385- μ m D₂O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D₂O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- μ m D₂O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- μ m D₂O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- μ m
D₂O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- μ m D₂O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- μ m D₂O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- μ m D₂O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- μ m D₂O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- μ m
D₂O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- μ m D₂O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- μ mD20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- μ m
 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- μ mD20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)

