

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-µm D20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-μmD2O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、D2O 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385μmD 2.0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	緖	ഖ	••••••	1
第	2	章	プラ	アマ記	診断用サブミリ波レーザー ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	3
Ę	§ 2-	- 1		はじめ	biz ·····	3
Ę	32	-2		トムン	ノン散乱法によるトカマク・プラズマのイオン温度測定・	4
	<b>2</b>	-2-3	1	原理	••••••	4
	$2 \cdot$	-2-2	2	トムン	ノ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
Ę	§2-	-3		プラン	《マ診断用サブミリ波レーザー ・・・・・・・・・・・・・	11
	$2 \cdot$	-3-3	l	まえか	送车 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	11
	2	-3-2	2	光励走	≧サブミリ波レーザーの原理 ・・・・・・・・・・・・・・・・	13
	<b>2</b>	-3-3	3	2光子	圣遷移 •••••	15
	$2 \cdot$	<b>- 3</b> - 4	1	密度往	「列法に基づくサブミリ波レーザー利得計算 ・・・・・・・・	17
	$2 \cdot$	-3-8	5	まとめ	·····	23
Ę	§2·	-4		むすて	۶	23
		۰.		参考了	て献 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	23
				-		
第	3	章	大出	力光质	カ起385-μmD20レーザーシステムの開発 ・・・・・・	26
Ę	§ 3 ·	- 1		はじめ	biz	26
Ę	§3∙	-2		385	5-μmD2Οレーザーの発振機構 ・・・・・・・・・・・	27
Ę	§ 3-	-3	1	D 2 (	)レーザー励起用TEA CO2レーザーシステム ・・・・・	28
	3	-3-3	1	まえな	3苦 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	28
	3	-3-2	2	レーち	デーシステム構成 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	28
				[1]	発振器 ••••••	28
				[2]	增幅器 ••••••	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] 增幅特性 ************************************	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 CO2レーザー光励起385-μmD20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-μmD20レーザー共振器 ・・・・・・・・・・	45
	[3] 回折格子反射鏡組み込み	
	385-μmD20レーザー共振器 ・・・・・・・・・・・	45
	[4] Fox-Smith型モード選択器組み込み	
	385-μmD20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 T	EA CO2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 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	7(
4 - 4 - 1	まえがき ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	7(
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 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	8
§5−1	はじめに ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	8
§5-2	実験装置 ••••••	8
§5−3	実験結果と検討 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	87
5 - 3 - 1	表面特性 ••••••	8
5-3-2	レーザー損傷 ・・・・・	88
·	[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 •••••	91
		۰.

						·
第	6	章	結	≝∆ m	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	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-µm 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,サプ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。

 $\mathbf{2}$ 

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ブ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 -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ブラ 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,σ=8× 10<sup>-26</sup> cm<sup>2</sup>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<sup>1)</sup>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<sup>2</sup>,<sup>3)</sup>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(1us) 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。

З

§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<sub>i</sub>,波数ベクトルk<sub>i</sub>)が自由電子(速度 v<sub>e</sub>)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ωs,波数ベクトルks)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。

 $\omega_{\rm S} = \omega_{\rm i} + (\mathbf{k}_{\rm S} - \mathbf{k}_{\rm i}) \mathbf{v}_{\rm e} , \qquad (2 - 1)$ 

ここで、ve は電子の速度ベクトルである。 運動量保存則より

$$\mathbf{k}_{\mathrm{S}} = \mathbf{k}_{\mathrm{i}} + \mathbf{k}, \qquad (2 - 2)$$

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、

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

$$=4\pi \sin\left(\theta/2\right)/\lambda_{\rm i},\qquad(2-3)$$

ここで, λ<sub>i</sub> 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<sub>th</sub>は静止している電子からの全断面積で,S(k,ω)は 構造因子

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

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、Si 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,

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

と置く。 すなわち,

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

(2 - 7)

$$S_{i} (k) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{i} (k, \omega) \frac{d\omega}{2\pi} = \frac{Z\alpha^{4}}{(1+\alpha^{2}) \{1+\alpha^{2} (1+ZT_{e}/T_{i})\}},$$

と書ける。<sup>4</sup>) ここで、Ζはイオンの荷電数、そしてα値は、

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

 $=\lambda_{i}/\lambda_{D} \cdot (4\pi \sin(\theta/2))^{-1},$  (2-8)

と定義される値である。 但し、入□はデバイ長であり、

$$\lambda_{\rm D} = (\epsilon_0 \ {\rm Te} / {\rm ne} / {\rm e}^2)^{1/2}, \qquad (2-9)$$

と書ける。 図2-2にT<sub>e</sub> = T<sub>i</sub>, Z=1の時の $\alpha$ に対するS(k)の変化<sup>5)</sup>を示す。

プラズマに於いては、電荷 q<sub>0</sub> 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、α **くく**1ならば図2-2で見られる様にSに於いてS<sub>e</sub> 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=Tiとした時の構造因子.<sup>5)</sup>



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<sub>e</sub> = T<sub>i</sub>).<sup>6</sup>> 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 |  $\mathbf{k}$  |  $\mathbf{v}_{e}$  /  $2\pi$ のガウス型をし、  $T_{e}$  <sup>1</sup> / <sup>2</sup> に比例する<sup>6</sup> ) (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<sub>e</sub> ~T<sub>i</sub> 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<sub>i</sub> 1 / <sup>2</sup> に比例する<sup>5</sup>) 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つのビ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λiは(2-8)式より次のように求まる。

 $\lambda_i$  [cm] =9. 35×10<sup>3</sup> as in ( $\theta$ /2)

 $X (T_e [eV] / n_e [cm^{-3}])^{1/2}$ .

(2 - 10)

α=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α=1のときのブ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。

$$\lambda_{i} [cm] < \frac{2.33 \times 10^{6}}{(n_{e} [cm^{-3}])^{1}/2}$$
 (2-11)

図2-4には、Te=1000eV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)

$$\lambda_{i} [cm] < \frac{10.7}{nB[kG]}$$
, (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<sup>8</sup>)であり,n=3を適用する。<sup>7</sup>) 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200~500 μm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 ようとするブ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Pi [W], 散乱波パワーをPs [W] とすると,

$$P_{s} = P_{i} \cdot \sigma \cdot n_{e} \cdot l \cdot S(k) \cdot \Delta \Omega , \qquad (2-13)$$

と書ける。<sup>8 )</sup> ここで、 $\sigma = 8 \times 10^{-2.6}$  c mはトムソン散乱の断面積、1 は散 乱領域の長さ [ c m ] 、 $\Delta \Omega$ 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- $\mu$ mD<sub>2</sub>O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。  $T_i \sim T_e = 1 \text{ keV}$ , ne =  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ とし, 散乱角を $15^\circ$ とすると, (2-8) 式から $\alpha = 5.5$ となる。  $1 \sim 1 \text{ cm}$ ,  $\Delta \Omega \sim 10^{-3}$ である<sup>3</sup>) ので, (2-7) 式を使うと, P<sub>s</sub> ~ $1 \times 10^{-15}$ P<sub>i</sub> 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 I k I v<sub>i</sub> /  $\pi = 2 \sim 3$  GH z 程度(v<sub>i</sub> 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~10<sup>-19</sup> W/HzのNEP, 2~3GHzの広い 帯域幅を有している。<sup>10</sup>) 実際のトカマク・プラズマから得られた385- $\mu$ m D2Oレーザー散乱光スペクトルの一例<sup>11</sup>)を図2-5に示す。 ne = 5×10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup>, T<sub>i</sub> = 900 eV, Te / T<sub>i</sub> = 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-µmD20レーザー 散乱光をN20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Ti =900 eVの時予想されるトムソン散乱光である.<sup>11)</sup>

対し100kW(1µsec)の385-µmD20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N20ガスセル(ガス圧60 torr)を 通過させて得たものである。 N20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。

 $\alpha$ >1の場合, 散乱光のパワーP<sub>s</sub> が雑音パワーP<sub>N</sub> =  $\Delta \nu \cdot N E P (\Delta \nu; 受信 器の帯域幅) に等しいとすると、入射レーザーパワーP<sub>0</sub> はD<sub>2</sub> プラズマに対して$ 

P = 1.  $26 \times 10^{25} \Delta v$ 

× s i n (2 s i n<sup>-1</sup> { 
$$\frac{\Delta \nu \lambda_i \text{ [cm]}}{3.91 \times 10^6 \text{ T}_i^{-1/2}}$$
 }

 $\times \frac{F \cdot NEP}{ne \lambda_i S (k)}, \qquad (2-14)$ 

という関係を満たさなければならない。<sup>12)</sup> ここでFは集光要素のf値である。 ne ~10 cm<sup>-3</sup>, Te = T<sub>i</sub> ~1 k e V,  $\lambda_0$  = 200~500  $\mu$ m, NEP~10<sup>-19</sup> W/Hz,  $\Delta \nu$  = 2GHz, F = 40とすると, (2-14) 式を満たすためにはP<sub>0</sub> > 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,

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

で与えられる。<sup>13</sup>)ここで、 $\tau$ はレーザーのパルス幅、Nはチャンネル数である。 P<sub>s</sub> ~P<sub>N</sub>、 $\Delta \nu$ /N~100MHz、s=5とすると、 $\tau$ ~1  $\mu$ 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 μsec以上である。

以上のことより、T<sub>i</sub> ≦10 k e V, ne =10<sup>13</sup> ~10<sup>4</sup> c m<sup>-1</sup>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N2O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- $\mu$ mD2Oレ -ザーに発振波長が近く、しかもIF (中間周波数)が5~15GH2である様なC Wサブミリ波レーザーが必要となる。 今までのところ、CO2レーザー光励起のCW 380.6- $\mu$ mDCOODレーザー (IF=9.0GH2)<sup>14</sup>)やCW382.9- $\mu$ m CH2F2レーザー (IF=4.3GH2)<sup>15</sup>,<sup>16</sup>)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- $\mu$ mCH2F2レ -ザーの開発に関する基礎研究が行われている。<sup>17</sup>)

§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<sup>18)</sup> 9P(20)CO<sub>2</sub>レーザー励起によるCH<sub>3</sub>Fからの496  $\mu$ m線と、9R(22) CO<sub>2</sub>レーザー励起によるD<sub>2</sub>Oからの385  $\mu$ 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<sub>3</sub>F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- $\mu$ mD<sub>2</sub>O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<sup>-1</sup>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

波長	200 ~ 500 μm
出力	> 1 MW
パルス幅	>1 µsec
発振線幅	$\langle 1 0 0 $ MHz at $-1 0 $ dB $\langle 1 $ GHz at $-6 0 $ dB

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.



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 力サプ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<sup>19</sup> がCO2レーザー励起によって496- $\mu$ mCH3F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  $\mu$ m~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。<sup>20</sup>



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。

1.3

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→進位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<sup>8</sup> sec<sup>-1</sup>torr<sup>-1</sup>であ る。 従って最大ポンピング率Upは次式で与えられる。

$$Up = f \cdot n_{\rm m} \cdot Ur , \qquad (2-16)$$

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), nm 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,

$$P \sim \frac{1}{2} h \nu U p$$
$$= \frac{1}{2} h \nu f nm Ur , \qquad (2-17)$$

で表される。 ここでぃ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/1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<sup>21)</sup>)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- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー、<sup>22</sup>、<sup>23)</sup> 118.8- $\mu$ mCH<sub>3</sub> 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。<sup>25)</sup>図2-8において,準位1は基底振 動進位,進位3は励起振動進位,進位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△ ν が数100 MH z 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△ ν 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



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<sup>26</sup>,<sup>27</sup>)と半古典論によるもの<sup>28</sup>,<sup>29</sup>)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ACStark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<sup>28)</sup>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 $\omega_P$ 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 $\omega_S$ 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 $\mu_{31}$ と $\mu_{32}$ 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.  $\omega_{i,j}$  (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.  $\mu_{i,j}$  (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,

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

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

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。

$$\frac{d\rho_{mm}}{dt} = -\tau_{mm}^{-1} (\rho_{mm} - \rho^{0} mm) + \frac{i}{\hbar} [\rho, H] mm ,$$
(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, $\rho^0$ mmは印加電場を無視した場合の対角密度行列要素 $\rho$ 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<sub>0</sub> + V (t)とおかれる,ここでV(t)=-exE(t)である。 従って,Hmm= $\int$ Em  $\delta$ mn + Vmn,そしてVnm=- $\mu$ nmE(t)である。 そしてVnn=- $\mu$ nnE(t)=0と仮定した。<sup>28</sup>)

準位1と3,準位3と2の分布差をそれじれ r<sub>13</sub> = ρ<sub>1 1</sub> - ρ<sub>3 3</sub>, r<sub>32</sub> = ρ<sub>3 3</sub> - ρ<sub>2 2</sub>とする。 そして,電場をω<sub>P</sub> ~ ω<sub>31</sub>で振動する場とω<sub>S</sub> ~ ω<sub>32</sub>で振動する 場の和とし,次のように書く。

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

+ 
$$\frac{1}{2}E_{s} \exp \{i (\omega_{s} t + \phi_{s})\}$$
 (2-20)

+ complex cojugate ,

さらにµ12=0と置き,また,

$$\beta_{13} = \frac{1 \mu_{13} + E_P}{2 \hbar}, \qquad (2-21)$$

$$\beta_{32} = \frac{1 \mu_{32} + E_S}{2 \hbar}, \qquad (2-21)$$

**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(μρ)とかける<sup>3 υ )</sup> ことから,

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

となる。 また, P=Re( $\chi$ Eexp( $i \omega t$ ))とも書ける。  $\chi$ は感受率である。  $\chi = \chi' + i \chi''$ とすると, -P・E=dI( $\omega$ )/dz= $\omega E^2 \chi''$ ( $\omega$ )である。 周波数 $\omega_s$  での感受率の虚数部についての解は,

$$\chi'' (\omega_{\rm S}) = \frac{|\mu_{23}|^2}{\hbar} \frac{\tau}{1 + (\delta_{\rm S} \tau)^2} \{r_{32} [1 + (\beta_{13} \tau)^2 + (\beta_{13} \tau$$

で与えられる。 分布差は以下に与えられる。

$$r_{13} = r^{0}_{13} \left[ \Gamma_{4} / \left( \Gamma_{1} \Gamma_{4} - \Gamma_{2} \Gamma_{3} \right) \right],$$
  
$$r_{32} = r^{0}_{32} \left[ \Gamma_{3} / \left( \Gamma_{1} \Gamma_{4} - \Gamma_{2} \Gamma_{3} \right) \right], \qquad (2-24)$$

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

ここで,

$$\begin{split} \Gamma_{1} &= 1 + \frac{4 \left(\beta_{13} \tau\right)^{2}}{1 + \left(\delta_{P} \tau\right)^{2}} \left\{ 1 - \left(\beta_{32} \tau\right)^{2} \right. \\ &\left. \left( \frac{\alpha_{1}}{1 + \left(\delta_{P} \tau\right)^{2}} + \frac{\alpha_{2}}{2 \left(1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}\right)} \right) \right\}, \\ \Gamma_{2} &= \frac{2 \left(\beta_{32} \tau\right)^{2}}{1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}} \left\{ 1 + 2 \left(\beta_{13} \tau\right)^{2} \right. \\ &\left. \left( - \frac{\alpha_{2}}{1 + \left(\delta_{P} \tau\right)^{2}} + \frac{1}{2} \frac{\alpha_{3}}{1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}} \right) \right\}, \\ \Gamma_{3} &= \frac{2 \left(\beta_{13} \tau\right)^{2}}{1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}} \left\{ 1 - \left(\beta_{32} \tau\right)^{2} \right. \\ &\left. \left( \frac{2\alpha_{2}}{1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}} + \frac{\alpha_{1}}{1 + \left(\delta_{P} \tau\right)^{2}} \right) \right\}, \\ \Gamma_{4} &= 1 + \frac{4 \left(\beta_{32} \tau\right)^{2}}{1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}} \left\{ 1 + \left(\beta_{13} \tau\right)^{2} \right. \\ &\left. \left( \frac{\alpha_{3}}{1 + \left(\delta_{S} \tau\right)^{2}} - \frac{1}{2} \frac{\alpha_{2}}{1 + \left(\delta_{P} \tau\right)^{2}} \right) \right\}, \\ \alpha_{1} &= \left\{ 1 - \left(\delta_{P} \tau\right)^{2} \right\} R_{2} + 2 \delta_{P} \tau R_{1}, \\ \alpha_{2} &= \left(\delta_{P} - \delta_{S}\right) \tau R_{1} + \left(1 + \delta_{P} \delta_{S} \tau^{2}\right) R_{2}, \end{split}$$

20

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

 $R_{1} = \{1 + (\delta_{S} \tau)^{2} \} \{1 + (\delta_{P} \tau)^{2} \} A / (A^{2} + B^{2}),$   $R_{2} = \{1 + (\delta_{S} \tau)^{2} \} \{1 + (\delta_{P} \tau)^{2} \} B / (A^{2} + B^{2}),$   $A = \delta_{S} \tau \{1 + (\delta_{P} \tau)^{2} \} \{1 + (\delta_{S} \tau)^{2} - (\beta_{13} \tau)^{2} \}$   $-\delta_{P} \tau \{1 + (\delta_{S} \tau)^{2} \} \{1 + (\delta_{P} \tau)^{2} - (\beta_{32} \tau)^{2} \},$   $B = \{1 + (\delta_{S} \tau)^{2} \} \{1 + (\delta_{P} \tau)^{2} \}$   $+ (\beta_{13} \tau)^{2} \{1 + (\delta_{P} \tau)^{2} \}$   $+ (\beta_{32} \tau)^{2} \{1 + (\delta_{S} \tau)^{2} \},$ 

で与えられている。 (2-23)式において, r<sub>32</sub>を含む項は1光子遷移(レーザ -遷移)を表し, r<sub>12</sub>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,  $\beta_{32} \tau$ くく1の時の結果を図2-10に示す。<sup>28)</sup>  $\tau = 1/\pi \Delta \nu$  ( $\Delta \nu = 40$  MH z /torr<sup>25)</sup>) 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 MH z 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 $\delta_S \tau = 0 \ge \delta_S \tau = -5$ 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( $\beta_{13} \rightarrow \tau$ )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<sup>25</sup>) という。

非共鳴励起でサブミリ波レーザー場の強い時( $\beta_{32} \tau \ge 1$ )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( $\beta_{32} \tau$  くく1)時の利得曲線.<sup>2 8 )</sup>



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( $\beta_{32} \tau \ge 1$ )時の利得曲線、<sup>2 g</sup>) (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

- A.Semet, L.C.Johnson and D.K.Mansfield; Int.J.Infrared Millimeter Waves <u>4</u>,231 (1983).
- 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.
- P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan, J.Machuzak, D.R.Cohn, R.J.Temkin, T.C.L.G.Soliner and B.Lax;8th Int.Conf. on Infrared Millimeter Waves (Maiami Beach, USA, 1983)T1-2.
- 4) E.E.Salpeter; J.Geophys.Res.<u>68</u>, 1291(1963).
- 5) N.C.Luhann, Jr.;"Infrared amd Millimeter Waves, Vol.2", K.J.Button ed. (Acade-

mic 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 <u>5</u>,141(1979).
- P.Woskoboinikow, D.R.Cohn and R.J.Temkin; Int.J.Infrared Millimeter Waves <u>4</u>, 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 In t.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; 0 plus E <u>No.47</u>, 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).
- P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan and R.Erickson; IEEE J.Quantum Electron.<u>QE-19</u>, 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.<u>QE-13</u>, 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- $\mu$ mD<sub>2</sub>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 MW), i i)長パルス化(> 1  $\mu$ s e c), i i i)単ーモード発振化, i v)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- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザーの開発の現状を簡単に述べる。 MIT<sup>1</sup>)では,現在50 JのTEA CO<sub>2</sub>レーザー出力を得て200 kW(1  $\mu$ sec)の385- $\mu$ mD<sub>2</sub>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,~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- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー)している<sup>2</sup>)。 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<sub>2</sub>レーザーエネルギ ーを達成し,3  $\mu$ sec以上のバルス幅で5J以上の世界最高の385- $\mu$ mD<sub>2</sub>O レーザー出力を得ている。<sup>3</sup>) しかし,励起強度が大きくなると,D<sub>2</sub>O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<sub>2</sub>OガスにCF4やSF6 を添加することにより長バルス化された1  $\mu$ secのバルス幅をもつ2.6 MWの 385- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光を得ている。<sup>4</sup>) しかし,不安定型のD<sub>2</sub>O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<sup>5</sup>)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 カ化と i i)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、i i i)~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

-μmD20レーザーシステムを設計製作した。本章では、励起用TEA CO2レ
 -ザーシステム、385-μmD20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-µmD20レーザーの発振機構

**385**-µm線が得られる場合のD2O分子のエネルギー準位図<sup>6</sup> <sup>)</sup> を図3-1に 示す。



図3-1 9R(22)CO2レーザー光励起によるD2O分子のエネルギー準位図.<sup>6</sup>)

9.26- $\mu$ mR(22)CO2レーザー線によってD2O分子は、(000)基底振動 準位の533回転準位から(010)励起振動準位の422回転準位に励起されるが、その吸収 中心周波数は9R(22)CO2レーザーの中心周波数より320 MHzだけ高い。 従って422→413遷移に基づく385- $\mu$ 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- $\mu$ m線のスペクト ル幅は単一縦横モードCO2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 D20レーザー励起用TEA C02レーザーレーザーシステム

**3-3-1** まえがき

 $385 - \mu m D_2 O \nu - \vec{v} - 励起用TEA CO_2 \nu - \vec{v} - システムの方式を列挙する。$ 

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 CO<sub>2</sub>レーザー共振器内に低圧力のCO<sub>2</sub>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。<sup>5</sup>,<sup>8</sup>)

③不安定型TEA CO2レーザー発振器内に、cwCO2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。<sup>9</sup>,<sup>10)</sup>

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10 J の385-µmD20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=5m),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 ×10<sup>-7</sup>/°C)のネオセラム棒4本で固定されている。 CO<sub>2</sub> 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), I I (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 I I 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<sub>2</sub>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<sub>2</sub>レーザー共振器内に挿入して用いた。 9.26- $\mu$ mR(22)線の中心周波数より320 MHz高周波数のと ころにD<sub>2</sub>Oの吸収中心があり,またD<sub>2</sub>O吸収中心より680 MHz低 周波数側にN<sub>2</sub>Oの吸収中心(778.192 GHz)があることが知ら れている。<sup>11)</sup> 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/2n1 (cは光速,nは屈折率,1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 むコンボーネントの配置は,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 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。 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 50D)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 く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TEM<sub>00</sub>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] 增幅特性

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-ハス増幅された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 I I 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 I I を最初に放電させたとき,増幅器 I I による増幅が行えた。 図3-6は,増幅器 I を出た C O 2 レーザー光を増幅器 I I に注入したときの,増幅器 I I 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-ハス増幅後の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 I I 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 I I 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 I I 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 I I 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<sup>12)</sup>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。<sup>13)</sup> 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)C02レーザー光エネルギーに対するHC00H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Zn Se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。<sup>4)</sup>

$$2 \operatorname{n} \operatorname{l} \operatorname{cos} \theta = \operatorname{mc} / \nu. \tag{3-1}$$

ここで、 $\theta$ は屈折角、mは整数、 $\nu$ は光の周波数である。 実際には、ZnSex9ロンはTEA CO2 $\nu$ 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。<sup>15</sup>、<sup>16</sup>) 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△Tに対する周波数シフトを | △ν (T) | とすると, (3-1) 式から,

$$|\Delta \nu (T) / \nu| = |\Delta n (T) / n| + |\Delta l (T) / l|,$$

$$(3-2)$$

が得られる。 ここで、 $\Delta n$  (T) / n、 $\Delta l$  (T) / l は温度係数であり、Z n S e エタロンについては、それぞれ6、17×10<sup>-5</sup> (/°C)<sup>17)</sup>,7.8×10<sup>-6</sup> (/°C)<sup>17)</sup> である。 縦モード一つのスペクトル幅 $\Delta \nu_c$  (FWHM)は、G e 出力鏡の反射率 r<sub>1</sub>、反射型回折格子の反射率 r<sub>2</sub>、共振器長Lから次式のように見 積ることができる。<sup>18)</sup>

$$\Delta v_{\rm c} \sim c (1 - r_1 r_2) / 2 \pi L.$$
 (3-3)

 $r_1 = 0.65, r_2 = 0.9, L = 1.4$  mとすると, Δν<sub>c</sub> = 14 MHzである。

単一縦モードの安定化は、 $\Delta \nu$  (T)  $\langle \Delta \nu_c \rangle$  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 $\Delta T \leq 0.01^\circ$  CとなるようにZn Se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

 $ZnSexタロンの傾角を変え、9.26 - \mu mR(22)線の周波数可変化を行った。 TEA CO2 レーザー発振器の利得の圧力広がりをLorentz型曲線と$  $過程したとき、そのスペクトル幅(FWHM) <math>\Delta \nu g$ は、

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

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

で表される。<sup>1 g</sup> ) 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, (34) 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。<sup>20)</sup>

ここで、L<sub>0</sub> はレーザーの媒質長、g<sub>0</sub> は9R(22)線中心の利得、 $\nu_0$  は線中心 の周波数、T( $\nu$ ) は周波数 $\nu$ の光に対するエタロンの透過率である。 L<sub>0</sub> = 70 cm, g<sub>0</sub> = 0.04 cm<sup>-1</sup>, r<sub>1</sub> = 0.65, r<sub>2</sub> = 0.9,  $\Delta \nu$ g=4 GHzと したとき、 $\nu$ に対するL<sub>0</sub> g+0.51n(r<sub>1</sub> r<sub>2</sub>)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<sub>0</sub> g+0.5ln(r<sub>1</sub> r<sub>2</sub>)変化.
 ここで,L<sub>0</sub> はTEA CO2レーザー媒質長, g<sub>0</sub> は線中心での利得,r<sub>1</sub> はGe出力鏡の反射率, r<sub>2</sub> 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(v) く1であることから,v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 $\theta$ ',そのときの エタロン内部での屈折角を $\theta$ ((3-1)式)とすると,Snellの法則<sup>21)</sup>よ り, $\theta$ 'と $\theta$ の間には

$$\sin \theta' = \mathbf{n} \cdot \sin \theta,$$
 (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<sup>17)</sup>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 GH2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 MH2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のみの時の計算結果.

の実験結果<sup>22</sup>)とよく一致している。 また $D_2O$ 吸収中心での吸収係数は1.41 ±0.30 cm<sup>-1</sup> torr<sup>-1</sup>であり、Petuchowskiらの実験結果<sup>23</sup>) 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。<sup>24)</sup>

$$2\pi\mu_{13}E_{P}\tau/h \ge 1, \qquad (3-7)$$

ここで、 $\mu_{13}$ 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はブラン ク定数、 $r = (\pi \Delta \nu)^{-1}$ は緩和時間であり、 $D_2$  Oについては $\Delta \nu = 40$  MH  $z / torrである。 入力CO_2 レーザー強度を I_P とすると E_P は$ 

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

で与えられる。 飽和効果を考慮した吸収係数は,

$$\Delta v_{\rm S} = \Delta v \left\{ 1 + (2\pi\mu_{\rm B} E_{\rm P} \tau / h)^2 \right\}^{1/2}, \qquad (3-9)$$

で与えられる。<sup>2 4 )</sup> 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、 $I_P = 105 \text{ kW/cm}^2$ であ る。  $\mu_{13}=0.0323 \text{ deby e}^{25}$ であるから、 $I_P \text{ id}(3-7)$ 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。

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

ここで、 $\alpha_0$  はD<sub>2</sub>O吸収中心での吸収係数、d  $\nu \equiv \nu_0 - \nu$  ( $\nu_0$  は線中心、 $\nu$  は 周波数)はD<sub>2</sub>O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D<sub>2</sub>Oガスの透過率Tは、

$$T = \exp\left(-\alpha p L_{c}\right), \qquad (3-11)$$

で与えられる。 pはガス圧力, L<sub>c</sub> はセル長である。 図3-11における実線は, p=700 mtorr, L<sub>c</sub> =430 cm,  $\Delta \nu_s$  =292 MHz,  $\alpha_0$  =1.7 ×10<sup>-3</sup> cm<sup>-1</sup>torr<sup>-1</sup>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) CO<sub>2</sub> 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D<sub>2</sub> O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)発振器ー増幅器各段の 放電のタイミングを変えること, i i) CO2レーザーガス(CO2, He, N2) 混合比を変えること<sup>2 6 )</sup> 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  $\mu$ 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  $\mu$ 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 顕著な長バ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- $\mu$ mR(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 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(±1GHz)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  $\mu$ sec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-µmD20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Woskoboinikowo<sup>26)</sup> によって得られた共振 器長4 mの時の385- $\mu$ mD<sub>2</sub>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<sub>2</sub>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- $\mu$ mD<sub>2</sub>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- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザーは真空タンク(4.3 × 0.37 × 0.34 m<sup>3</sup>)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- $\mu$ mD<sub>2</sub>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<sub>2</sub>レーザー光入射 側にはNaC1窓が取りつけられており、D<sub>2</sub>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- $\mu$ m

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-µmD20レーザー出力の励起用 C02レーザー強度に対する比例則.<sup>26)</sup>

[2] ファブリー・ペロー型385-µmD20レーザー共振器

図3-14(a)に示すファブリー・ペロー型385- $\mu$ mD<sub>2</sub>O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  $\mu$ m,Wワイヤーの太 さ:直径10  $\mu$ 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CO<sub>2</sub>レーザー励起の時の385- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー出力特性測定の実 験に使用した。 入射CO<sub>2</sub>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-μmD20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/mm)



- (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- $\mu$ mD<sub>2</sub>0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<sup>27</sup>)をD<sub>2</sub>0レーザー共振器に組み込んだ(図3-14 (c))。 385- $\mu$ mD<sub>2</sub>0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- $\mu$ 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-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。

 $385 - \mu mD_2 O \nu - \vec{v} - \mathcal{H} O x ネルギー測定はScientech社製36 - 0001型パワー/エネルギーメーターを用いて行った。 この検知器はFIR (Far Infrared;遠赤外)光用のもので、検知器出力の較正はFooteらの実験結果<sup>28</sup>)をもとに行った。$ 

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- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光の波形観測に用いた。 Ga As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  $\mu$ m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1.2 $\lambda$ ( $\lambda$ ;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-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<sup>29</sup>)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<sup>30</sup>)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。<sup>18</sup>) ここで、Rは二次元Niメッシュの反射率であり、385- $\mu$ m 光に対する反射率は約80 %と推定される<sup>31)</sup>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=1 cm、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] N2Oガス吸収セル

N<sub>2</sub>Oは778,192 GHz(波長385,242  $\mu$ m)に吸収を持つことが 知られており、<sup>25)</sup>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- $\mu$ mD<sub>2</sub>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、出力側にはボリエチレン窓(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

 $385 - \mu m D_2 O V - \vec{v} - \mathcal{H}$ の発振周波数線幅を狭めるため、 $Z n S e x 9 u \gamma$ により単一縦横モード化された $9R(22)CO_2 V - \vec{v} - \mathcal{H}$ を用いて励起した。 さらに、カスケード遷移による $359 - \mu m$ 線を除去するため、 $D_2 O V - \vec{v} - \mathcal{H}$ 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( $\Im 3 - 16$ )。 図3 - 16(a)はマルチ・モードCO<sub>2</sub> V - *v* - 励起の時、図3 - 16(b)と

(c) は単一縦横モードCO2レーザー励起の時得られた結果であって、385- $\mu$ mD2O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- $\mu$ mD2O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50MH z(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-μmD2O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A1で出来た遮蔽室



 図3-17 励起CO2レーザー光波形(左列)と 385-µmD2O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、D20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 CO2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 ー $\mu$ mD20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 CO2レーザー光波形と
 385-µmD20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

 $T = T_2^2 R_3$ 

• {1+R2<sup>2</sup> R3R4-2R2 (R3R4)  $\frac{1}{2} \cos (4\pi (L2+L3)/\lambda)$  }<sup>-1</sup>,

(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<sup>18</sup>)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Tmaxは,

 $T \max = T2^2 R3 / \{1 - R2 (R3R4)^{-1} / 2\}^2, \qquad (3 - 15)$ 

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、 $385 - \mu m$ 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。  $385 - \mu m D_2 0 \nu - \vec{v} - \pm k$ 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<sup>31)</sup>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 -  $\mu m$ 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 図 R2 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
 ザーの出力バルス波形の一例.

図3-21にその時の $385-\mu$ mD $_20\nu$ -ザーのパルス出力の波形を示した。  $385-\mu$ mD $_20\nu$ -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 $385-\mu$ mD $_20\nu$ - 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385μmD20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C02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 °C) 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- $\mu$ mD2O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- $\mu$ mD<sub>2</sub>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、N<sub>2</sub> Oガス封じ込め方式にて実験を行った。 図3-24に385- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光 に対するN<sub>2</sub>Oガスの透過率変化を示した。 3通りのN<sub>2</sub>O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- $\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光は N<sub>2</sub>O吸収中心(778.192 GH<sub>2</sub>)に同調でき、~700 MH<sub>2</sub>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- $\mu$ mD2O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- $\mu$ mD2O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~+360 MHz



図3-24 385.242-µmD<sub>2</sub>Oレーザー光に対する, N<sub>2</sub>Oガスの吸収スペクトル(N<sub>2</sub>O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、N2O吸収中心からのオフ・セット周波数が $\leq -200$  MHz と $\geq +500$  MHzのとき、励起CO2レーザー光は弱く385- $\mu$ mD2O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N<sub>2</sub>Oガス圧力25 torrの時の $385-\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光に 対するN<sub>2</sub>Oガスの透過特性(下段)と $385-\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光の発振周波数 変化に対する $385-\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー出力の変化(上段)を示した。 下段の図 中の曲線はN<sub>2</sub>O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 $\Delta \nu_s = 7.6 \text{ MHz/torr}, 吸収係数 \alpha_0$ は実験結果より得た 4.36±0.50 cm<sup>-1</sup> torr<sup>-1</sup> 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 GH2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- $\mu$ mD<sub>2</sub>O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<sub>2</sub>O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 MH z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<sub>2</sub>O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 / 21 ( c は光速, 1 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3-250上段に示す結果より、N<sub>2</sub>O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  $\mu$ m)で、 $385-\mu$ m D<sub>2</sub>Oレーザー光の出力は最大になることがわかった。  $385-\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザ ー発振周波数変化に対する、励起CO<sub>2</sub>レーザーから $385-\mu$ mD<sub>2</sub>O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 $385-\mu$ mD<sub>2</sub>Oレーザー光



 図3-26 N<sub>2</sub>O吸収中心からのオフ・セット周波数と励起CO<sub>2</sub>レー ザーエネルギー/385.242-µmD<sub>2</sub>O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(N2 O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。

 $385 - \mu m D_2 O \nu - \vec{v} - O 出力を最大にする最適圧力を求めるため、D_2 O \nu - \vec{v} - 出力のD_2 O ガス圧力依存性を調べた。 図3 - 27はマルチモード励起の場合、図3 - 28は単一縦横モード励起の場合に得られた結果である。 単一縦横モード励起光による実験は常に385 - <math>\mu m D_2 O \nu - \vec{v} - 出力(効率)$ 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  $\mu m$ )にZnSex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-μmD20レーザー出力の D20ガス圧力依存性(マルチモード励起の時).

図3-28 385.193-µmD<sub>2</sub>0レーザー出力の D<sub>2</sub>0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-µm 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-μmD20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

	研究環境				
レーザー性能	MIT	ローザンヌ	プリンストン	九州大学	大汉大学
出力 (エネルギー)	200 KW (200 m.j)	2.6 MW (2.6 J)	1.7 (5 J) <sup>MW</sup>	120 KW* (120 aj)	120 KW* (6 a.j)
ハルス福 (FWHM)	1 µsec	1 µзес	З µзес	1 μsec	500 пзес
シングル モード化	0	0	0	Δ	0
局波数可変化 N <u>2</u> 0ガス 吸収特定	¢	×.	×	×	¢
スペクトル コントラスト比	. ©	. ?	?	?	0
レーザー損傷	¢	×	×	×	C
トカマク装置 への応用例	, ©	Δ	Δ_	· Δ	Δ

表3-1 各国研究機関の光励起385-µmD20レーザーの性能比較.

\* マルテモード

- ◎ ; 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-µmD20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-μmD20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-μmD20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 ーμmD20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-μmD20 レーザーへの量子変換効率は21%にも達した。

#### 参考文献

- 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.
- 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) 71-2.
- 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.<u>QE-21</u>,1278(1985).
- 5) M.R.Siegrist, M.R.Green, P.D.Morgan and R.L.Watterson; Appl.Opt. 19, 3824

(1980).

- P.Woskoboinikow, H.C.Praddaude, W.J.Mulligan, D.R.Cohn and B.Lax; J.Appl. Phys. <u>50</u>, 1125(1979).
- 7) Y.Ichikawa, L.Wu, Y.Tsunawaki, M.Yamanaka, S.Okajima, T.Iwasaki, T.Yamanaka and C.Yamanaka; Technol. Repts. Osaka Univ. <u>35</u>, 245(1985).
- 8) L.Bartolini, G.Bitelli, G.Fornetti, R.Habel and F.Orsitto; Int.J.Infrared Millimeter Waves <u>4</u>, 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).
- 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.
- 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. <u>QE-13</u>, 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.
<u>QE-13</u>,476(1977).

- 24) R.J.Temkin; IEEE J.Quantum Electron. 0E-13, 450(1977).
- P.Woskoboinikow, W.J.Mulligan and R.Erickson; IEEE J. Quantum Electron.<u>QE-19</u>, 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. <u>QE-1</u>, 343(1965).
- 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 CO2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。<sup>1</sup>,<sup>2</sup>) 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<sup>3</sup>) により提案された。 Bergmannら<sup>4</sup>) 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<sup>5</sup>) 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<sup>6 )</sup> 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<sup>-3</sup> 程度であり、9. 26  $\mu$ mCO<sub>2</sub>レーザー光は遮断密度~ $10^{19}$  cm<sup>-3</sup> で反射されるから、CO<sub>2</sub> 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、イオン一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<sup>7</sup> )され、実証されている<sup>8</sup> )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)  $CO_2 \nu$ 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パー外で50  $\Omega$ 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<math>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<sub>2</sub>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<sub>2</sub>レーザーであり,回折格 子反射鏡 (135 L/mm)により9.26- $\mu$ mR (22)線 (50 n s e c)



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、遮蔽箱内のブ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.1. =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0.5 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<sup>3</sup>), Bergmannら<sup>4</sup>)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<sup>10</sup> W/cm<sup>3</sup>)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,<sup>9)</sup>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<sup>10</sup>,<sup>11)</sup>,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

 $Iev \propto 1/(1-R), \qquad (4-1)$ 

の関係がある。<sup>10</sup>,<sup>11</sup>) 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 ザーバ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毎のバ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(く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,カソードー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,

 $I av [W / c m^{2}] = 6 \times 10^{9}$ 

 $\times \Delta [eV] / \lambda^2 [\mu m] / A, \qquad (4-2)$ 

で与えられる。<sup>10)</sup> ここで、 $\Delta$ は電離エネルギー、 $\lambda$ は入射レーザー波長、Aは原 子量である。 9.26  $\mu$ mTEA CO<sub>2</sub>レーザー光を銅ターゲット( $\Delta$ =7.7 eV、A=63.5<sup>12)</sup>)に照射した場合、Iavは8.5×10<sup>6</sup> W/cm<sup>2</sup>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<sup>7</sup> W/cm<sup>2</sup>以上 の強度を持つCO<sub>2</sub>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 **く**10<sup>9</sup> W/cm<sup>2</sup>の時には、TEA CO<sub>2</sub>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 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<sup>9</sup> W/c m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/ cm<sup>2</sup>である。<sup>13)</sup>それにもかかわらず,ZnSe窓でのレーザー強度が10 MW/ cm<sup>2</sup>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<sup>10</sup> W/cm<sup>2</sup>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<sup>10</sup>W/cm<sup>2</sup> 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-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 -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,空気の他, N<sub>2</sub>, H e 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<sup>10</sup>W/cm<sup>2</sup>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<sup>3</sup>、<sup>5</sup>、、やはり $10^{-2}$  torr程度の圧力の時、プロー プによって測定された電子密度が最大になった<sup>44</sup>)との報告がある。 N<sub>2</sub> 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<sub>2</sub>、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<sup>4)</sup> 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)の前にボ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<sup>10</sup> W/c m<sup>2</sup>から減少させていった。 入射レーザー 強度1.5×10<sup>3</sup> ~1.5×10<sup>10</sup> W/c m<sup>2</sup>の範囲でブラズマ検知器は,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<sup>10</sup> W/c m<sup>2</sup>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ω0,焦 点位置からの距離をz,距離zでのビーム半径をω(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<sup>15)</sup>。ここで、 $\lambda$ はレーザー波長である。 $\omega_0$ 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 $\omega_i$ と置くと次式から求められる<sup>15)</sup>

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

この実験において、 $ZnSe \nu$ ンズのところでの $CO_2 \nu$ ーザービーム半径は、約10 mmであった。 式(4-4)に $\omega_i = 10$  mm、 $\lambda = 9.2605 \mu$ m, f = 100 mm を代入すると、 $\omega_0 = 29.5 \mu$ 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

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

で与えられる。 ω<sub>0</sub> = 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。<sup>16</sup>)

 $j = SN_e e (kT_e / 2\pi m_e)^{1/2} exp (e\phi / kT_e),$ 

(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<sup>1</sup> )。 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<sup>16</sup> )。 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<sup>17</sup>、<sup>18</sup> )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)

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

ここで、vはイオンの速度、C<sub>s</sub>はイオン音速、zはイオンの原子価、m<sub>i</sub>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<sub>s</sub>は次のように評価される。<sup>2 0</sup> )

$$v/C_s = 2 \ln (\omega_{P_i} t) + 1,$$
 (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 $\lambda$  ( $\mu$ m)のレーザー光に対し、

$$N_i = 1.1 \times 10^{2} \, 1 / z \, \lambda^2$$
, [cm<sup>-3</sup>] (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<sup>22)</sup> 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 <sup>3</sup> / <sup>4</sup>

$$T_{e} \propto I^{4/9}$$
, (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<sub>2</sub>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<sub>i</sub>=1.06×10<sup>-2 2</sup> g<sup>-1 2</sup>)となり, I=10<sup>10</sup>W/cm<sup>2</sup> のとき, Puellの実験結果<sup>2 2</sup>)からTe =20eV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、 $\Delta$ tは充電時間(charging time)。本実験において、 $\Delta$ t 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  $(4-7) \sim (4-10)$  の計算結果から, t く  $10^{-3}$  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>> tとなり,式(4-11)において $\Delta$  t 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 et (kTe/2 $\pi$ me)<sup>1</sup>/<sup>2</sup> 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<sup>9</sup>~1.5×10<sup>10</sup> W/cm<sup>2</sup>)の関係は、

$$V = K I^{0} \cdot 7 5, \qquad (4-13)$$

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=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<sup>10</sup> W/cm<sup>2</sup>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。<sup>1)</sup> 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 n s e c 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  $\propto$  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,ブ 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)<sup>23</sup> 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 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(く1 n s e c)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<sup>9</sup> ~ 1.5 × 10<sup>10</sup> W/cm<sup>2</sup>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. <u>31</u>, 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. <u>D16</u>, 889(1983).
- Y.Ichikawa, Y.Tsunawaki, M.Yamanaka, T.Yamanaka, A.Mitsuishi and C.Yamanaka; Infrared Phys. <u>25</u>,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 11; J.Appl. Phys. <u>48</u>, 2753(1977).
- 10) A.I.Barchukov, F.V.Bunkin, V.I.Konov and A.A.Lyubin; Soviet Phys.JETP <u>39</u>, 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.<u>39</u>,180(1981).
- 12) 栗木,赤井;東京大学宇宙航空研究所報告 <u>17(B)</u>,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 <u>54</u>, 1312(1966).
- S.I.Andreev, Yu.I.Dymshits, L.N.Kaporskii and G.S.Musatova; Soviet Phys.Tech. Phys.<u>13</u>,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 <u>19</u>,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.<u>25a</u>,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、<sup>1)</sup> 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 n s e c)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 $\mu$ m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 CO<sub>2</sub>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 CO<sub>2</sub>レーザー発振器は, D<sub>2</sub>O分子励起用に使用したルモニックス K-921S型<sup>2</sup>,<sup>3</sup>、であり,65 mJの9.26- $\mu$ mR(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 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 $\mu$ m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 ( $\lambda$ =6328Å)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				
	С	· 0	N	Na	К	A I	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。

计同	反射率( % )				
权文	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				

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.

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/cm<sup>2</sup>), p. m. Mo





金属鏡(レーザーエネルギー密度;146.3 J/cm<sup>2</sup>)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<sup>2</sup>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/cm<sup>2</sup>の TEA CO<sub>2</sub>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 $\mu$ m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/cm<sup>2</sup>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ブラズマ発 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,

	表面損傷閾値	ブラズマ発光閾値		
汉射线	(J/cm <sup>2</sup> )	(J/cm <sup>2</sup> )		
e. b. m. Mo	45.5-59	94		
金属鏡				
p.m.Mo	87	30		
金属鏡				
Au蒸着ガラス鏡	17.6-21.6	17.6-21.6		

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.

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/cm<sup>2</sup>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

9.3

示す。 図5-7(a)は、エネルギー密度72 J/cm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/cm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



200 µm

 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/c㎡)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/c㎡)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/cm<sup>2</sup> 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、60 J/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

- 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. <u>25</u>, 633(1985).
- 3) Y.Ichikawa,L.Wu,Y.Tsunawaki,M.Yamanaka,S.Okajima,T.Iwasaki,T.Yamanaka and C.Yamanaka;Technol.Repts.Osaka Univ.<u>35</u>,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。

D2O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- $\mu$ mD2O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- $\mu$ mD2O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 n s e c)の出力を得た。
- (2) 蟻酸(HC00H)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- $\mu$ mD2O 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-µmD20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-μmD20
   レーザーの発振周波数をN20の吸収中心(778.192 GH2)に合致させること
   ができ、N20ガスの圧力広がりを初めて測定することができた。 また、
   N20の吸収中心より約100 MH2高周波数のところ(778.292 GH2)で385-μmD20レーザーの出力は最大になることを見いだした。
- (8) 385-µmD20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く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 ×10<sup>9</sup> ~1.5 ×10<sup>10</sup> W/cm<sup>2</sup> 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 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/cm<sup>2</sup> 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TEAC02レーザー並びに光励起385-µmD20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-µmD20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。
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 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。

101

業績目録

## 発表論文

- Characteristics of a Plasma Detector for TEA CO<sub>2</sub> Laser Pulse Measurement Y. Ichikawa, Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, T. Yamanaka, A. Mitsuishi and C. Yamanaka
  - Infrared Phys. <u>25</u>, 633 (1985).
- 2) Highly Damage-Resistant Mo Mirror for High Power TEA CO<sub>2</sub> 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. <u>33</u>, 1722 (1983).
- 4) Parametric Study on Optically-Pumped 385-μm D<sub>2</sub>O 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. <u>35</u>, 245 (19 85).
- 5) ブラズマ診断用385-μmD20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-µmD20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,綱脇 恵章,山中 正宣,山中 龍彦 レーザー研究 <u>13</u>,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-µm D20 Laser System for Plasma Diagnostics Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, Y. Ichikawa, L. Wu, T. Iwasaki, S. Okajima, A. Mitsuishi, T. Yamanaka a n d 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<sub>2</sub>

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).

103

学会発表

1)	「TEA CO2レ レーザー学会	- ザー用ブラズマ検知器」 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」 九州産業大学	· 1982年 9月28日
3)	「TEA CO2レ 電気学会(関西支部)	ーザー用プラズマ検知器に関 京都大学	引する研究」 1982年12月 5日
4)	「TEA CO2レ レーザー学会	ーザー用プラズマ検知器 ] 大阪大学	IJ 1983年 1月22日
5)	「プラズマ診断用大 D20レーザーシス 物理学会	出力光励起385 – μm テムの開発研究」 中央大学	1983年 3月27日
6)	「TEA CO2レ 応用物理学会	ーザー用プラズマ検知器 ] 千葉大学	[I] 1983年 4月 5日
7)	「大出力光励起38 応用物理学会	5 - μmD20レーザーシス 東北大学	ペテムの開発 (1)」 1983年 9月25日
8)	「大出力光励起サブ 電気学会(関西支部)	<sup>ミリ</sup> 波D2Oレーザーシスラ 大阪電気通信大学	Fムの開発研究」 1983年11月27日
9)	「光励起385-µ」 レーザー学会	mD20レーザーの動作特性 電気通信大学	t」 1984年 2月10日
10)	「大出力光励起38 応用物理学会	5 - μmD20レーザーシス 明治大学	ペテムの開発 (II)」 1984年 4月 1日
11)	「プラズマ診断用大」 D20レーザーシス・ ブラズマ核融合学会	出力光励起385-μm テムの動作特性」 九州大学	1984年 4月 4日
12)	「大出力光励起38 応用物理学会	5 - μmD 2 0 レーザーシス 岡山大学	ステムの開発 (III)」 1984年10月12日
13)	「光励起385-µ」 レーザー学会	mD <b>2</b> 0レーザーの発振周級 大阪大学	<sup>拨特性」</sup> 1985年 1月30日
14)	「大出力光励起38 一発振周波数特 応用物理学会	5 - μ m D 2 O レーザーシス 生-」 青山学院大学	ステムの開発 (IV) 1985年 3月30日
15)	「大出力光励起38 一TEA CO 応用物理学会	5 - μmD 2 O レーザーシス 2 レーザー 用M o 金属ミラ- 青山学院大学	ステムの開発 (V) 」 1985年 3月30日
16)	「プラズマ診断用大 D20レーザーシス プラズマ核融合学会	出力光励起385-µm テムの開発(II)」 名古屋大学	1985年 4月 5日
17)	「大出力光励起38 ー単一モード発生 応用物理学会	5 – μmD 2 O レーザーシス 振化ー」 京都大学	ステムの開発 (VI) 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) 一発振スペクトルー」
 応用物理学会 日本大学 1986年 4月 1~ 4日

(発表予定)

.