

図・本館

高温プラズマ診断用高出力パワー変調
TEA CO₂レーザーに関する研究

名古屋大学図書	
和	1086631

佐々木 浩一

目次

第 1 章 序論	1
1-1 プラズマ診断用レーザーの開発状況	1
1-2 TEA CO ₂ レーザーの発振特性	5
1-3 注入ロック方式の概要および期待される効果	8
1-4 本研究の目的および意義	12
1-5 本論文の構成	16
参考文献	18
第 2 章 帰還制御による TEA CO ₂ レーザーの パワー変調出力の安定化	
2-1 緒言	22
2-2 2モード同時発振安定化システムの試作	24
2-2-1 レーザー・システム	24
2-2-2 帰還制御システム	26
2-2-3 注入ビームとTEA CO ₂ レーザーとの偏光の関係	29
2-3 安定化実験の結果	31
2-3-1 注入ロックを行わないときの出力波形	31
2-3-2 $\varphi_p = 45^\circ$ の場合	31
2-3-3 $\varphi_p = 90^\circ$ の場合	36
2-4 討論	38
2-4-1 残存する不安定性の要因	38
2-4-2 偏光方向の影響	39
2-4-3 プラズマ効果の影響	40
2-5 結言	42
参考文献	43

第 3 章	不安定共振器の採用による TEA	
	CO₂レーザーの高出力化	45
3-1	緒言	45
3-2	不安定共振器型注入ロック TEA CO ₂ レーザーシステムの	
	設計・試作	47
3-2-1	共振器を構成するミラーの設計	47
3-2-2	出力カップリングの方法	49
3-2-3	帰還制御システム	51
3-3	発振特性および安定性	54
3-3-1	出力エネルギー	54
3-3-2	注入ロック実験および安定性	54
3-4	討論	58
3-4-1	出力エネルギーの向上	58
3-4-2	注入ロック動作の安定性	58
3-5	結言	61
	参考文献	62

第 4 章	TEA CO₂レーザーにおける注	
	入ロック 2 モード同時発振の動作	
	解析	63
4-1	緒言	63
4-2	理論モデルおよび数値計算の手法	65
4-2-1	理論モデルの設定	65
4-2-2	数値計算の手法の改善	72
4-3	解析結果	76
4-3-1	注入ロックを行わないとき	76
4-3-2	注入ロック動作の解析	78

4-4	討論	85
4-4-1	従来の計算手法との比較・検討	85
4-4-2	実験結果との比較	89
4-5	結言	92
	参考文献	93

第5章 TEA CO₂レーザーの長パルス化に関する計算機実験

5-1	緒言	95
5-2	計算機実験の手法	97
5-2-1	計算機実験で取り上げた長パルス化の手法	97
5-2-2	シミュレーション・コード	97
5-3	計算機実験の結果	99
5-3-1	ガス混合比の調整	99
5-3-2	放電電流の長パルス化	101
5-3-3	パルス注入ロック方式	103
5-4	討論	111
5-4-1	最も効果的な長パルス化の手法	111
5-4-2	パルス注入ロック方式TEA CO ₂ レーザーに要求される仕様	112
5-5	結言	114
	参考文献	115

第6章 パルス注入ロック方式の採用によるTEA CO₂レーザーの長パルス化

6-1	緒言	116
-----	----	-----

6-2	パルス注入ロック方式TEA CO ₂ レーザー	118
6-2-1	注入源ハイブリッドCO ₂ レーザー	118
6-2-2	主TEA CO ₂ レーザー	119
6-2-3	帰還制御システム	119
6-3	実験結果	121
6-3-1	注入光として用いたハイブリッドCO ₂ レーザーの パルス出力	121
6-3-2	主TEA CO ₂ レーザーの出力波形	121
6-3-3	放電のタイミングが長パルス化へ及ぼす影響	124
6-3-4	離調角が長パルス化へ及ぼす影響	127
6-4	討論	131
6-4-1	パルス注入ロック方式の効果	131
6-4-2	注入源にハイブリッドCO ₂ レーザーを用いる利点	133
6-4-3	計算機実験結果との比較	133
6-5	結言	135
	参考文献	137

第7章 ハイブリッドTEA CO₂レーザー の2周波数動作とそのパルス注 入ロックへの応用

7-1	緒言	138
7-2	ハイブリッドTEA CO ₂ レーザーの2周波数動作の達成	140
7-2-1	実験装置	140
7-2-2	ハイブリッドCO ₂ レーザーのcw動作	141
7-2-2	ハイブリッドCO ₂ レーザーのパルス動作	144
7-3	2周波数パルス注入ロック方式への応用	149
7-3-1	実験装置	149

7-3-2	TEA CO ₂ レーザーのパワー変調出力の長パルス化	149
7-4	討論	151
7-4-1	ハイブリッドCO ₂ レーザーの発振特性について	151
7-4-2	2周波数パルス注入ロック方式の安定化	152
7-5	結言	154
	参考文献	155
第8章	結論	156
8-1	研究の総括	156
8-2	今後の課題と方針	160
	謝辞	162
	本研究に関して発表した論文および報告	164
付録	プラズマ効果の測定と補正	167

第 1 章 序論

1-1 プラズマ診断用レーザーの開発状況

制御核融合をめざした超高温プラズマの閉じ込めと加熱の研究は、幾多の困難を乗り越えながら着実な進歩を遂げてきた。3大トカマク装置（JT-60（日）、TFTR（米）、JET（欧州））は、最近までに、設計当初の目標である臨界プラズマ条件を達成した。このような大型装置では、一億度に近い超高温のプラズマが 10^{14} cm^{-3} の高密度で発生する。このような超高温・高密度のプラズマの計測には一般に多くの困難が伴うので、プラズマ計測法の研究は、核融合研究の中の一分野として、加熱や閉じ込めの研究と同様に重要視されている。

大型プラズマ実験装置で得られる超高温・高密度のプラズマのさまざまなパラメーター、即ち温度や密度、および電流分布などを測定したり、プラズマの内部で発生しているさまざまな不安定性を診断したりするのに、一般に、粒子および電磁波がよく用いられる。¹⁾ このうち、電磁波を用いたプラズマ診断法は、プラズマから自然に放射される、マイクロ波領域から硬X線領域にわたる電磁波（サイクロトロン放射や $H\alpha$ 線、不純物イオンの発光や制動放射光）を観測する方法と、外部からプラズマに電磁波（レーザービームまたはマイクロ波）を打ち込んで、プラズマにより散乱された電磁波やプラズマを透過あるいは反射した電磁波を観測する方法とに大別できる。後者の方法は能動的な方法であり、プラズマを乱すことなく空間・時間分解に優れた測定ができるので、最近のレーザー技術の進展とあいまって、着実な進歩を遂げてきた。^{2,3)}

プラズマの電子密度の測定には、普通、遠赤外域の連続発振（cw）レーザーが用いられ、プラズマを透過したレーザー光がプラズマ中で感じた位相の変化を干渉法により測定し、プラズマの電子密度を決定する。位相変化の検出にはヘテロダイン検波方式が用いられることが多い。この場合、プラズマの放電時間にわたり、レーザーの発振周波数および強度が安定していることが不可欠で、さまざまな手法を用いて安定化された光励起の遠赤外レーザー⁴⁾（ CH_3OH レーザー、

HCOOHレーザーなど)や放電励起の遠赤外レーザー⁵⁾(HCNレーザー)が開発されている。最近では密度分布を1ショットで測定するための多チャンネル化⁶⁾が進んでいるが、この場合にはレーザービームを何本かに分けてプラズマに入射するので、レーザー光源に数100mW級の高出力が要求されるようになってきた。また、干渉測定に似た装置を用いて、プローブビームの偏光面が感じるファラデー回転の量を測定することにより、トカマクプラズマのポロイダル磁場分布を求め、それからトロイダル電流分布を決定しようとする試みも行われるようになってきた(ファラデー回転法)^{7,8)}。

プラズマの電子温度は、ルビーレーザーを用いたトムソン散乱法⁹⁾により測定される。プラズマにより散乱された散乱光のスペクトルは、ドップラー効果により、プラズマ中の電子の速度分布関数を反映した拡がりを持つので、散乱光のスペクトル拡がりを分光器で測定することでプラズマの電子温度が決定できる。この方法は、プラズマの電子温度測定の最も標準的な手法であり、中型以上のほとんどの磁場閉じ込め装置で常設された測定法となっている。最近では、入射レーザーパルス短パルスにし、レーダーの手法と組み合わせて1ショットで電子温度の空間分布を知ろうとするライダートムソン散乱法が試みられている¹⁰⁾。

プラズマ中に、不安定性などが発生しているために何らかの非熱的な密度揺動があると、プラズマにより散乱された電磁波はその密度揺動に関する情報を持つようになる¹¹⁾。特にドリフト波などは、異常輸送現象との関連から関心を集め、レーザー散乱法による検出の試みが盛んに行われるようになった^{12,13)}。この測定には、検出する密度揺動の波長と散乱角の関係から、遠赤外レーザーが用いられることが多い。使用する遠赤外レーザーとしては、干渉法による電子密度測定で用いたのと同様の、数100mW級のレーザーを用いることができる。

その他、レーザー誘起蛍光法による不純物測定に用いる色素レーザーなどの開発も進み、¹⁴⁾レーザーを用いたプラズマ診断法は核融合研究の中に着実に浸透しつつある。

一方、プラズマのもう一つの基本パラメーターであるイオン温度の測定法は、今のところ確立されているとは言えない状況である。現在、プラズマのイオン温度は、荷電交換高速中性粒子のエネルギースペクトルや不純物イオンの発光スペクトルのドップラー拡がりなどから求められているが、これらの方法は今後のプラズマのさらなる大型化、高温化により適用が困難になるものと考えられており、レーザー散乱を用いたイオン温度の測定法の開発が望まれている。レーザー散乱法を用いれば、不純物原子によらない局所的なプラズマのイオン温度が測定できる。

散乱計測に用いるレーザーの波長と散乱角を適当に選べば、プラズマから散乱されたレーザー光は、プラズマ中で電子と共に協同運動しているイオンの運動を反映したスペクトル拡がりを持つようになり、これよりプラズマのイオン温度が推定できる（イオン・トムソン散乱法）。あるいは、適当な手法を用いてプラズマ中に静電イオンサイクロトロン波を励起できれば、その分散関係を散乱計測で求めることにより、プラズマのイオン温度を推定することができる（1-4節で述べる駆動散乱法¹⁵⁻¹⁷⁾）。イオン・トムソン散乱法に用いる光源としては、TEA CO₂レーザー励起の385 μm D₂Oレーザーが最有力で、盛んな開発研究が行われている。¹⁸⁻²³⁾ しかしながら、要求される大出力（臨界プラズマに対し、励起用TEA CO₂レーザーの出力が数100 MW以上）、単色性（単一周波数発振）、および長パルス（1 μs以上）のために開発目標はなかなか達成されず、現在までに、中型のトカマクプラズマに適用可能な装置が一機開発されたにすぎない。¹⁹⁾ 一方、駆動散乱法は、後に述べるように、プラズマ中に静電イオン・サイクロトロン波を励起するためのパワー変調されたTEA CO₂レーザーを必要とし、このパワー変調光源の開発が課題となっている。

このように、プラズマのイオン温度測定に関しては、TEA CO₂レーザーの開発が一つの重要な鍵を握っており、現在までの開発が十分であるとはいえない。また、TEA CO₂レーザーを核燃焼により発生したα粒子の診断に用いるとの提案²⁴⁾もあり、プラズマ診断の分野でのTEA CO₂レーザーの開発は、その重

要性と必要性を増している。

1-2 TEA CO₂レーザーの発振特性

TEA CO₂レーザー (Transversely Excited Atmospheric Pressure CO₂ Laser、横型放電励起大気圧炭酸ガスレーザー) は1970年にカナダの Beaulieuにより提案された。²⁵⁾

通常のCO₂レーザーでは、ガス圧数10 Torrのガラス製放電管の軸方向に二つの電極を設置し、それらの間に数10 kV程度の電圧を印加して陽光柱プラズマを発生させ、CO₂分子の振動回転準位のポンピングを行っている。この種のレーザーは共振器の光軸方向(縦方向)と電圧印加の方向(励起方向)とが一致しているため、縦型放電励起方式と呼ばれている。縦型放電励起レーザーで大出力を得ようとすれば、レーザー管に長い放電管を用いる必要があり、そのため印加電圧が高くなって、電源にかかる負担が大きくなる。

これに対し、TEA CO₂レーザーでは、レーザー光軸と垂直な方向(横方向)に幅広い電極をもうけ、それらの間で放電を行ってポンピングを行う。この場合、放電管を光軸方向に長くしても電極間隔は短くて済む。またこの方式では、レーザー媒質の圧力を大気圧以上にしても、安定したグロー放電をパルス放電で得ることが可能である。ガスレーザーの出力は理想的にはガス圧の2乗に比例して増加するので、²⁶⁾大気圧で動作可能なこの方式は大出力レーザーに適している。さらに、横型放電励起方式では、プラズマのインダクタンスが小さいので、立ち上がりの速い放電電流を流すことが可能で、高効率を期待できる。²⁶⁾

高出力が得られるTEA CO₂レーザーは、光化学や分光学および同位体分離に用いたり、レーザーレーダーなどの計測用途に用いるなど、さまざまな応用が検討されている。プラズマ診断用としても、1-1節で述べたように、散乱計測の光源やイオン温度計測に用いる光励起遠赤外レーザーの励起光源として期待され、研究が行われてきた。TEA CO₂レーザーの発振の特徴としては、1) 発振スペクトル幅が広いこと、および2) 自動的にジャイアントパルス発振が得られること、の2点が挙げられる。これら二つの発振特性は、プラズマ診断用TEA CO₂レーザーの開発の困難さと大きく関係している。

1) のスペクトル幅の広さは、TEA CO₂レーザーの媒質の圧力が大気圧と高いことによる。CO₂レーザーのゲイン拡がり、媒質ガスの分子の熱運動に起因するドップラー拡がり、分子どうしの衝突に起因する圧力拡がり、とからなる。ドップラー拡がりの大きさは、全半値幅で

$$\Delta \nu_D = 2 \nu_0 \left(\frac{2 k T}{M c^2} \right)^{1/2} \ln 2 \quad (1-1)$$

によって与えられる。²⁷⁾ ここで、kはボルツマン定数、MはCO₂分子の質量、cは光速、 ν_0 は中心周波数、Tはレーザーガスの温度をあらわす。(1-1)式により常温のCO₂分子に対するドップラー拡がりの大きさ $\Delta \nu_D$ を求めると、約50MHzとなる。圧力拡がりの大きさ $\Delta \nu_p$ (MHz)は、

$$\Delta \nu_p = 7.58 (\phi_{CO_2} + 0.73 \phi_{N_2} + 0.6 \phi_{He}) P_t \left(\frac{300}{T} \right)^{1/2} \quad (1-2)$$

で与えられる。²⁸⁾ ここで、 ϕ_{CO_2} 、 ϕ_{N_2} 、 ϕ_{He} はそれぞれCO₂、N₂、Heの分圧比率 ($\phi_{CO_2} + \phi_{N_2} + \phi_{He} = 1$) をあらわし、 P_t (Torr) がガス圧を表す。また、(1-2)式において、ガスの温度Tは絶対温度単位で代入される。(1-2)式からわかるように、圧力拡がりの大きさは媒質のガス圧に比例して増大し、その大きさは通常、低気圧・縦型放電励起型CO₂レーザーの場合で数10MHzから100MHz程度(全半値幅)であるが、TEACO₂レーザーの場合には、媒質の圧力が非常に高いので、圧力拡がりは数GHz程度にも及ぶ。一方、レーザーに用いられる共振器の持つ縦モード間差周波数は共振器長1mに対して150MHzとなる。圧力拡がりは均一な拡がりであるが、一般に、モードによって電磁場が強くなる場所が異なることなどのために、均一幅をもったスペクトル線でも多モード発振が起こる。²⁹⁾ TEACO₂レーザーの場合には、そのゲイン拡がりはドップラー拡がり(不均一拡がり)と圧力拡がりとの畳み込みからなっており、さらにその幅が縦モード間差周波数よりはるかに広いことから、

TEA CO₂レーザーの出力は通常多モード発振で、その強度は多くの縦モードの間のビートにより不規則に変調されている。このような出力は、イオン・トムソン散乱計測用D₂Oレーザーの励起に用いることはできないし、また駆動散乱法におけるプラズマ波動の励起光源としても適当でない。

2) に示したように、TEA CO₂レーザーでは、共振器の中に回転鏡を用いるなどの手法を用いなくても、ゲイン・スイッチング機構により自動的にQスイッチがかけられ、ジャイアントパルス発振が得られるという特徴を持つ。これは、レーザー上準位の緩和速度が反転分布の成長速度に比べて遅いため、光子場の成長が反転分布の成長に追従できないことに起因する。このため、TEA CO₂レーザーの出力は、通常、パルス幅100 ns程度の鋭いスパイク（ジャイアントパルスの部分、以下ゲイン・スパイクと呼ぶ）と数μs程度のテールとからなる。プラズマ診断への応用の観点からは、1-1節でもふれたように、TEA CO₂レーザーの出力パルス幅は1 μs以上であることが望ましい。

以上述べてきたように、TEA CO₂レーザーは、大出力が得られるという利点があるものの、そのままではプラズマ診断に用いられない。TEA CO₂レーザーを用いてイオン・トムソン散乱法によるプラズマのイオン温度測定を行うには、その出力の単一モード化および長パルス化が必要となる。また、TEA CO₂レーザーを駆動散乱法に適用するためには、1-4節にも述べるように、その長パルス化と共に、TEA CO₂レーザーの出力をパワー変調する技術を確立することが必要である。1-3節に述べる注入ロック方式は、TEA CO₂レーザーに必要な上記のような改良が期待できる手法として、注目に値する。

1-3 注入ロック方式の概要および期待される効果

「注入ロック (Injection Locking)」実験の概念図を図 1-1 に示した。ある発振器 (単一周波数発振) に別の発振器 (単一周波数発振) の出力を入射すると、入射する信号の強度および周波数によっては、信号の入射を受けた発振器の発振周波数は、その発振器が単体で発振するときの周波数ではなく、注入されている信号の周波数に一致することがある。この現象が注入ロック現象で、古くは Huygens による振り子時計の同期現象の発見にさかのぼって知られている。20 世紀にはいり、この同期引き込み現象は、van der Pol により 3 極管発振器を用いて詳しく研究された。また最近では、上田らにより、電気回路を用いて同期引き込み現象が研究され、引き込みがおこる境界付近で回路系に複雑な振動が発生することが見いだされ、これがカオス現象にあたることが示された。³⁰⁾

レーザー系においても同期引き込み現象が発生する。特に多モード発振レーザーの場合には、外部から入射されたレーザー光によってではなく、モード間のビートにより発生する結合調分極による引き込み効果がレーザー発振に影響を与える場合があり、この結合調分極による引き込みが起こったときには、多モード間の差周波数と多モードの位相がロックされて発振が起こることはよく知られている (モードロッキング)。²⁹⁾

本研究で取り扱う注入ロック方式も図 1-1 の構成を用いる。本研究の場合は、注入光が入射されるレーザーは多モード発振で高出力の主 TEA CO₂ レーザー

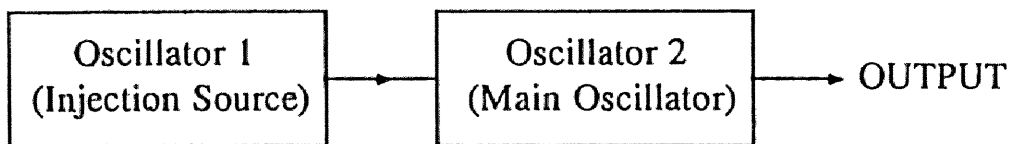


図 1-1 注入ロック方式の概念図。発振器 1 の出力が発振器 2 に注入される。

であり、注入源が単一周波数で発振する低出力のCO₂レーザーである。この実験の場合には、上で述べたのとやや異なった現象が発生する。この場合期待される効果は、主TEA CO₂レーザーの発振周波数が注入光に引き込まれることではなく、主TEA CO₂レーザーの発振スペクトルが狭帯域化される効果である。³¹⁾ 外部から主レーザーに注入されたレーザー光は、主レーザーの発振の「種」の役割を果たす。即ち、外部から注入された光は主レーザーの雑音（自然放出光）よりもはるかに強いので、注入光に対する主TEA CO₂レーザー中での誘導放出は雑音に対するそれよりもはるかに大きくなり、競合により雑音の成長を抑えることができる。このように、本研究で取り扱う注入ロックで発生する現象は、古くから知られている同期引き込み現象とは異なるので、Siegmanはこの方式を“Injection Seeding”と呼ぶのが適当であると提案している。³¹⁾

この手法は、大出力でスペクトル幅が広いレーザーの発振帯域を、小出力の単一周波数レーザーを用いて狭めることができるたいへん有効な手法であるので、TEA CO₂レーザーのみならず、色素レーザーや半導体レーザー、最近では自由電子レーザーにおいても試みられている。³²⁾

TEA CO₂レーザーにおける注入ロックは、TEA CO₂レーザーの発明後しばらくして試みられるようになった。³³⁾ 図1-2にTEA CO₂レーザーのゲイン拡がり、その中に存在する縦モードおよび注入光を周波数軸上に示す。ここで、TEA CO₂レーザーにおける注入ロックで最も重要な量である離調角（detuning angle） ϕ を以下のように定義する。³⁴⁾

$$\phi = 2\pi (\delta\nu / \Delta\nu) \quad (1-3)$$

ここで、 $\delta\nu$ は注入光の周波数とそれに最も近いTEA CO₂レーザーの縦モードの周波数とのずれを表し、 $\Delta\nu$ はTEA CO₂レーザーの縦モード間差周波数を表す。従来の実験結果によりわかっていたことを2点でまとめると、1) 注入光の周波数およびTEA CO₂レーザーの縦モードの周波数を調整して、図1-

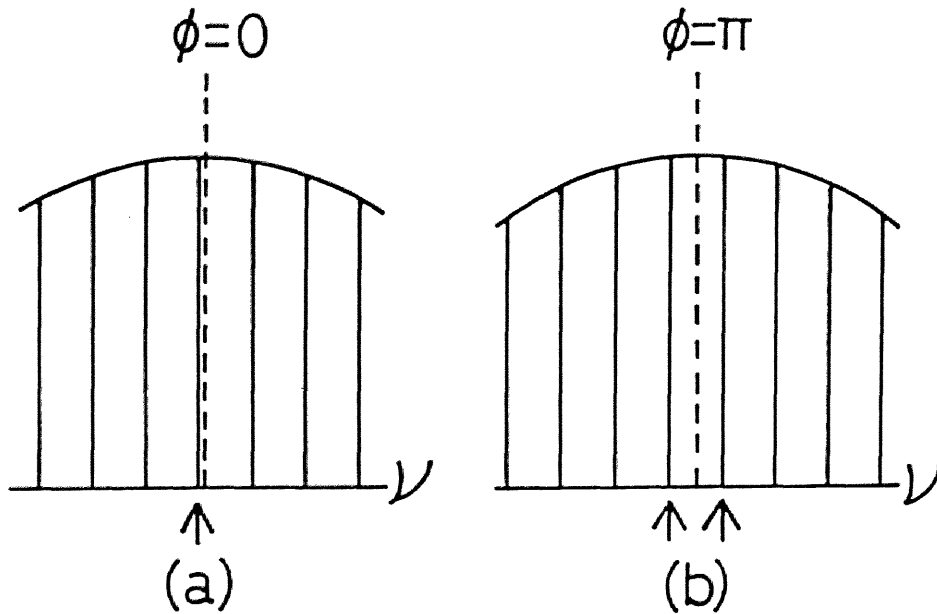


図 1 - 2 TEA CO₂レーザーのゲイン拡がりとその中の縦モード（縦実線）および注入光（破線）の周波数関係。（a） $\phi = 0$ 、
（b） $\phi = \pi$ 。TEA CO₂レーザーの出力は（a）のときシングルモード発振となり、（b）のとき2モード同時発振によるパワー変調出力となる。

2 (a) のように、注入光の周波数をTEA CO₂レーザーの縦モードの一つと一致させるようにすると（ $\phi = 0$ に調整すると）、TEA CO₂レーザーは矢印で示した縦モードのみで発振するが、周波数の同調が適切でないとTEA CO₂レーザーの出力は普通のマルチモード発振になる、2) 注入ロックによりTEA CO₂レーザーのシングルモード発振が得られたときには、そのゲイン・スパイクの大きさはマルチモード発振の場合よりやや抑制される、となる。³⁴⁻⁴¹⁾ 2) の効果が得られる理由は、注入光がTEA CO₂レーザーの雑音レベルよりもはるかに大きいために、誘導放出による光子場の増大が速まり、光子場が飽和レベルに達する時刻が早くなるためである。放電励起開始後の早い段階で光子場が飽和レベルに達すれば、反転分布の成長が通常のレベルに達する前に発振が得られる

ので、ゲインスパイクが抑制されることが期待できる。

ところが、1984年に理化学研究所のTashiroらにより発表された論文⁴²⁾には、注入光の周波数を主TEA CO₂レーザーの2本の縦モードの中央付近にしたときには（即ち、 $\phi = \pi$ とすれば）、注入光の両側の2本の縦モードが選択的に同時に発振する、と報告されている。図1-2(b)がこのときの状況を表している。この報告は、Tashiroらの論文中ではマイナーな取扱いをされたにすぎなかったが、著者の所属する研究室に以前所属していた孫はこの現象に注目し、原理的な実験を行って、注入ロック方式によりTEA CO₂レーザーの2モードを同時に発振させ、それらの間のビートによりTEA CO₂レーザーをパワー変調することが可能であることを示した。^{43,44)} 変調周波数は共振器長で決まる縦モード間差周波数と一致し、共振器長3 mに対し変調周波数は50 MHzとなる。このように、最近になって、注入ロックにより期待される効果に、TEA CO₂レーザーのパワー変調という新しい項目がつけ加わってきた。

1-4 本研究の目的および意義

1-3節に述べたように、TEA CO₂レーザーにおける注入ロックに関する研究は、実験の開始後10年以上たって新しい現象が発見され、新しい応用分野が開けつつある。特に、著者の所属する研究室では、1970年代から、「駆動散乱法」と名付けられた新しい高温プラズマの診断法を提案しており、¹⁵⁾ 1980年ごろには、駆動散乱計測システムが理論的に検討され、システムの最適化およびレーザー光源に求められる仕様の評価が行われた。^{16,17)} 図1-3に駆動散乱法の概念図を示す。¹⁷⁾ 駆動散乱法では、外部からプラズマにパワー変調されたレーザービーム P_d を入射し、非線形のポンドロモーティブ力（動重力）によりプラズマ中にイオン波領域の静電波動（図中では y 方向に伝搬）を励起する。励起した静電波動の分散関係を別の遠赤外レーザーによる散乱計測（入射光： P_i 、散乱光： P_s ）により求め、測定した分散関係から逆にプラズマの性質を推定する。

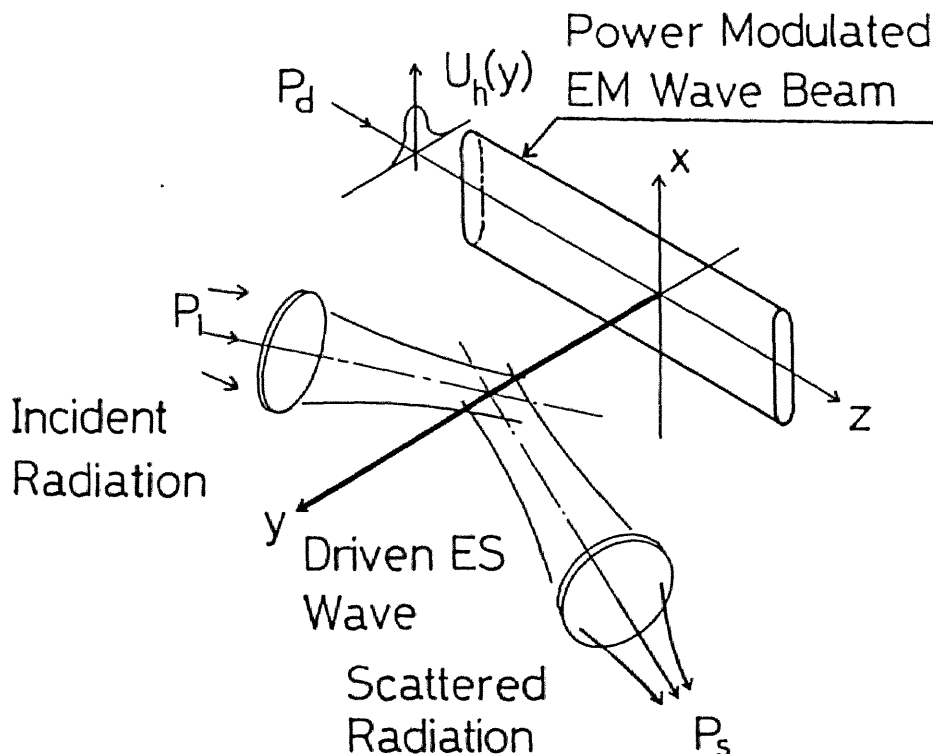


図1-3 駆動散乱法の概念図。

表 1 - 1 駆動散乱法で用いるプラズマ波動の外部駆動源に要求される仕様。

出力パワー	数 1 0 M W
パルス幅	1 μ s
変調周波数	1 0 M H z ~ 1 0 0 M H z (可変)
変調度	1 0 0 %

励起する波動に静電イオン・サイクロトロン波を選べば、分散関係の測定から、プラズマのイオン温度が推定できることが理論的に示されている。¹⁷⁾

J T - 6 0 級の臨界プラズマのイオン温度を駆動散乱法により測定する場合、静電波動の外部駆動源に波長 1 0 . 6 μ m の T E A C O ₂ レーザーを用いるとすれば、静電波動励起用 T E A C O ₂ レーザーは表 1 - 1 に示す仕様を満たす必要がある。出力パワーとして要求される数 1 0 M W の出力は、従来のイオン・トムソン散乱法により、同じく臨界プラズマのイオン温度測定を行う場合に必要とされる T E A C O ₂ レーザーの出力より一桁小さく、この点が駆動散乱法の利点である。しかしながら、静電波動励起に用いる T E A C O ₂ レーザーは、数 1 0 M H z の周波数範囲にわたり 1 0 0 % パワー変調されている必要がある。数 1 0 M W の高出力レーザー光を数 1 0 M H z の高周波でパワー変調する技術は今までになく、この点が駆動散乱法の実験的研究の進展を妨げていた。注入ロックによる T E A C O ₂ レーザーのパワー変調方式は、光学結晶を用いないので高出力レーザーに適用でき、かつ、数 1 0 M H z の変調周波数が得られる。

本研究は、駆動散乱法における静電波動の外部駆動源への応用を念頭においた、注入ロック方式 T E A C O ₂ レーザーの開発研究である。表 1 - 1 からもわかるとおり、T E A C O ₂ レーザーを駆動散乱法における静電波動の外部駆動源に適

用するには、その出力のパワー変調と長パルス化の2点を達成することが必要である。そこで第一に、TEA CO₂レーザーのパワー変調手法として注入ロック方式が適当であることを示すために、以下の研究を行う。即ち、まず、著者の所属する研究室で以前に提案された注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調方式を実用的な技術として確立するために、適当な帰還制御システムを提案してパワー変調出力の安定化をはかる。⁴⁵⁾ また、将来実機に適用する場合のスケールアップを想定し、大型のレーザーシステムで用いられると予想される不安定共振器でも注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調およびその安定化が可能であることを確認する。⁴⁶⁾ 1-3節にも述べたとおり、注入ロックによりTEA CO₂レーザーの2本の縦モードが同時に発振することが見いだされたのはごく最近のことであり、この現象が学界で認知されているとは言えないのが現状である。そこで、この現象についての理論的検討を行うことも重要となる。⁴⁷⁾

これらにより、注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調方式が確立された後には、第二の課題であるTEA CO₂レーザーの長パルス化法の開発に着手する。まず、新たに提案した理論モデルにもとづく計算機シミュレーション・コードを作成して、TEA CO₂レーザーの出力を長パルス化するための方策を探る。⁴⁸⁾ 次に、計算機シミュレーションで得られた知見をもとに、TEA CO₂レーザーの長パルス化法としてパルス注入ロック方式を実験的に導入する。^{49,50)} 本研究で導入するパルス注入ロック方式は、計算機シミュレーションにおいて明かとなった問題点を克服した、新しい形のパルス注入ロック方式である。

以上を通じて、駆動散乱法に用いるプラズマ波動の外部駆動源の基礎的な開発を行うことが本研究の直接の目的であるが、本研究の成果は、さまざまな形でプラズマ診断に用いられるTEA CO₂レーザーの開発や、ひいてはレーザー科学全体の進展に大きな波及効果を及ぼすことが期待できる。本研究で開発した注入ロック方式の安定化法やTEA CO₂レーザーの長パルス化法は、パワー変調

TEA CO₂レーザーにだけではなく、シングルモード発振TEA CO₂レーザーにもそのまま適用できるものばかりであり、開発の意義は大きい。本研究の結果は、イオン・トムソン散乱計測におけるD₂Oレーザー励起用TEA CO₂レーザーの開発や、核燃焼により発生した α 粒子のエネルギー分布測定に用いるTEA CO₂レーザーの開発に、直接寄与するものと考えられる。

レーザー科学の立場からみても、本研究は、単一周波数の注入光により、TEA CO₂レーザーの2本の縦モードが同時発振する現象を取り扱った世界最初の研究であり、本研究の工学的・理学的意義は大きいものと思われる。本研究により、多モード発振パルスレーザーにおける注入ロックに関する理解および外部信号とレーザー発振器との非線形相互作用についての研究がよりいっそう進展することが期待される。

1-5 本論文の構成

本研究は、注入ロック方式TEA CO₂レーザーのパワー変調出力の安定化、高出力化、長パルス化、およびそれらに関連する現象についての実験的研究の結果、ならびに注入ロックによるTEA CO₂レーザーの2モード同時発振現象に関する理論的研究結果およびそれにもとづく計算機実験の結果をまとめたものであり、本論文の構成は以下のとおりである。

まず、第1章では、磁場閉じ込め核融合プラズマ診断用レーザーの開発状況やTEA CO₂レーザーの発振特性および注入ロック方式について述べ、本研究の背景を明らかにすると共に本研究の目的および意義を示す。

第2章では、本研究で提案したTEA CO₂レーザーのパワー変調出力の安定化法を示し、得られた安定性について述べる。

第3章では、TEA CO₂レーザーの共振器として不安定共振器を設計・試作し、不安定共振器を持ったTEA CO₂レーザーにおいても注入ロックによるパワー変調出力が安定に得られることを示す。

第4章では、注入ロックによるTEA CO₂レーザーの2モード同時発振についての新しい理論モデルを提案し、得られた理論解析結果を示して実験結果および従来の理論解析結果との比較検討を行う。

以上、第2章から第4章を通じて、第一の課題である、注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調方式の確立が成し遂げられる。第5章以下では、第二の課題である、TEA CO₂レーザーの長パルス化を行う。

まず、第5章では、第4章で提案した理論モデルにもとづくシミュレーション・コードによる計算機実験により、TEA CO₂レーザーの長パルス化法を検討し、パルス注入ロック方式が最も有効な長パルス化法であることを示す。

第6章では、第5章の計算機実験の結果を受けて行った、パルス注入ロック方式の実験結果について述べる。本研究では、注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いてパルス注入ロックを行った。注入パルス入射のタイミングや離調角が長パルス化に及ぼす影響を実験的に調べた。

第7章では、ハイブリッドCO₂レーザーに関する研究を行い、ハイブリッドCO₂レーザーの2周波数動作を達成してそれを主TEA CO₂レーザーに注入することにより、完全に長パルス化されたTEA CO₂レーザーのパワー変調出力が得られることを示す。

第5章から第7章により、TEA CO₂レーザーの長パルス化の達成が示される。そして最後に、第8章で本研究の総括を行い、今後の課題および方針を示す。

参考文献

- 1) プラズマ核融合学会 編 : プラズマ診断の基礎 (名古屋大学出版会、1990) .
- 2) 築島隆繁 : レーザー研究 : 7 (1979) 264.
- 3) 岡島茂樹 : レーザー研究 : 17 (1989) 679.
- 4) S. Okajima, A. Nishizawa, M. Yamanaka, S. Makino, M. Kondo, T. Watanabe, A. Sugito, H. Hirose, S. Kon and J. Fujita : Digest of Int. Conf. on IR & MM Waves (Marseilli, 1983) p71.
- 5) S. Okajima, K. Kawahata, T. Aoki, D. G. Bi, S. Kubo and J. Fujita : Infrared Phys. 29 (1989) 331.
- 6) 川端一男、岡島茂樹、安田明生、青木高之、藤田順二 : レーザー研究 17 (1989) 849.
- 7) H. Soltwisch : Rev. Sci. Instrum. 57 (1986) 1939.
- 8) M. Nagatsu, W. A. Peebles and N. C. Luhmann Jr. : Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1626.
- 9) N. J. Peacock et al. : Nature 224 (1969) 488.
- 10) H. Salzmann, K. Hirsch, P. Nielsen, C. Gowers, A. Gadd, M. Gadeberg, H. Murmann and C. Schrodter : Nucl. Fusion 27 (1987) 1925.
- 11) 築島隆繁 : 電磁波散乱計測のAからZまで (プラズマ若手夏の学校テキスト、1982) .
- 12) D. L. Brower et al. : Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 48.
- 13) M. Nagatsu, I. Nishizawa, H. Ohnishi, T. Tsukishima, S. Okajima, K. Mizuno, K. Kawahata, T. Tetsuka and J. Fujita : Nucl. Fusion 27 (1987) 753.
- 14) C. Honda, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki : Rev. Sci. Instrum. 58 (1987) 759.
- 15) T. Yamamoto, N. Nishio and T. Tsukishima : Phys. Fluid 19 (1976) 483.

- 16) T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) L534.
- 17) M. Nagatsu and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 2155.
- 18) Y. Ichikawa, Y. Tsunawaki, M. Yamanaka, S. Okajima, L.-D. Wu, T. Yamanaka and C. Yamanaka : Infrared Phys. 27 (1987) 317.
- 19) T. Okada, S. Inoue, T. Ohga, K. Muraoka and M. Akazaki : Int. J. IR & MM Waves 6 (1985) 883.
- 20) P. Woskoboinkow, W. J. Mulligan, J. Machuzak, D. R. Cohn, R. J. Temkin, T. C. L. G. Sollner and B. Lax : 11th Europ. Conf. on Cont. Fusion and Plasma Phys. (Aachen, 1983) p81.
- 21) A. Semet, L. C. Johnson and D. K. Mansfield : Int. J. IR & MM Waves 4 (1983) 231.
- 22) R. Behn, D. Dicken, J. Hackmann, S. A. Salito, M. R. Siegrist, P. A. Krug, I. Kjelberg, B. Duval, B. Boye and A. Pochelon : Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2833.
- 23) M. Nagatsu, S. Sudo, Y. Tsunawaki, S. Okajima, T. Okada, S. Bessou, H. Suematsu, F. Sano, K. Muraoka, O. Motojima, K. N. Sato, S. Kubo, Y. Takeiri, K. Mizuno, and T. Tsukishima : 4th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics (Fukuoka, 1989) p297.
- 24) R. K. Richards, C. A. Bennett, L. K. Fletcher, H. T. Hunter and D. P. Hutchinson : Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 1556.
- 25) A. J. Beaulieu : Appl. Phys. Lett. 16 (1970) 504.
- 26) 横山昌弘 : 日本物理学会誌 29 (1974) 761.
- 27) A. Yariv : Introduction to Optical Electronics (神谷武志、多田邦雄 訳、光エレクトロニクスの基礎、丸善、1974) .
- 28) A. Yariv : Quantum Electronics 2nd ed. (1975).
- 29) 霜田光一、矢島達夫、上田芳文、清水忠雄、粕谷敬宏 : 量子エレクトロニクス(上) (裳華房、1972) .

- 30) J. M. T. Thompson and H. B. Stewart : Nonlinear Dynamics and Chaos
(武者利光、橋口住久 訳、非線形力学とカオス、オーム社、1988) .
- 31) A. E. Siegman : Lasers (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- 32) D. M. Tratt, A. K. Kar and R. G. Harrison : Prog. Quantum Electron.
10 (1986) 229.
- 33) A. R. Clobes, P. J. Berger, R. T. Brown and C. J. Buczek : United
Aircraft Research Lab. Rep. No. AD-781737 (1974).
- 34) J.-L. Lachambre, P. Larigue, G. Otis and M. Noel : IEEE J. Quantum
Electron. QE-12 (1976) 756.
- 35) G. Megie and R. T. Menzies : Appl. Phys. Lett. 35 (1979) 835.
- 36) G. Schafer, H. Hofmann and W.-D. Petersen : IEEE J. Quantum Electron.
QE-18 (1982) 296.
- 37) N. R. Heckenberg, B. J. Renton, S. T. Shanahan and W. Wright : Appl.
Phys. B29 (1982) 67.
- 38) P. H. Flamant, R. T. Menzies, M. J. Kavaya and U. P. Oppenheim : Opt.
Commun. 45 (1983) 821.
- 39) P. H. Flamant and R. T. Menzies : IEEE J. Quantum Electron. QE-19
(1983) 821.
- 40) E. Akmansoy, J. M. Lourtioz and P. Cassard : Appl. Phys. B43 (1987)
105.
- 41) R. T. Menzies, P. H. Flamant, M. J. Kavaya and E. N. Kuiper : Appl.
Opt. 23 (1984) 3854.
- 42) H. Tashiro, S. Shimada, K. Toyoda and S. Namba : IEEE J. Quantum
Electron QE-20 (1984) 159.
- 43) K.-X. Sun, M. Nagatsu and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 25
(1986) 1886.
- 44) 孫克珣 : 名古屋大学修士論文 (1987).

- 45) 佐々木浩一、吉岡政信、築島隆繁 : レーザー研究 16 (1988) 680.
- 46) K. Sasaki, H. Ohno, M. Yoshioka and T. Tsukishima : 4th Int. Symp.
Laser-Aided Plasma Diagnostics (Fukuoka, 1989) p100.
- 47) K. Sasaki, H. Ohno and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990)
284.
- 48) K. Sasaki and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 277.
- 49) K. Sasaki, H. Ohno and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990)
1459.
- 50) K. Sasaki, H. Ohno, T. Fujii and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys.
29 (1990) No.12.

第2章 帰還制御によるTEA CO₂レーザーのパワー変調出力の安定化

2-1 緒言

1-3節でもふれたように、本研究以前に、著者の所属する研究室では、注入ロック方式によりTEA CO₂レーザーの出力をパワー変調することが可能であることを示す原理的な実験が行われた。¹⁾ このとき得られたTEA CO₂レーザーのパワー変調出力は、駆動散乱法におけるプラズマ波動の外部駆動源として適当である。しかし、原理実験の段階での実験装置には、レーザー系に何等の帰還制御も施されておらず、例えば、無調整での連続10ショットの放電に対して、1ショットの2モード同時発振が得られることすらまれであった。また、波形を観測しながら放電を繰り返し、手動により注意深く注入光の周波数とTEA CO₂レーザーの縦モードとの間の同調をとり、一度2モード同時発振が得られても、数分のちには共振器長の変化などにより同調が破れるため、毎回再調整が必要であった。一度2モード同時発振が得られたのち、ショット間隔数分で、過去最高連続3ショットの2モード同時発振が得られたにすぎなかった。

注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調方式をプラズマ診断に実用化するには、何らかの手法を用いて注入ロック動作を安定化することが不可欠である。近年の大型プラズマ実験装置の建設費用および運転費用は極めて莫大であり、1ショットあたりのコストは数万円から数10万円であるとも言われている。したがって、1ショット毎のプラズマ放電に対して有用なデータをできるだけ多く収集する必要があるので、人的な調整が不要な状態で毎回確実に動作することが保証されていなければ、計測装置としては失格である。

そこで、本研究ではまず、TEA CO₂レーザーの注入ロックによるパワー変調方式に実用化のめどを得ることを目的として、注入ロックレーザー系に適当な帰還制御を施し、パワー変調出力の安定化を試みた。その結果、2モード同時発振によるパワー変調出力を高い確率で得ることができるようになった。以下では

このことを簡単のため「2モード同時発振の安定化」と呼ぶことにする。

以下2-2節において本研究で試作したTEA CO₂レーザーの2モード同時発振の安定化システムについて、その構成と動作原理を述べる。2-3節では本安定化システムを組み込むことにより達成されたTEA CO₂レーザーのパワー変調出力およびシングルモード発振出力の安定性について述べる。2-4節では本安定化システムに残る不安定性の要因および注入光とTEA CO₂レーザーの偏光方向のなす角の違いが注入ロック動作に及ぼす影響などについて討論し、最後に2-5節で本章の成果をまとめる。

2-2 2モード同時発振安定化システムの試作

2-2-1 レーザー・システム

図2-1に本研究で試作したTEA CO₂レーザーのパワー変調出力の安定化システムを示す。レーザー系は主発振器であるTEA CO₂レーザーと注入源であるcw CO₂レーザーとからなる。

TEA CO₂レーザー本体は、著者の所属する研究室で試作された卓上据置タイプのレーザーで、^{2,3)} その活性媒体の体積は3.5×3.5×90 cm³である。主電極は陽極・陰極とも噴砂処理したChang型のアルミニウム電極である。印加電圧は約50 kVで、2段のマルクス・バンクにより供給する。予備電離にはUV光予備電離方式^{4,5)} (自動予備電離型⁶⁾) を用いている。活性媒体を封じる窓にはNaClを用いており、その一方はプリュースター窓になっている。NaCl窓の周りには、その潮解を防ぐために、簡単な乾燥設備を設けた。レーザー・ガスは、

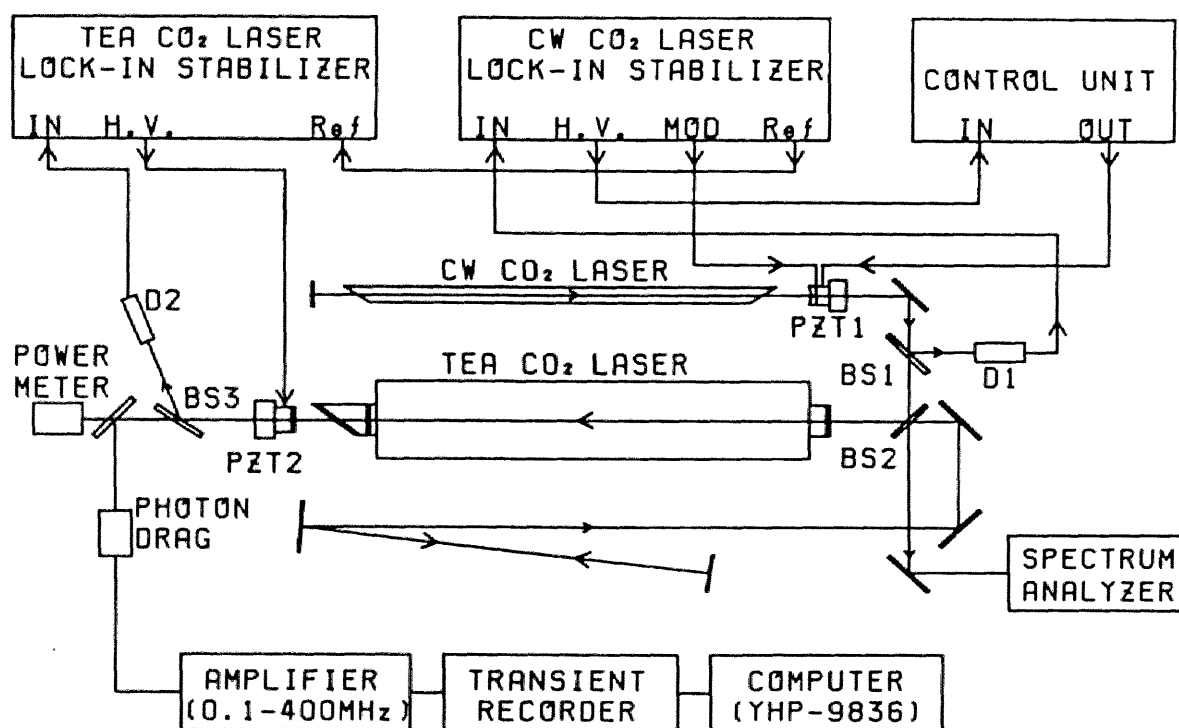


図2-1 帰還制御を施した注入ロックTEA CO₂レーザーシステム。

$\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 17 : 12 : 71$ の混合ガスにHeを調整しながら少量加えて使用しており、ガス圧はおよそ1気圧である。

共振器は、ZnSe製で反射率70%の平面部分反射鏡と、金メッキされた無酸素銅製の平面ミラー(100mmφ)とからなる。ZnSe部分反射鏡は、帰還制御に用いるPZT2に取り付けた。本研究におけるTEA CO_2 レーザーのパワー変調方式では、変調周波数は共振器長で決まる縦モード間差周波数と一致する。そこで本研究で用いたTEA CO_2 レーザーでは、変調周波数を可変にするために共振器長を変えられるようにした。長い共振器を構成するときには、何枚かの金ミラーを用いて共振器を折り曲げた。図2-1に描かれているのは、共振器長を約5mに設定した場合の共振器の構成の例である。また、高次横モードの発振を抑制するために、共振器内に絞りを挿入した。

注入光はTEA CO_2 レーザー共振器内に挿入した反射率10%のZnSe製ビームスプリッタBS2を介して注入される。共振器を構成するすべてのミラーおよびBS2は、共振器長の受動的な安定化のために、インバー・ロッドを用いて固定した。

注入源cw CO_2 レーザーは本研究で試作した低圧縦放電励起型である。⁷⁾ レーザー管は水冷ジャケット付きパイロックスガラス2重管で、内径は10mmφ、陽極・陰極管の距離は1180mmである。窓は両側ともZnSe製のプリュースター窓である。共振器はネオセラムロッドに固定された金コーティングの平面鏡と、反射率60%、曲率半径10mのZnSe製出力鏡により構成した。

ZnSe出力鏡はPZT1に取り付けられている。また、基本横モードでの発振を得るために共振器中に8mmφの絞りを挿入した。共振器中に回折格子を持っていないcw CO_2 レーザーは主に10P(20)のラインで発振するが、共振器長によっては、10P(18)や10P(22)のラインでの発振が現れることもある。⁸⁾ そこで実験中は、スペクトルアナライザ(Opt. Eng. 16-A)によりcw CO_2 レーザーの発振ラインが常に10P(20)であることを確認した。

TEA CO_2 レーザーの出力波形はフォトンドラッグ検知器(浜松ホトニクス

B749) により検出し、増幅したのち波形記憶装置 (Biomation社 6500) に記憶し、そののち、光ファイバケーブルを介してコンピューター (HP社9836) に転送し記録および信号処理を行う。

2-2-2 帰還制御システム

第1章に述べたように、文献9) および著者の所属する研究室で行われた原理実験の結果^{1,2)}から、注入光の周波数がTEA CO₂レーザーの隣接する2モードの中央にある時にTEA CO₂レーザーを発振させれば、注入光の両側の2モードが選択的に同時発振し、出力がパワー変調されることがわかっていた。したがって本研究では、TEA CO₂レーザーの2モードの中央を自動的に探し、そこに注入光の周波数をロックする帰還制御システムを採用した。

CO₂レーザーの安定化には、レーザーの利得曲線やレーザー出力に対する放電プラズマのインピーダンス変化 (オプト・ガルバニ効果) などを利用して、レーザー出力と基準値との誤差を検出して電子回路制御によりその誤差がなくなるように共振器長に制御を加える方法や、¹⁰⁾ レーザーの共振器長に変調を加えて、それによる出力や放電インピーダンスの変化を変調信号と位相検波して目標値との誤差を判断し、共振器長を目標値に一致させる方法¹¹⁾などがとられている。特に後者のレーザー共振器に変調を加える方法は、レーザー出力をラインセンターに安定化することを目標にするのであれば、比較的簡単な装置で高い安定性が得られるので、一般によく用いられており、それに用いる安定化装置も市販されている。

本研究で試作した安定化システムは、この市販の安定化装置 ロック・イン・スタビライザー (Lansing社製 モデル80.215) を2台組み合わせて、その機能をうまく利用することにより、簡単な改造を行うだけで、注入光の周波数をTEA CO₂レーザーの2モードの中央にロックするものである。ロック・イン・スタビライザーは、レーザー共振器に変調を加えるための正弦波出力 (150Vピーク間) と共振器長を制御するための高電圧出力 (0~1.6kV) をもち、変調信号とそれにより発生する誤差信号との位相検波によって、レーザー出力をその同調曲

線の最大値または最小値に安定化することができる装置である。

本安定化システムは二つの帰還制御ループにより構成されている。一つは $BS1 \rightarrow D1$ (パイロ検知器) $\rightarrow cw CO_2$ レーザー・ロック・イン・スタビライザー \rightarrow コントロール・ユニット $\rightarrow PZT1$ のループであり、これにより注入源 $cw CO_2$ レーザーの出力をその利得曲線の最大値に安定化する。なお、コントロール・ユニットはプラズマ・チャープ現象¹²⁾の補正(付録参照)と後に述べる変調の停止、およびそれらと $TEA CO_2$ レーザー放電のタイミングをとるための回路である。

もう一つの帰還ループは、 $BS2 \rightarrow TEA CO_2$ レーザー共振器 $\rightarrow BS3 \rightarrow D2$ (パイロ検知器) $\rightarrow TEA CO_2$ レーザー・ロック・イン・スタビライザー $\rightarrow PZT2$ のループである。ただし、このループに於いて、 $TEA CO_2$ レーザー・ロック・イン・スタビライザーの制御用参照信号は、 $cw CO_2$ レーザー・ロック・イン・スタビライザーの制御用参照信号と同一周波数、同一位相となるように調整してある。この帰還ループでは、 $TEA CO_2$ レーザー共振器が一種のファブリ・ペロー干渉計として機能し、注入 $cw CO_2$ レーザー光の周波数を $TEA CO_2$ レーザーの隣接する二つの縦モードの中央にロックする。この様子を図2-2に示す。 $BS2$ を介して注入された $cw CO_2$ レーザー光は $TEA CO_2$ レーザー共振器で干渉をおこすが、その一部は出力鏡を透過する。図2-2(a)は、 $PZT2$ により $TEA CO_2$ レーザーの共振器長を微小量掃引したときの、透過 $cw CO_2$ レーザー光の強度変化をパワーメーターにより測定したもので、図から $TEA CO_2$ レーザー共振器がファブリ・ペロー干渉計的な透過特性を有していることが確認される。図2-2(b)は、帰還ループを閉じ、透過 $cw CO_2$ レーザー光の強度が最小となるように共振器長に制御を加えたときの透過注入光強度の時間変化を示す。共振器の理論によれば、ファブリ・ペロー型干渉曲線の透過強度が最大となるとき、注入光はその共振器の縦モードの一つと周波数が一致しており、透過強度が最小となる共振器長に対しては、注入光の周波数はその共振器の2本の縦モードの中央と一致している。¹³⁾したがって、図2-2(b)のと

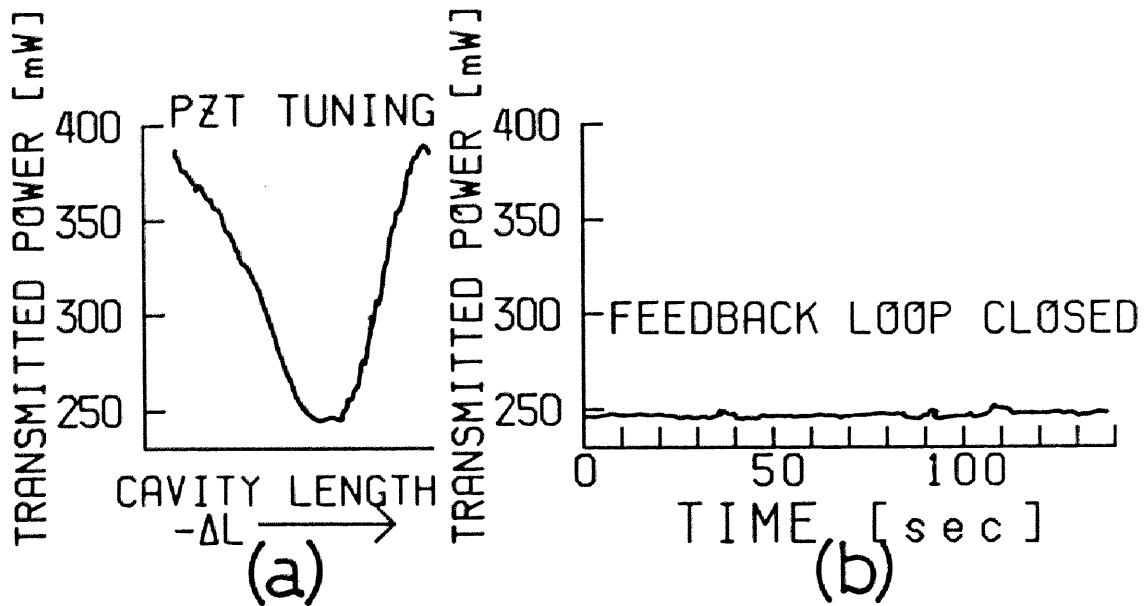


図 2 - 2 (a) P Z T 2 により T E A C O ₂ レーザーの共振器長を微量掃引したときに、 T E A C O ₂ レーザー共振器を透過した注入光の強度の変化。 (b) T E A C O ₂ レーザー共振器を透過した注入光の強度が最小になるように帰還制御を行ったときの、透過注入光強度の時間変化。

き、注入 c w C O ₂ レーザー光の周波数は T E A C O ₂ レーザーの 2 モードの中央にロックされた状態 (即ち、離調角 ϕ が π に設定された状態) になる。即ち、本システムを用いれば、 T E A C O ₂ レーザーの 2 モードの中央を自動的にさがし、そこに c w C O ₂ レーザー光の周波数を合わせることが可能となった。このようにすれば、注入光に隣接する二つの縦モードはほぼ同じ強度で発振し、それらのビートによる変調度の大きいパワー変調された出力ビームを得ることができる。

T E A C O ₂ レーザーを放電させる際には次の手順にしたがう。本安定化システムでは c w C O ₂ レーザー・ロック・イン・スタビライザーから P Z T 1 に正弦波の変調信号 (5 2 0 H z 、 1 5 0 V ピーク間) が与えられており、したがって図

2-2 (b) の状態では、cw CO₂レーザー光の周波数もTEA CO₂レーザーの2モードの中央を中心として±10MHz程度変動している。そこでまず、変調信号の振幅を零にして±10MHzの変動をなくし、cw CO₂レーザー光の周波数をTEA CO₂レーザーの2モードの中央にセットする。なお、これより後は帰還ループが切られたことになり、PZT1およびPZT2に与えられる高電圧(H.V.)は、TEA CO₂レーザーの放電終了まで変調停止直前の状態に維持される。次にプラズマ・チャープ現象の補正を行い、最後にTEA CO₂レーザーの放電をトリガーする。放電終了後、自動的に変調信号が再生し帰還制御が実行される。以上の手続きは安定化システム中のコントロール・ユニットが受け持っている。TEA CO₂レーザーの放電は変調停止から約50ms後であり、帰還ループの時定数(120ms)に比べ短いことから、途中で帰還ループを切ることによる不都合は小さいものと考えられる。

また、本システムは、TEA CO₂レーザー共振器を透過するcw CO₂レーザー光の強度が最大になるように制御を行うことも可能であり、このように制御を行えば、cw CO₂レーザーの周波数とTEA CO₂レーザーの縦モードの一つとが一致し($\phi=0$)、TEA CO₂レーザーがシングルモードで発振する。Lachambreらは本システムと類似した装置を用いて、このように制御を行い、シングルモードの発振を安定して観測することに成功している。¹⁴⁾

2-2-3 注入ビームとTEA CO₂レーザーとの偏光の関係

本研究で用いたTEA CO₂レーザーおよびcw CO₂レーザーはともに、活性媒体を封じるための窓にブリュースター窓を使用しており、したがって両レーザーともそれぞれのブリュースター窓に対してp偏光の直線偏光で発振する。通常の注入ロック方式では、注入用cw CO₂レーザー光の偏光方向(直線偏光)とTEA CO₂レーザーの偏光方向(直線偏光)を一致させている。しかし、本システムでこのようにすれば、TEA CO₂レーザー発振時に大出力のTEA CO₂レーザー光がBS3を反射してD2に至り、D2の損傷を招くばかりか、実

際に波動励起に使用するビームの損失にもなる。本実験ではこのような不都合を避けるために、二台のレーザーの偏光方向をかえて注入ロックを行った。

BS3をTEA CO₂レーザーのプリュースター窓と同じ角度に設定する。こうすればTEA CO₂レーザー光はBS3を反射しないのでD2の損傷および波動励起用ビームの損失を防ぐことができる。cw CO₂レーザーの偏光方向をTEA CO₂レーザーの偏光方向に対しある角度 φ_p に設定しておけば、cw CO₂レーザー光はBS3を反射することができ、帰還ループを維持できる。本研究では、 $\varphi_p = 45^\circ$ 、 $\varphi_p = 90^\circ$ の二通りに設定し、注入ロックを行った。

2-3 安定化実験の結果

本研究で使用したTEA CO₂レーザーは共振器長が可変であるが、本実験は共振器長約3.8mで行った。したがって、隣接する二つの縦モード間の差周波数は約40MHzである。共振器長3.8mに対し、高次横モードの発振を抑制するために共振器中に絞りを挿入して得られたTEA CO₂レーザーの発振エネルギーはおよそ0.1Jである。また、注入cw CO₂レーザーの発振パワーは約20Wとした。BS2は反射率10%なので、その一割ほどがTEA CO₂レーザー共振器内に注入される。

2-3-1 注入ロックを行わないときの出力波形

はじめに比較のために、注入ロックを行わないときのTEA CO₂レーザーの出力波形の例を図2-3(a)に示し、図2-3(b)に図2-3(a)の波形を周波数分解能0.78MHzでフーリエ変換して得られたパワースペクトルを示す。図2-3(a)の波形は、よく知られているように、同時に発振している多モード間のランダムなビートにより、不規則にパワー変調されている。図2-3(b)には、2モード間差周波数およびその高調波の周波数にピークがみられる。ただし、本実験で使用した検出回路の周波数帯域は、増幅器および波形記憶装置の周波数特性により0.1MHz~100MHzに制限されている。

2-3-2 $\varphi_p = 45^\circ$ の場合

(1) 2モード同時発振の安定性

はじめにTEA CO₂レーザー共振器を透過する注入cw CO₂レーザー光の強度が最小になるように制御システムをセットして、その後はレーザー系を完全に自動調整の状態にして、ショット間隔2分程度の連続50ショットの安定化実験を行った。その結果96%(48ショット)の確率で2モード同時発振が観測され、原理実験の際のフリーランニングでの運転に比べて、2モード同時発振の

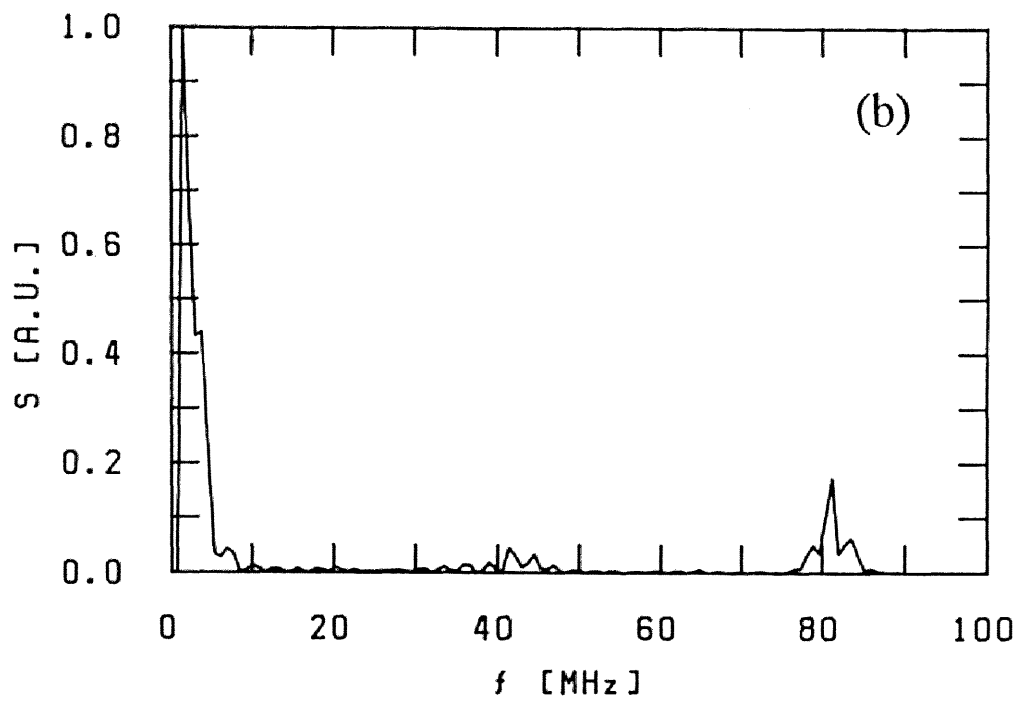
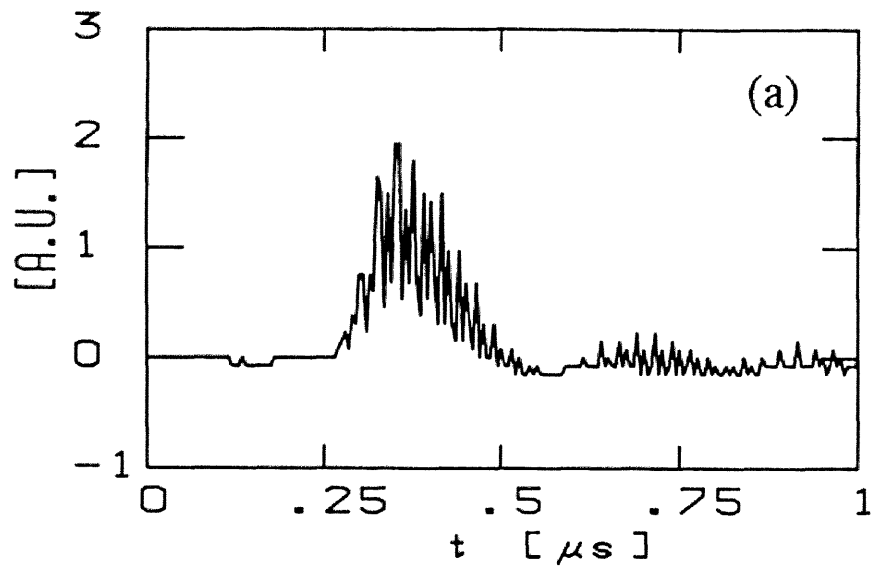


図 2-3 (a) 注入ロックを行わないときの TEA CO₂ レーザーの出力波形。(b) 波形 (a) のパワースペクトル。

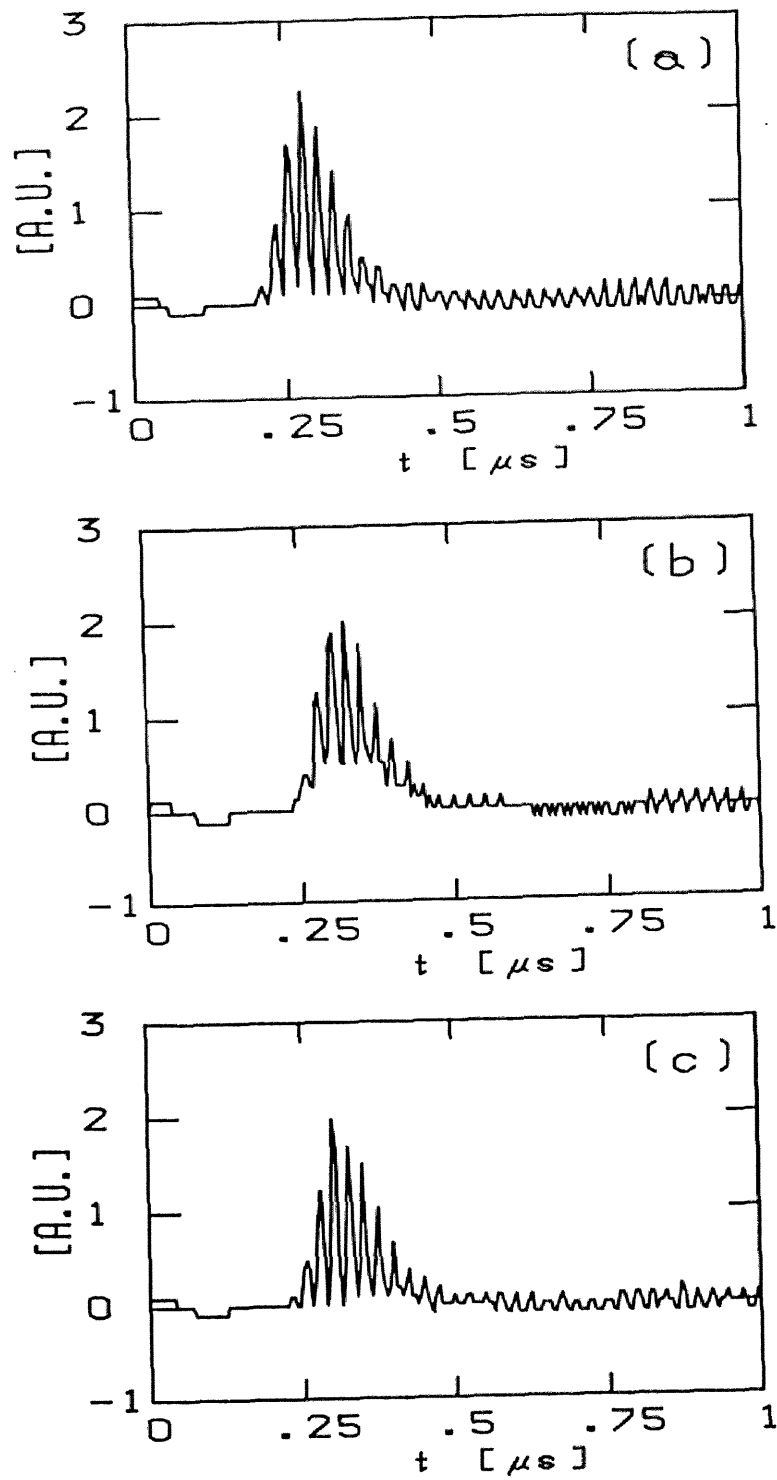


図2-4 50ショットの連続発振実験で得られたTEA CO₂レーザーの
 パワー変調出力の例。(a)第4番目のショット、(b)第
 8番目のショット、(c)第11番目のショット。

実現確率が飛躍的に向上した。2モード同時発振でなかった2ショットのうち
1ショットはシングルモード発振、もう1ショットはマルチモード発振であった。

図2-4(a)~(c)に得られた波形の例を示す。図2-4(a)は50ショット中の第4番目のショットで、変調周波数は約40MHzと縦モード間隔とよく一致しており、隣接する2モードの同時発振によるパワー変調出力であることがわかる。図2-5は図2-4(a)の波形のパワースペクトルである。図2-5のスペクトルは、図2-3(b)のスペクトルと比べて、明らかにエネルギーが2モード間差周波数に集中している。変調度は相対的にゆっくりした時間スケールでわずかに変化することが観測された。図2-4(b)は第8番目のショットの波形で、このとき帰還制御ループにわずかなずれが生じたために変調度がやや悪化している。図2-4(c)は第11番目のショットの波形であり、一度変調度が悪化しても再び良好な波形に回復することを示している。

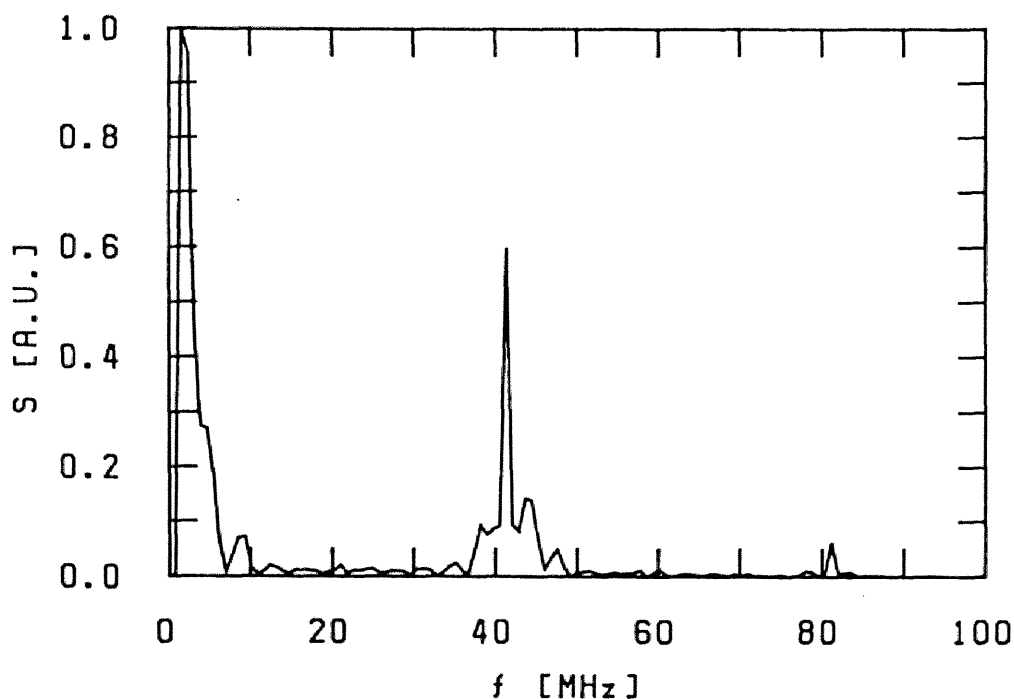


図2-5 図2-4(a)の波形のパワースペクトル。

変調度として次の量を定義する。

$$m_p = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad (2-1)$$

ここで、 P_{\max} 、 P_{\min} はそれぞれ、図2-6に示したようにビート波形の包絡線のピークにおける最大値および最小値である。二つのモードの「振幅比が一定」の場合、任意の時刻での最大値および最小値を用いてもおなじ m_p の値が得られる。この定義によると図2-6の波形は変調度 $m_p = 0.7$ に相当する。

観測された48ショットの2モード同時発振出力を変調度 m_p により分類すると図2-7に示す度数分布が得られた。図から全ショットのうちの62% (31シ

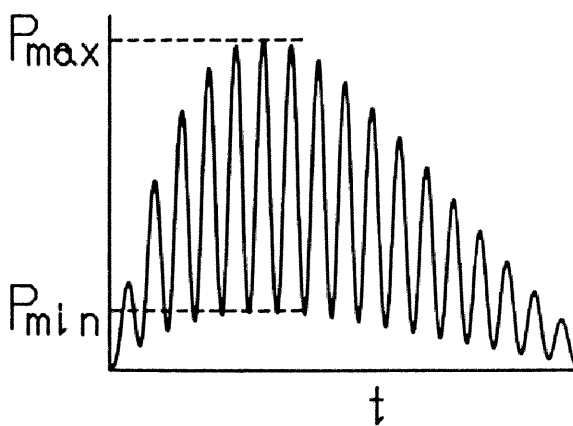


図2-6 変調度を定義するための仮想パワー変調波形。

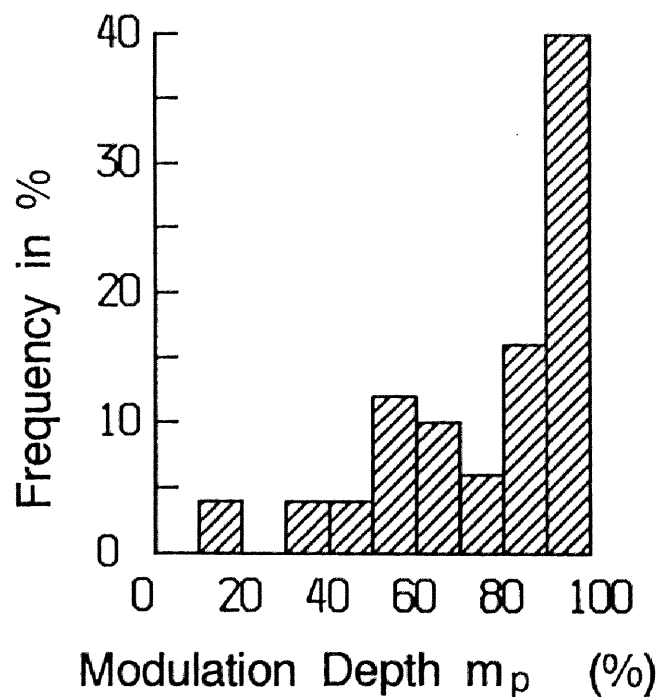


図2-7 連続発振実験で得られたパワー変調出力の変調度に対する分布。

ショット)が変調度70%以上であり、84%(41ショット)が変調度50%以上であることがわかる。

(2) シングルモードの安定性

2-2-2節で述べたように、本安定化システムは、TEA CO₂レーザー共振器を透過する注入cw CO₂レーザー光の強度が最大になるように共振器長を制御することにより、TEA CO₂レーザーのシングルモード発振の安定化を行うこともできる。安定化実験の結果、毎回確実にシングルモード発振を観測することができた。安定して得られたシングルモードの波形の一例を図2-8に示す。

2-3-3 $\varphi_p = 90^\circ$ の場合

注入光の偏光方向とTEA CO₂レーザーの偏光方向を直交させて注入ロックを行ってもシングルモード発振が可能であるという報告がある。¹⁵⁾ またDentiらはこの問題に検討を加え、注入光のうちわずかでもTEA CO₂レーザーの偏光方向に平行な成分があればシングルモードの発振が可能であることを示してい

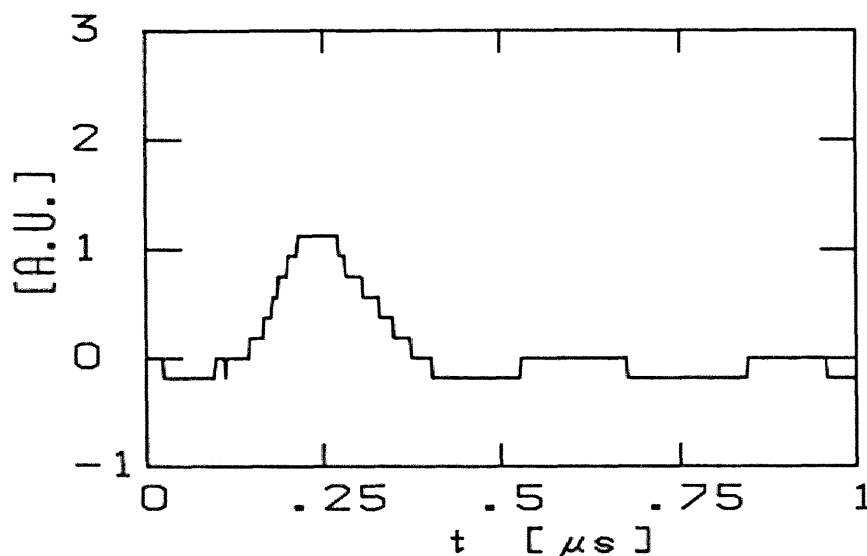


図2-8 帰還制御により毎回確実に得られたTEA CO₂レーザーのシングルモード発振出力の例

る。¹⁶⁾ 実際、 μW 以下の注入光によってもシングルモード発振が可能であるという報告もある。¹⁷⁾ ただしこの場合、注入光の周波数は、TEA CO₂レーザーの縦モードの一つとよく一致している必要がある。

本研究の安定化システムでも、 $\varphi_p = 90^\circ$ に設定すれば光学系を簡単化でき望ましい。そこでこの条件でシングルモードおよび2モード同時発振の安定化実験を行った。

(1) シングルモードの安定性

$\varphi_p = 90^\circ$ に対して安定化実験を行ったところ、自動調整で同調をとったとき、90%以上の安定性でシングルモードの発振を観測することができた。二つのレーザー光の偏光方向が直交しているにもかかわらず安定にシングルモード発振が得られたのは、安定化システムにより注入cw CO₂レーザー光の周波数がTEA CO₂レーザーの縦モードの一つとよく一致しており、注入光電場のうちTEA CO₂レーザーの偏光方向に平行なわずかな成分が注入ロックに関与したものと考えられる。

(2) 2モード同時発振

2台のレーザー光の偏光方向のなす角を90度に設定し、注入cw CO₂レーザー光の周波数をTEA CO₂レーザーの2モードの中央にロックしておいて発振させたとき、2モード発振によるパワー変調出力を得ることはできず、出力はマルチモード発振になった。これはシングルモード発振の場合と違い、注入ロックによる2モード同時発振には、注入光のうちTEA CO₂レーザーの偏光方向に平行な成分がある程度以上必要であることを示しているものと思われる。

2-4 討論

2-4-1 残存する不安定性の要因

2-3-2節に述べたように、本安定化システムをレーザー系に組み込んだ結果、ほぼ毎回TEA CO₂レーザーのパワー変調出力が得られるようになった。しかし、それらのパワー変調出力の変調度は、依然としてショット毎に揺らいでいる。

シングルモード発振を励振する場合、注入光の周波数がTEA CO₂レーザーの一つの縦モードの周波数から微少量ずれても、出力はシングルモード発振で得られる。ところが、2モードを同時に励振するときには、注入光の周波数がTEA CO₂レーザーの2モードの中央に一致していないと、同時に発振する2モードの強度に違いが生じ、波形の変調度が悪化する。実験結果から判断すると、100%に近い変調度のパワー変調出力が得られる離調角の範囲は極めて狭いものと考えられ、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力の安定化には、シングルモード発振の安定化の場合に比べはるかに厳しい周波数安定性が要求されるものと思われる。

レーザーの高い安定化を達成するためには、本研究で開発したような「能動的」安定化を施すだけでは一般に不十分で、能動的安定化を施す前に、レーザーをとりまく環境を、できうる限り「受動的」にも安定化する必要があると考えられている。本実験で得られたパワー変調出力の安定性をさらに向上するためには、以下に述べるレーザー・システムをとりまく環境の受動的安定化が必要である。

CO₂レーザーの発振周波数および出力パワーを変化させる要因には、1) 放電パラメータの変化やガス圧・流量の変化などによるレーザー増幅媒質の利得、屈折率の変化、2) 機械的振動、温度変化、共振器内空気層による屈折率変化などによる共振器の共振周波数の変化、3) 機械的振動および温度変化などにより光軸が変化するために生じる共振器のQ値の変化などが考えられる。¹⁸⁾ 本研究の安定化システムにおける帰還制御ループの外乱に対する追従の時定数は、電子回路シ

ミュレーション実験によりおよそ120msと推定されている。¹⁹⁾したがって本安定化システムは、上に挙げた不安定性の要因のうち、温度変化による共振器長の変化などの比較的ゆっくりした変動には十分追従できるが、真空ポンプ（回転周期約35ms）によるパルス状の機械的振動や空調設備による共振器中の屈折率変化などの比較的速い変動には追従しきれない。真空ポンプの下に防震ゴムを敷いたり、ポンプと放電管との間にバッファ・タンクを使用するなど種々の対策を施しているものの、このような原因で本実験の段階では、図2-2(b)の状態ではレーザー光の周波数について数MHz以下の不確定性が残っているものと推定される。また、本安定化システムは共振器長の制御を行っているのみなので、共振器の光軸のゆがみによるQ値の変化や放電状態の劣化による利得の減少などに対しては、今後受動的かつ能動的に対策をこうじていく必要があるものと思われる。

2-4-2 偏光方向の影響

本研究では、帰還制御ループの保護および出力ビームの損失をなくすために、注入光とTEA CO₂レーザーの偏光方向を変えて注入ロックを行ったが、その結果、シングルモード発振の励振の場合と2モードを同時に励振する場合とで、大きな違いがみられた。

シングルモード発振を励振する場合、 $\varphi_p = 45^\circ$ と $\varphi_p = 90^\circ$ に対して、 $\varphi_p = 90^\circ$ のほうがシングルモード発振の安定性がやや低下するものの、基本的には同様に安定化することができた。 $\varphi_p = 90^\circ$ の場合のシングルモード発振の安定性が $\varphi_p = 45^\circ$ の場合の安定性より低下したのは、注入光のうち注入ロックに関与する電界成分が小さいために、ロック可能な差周波数の範囲が狭くなり、帰還ループでのわずかのずれがシングルモード発振を妨げる結果になるものと考えられる。

これに対し、2モードを同時に励振する場合には、 $\varphi_p = 45^\circ$ に対してはほぼ

確実に得られた2モード同時発振が、 $\phi_p = 90^\circ$ にするとまったく得られず、2モード同時発振のかわりにマルチモード発振が観測された。このことは、注入ロックによりTEA CO₂レーザーの2モードを励振するには、注入光がある程度以上の強度を持っていなければならないことを示している。注入光の強度が小さいとき2モード発振が得られないことは、Tashiroらによっても報告されている。⁹⁾ このことは後に行った理論研究によっても裏付けられた(第4章)。また実際に、2-3-2節に示した2モード発振の実験および当研究室で行われた原理実験においては、他の研究者によるシングルモード発振の実験に比べ、注入光の強度が大きい。

2-4-3 プラズマ効果の影響

プラズマ・チャープは、TEA CO₂レーザー発振の際の放電プラズマにより、共振器中の屈折率に変化して、発振時の縦モードの周波数が冷たい共振器(cold cavity)の縦モード周波数から変化する現象である。本安定化システムは、注入光の周波数をTEA CO₂レーザーの冷たい共振器の2本の縦モードの中央にロックする。TEA CO₂レーザーが発振するときには、その縦モードがチャープするので、注入光の周波数がTEA CO₂レーザーの2モードの中央にあるとはいえなくなる。

本研究では当初、この現象がTEA CO₂レーザーのパワー変調出力の変調度に大きな影響を及ぼすものと予想し、付録に示した方法によってプラズマ・チャープ周波数の大きさを測定してその補正をシステムに組み入れた。ところが実験を行ってみると、シングルモード発振を得るのに特にプラズマ・チャープ現象の補正を行う必要はなく、また、2モード同時発振を得る場合にも、プラズマ効果の補正を行った効果は出力の変調度向上に顕著に貢献しなかった。

シングルモード発振を得るのにプラズマ効果の補正が必要でなかったのは、シングルモード発振に対するロック可能な同調範囲が、プラズマチャープ現象による同調のずれに比べ十分に大きいためと考えられる。一方、2モード同時発振の

場合に、プラズマ効果の補正を行ってもパワー変調出力の変調度に顕著な改善が見られなかったのは、プラズマ・チャープ周波数の大きさ（最大で3 MHz～5 MHz）が、本研究の安定化システムに残存する周波数不安定性よりも小さいためであると考えられる。数MHzの周波数変化は、原理的にはパワー変調出力の変調度に影響すると考えられるので、プラズマ効果の補正の効果が顕著になる程度（MHz以下）の周波数安定性を達成し、さらにその上で適切なプラズマ効果の補正を行うことが、100%に近い変調度のパワー変調出力を安定に得るために必要であると言える。

2-5 結言

本章では、注入ロックレーザー系に適切な帰還制御をほどこし、それにより、原理実験の段階では希にしか得られなかったTEA CO₂レーザーのパワー変調出力を、ほぼ毎回確実に観測することに成功した。以下に本章で得られた主要な成果を要約する。

- (1) TEA CO₂レーザーの共振器をファブリ・ペロー干渉計に見立てた注入ロックレーザー系の安定化システムを提案・試作した。
- (2) 試作したシステムにより、注入光の周波数をTEA CO₂レーザーの隣接する2モードの中央にロックできることを示した。
- (3) 注入光とTEA CO₂レーザーの偏光方向を変えて注入ロックを行うことにより、帰還制御に用いる検出器の損傷および出力として用いるビームの損失をなくした。
- (4) 試作した安定化システムにより、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力および単一モード発振出力の安定化に成功した。
- (5) 注入光の偏光方向とTEA CO₂レーザーの偏光方向とを直交させて注入ロックを行ったときに2モードの同時発振が得られなかったのは、注入光のうち注入ロックに関与する電界成分がわずかしかないためであり、この現象がTashiroらの実験結果に対応していることを示した。

以上のように、本安定化システムの開発により、注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調方式に実用化への技術的めどが得られた。

参考文献

- 1) K.-X. Sun, M. Nagatsu and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) 1886.
- 2) 孫 克珣 : 名古屋大学修士論文 (1987).
- 3) 後藤康夫 : 名古屋大学卒業論文 (1986).
- 4) O. P. Judd : Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 95.
- 5) H. J. Seguin, J. Tulip and D. C. McKen : IEEE J. Quantum Electron. QE-10 (1974) 311.
- 6) K. Nemoto, S. Kogoshi, E. Noda, T. Sekiguchi and H. Ohhashi : Rev. Sci. Instrum. 55 (1984) 1545.
- 7) 吉岡政信 : 名古屋大学卒業論文 (1987).
- 8) 高橋秀実、木村 実 : レーザー研究 14 (1986) 290.
- 9) H. Tashiro, T. Shimada, K. Toyoda and S. Namba : IEEE J. Quantum Electron. QE-20 (1984) 159.
- 10) 岡島茂樹、牧野真吾、杉藤哲朗、西沢章光、山中正宣 : レーザー研究 11 (1983) 772.
- 11) J. Prasad, D. N. Rao and P. N. Prasad : Int. J. IR & MM Waves 4 (1983) 15.
- 12) D. V. Willetts and M. R. Harris : Appl. Phys. B33 (1984) 91.
- 13) A. Yariv : Introduction to Optical Electronics (多田邦雄、神谷武志 訳 光エレクトロニクスの基礎) .
- 14) J.-L. Lachambre, G. Otis and P. Lavigue : Appl. Opt. 17 (1978) 1015.
- 15) A. K. Kar, R. G. Harrison, D. M. Tratt and C. A. Emshary : Appl. Phys. Lett. 42 (1983) 12.
- 16) R. Denti and I. G. E. Renhorn : IEEE J. Quantum Electron. QE-23 (1987) 341.

- 17) U. P. Oppenheim, R. T. Menzies and M. J. Kavaya : IEEE J. Quantum Electron. QE-18 (1982) 1332.
- 18) 岡島茂樹 : 光学 13 (1984) 190.
- 19) 佐々木浩一 : 名古屋大学卒業論文 (1987).

第3章 不安定共振器の採用によるTEA CO₂レーザーの高出力化

3-1 緒言

第2章において、TEA CO₂レーザーの注入ロックによる2モード同時発振の安定化が達成された。¹⁾ しかしながら、図2-1に示したTEA CO₂レーザーの共振器には平行平面系共振器が用いられており、その出力は共振器長3.8mの場合で800mJ以下にとどまっていた。さらに、高次横モードの抑制された良質のレーザー・ビームを取り出すためには共振器内に絞りを挿入する必要があり、そのときの出力は100mJ程度に抑えられた。

TEA CO₂レーザーを高出力化するには、1) 活性媒体を光軸方向に長くして共振器1往復あたりの利得を向上する、2) 放電電圧を上げることによりポンピングを強化して小信号利得を向上するなどが考えられるが、1) はレーザー本体の大幅な改造または新たな建設を必要とするし、2) を行うには電源の強化および超高電圧に耐え得るレーザー本体の絶縁性能の向上に加え、アーク放電を起こさないために予備電離方式を再検討する必要がある。

これらに対し、3) 共振器に不安定共振器を用いる手法は、レーザー本体や電源に手を加えることなく容易に安定共振器を用いた場合の数倍に高出力化ができると同時に、高出力を保ったままで基本横モードでの発振が得られやすいという利点を持つ。²⁾ レーザーは、共振器内のビーム強度が大きくなるとその分利得が飽和するため、単位面積あたりに得られる出力も頭打ちとなる。したがって、大出力を得ようとするれば、活性媒体の口径および共振器内でのビームの径を大きくして利得の飽和を防ぎ、大口徑の出力ビームを取り出す必要がある。モード体積が小さな安定共振器に比べ、不安定共振器はビーム径を大きくとることができるので、レーザー活性媒体の口径を十分利用することができ、大出力レーザーに適している。実際、ほとんどの大出力TEA CO₂レーザー装置では共振器に不安定型が用いられている。^{3,4)}

本研究では以下に示す二つの理由により、この不安定共振器による高出力化を行った。

1) 本研究で試作したTEA CO₂レーザーのパワー変調出力をもちいて、当研究室のプラズマ発生装置中にプラズマ波動を励起する実験を行うためには、第2章で得られていた出力では十分でない。

2) 将来、大型核融合プラズマ実験装置に適用することを想定すると、この場合プラズマ波動励起用TEA CO₂レーザーには数10 J以上の出力が要求される⁵⁾ので、その共振器には不安定型を用いることになる。したがって、不安定共振器をもった注入ロックTEA CO₂レーザーにおいて、2本の縦モードの同時発振によるパワー変調出力が得られること、および第2章に示したものと同様の帰還制御システムによりパワー変調出力の安定化が可能であることを示す必要がある。

上記2)の理由のように、本章で示す実験は将来的なスケール・アップに備えての一種の原理実験的な色彩ももっている。

以下3-2節において、不安定型共振器の設計とその帰還制御システムとの組み合わせについて述べ、3-3節で実験結果を示す。3-4節では出力エネルギーの向上および得られた安定性について討論し、最後に、本章の成果を3-5節にまとめる。

3-2 不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーシステムの設計・試作

3-2-1 共振器を構成するミラーの設計

不安定共振器にはpositive branchの不安定共振器とnegative branchの不安定共振器とがある。⁶⁾ このうち、negative branchの不安定共振器は共振器内にミラー系の焦点が存在し、そこでレーザーガスまたは空気が絶縁破壊をおこすため、一般に大出力レーザーには適さない。本研究ではpositive branchの不安定共振器を採用した。positive branchの不安定共振器は普通、図1に示すように、凹面全反射鏡およびそれよりも口径の小さな凸面全反射鏡よりなる。

不安定共振器の設計に際しては、1) 共振器内でビームが活性媒体の口径を越えて広がらないようにする、2) 共振器での利得が出力の取り出しを含めた損失を下回らないように、拡大率Mを決定する、の2点に配慮する必要がある。拡大率Mは共振器を構成する凸面ミラーM1の曲率半径を R_1 、凹面ミラーM2の曲率半径を R_2 として、

$$M = R_2 / R_1 \quad (3-1)$$

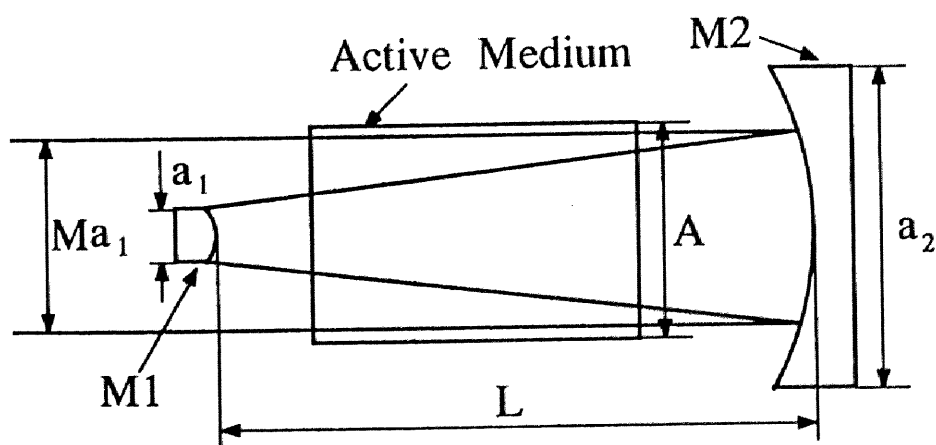


図3-1 positive branchの不安定共振器の構成。

で与えられる。⁷⁾ ミラー系が共焦点となって、出力が平行ビームとして取り出される条件は、

$$R_2 - R_1 = 2L \quad (3-2)$$

である。ここでLは共振器長である。(3-1)および(3-2)より、共振器長Lおよび拡大率Mを決めれば、共焦点共振器で使用する凸面および凹面ミラーの曲率半径が一義的に決定される。

ミラーM1およびM2の半径 a_1 および a_2 は、共振器内での光束の半径 a がレーザー本体の活性媒体の口径Aを越えない条件から制限を受ける。共焦点共振器では、拡大率Mは、

$$M = a / a_1 \quad (3-3)$$

とも書かれ得る。 $a = A$ が活性媒体の口径を最大限有効利用する条件なので、凸面ミラーの半径の最大値は

$$a_1 = A / M \quad (3-4)$$

となる。出力をM1側からのみ取り出すことにするのであれば、 a_2 を a より大きくとるほうが回折損失を考慮すると安全である。

拡大率Mは、共振器から外部に出力として取り出されるビームと共振器中にフィードバックされるビームの割合(即ち、実効的な出力鏡の反射率)を決める。上に述べたように共振器を構成するミラーの曲率半径と口径を決めたとすると、M1での実効的な反射率は、

$$\Gamma = \frac{\pi a_1^2}{\pi a^2} = \frac{\pi a_1^2}{\pi (M a_1)^2} = \frac{1}{M^2} \quad (3-5)$$

で与えられる。冷たい共振器の透過率をTとおくと、発振が保証されるための条件は、

$$(\Gamma T) \cdot \exp(2\alpha\ell) \geq 1 \quad (3-6)$$

である。ただし、 α はパワーに関する小信号利得、 ℓ は活性媒体の長さである。本研究で用いたTEA CO₂レーザーは $\ell = 90 \text{ cm}$ で、さらにTおよび α は、 $T = 0.5$ および $\alpha = 0.02 \text{ cm}^{-1}$ 程度と見積もられる。以上の数値に対し、許されるMの条件を算出すると、

$$M \leq 4.3 \quad (3-7)$$

となる。もちろん(3-7)式は、発振が補償される最低条件であって、最大出力は(3-7)式より小さなMに対して得られる。⁸⁾

本研究で用いたTEA CO₂レーザーは共振器長可変であるが、本不安定共振器の設計に際しては、共振器長 $L = 3.5 \text{ m}$ 付近にて共焦点共振器となるようにした。これは縦モード間差周波数 43 MHz に対応する。拡大率Mは(3-7)式の条件を満たす値として、 $M = 2$ 程度を選んだ。

$L = 3.5 \text{ m}$ および $M = 2$ に対し、(3-1)式および(3-2)式から R_1 および R_2 を求めると、 $R_1 = 7 \text{ m}$ 、 $R_2 = 14 \text{ m}$ となる。これらに近い値をメーカーから用意されている標準品より選び、結局、M1の曲率半径に 8 m をM2の曲率半径に 15 m を採用した。このとき、拡大率は $M = 1.875$ となった。

3-2-2 出力カップリングの方法

不安定共振器にけるビームのとりだし方には、大きく分けて図3-2に示す二とおりの方法がある。²⁾ 図3-2(a)は、凸面鏡M1のまわりから共振器の光軸と平行な方向に出力を取り出す方法である。この場合、M1は「スパイダー」

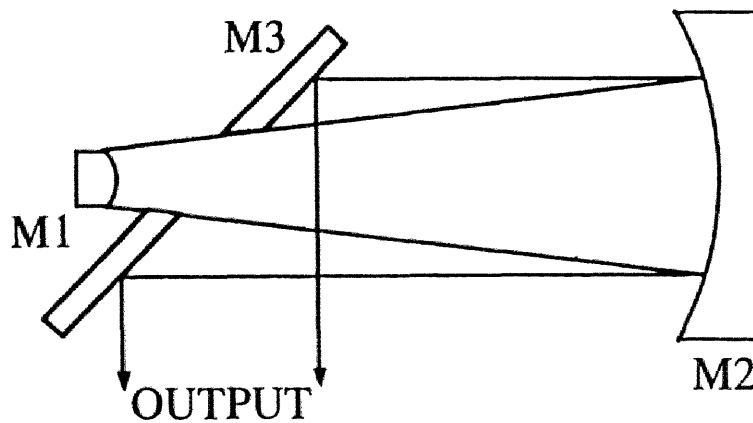
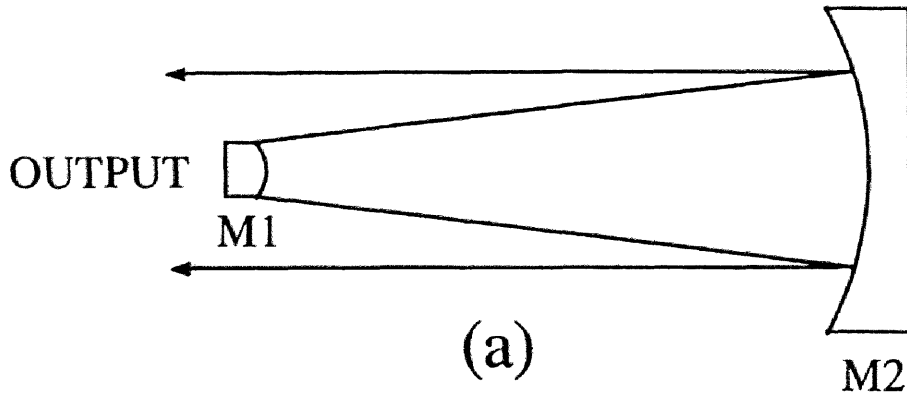


図 3 - 2 不安定共振器における出力結合の手法。(a) 凸面鏡のまわりより光軸方向に出力を取り出す。(b) 中央に穴を開けた結合ミラーにより、光軸と垂直な方向に出力を取り出す。

により保持される。図 3 - 2 (b) は凸面鏡の前に出力用のミラー M3 を設置し、出力を共振器の光軸とほぼ垂直な方向に取り出す方法である。M3 の中央には円形の穴が開けられており、穴を通過するビームが共振器中にフィードバックされる。

本研究では、凸面鏡 M1 を帰還制御用の P Z T で保持することにしたので、図 3 - 2 (b) の方法を採用した。M3 には外径 100 mm ϕ の金ミラーを用いた。図 3 - 2 (b) の方法の場合、M1 の径 a_1 は実効的には M3 の中央の穴の径にほ

ば一致する。したがって、M3の中央の穴の径を前節の議論により決定し、M1の径はそれより大きくとることになる。ただし、M3は共振器の光軸に対して45度傾けて設置されるので、M3の中央の円形の穴は実効的に楕円として働く。本研究では、M3の中央の穴の径は20mmφと30mmφの二つを用意し、M1の径には50mmφを選んだ。また、M2の径には100mmφを採用した。

3-2-3 帰還制御システム

不安定共振器を用いた場合にも、第2章で述べたものとほぼ同様な帰還制御システムをレーザー系に組み入れた。図3-3に不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーの全体図を示す。図3-3のシステムにおいては、TEA CO₂レーザー共振器で干渉している注入cw CO₂レーザー光のモニターは、凸面鏡

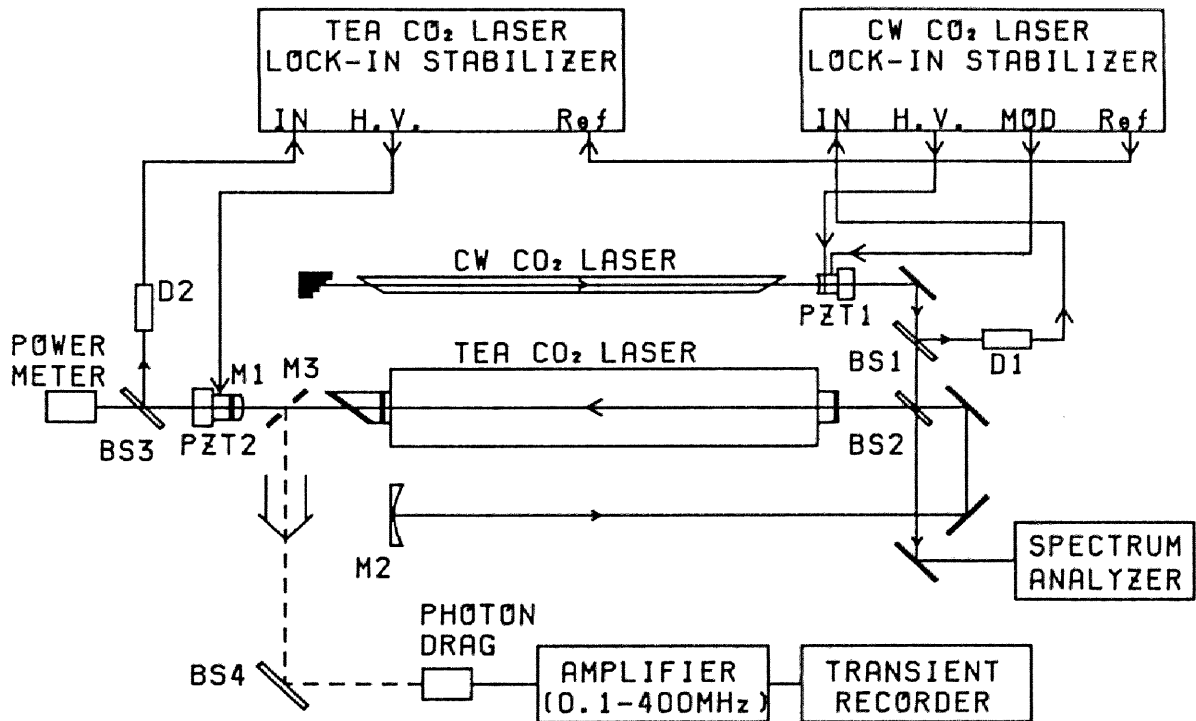


図3-3 不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーシステム

M1の中央に開けた直径1mmの穴を介して行う。この場合、M1の中央の小穴を介してD2にいたるTEA CO₂レーザー光は極めて弱く(0.3mJ)、図2-1の場合のように、cw CO₂レーザーとTEA CO₂レーザーの偏光方向に特別の工夫をしなくても、D2が破壊されることがないことが確認された。したがって図3-3では、注入光の偏光方向とTEA CO₂レーザーの偏光方向を一致させて注入ロックを行い、注入ロックの効率を高めた。

図3-4は注入用cw CO₂レーザーの安定化を行った状態で、PZT2によりTEA CO₂レーザーの共振器長を微少量掃引したときに、パワーメーターにより観測したTEA CO₂レーザー共振器の干渉特性である。図から、不安定共

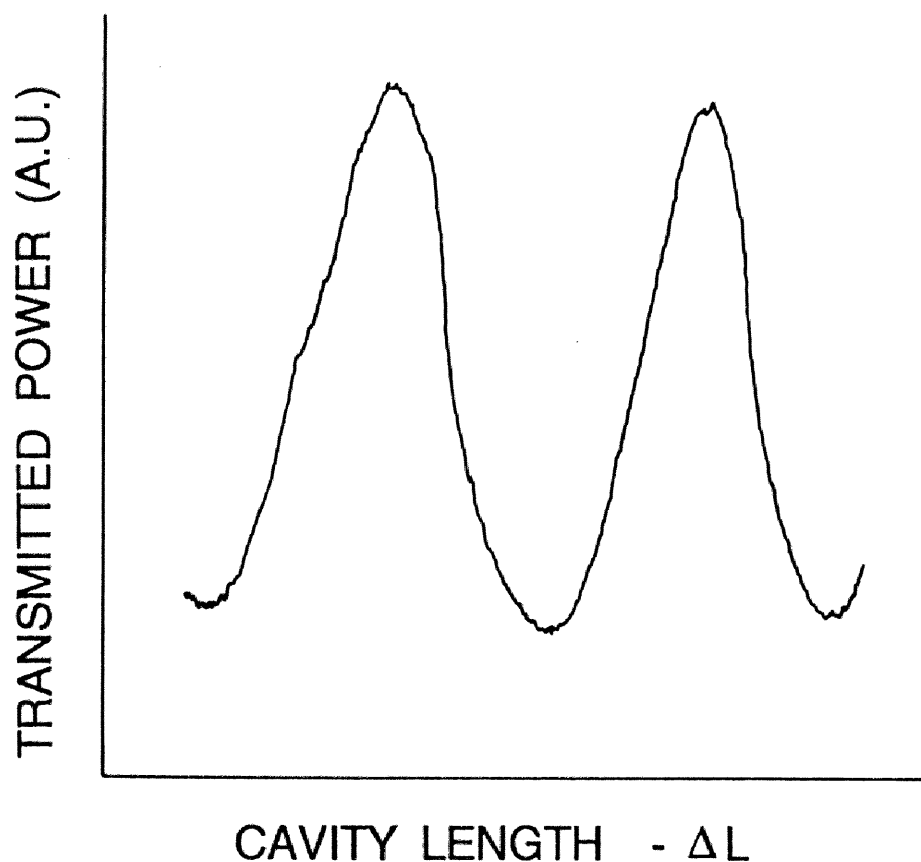


図3-4 PZT2によりTEA CO₂レーザー共振器長を微少量掃引したときに、TEA CO₂レーザー共振器を透過した注入光の強度変化(不安定共振器の場合)。

振器もやはりファブリ・ペロー的な干渉特性を持つことがわかる。したがって、TEA CO₂レーザー共振器を透過する注入光の強度が最小となるようにP Z T 2とロック・イン・スタビライザーにより共振器長の帰還制御を行えば、注入光の周波数はTEA CO₂レーザーの隣接する2モードの中央にロックされ ($\phi = \pi$)、TEA CO₂レーザーが毎回確実に2モードで発振することが期待できる。

なお、2章における安定化実験の結果から、本研究で使用しているレーザーの場合、機械的振動などの外乱が大きいためプラズマ・チャープ現象の補正が安定性および変調度の改善にあまり寄与しないことが示されたので、図3-3のシステムではプラズマ・チャープ現象の補正回路は省いた。

3-3 発振特性および安定性

3-3-1 出力エネルギー

図3-5に、設計・試作した不安定共振器で得られた出力パルスのモードパターンを示す。これは、M3よりおよそ40cm離れた位置に感熱紙を設置し、それにパターンを焼き付けたものである。図3-5(a)は光軸調整を精度良く行って得られた対称なモードパターンである。図3-5(a)の状態からM1の傾きを微少量ずらすと、図3-5(b)に示す非対称なモードパターンが得られた。これらはM3に中央の穴が30mmφのものを用いた場合の実験結果である。図3-5(a)の出力エネルギーを測定すると、約2Jであった。

3-3-2 注入ロック実験および安定性

図3-6に図3-3のレーザーシステムで得られた出力波形の例を示す。このとき、TEA CO₂レーザーの共振器長は3.8mに設定した。図3-6(a)は注入ロックを行わないときのマルチモード発振波形、図3-6(b)は注入光

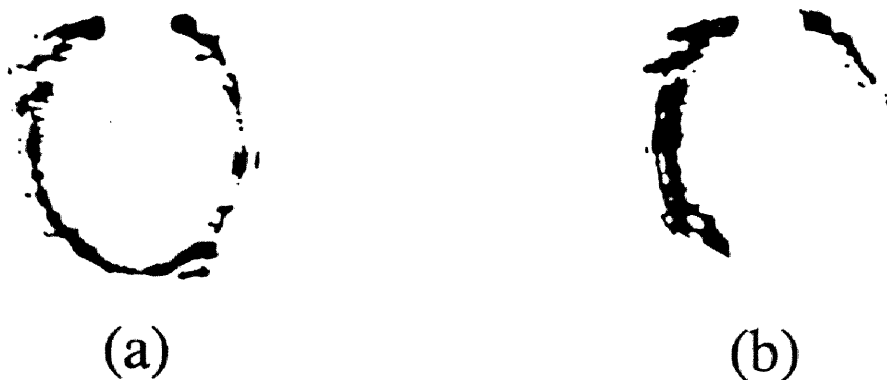


図3-5 不安定共振器型TEA CO₂レーザーで得られた出力ビームのモードパターン。(a) on-axisの場合、(b) off-axisの場合。

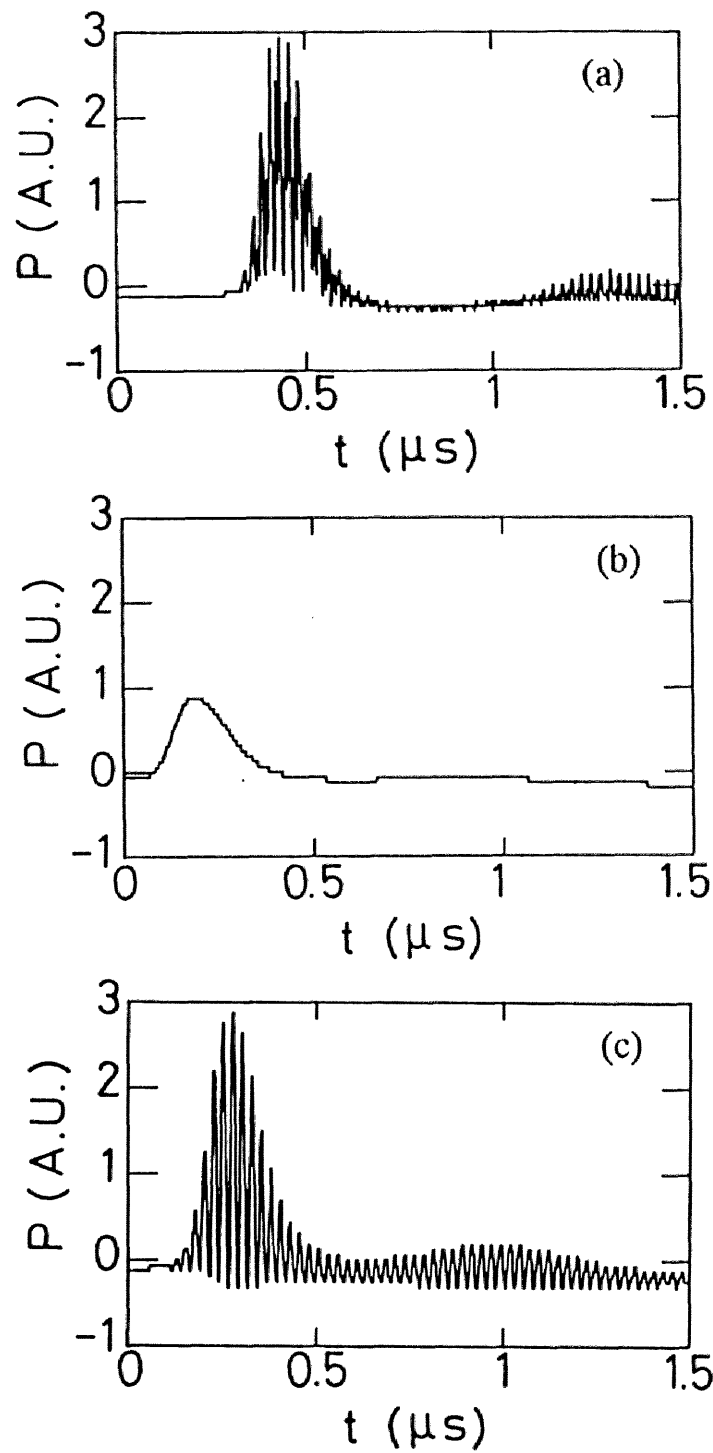


図3-6 不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーで得られた出力波形の例。(a) 注入光がない場合のマルチモード発振出力、(b) 注ロックにより得られたシングルモード発振出力、(c) 注入ロックにより得られたパワー変調出力。(b) および(c) は帰還制御のもとで得られた。

を導入し、その周波数をTEA CO₂レーザーの縦モードの一つと一致させたときに得られたシングルモード発振波形、図3-6(c)は注入光の周波数をTEA CO₂レーザーの2本の縦モードの中央にロックしたときに得られた2モード同時発振によるパワー変調出力波形である。変調周波数は40MHzで縦モード間差周波数と一致した。図3-6からわかるように、不安定共振器では、高出力を保ったままで、単一横モードでの発振が容易に得られた。

不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーのパワー変調出力の安定性を調べるために、2-3節に示したのと同様の安定化実験を行った。即ち、レーザー系の調整を完全に安定化システムに任せた状態で、ショット間隔1分程度での

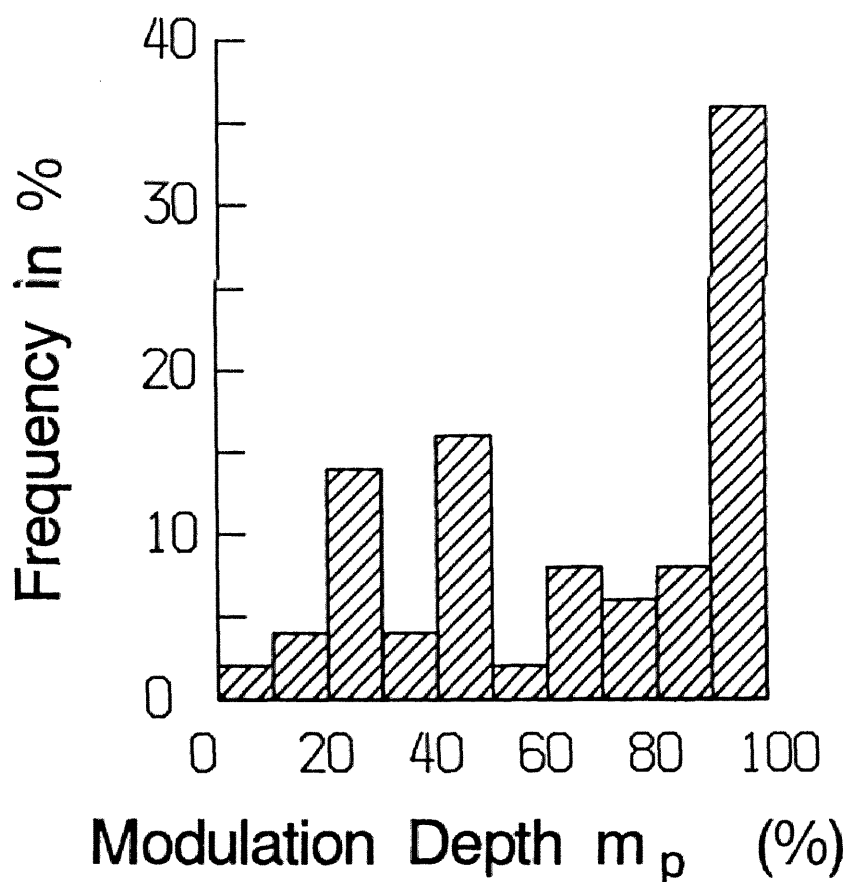


図3-7 連続発振実験で得られたパワー変調出力の変調度に対する分布 (不安定共振器を用いた場合)。

連続51ショットの発振実験を行った。⁹⁾ その結果、50ショット(98%)の
パワー変調出力が観測された。図3-7に得られた50ショットの変調度に対す
る分布を示す。図から、全ショットのうちの50%が変調度70%以上であり、
全ショットの60%が変調度50%以上であることがわかる。この結果を2-3
節に示した平行平面系共振器での実験と比較すると、不安定共振器を用いた場合
の方が若干安定性が悪化している。また、この安定化実験においては、2-3節
における実験で観測された、パワー変調出力の変調度が比較的ゆっくりとした時
間スケールでゆらぐといった現象は見られなかった。

なお、シングルモード発振は、平行平面系共振器の場合と同様に、毎回確実に
得られた。

3-4 討論

3-4-1 出力エネルギーの向上

3-3-1節で述べたように、本章で設計・試作した不安定共振器をTEA CO₂レーザーに適用したところ、出力エネルギーを約2 Jまで高出力化できた。従来の平行平面系共振器の場合(0.8 J)の約2.5倍である。また、平行平面系共振器では、単一横モードでの発振を得るために共振器内に絞りを挿入する必要があり、このとき出力は0.1 J程度に抑えられていたが、不安定共振器では、2 Jという高出力を保ったままで図3-5に示したような単一横モード発振が容易に得られた。したがって、出力の向上は、実効的には20倍におよんだとも言える。

3-4-2 注入ロック動作の安定性

本章で試作した不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーシステムのパワー変調出力の安定性が、平行平面系共振器を用いた場合より若干低下したことについて、共振器に不安定共振器を用いたことにより発生した問題点は二つ考えられる。

第1の問題点は、注入光の空間的な広がりを考慮すると、注入光の一部がTEA CO₂レーザーの高次横モードに共鳴し、そのためその共鳴する横モードに対する透過cw CO₂レーザー光の強度が本来のファブリ・ペロー型の透過特性よりも大きくなる可能性が指摘できる。図3-4の干渉曲線がやや非対称なものこのためであると考えられるが、実験的では図3-4よりもさらに極端に変形した干渉曲線も数多く観測された。平行平面系共振器では、その高次横モードの周波数は基本横モードの周波数のごく近傍にあるのが普通である。ところが不安定共振器では、その高次横モードの周波数は基本横モードの周波数から離れている。そのため、TEA CO₂レーザーの共振器に不安定共振器を用いた場合には、透過特性の変形が顕著になった。透過特性が極端に変形している場合には、本研究

の帰還制御系によって注入光の周波数とTEA CO₂レーザーの共振器長を安定化すると、注入光の周波数はTEA CO₂レーザーの2モードの中央からずれたところにロックされる。そのため、パワー変調出力の変調度が悪化したものと考えられる。このような干渉曲線の変形は、TEA CO₂レーザー共振器の光軸を微小量調整してそのバーン・パターンを対称にし、その上でTEA CO₂レーザーの光軸に完全に一致するように注入光を導入するとある程度防ぐことができる。また、拡大率が大きな不安定共振器を用いれば、等価フレネル数が本実験の場合より小さくなるので、高次横モードとの共鳴はおこりにくくなるものと考えられる。ただしこの場合、共振器のQ値が下がるので、干渉特性のコントラストも同時に減少する。ちなみに、最近M=4の不安定共振器で予備的な干渉テストを行ったところ、干渉曲線の対称性は極めて良好で、かつ、帰還制御に十分な干渉コントラストが得られた。

第2に、TEA CO₂レーザーに注入されたcw CO₂レーザー光の一部がcw CO₂レーザーにもどるために、cw CO₂レーザーの発振周波数および強度が不安定になる可能性が指摘できる。この「もどり光」の問題は光励起遠赤外レーザーの分野ではかねてからの懸案事項である。¹⁰⁾本章のレーザーシステムにおいても、当初はBS2の向きを図2-1と同様に設定していた。しかし、不安定共振器を用いた本章のレーザーシステムでは、M1が金蒸着の反射率100%のミラーであるため、ZnSe製のハーフ・ミラーを用いていた図2-1の場合よりもどり光が大きくなることが観測された。さらにcw CO₂レーザーの出力鏡を支持するPZT1とM1を支持するPZT2とがともにサーボ素子であるために、帰還制御系がきわめて不安定な状態になる場合があることがわかった。そこで図3-4ではBS2を図2-1とは逆に向けて、注入光をはじめにM2に導くことでもどり光の光路を長くし、その影響を減じている。それでも依然もどり光の影響はみられ、そのためにパワー変調出力の安定性が悪化したものと考えられる。もどり光を防ぐには、波長板と偏光板とを組み合わせた光アイソレーターを用いる方法があるが、波長板や偏光板の注入光によるダメージや費用の面で問題

がある。そこで、M2の中央に直径3mmの穴をあけてそこから注入光をTEA CO₂レーザーの共振器に導くことを試みたところ、戻り光の影響をかなり減じることができることがわかった。⁹⁾ この方法では、TEA CO₂レーザーの共振器内にビームスプリッターを設置しなくてすむため、TEA CO₂レーザーの出力の向上も得られた。

3-5 結言

本章では、TEA CO₂レーザーの不安定共振器を設計・試作し、不安定共振器において注入ロック実験を行った。本章で得られた成果を以下に示す。

- 1) TEA CO₂レーザーの共振器として、拡大率約1.9のpositive branchの不安定共振器を設計・試作し、TEA CO₂レーザーの出力を平行平面系共振器の場合の2.5倍に高出力化した。
- 2) 不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーに帰還制御ループを組み込み、それが平行平面系共振器の場合と同様に機能することを確認した。
- 3) 不安定共振器型TEA CO₂レーザーにおいても、注入ロックにより2モードのみの同時発振によるパワー変調出力が得られることを示した。
- 4) 不安定共振器型注入ロックTEA CO₂レーザーにおいても、帰還制御によるパワー変調出力の安定化に成功した。
- 5) 不安定共振器を用いた場合、パワー変調出力の安定性が平行平面系共振器を用いた場合より若干悪化した原因について、横モードの共鳴および戻り光の影響を考慮して議論した。

以上から、本研究のレーザーシステムの出力は、当研究室のプラズマ発生装置で波動励起実験を行うのに十分となった。また、不安定共振器を用いても、注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調およびその安定化が可能であることが示されたので、将来装置をスケールアップするに際しても、問題がないものと考えられる。

参考文献

- 1) 佐々木浩一、吉岡政信、築島隆繁 : レーザー研究 16 (1988) 681.
- 2) A. E. Siegman : Lasers (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- 3) L. C. Jhonson, D. K. Mansfield and G. Taylor : Int. J. IR & MM Waves 2 (1981) 231.
- 4) P. L. Belli, G. Bitelli, F. D'Amato and M. Giorg : Int. J. IR & MM Waves 10 (1989) 1457.
- 5) K.-X. Sun, M. Nagatsu and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) 1886.
- 6) R. J. Freiberg, P. P. Chenausky and C. J. Buczek : IEEE J. Quantum Electron. QE-8 (1972) 882.
- 7) J. T. Verdeyen : Laser Electronics (Prentice-Hall, 1981).
- 8) A. Yariv : Introduction to Optical Electronics (神谷武志、多田邦雄 訳、光エレクトロニクスの基礎、丸善、1974) .
- 9) 大野裕孝 : 名古屋大学修士論文 (1990).
- 10) 岡島茂樹 : 光学 13 (1984) 190.

第4章 TEA CO₂レーザーにおける注 入ロック2モード同時発振の動作 解析

4-1 緒言

TEA CO₂レーザーにおける注入ロックの理論は、実験の開始より少し遅れた1976年に、Lachambreらにより発表された先駆的な論文¹⁾にその基礎をおく。Lachambreらの理論により得られる理論解析結果を2点でまとめると、1) 注入ロックを行った場合にはTEA CO₂レーザーはシングルモード発振またはマルチモード発振をする、2) 離調角が小さいときはシングルモード発振が得られ離調角が大きいときはマルチモード発振となる、となる。このような理論解析結果は、1-3節で紹介したTEA CO₂レーザーにおける注入ロックに関する従来の実験結果²⁻⁶⁾とよく一致している。Lachambreらの理論は、その後他の研究者によってもしばしば検討され、その都度各研究者の装置で得られた実験結果をうまく説明してきた。^{4,7,8)}

ところが、本研究では、第2章および第3章において述べたように、単一周波数の注入光をTEA CO₂レーザーに注入することによって、TEA CO₂レーザーを2モードのみで選択的に発振させ、選択的に発振した2モードの間のビートによりパワー変調された出力を取り出すことができることを実験的に示した。このような実験結果は、従来まで報告されてきた実験結果と異なると同時に、また、従来の理論モデルによっても説明することができない。本研究以外には、唯一文献9)のみに、TEA CO₂レーザーの注入ロックによる2モード同時発振が報告されているが、文献9)が主に取り扱っているのはTEA CO₂レーザーのシングルモード発振特性で、2モード同時発振については詳しく述べられていない。また、文献9)ではLachambreらの理論に基づいた理論解析も行われており、TEA CO₂レーザーの2モード同時発振現象が理論と矛盾することが指摘されている。

このような注入ロック方式における従来の研究経緯をふまえ、本研究では、注入ロックによるTEA CO₂レーザーの2モードの同時発振を説明するための新たな理論モデルの構築をめざした。実験結果を説明できる理論モデルが得られれば、それに基づいて、変調効率の向上や長パルス化への方策を探ることも可能となる。

最近になって、Cassardらは、多モード発振パルスレーザーにおける注入ロックを一般的に取り扱った論文を発表し、単色の注入光によりパルスレーザーの2モードが同時に励振される現象の説明を試みた。¹⁰⁾ 彼らは小信号利得の時間変化を単純に与え、小信号の取扱いが可能な範囲内で共振器中の電場の成長を調べたが、本研究ではTEA CO₂レーザーのレート方程式を解くことで、実際のTEA CO₂レーザーの動作を模擬した。

以下4-2節において、設定した理論モデルおよび数値計算の手法について述べる。次に4-3節で数値計算により得られた理論解析結果を示し、4-4節で従来までの理論解析結果および実験結果との比較・検討を行う。4-5節で本章の成果をまとめる。

4-2 理論モデルおよび数値計算の手法

4-2-1 理論モデルの設定

Lachambreらは、外部からの注入光電場 $E_0 \exp \{ j (\omega_1 t - k_1 x) \}$ が存在する場合に、周波数空間で注入光に最も近いTEA CO₂レーザーの一つの縦モードの時間的成長を、リング共振器の出力鏡の面上で成り立つ差分方程式により記述した。¹⁾ 本研究ではLachambreらの理論を現象論的に拡張し、注入光が周波数空間でその両側にある2本の縦モードに結合するとして、それら2モードの時間発展およびそれら2モードと他の多くの縦モードとの間の競合を調べた。

図4-1はTEA CO₂レーザー共振器（ファブリ・ペロー型）を示している。共振器中の光電場のうち、注入光と結合して成長する電場 $E_1(t)$ の時間変化を、共振器の出力鏡の面上での境界条件として、角周波数 ω_1 で回転する座標系での差分方程式で記述すると、

$$E_1(t+2\tau) = \sqrt{RT} E_1(t) \exp \{ \alpha_1(t) l - j 2 k_1 L \} + C_1 E_0(t+2\tau) \quad (4-1)$$

となる。ここで、 2τ は光が共振器を一往復するのに要する時間で、 R と T はそ

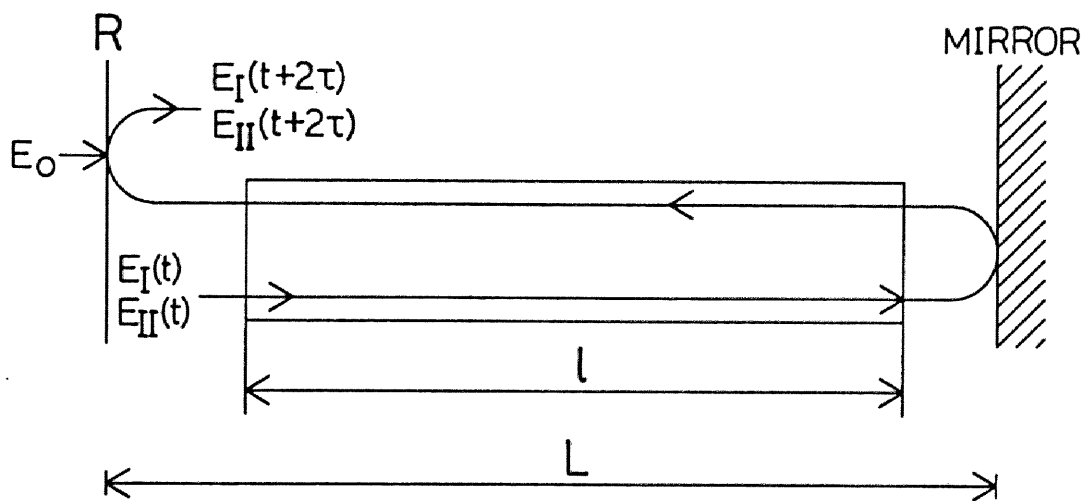


図4-1 TEA CO₂レーザーの共振器の模式図。

それぞれ出力鏡の反射率と冷たい共振器のパワーの透過率を表し、 L は共振器長、 l は活性媒体の長さを表す。また、 α_i は波数 k_i の注入光に対するTEA CO₂レーザーの活性媒体のパワーに関する利得を表す。ここで、注入光が E_I に結合するときの係数 C_I を導入した。

図4-2および図4-3に示したように、モードIをその波数 k_I が注入光の波数 k_i に最も近いTEA CO₂レーザー共振器の縦モードであるとする。モードIに対応するモード・ナンバーを m_I として $k_I = \pi m_I / L$ と記述し、 $k_I = k_i + \delta k$ とおけば、

$$\begin{aligned} 2k_i L &= 2k_I L - 2\delta k L \\ &= 2\pi m_I - \phi \end{aligned} \quad (4-2)$$

と変形できる。ここで $\phi = 2\delta k L$ は離調角であり、 $\phi = 2\pi(\delta k / \Delta k)$ と書き直すことができる。 $\Delta k = \pi / L$ は隣接する2モードの間の波数の差である。 $\exp\{j(2\pi m_I)\} = 1$ であることを考慮すれば、(4-1)式は次のように書き直すことができる。

$$\begin{aligned} E_I(t+2\tau) &= \sqrt{RT} E_I(t) \exp\{\alpha_i(t)l + j\phi\} \\ &\quad + C_I E_0(t+2\tau) \end{aligned} \quad (4-3)$$

ここで、離調角 ϕ を導入するとき、モードIを基準にしていることに注意する。

E_I が十分に成長し、 $|E_I| \gg |E_0|$ かつ $\sqrt{RT} \exp(\alpha_i l) \simeq 1$ が満たされると、(4-3)式は

$$E_I(t+2\tau) = E_I(t) \exp(j\phi) \quad (4-4)$$

と近似できる。 $\phi = 2\delta k L = 2\delta\omega(L/c) = \delta\omega \cdot 2\tau$ であるから、(4-4)

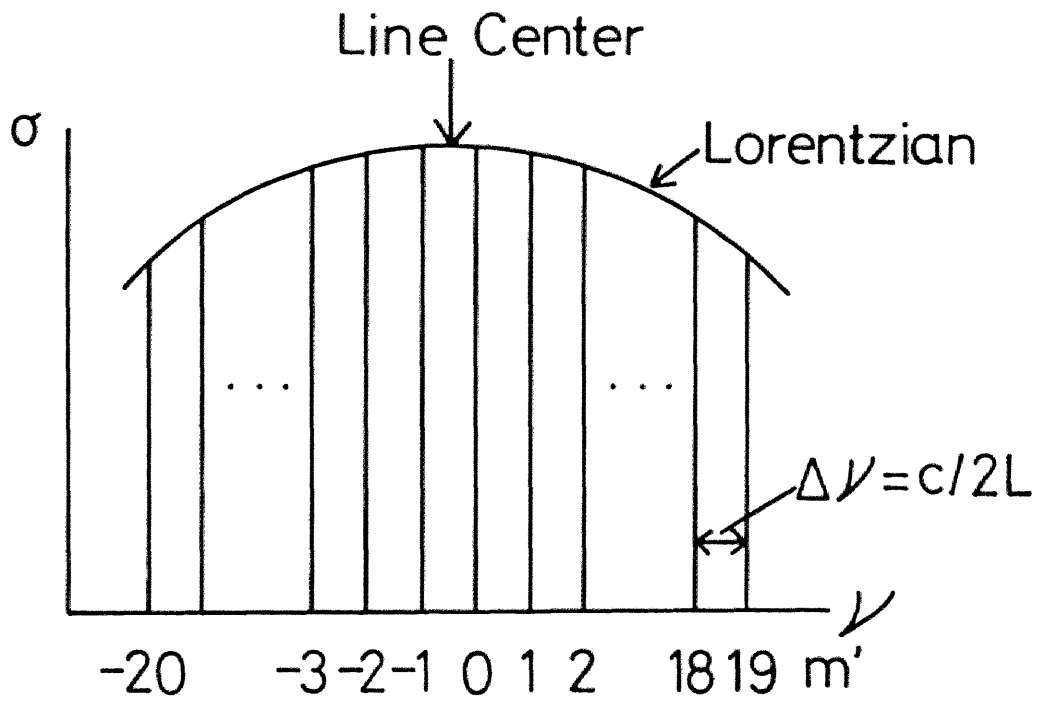


図 4 - 2 仮定したゲイン拡がりおよび縦モードの様子。

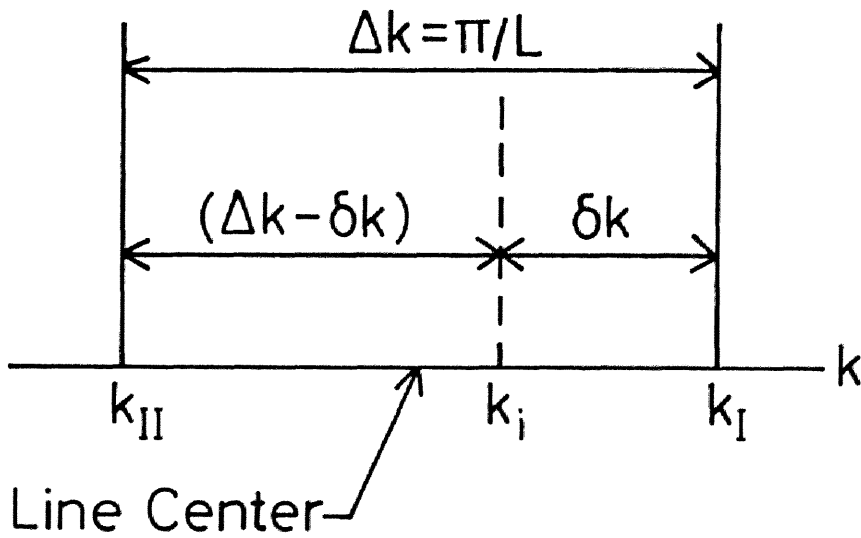


図 4 - 3 注入光（破線）とそれに隣接するTEA CO₂レーザーの縦モードとの間の波数の関係。

式より、 E_I は、十分成長した後に、角周波数 $\delta\omega$ で複素平面上を回転するといえる。したがって、十分時間が経過した後は、 E_I の角周波数は $\omega_I = \omega_i + \delta\omega$ となる。これはモードIの角周波数である。即ち、 E_I は、十分な時間経過の後に、モードIに成長する。

一方、注入光に二番目に近いTEA CO₂レーザーの縦モード（モードIIとする）に着目して、(4-1)式における位相角 $2k_i L$ を展開すると、

$$\begin{aligned} 2k_i L &= 2k_{II} L + 2(\Delta k - \delta k) L \\ &= 2\pi m_{II} + (2\pi - \phi) \end{aligned} \quad (4-5)$$

となる。ここで $m_{II} = m_I - 1$ である。したがって、十分時間が経過した後にモードIIに成長する電場 E_{II} の時間変化は次式で表現できる。

$$\begin{aligned} E_{II}(t + 2\tau) &= \sqrt{RT} E_{II}(t) \exp\{\alpha_i(t) \ell + j(\phi - 2\pi)\} \\ &+ C_{II} E_0(t + 2\tau) \end{aligned} \quad (4-6)$$

ここで C_{II} は注入光が E_{II} に結合するときの係数である。 $\phi < \pi$ ゆえ、 E_{II} は E_I と逆方向に回転しながらモードII（その周波数は $\omega_{II} = \omega_i - (\Delta\omega - \delta\omega)$ ）に成長する。

本研究では現象論的に結合係数 C_I および C_{II} を導入し、単一周波数の注入光によるTEA CO₂レーザーの2本の縦モードの同時発振の説明を試みた。 C_I および C_{II} の性質について実験的にわかっていたことは、1) モードIとモードIIのうち、注入光に近いモードIが注入光とより強く結合する、2) $\phi = 0$ のときにはモードIのみが発振する（即ち $C_I = 1$ かつ $C_{II} = 0$ となる）、の2点である。 C_I および C_{II} の関数形を第一原理から導出するのは本研究の範囲を越えている。

そこで本研究では C_I および C_{II} を上の二つの性質および $C_I + C_{II} = 1$ を満足する ϕ の関数と考え、以下のように仮定した。

$$C_I = \frac{2\pi - \phi}{2\pi} \quad (4-7a)$$

$$C_{II} = \frac{\phi}{2\pi} \quad (4-7b)$$

モード I およびモード II 以外の縦モードも雑音より発振が可能であり、以下の式でその成長を記述する。共振器の縦モードに一致した波数 k_m を持つ電場 E_{sm} は、 $2k_m L = 2m\pi$ を満たすので、

$$E_{sm}(t+2\tau) = \sqrt{RT} E_{sm}(t) \exp\{\alpha_m(t)l\} + E_{Nm}(t+2\tau) \quad (4-8)$$

E_{Nm} が等価雑音電場項で、添字の m は (4-8) 式がモード・ナンバー m の縦モードについて書かれていることを示す。

電場 $|E_j|^2$ が光子密度を表すような単位系を採用して方程式群を書き下すとすると、等価雑音電場 E_{Nm} は、 CO_2 分子の上準位 (00^0_1 レベル) の密度 N_b および誘導放出の断面積 σ_m と以下の関係にある。¹⁾

$$E_{Nm}(t) = (N_b(t) c \sigma_m t_0 / 2V)^{1/2} \quad (4-9)$$

ここで c は光速、 V はモード体積を表し、 t_0 は $(2\tau / \ln(1/RT))$ で定義される共振器における光子の寿命である。

注入光から成長する電場 E_I および E_{II} と、雑音より成長する電場 E_{sm} が共振器中に同時に存在する。これらのうち、どれが優先的に発振するかは、注入光 E_0 の

強度およびその波数 k_j に依存する。

本研究では、TEA CO₂ レーザーのゲイン拡がりの関数形にローレンツ型を仮定し、その中に存在する40本の縦モードの時間発展を計算した。ゲイン拡がりは、ラインセンターにおける誘導放出の断面積を σ_0 として、

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0 (\Delta\nu_L)^2}{(\Delta\nu_L)^2 + \left(m' + \frac{1}{2}\right)^2 (\Delta\nu)^2} \quad (4-10)$$

と書かれる。ここで $m' = m - m_j$ であり、 $\Delta\nu_L$ はローレンツ型ゲイン拡がりの全半値幅、 $\Delta\nu = c / 2L$ は縦モード間差周波数である。

パワーに対する利得 α_j は反転分布の強さに比例し、以下のように書かれる。

$$\alpha_j(t) = \sigma_j \{N_b(t) - N_a(t)\} \quad (4-11)$$

ここで、 N_a はCO₂の下単位(10⁰0単位)の密度を表す。 N_a 、 N_b などの単位密度は、各エネルギー単位間のレート方程式を解くことにより求まる。エネルギー単位モデルには、図4-4に示す、Gilbertらにより提案された4単位モデル¹³⁾を用いた。レート方程式は

$$\frac{dN_a}{dt} = W(N_b - N_a) + \gamma_{ba}N_b - \gamma_{a0}N_a + W_a \quad (4-12a)$$

$$\frac{dN_b}{dt} = -W(N_b - N_a) - \gamma_{ba}N_b - \gamma_{bc}N_b + \gamma_{cb}N_c + W_b \quad (4-12b)$$

$$\frac{dN_c}{dt} = -\gamma_{cb}N_c + \gamma_{bc}N_b + W_c \quad (4-12c)$$

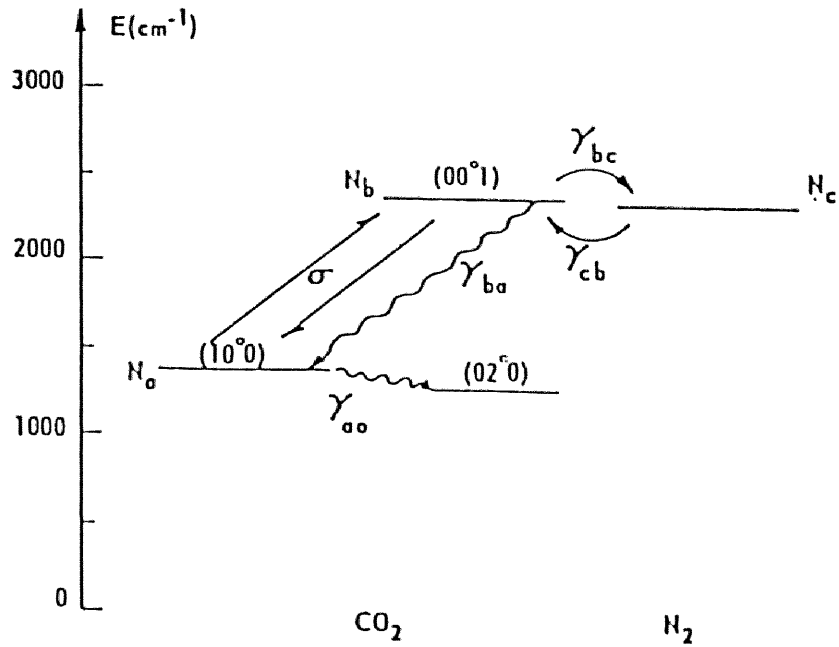


図4-4 TEA CO₂レーザーのエネルギー準位モデル。

となる。ここで、 N_c は窒素分子の $v=1$ の振動準位の密度であり、 γ_{ij} は準位 i から準位 j に電子衝突により遷移する割合である。 W は誘導放出による遷移の比例定数で、

$$W = c \sigma_{\perp} |E_{\perp}|^2 + c \sigma_{\parallel} |E_{\parallel}|^2 + c \sum_{m'=-M/2}^{M/2-1} \sigma_m |E_{sm}|^2$$

$$(m' = m - m_l)$$

$$(4-13)$$

と書かれ得る。¹⁾ ここで、 M は計算にいれている縦モードの数である。

(4-12)のレート方程式における W_a 、 W_b および W_c は、放電によるポンピングを表す項であり、その時間波形には普通、放電電流の波形を模擬した以下の関数を用いる。¹⁾

$$W_a(t) = W_b(t) = 0, \quad 4W_c(t) = W_0 t \exp(-t/t_p) \quad (4-14)$$

ここで、 W_0 はポンピングの強さを表す定数で、 t_p は放電電流の持続時間のパラメーターである。

(4-3)式および(4-6)式から(4-13)式を計算機上で数値的に解くことにより、各縦モードの光電場の時間発展の様子が計算できる。

4-2-2 数値計算の手法の改善

(4-3)式および(4-6)式から(4-13)式を数値的に解くにあたり、従来は、共振器内の電場の時間発展を表す(4-3)式、(4-6)式、および(4-8)式を、 2τ が電場の変化の時間スケールに比べて十分小さいという仮定のもとにテーラー展開して一階の微分方程式に変形し、その微分方程式があたかも連続の時間で成り立っているかのごとく扱って、(4-12)式のレート方程式とともにRunge-Kutta法により積分するという手法がとられてきた。しかしながらこの方法は、(4-3)式、(4-6)式、および(4-8)式がもともと共振器の出力鏡の面上という特定の位置における境界条件として、時間的には 2τ という離散的な時刻においてのみ成り立っていることを考慮すると、適当な方法とは言えない。

一方、レート方程式(4-12)を刻みが 2τ の差分方程式にオイラー法で近似し、電場の差分方程式(4-3)、(4-6)および(4-8)とともに単純に解くと、数値計算の精度が得られず、結果も数値的に不安定になる。

そこで本研究では、電場成長を記述する差分方程式(4-3)、(4-6)および(4-8)を、それらが本来持つ意味を損なわないようにしながらより小さな時間刻みで書き改めた。書き改めた差分方程式の時間刻みを、 s を整数として $\Delta t = 2\tau/s$ とすると、共振器中で $\Delta x = c \Delta t$ の距離を隔てた各位置における一種の拡張された境界条件として、電場の成長の差分方程式は以下のように書

き改められる。

n を適当な整数としたとき、共振器の出力鏡から $x_{n+1} = 2(n+1)\tau c/s$ だけ離れた位置における電場 $E_I(t_n + 2\tau/s)$ および $E_{II}(t_n + 2\tau/s)$ は、 $x_n = 2n\tau c/s$ における電場 $E_I(t_n)$ および $E_{II}(t_n)$ と、それぞれ

$$\begin{aligned} E_I(t_n + 2\tau/s) &= (\sqrt{RT})^{1/s} E_I(t_n) \exp[\{\alpha_I(t_n)\ell \\ &+ j(\phi - 2\pi m_I)\}/s] \end{aligned} \quad (4-15a)$$

および

$$\begin{aligned} E_{II}(t_n + 2\tau/s) &= (\sqrt{RT})^{1/s} E_{II}(t_n) \exp[\{\alpha_{II}(t_n)\ell \\ &+ j((\phi - 2\pi) - 2\pi m_{II})\}/s] \end{aligned} \quad (4-15b)$$

の関係にある。ただし、(4-15)式は n/s が整数でないときにのみ用いることができる。 n/s が整数の時は、観測している電場が共振器の出力鏡の面上にあるので、(4-15a)および(4-15b)の右辺に注入光の電場 $E_0(t_n + 2\tau/s)$ を加えなければならない。

$$\begin{aligned} E_I(t_n + 2\tau/s) &= (\sqrt{RT})^{1/s} E_I(t_n) \exp[\{\alpha_I(t_n)\ell \\ &+ j(\phi - 2\pi m_I)\}/s] + C_I E_0(t_n + 2\tau/s) \end{aligned} \quad (4-16a)$$

および

$$\begin{aligned}
 E_{11}(t_n + 2\tau/s) &= (\sqrt{RT})^{1/s} E_{11}(t_n) \exp[\{\alpha_i(t_n)\ell \\
 &+ j((\phi - 2\pi) - 2\pi m_{11})\}/s] \\
 &+ C_{11} E_o(t_n + 2\tau/s) \quad (4-16b)
 \end{aligned}$$

ここで、このように計算の刻みを細かくするにあたり、実際には共振器中に離散的に存在する損失 \sqrt{RT} が、共振器全体に一様に分布しているものと近似し、実際には活性媒体中にのみある利得 $\alpha_i \ell$ もやはり共振器全体に一様に分布しているものと近似した。また、(4-3)式および(4-6)式における ϕ および $(2\pi - \phi)$ は、刻みを細かくしたときにはそれぞれ $(\phi - 2\pi m_1)$ および $((\phi - 2\pi) - 2\pi m_{11})$ と書かなければならないことに注意を要する。

雑音から成長する電場 $E_{sm}(t)$ の成長を表す差分方程式も、同様にして時間刻みを細かくすることができる。

$$\begin{aligned}
 E_{sm}(t_n + 2\tau/s) &= (\sqrt{RT})^{1/s} E_{sm}(t_n) \exp[\{\alpha_m(t_n)\ell \\
 &+ j2\pi m\}/s] \quad (4-17)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{sm}(t_n + 2\tau/s) &= (\sqrt{RT})^{1/s} E_{sm}(t_n) \exp[\{\alpha_m(t_n)\ell \\
 &+ j2\pi m\}/s] + E_{Nm}(t_n + 2\tau/s) \quad (4-18)
 \end{aligned}$$

(4-17)式は n/s が整数でないときに、(4-18)式は n/s が整数のときにそれぞれ用いる。

レート方程式(4-12)も、電場の成長を表す差分方程式と同じ時間刻み $\Delta t = 2\tau/s$ でオイラー法により差分方程式化する。そしてこれらの差分方程式を計算機を用いて逐次計算により解き、TEA CO₂レーザーの動作を解析する。

4-3 解析結果

4-3-1 注入ロックを行わないとき

はじめに、注入光を導入しない場合の計算を行って、本研究で提案した数値計算の手法を用いて、実験で観測されるようなTEA CO₂レーザーの出力パルスが再現できることを確認した。また、差分方程式の刻み $\Delta t = 2\tau / s$ を小さくしていくにしたがい、解が集束することも確認した。注入ロックを行わない場合の計算は、 $E_0(t) = 0$ とおくことによって実現できる。

数値計算を行うにあたって、表4-1に示す値を方程式に代入した。これらの値のうち、 $N_i(0)$ 、 γ_{ij} および σ_0 の値は文献1)および11)を参考にしてもとめ、その他の値は本研究の実験で使用したTEA CO₂レーザーにおける値

表4-1 数値計算の際に用いたパラメーターの値。

Quantities	Notations	Values	Units
Initial values of population densities	$N_a(0)$	8.68×10^{16}	cm^{-3}
	$N_b(0)$	8.68×10^{16}	cm^{-3}
	$N_c(0)$	2.17×10^{17}	cm^{-3}
Collisional deactivation and/or exchange rate	γ_{ao}	2.65	μs^{-1}
	γ_{ba}	0.098	μs^{-1}
	γ_{bc}	1.74	μs^{-1}
	γ_{cb}	2.24	μs^{-1}
Discharge length	l	100	cm
Cavity length	L	300	cm
Reflectivity of coupling mirror	R	70	%
Power transmission of empty cavity	T	60	%
Time constant of pumping pulse	t_p	1	μs
Cross section for stimulated emission (at line center)	σ_0	6.2×10^{-20}	cm^2
Pumping rate of the source	W_0	8.0×10^{28}	$\text{s}^{-2}\text{cm}^{-3}$
Number of modes included in the calculation	M	40	
Bandwidth of Lorentzian gain distribution	$\Delta\nu_L$	2.25	GHz
Mode spacing	$\Delta\nu$	50	MHz

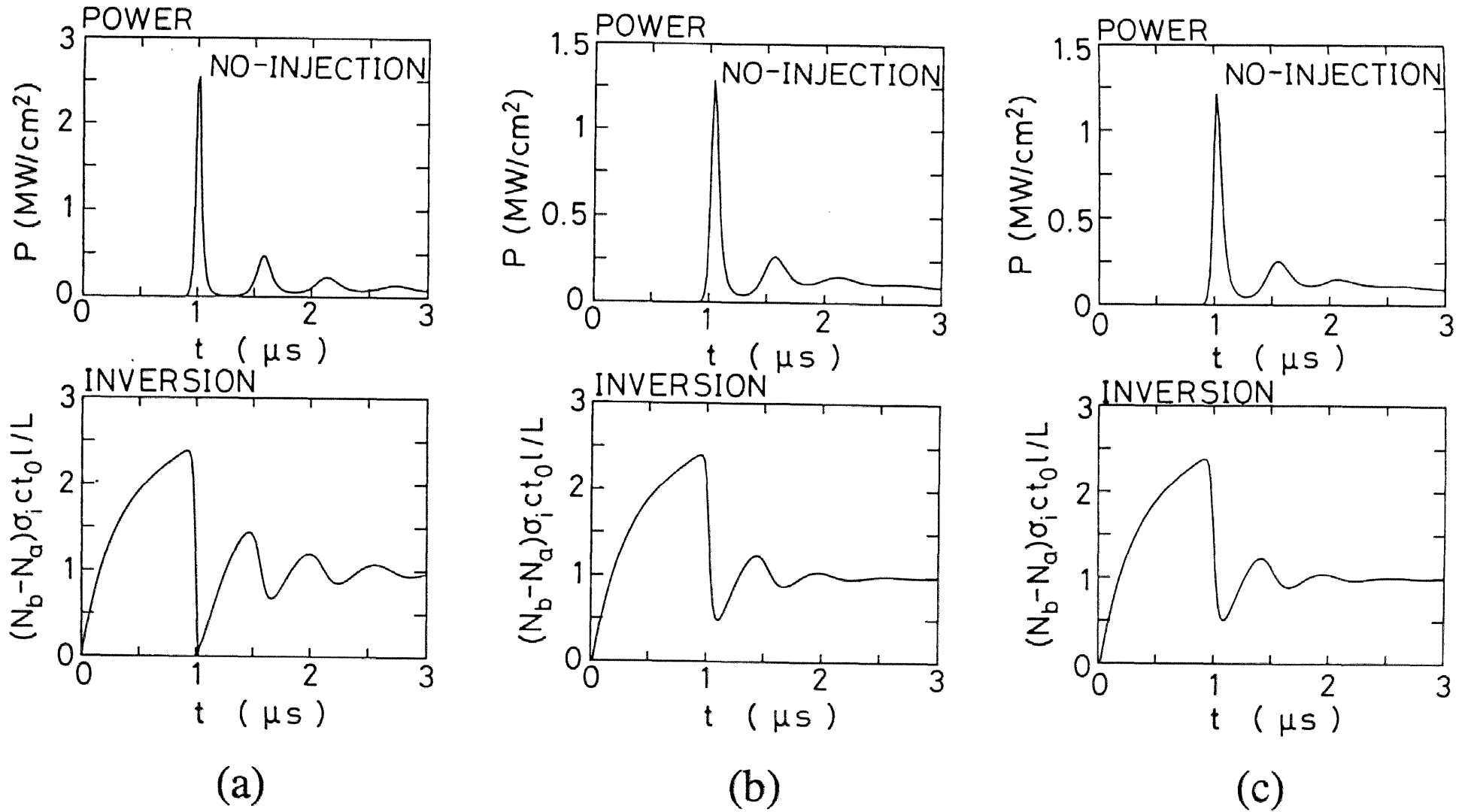


図 4-5 注入光を導入しない場合の計算結果。上図が出力パルスで下図が対応する反転分布の時間変化である。(a) $s = 1$ 、(b) $s = 8$ 、(c) $s = 16$ 。

から設定した。 W_0 の値は TEA CO₂ レーザーの発振開始時刻が実験結果と一致するように選んだ。

図 4-5 に計算の結果得られた TEA CO₂ レーザーの出力パルスおよび対応する反転分布の時間変化を示す。反転分布の大きさは、共振器の損失の割合で割った値で示してある。したがって縦軸の 1 が発振のしきい値に対応する。出力パルスは 40 本の縦モードの強度の合計を示しており、したがってモード間のランダムなビートはみられない。

図 4-5 (a) は $s = 1$ に対する計算結果である。この場合、出力パルスおよび反転分布とも実験結果にみられるよりばたつきが大きく、正確な解が得られていないことがわかる。また、この場合、解が数値的に不安定で、計算に用いるパラメータによっては、計算の途中で解が発散して答が得られないこともあった。 s の値を大きくして刻みを細かくすると、図 4-5 (b) および図 4-5 (c) に示したように実験で観測されるのと同様の出力波形が得られるようになり、解は $s = 16$ (図 4-5 (c)) で集束した。

図 4-6 にマルチモード発振のときの出力パルスのスペクトルを示す。スペクトルはそれぞれの時刻における最大値で規格化した形で示した。 $t = 1 \mu s$ では 28 本の縦モードが発振しているが、時間の経過につれて、ゲイン拡がりの端に位置する縦モードは発振しなくなる。このようなスペクトルは、Flamant と Menzies により報告されたものとたいへんよく一致している。¹²⁾

4-3-2 注入ロック動作の解析

モード I およびモード II が注入光により励振され、雑音より成長する縦モードとの間の競合に打ち勝って選択的に発振しているとき、TEA CO₂ レーザーの出力は以下の式を計算して求めることができる。

$$P(t) \propto (E_I(t) + E_{II}(t)) (E_I(t) + E_{II}(t))^* \quad (4-19)$$

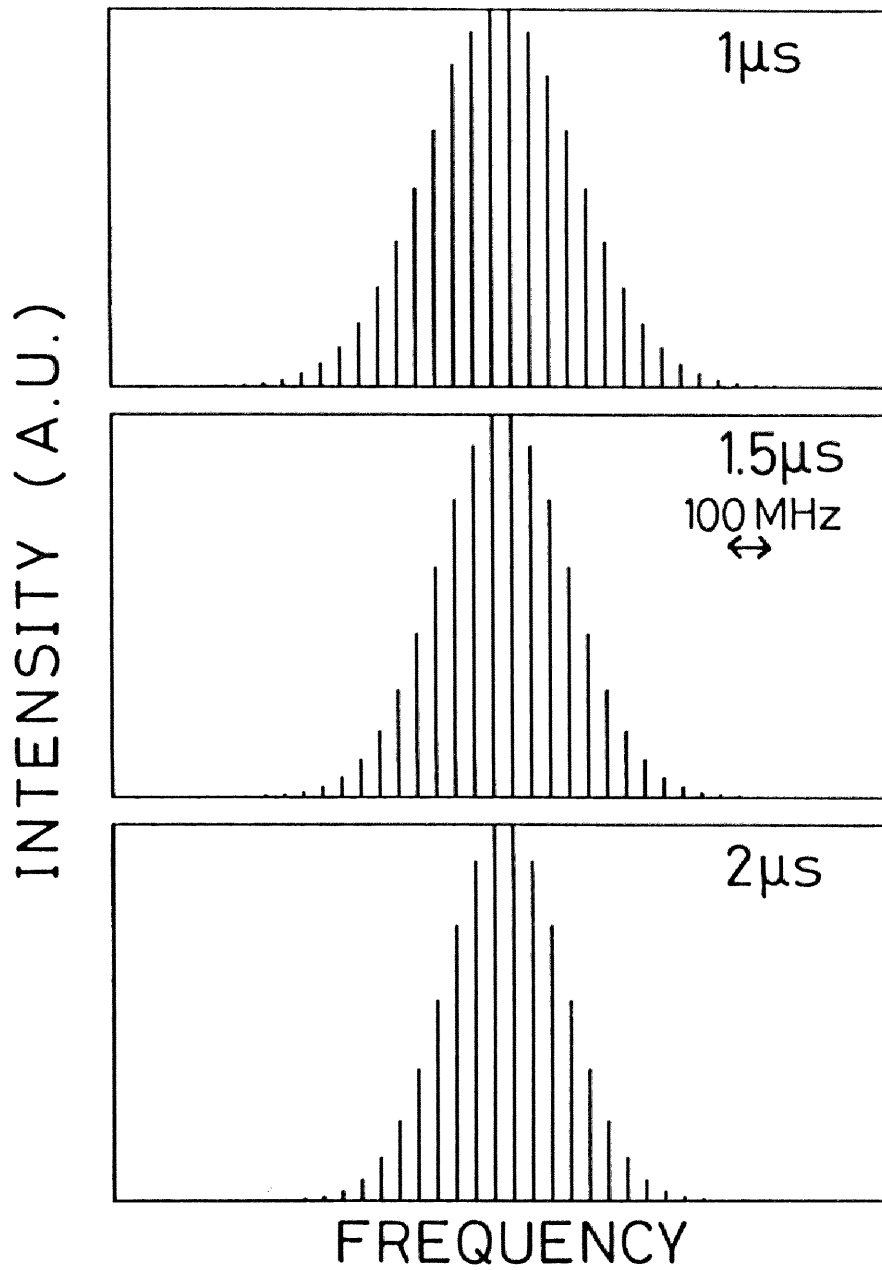


図 4 - 6 マルチモード発振時の縦モードスペクトル。

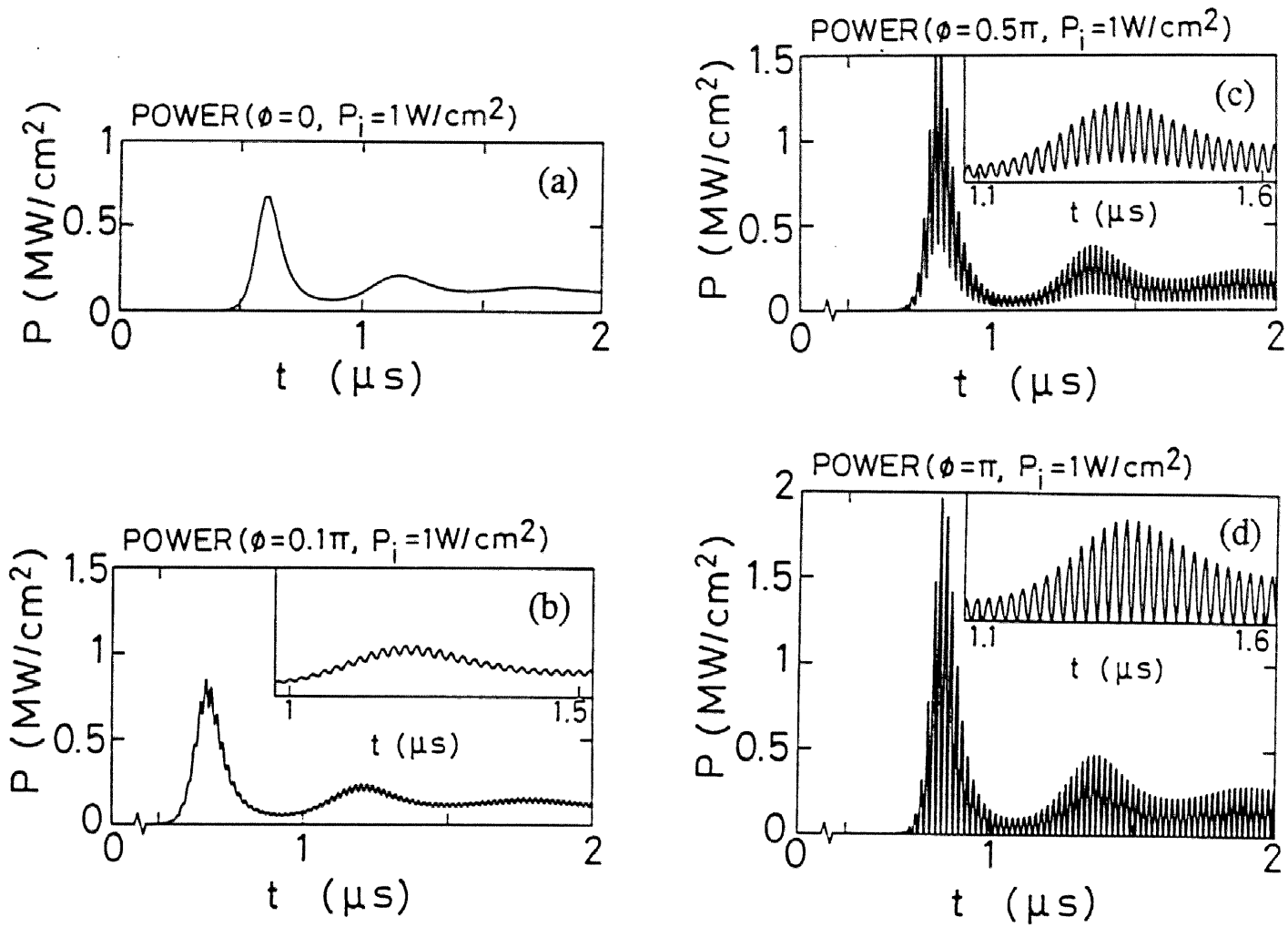


図4-7 1W/cm^2 のcw光を注入したときのTEA CO_2 レーザーの出力波形。(a) $\phi=0$ 、(b) $\phi=0.1\pi$ 、(c) $\phi=0.5\pi$ 、(d) $\phi=\pi$ 。

ここで、*は複素共役を表す。

注入光の強度 $P_i(t) = c (c k_i / \pi) h |E_o(t)|^2$ を 1 W/cm^2 の cw 光として (4-19) 式から求めた TEA CO₂ レーザーの出力パルスを、 $\phi = 0$ 、 $\phi = 0.1\pi$ 、 $\phi = 0.5\pi$ および $\phi = \pi$ の場合のついてそれぞれ図 4-7 (a) から図 4-7 (d) に示す。 $P_i = 1 \text{ W/cm}^2$ の場合、いかなる ϕ に対しても TEA CO₂ レーザーの出力はモード I およびモード II のみに集中し、雑音より成長するマルチモード成分は発振しなかった。 $\phi = 0$ のとき、結合係数 C_{II} は仮定から 0 になり、出力はモード I のみでのシングルモード発振となる。離調角 ϕ が増加するとモード II も成長するようになり、 $\phi = \pi$ でモード I とモード II は等しい強度で発振し出力は 100% パワー変調される。この計算では TEA CO₂ レーザーの共振器長を 3 m に設定したが、図 4-7 の波形の変調周波数は 50 MHz で縦モード間差周波数と一致している。また、TEA CO₂ レーザーが発振する時刻は、注入ロックを行った図 4-7 の場合の方が図 4-5 のマルチモード発振の場合より早まっている。さらに、図 4-7 (a) から図 4-7 (d) を比べてみても、 ϕ の値が小さい場合の方が発振開始時刻が早いことがわかる。

次に、注入光の強度を弱めて $1 \mu\text{W/cm}^2$ の cw 光としたときの計算結果を、図 4-8 (a) から図 4-8 (c) に示す。注入光が $1 \mu\text{W/cm}^2$ のときにも、 $\phi = 0$ の場合にはモード I のみでのシングルモード発振が得られ、 $\phi = 0.1\pi$ の場合にもモード II が若干混入するもののほとんどモード I のみでの発振となった。ただし図 4-8 (a) および図 4-8 (b) を図 4-7 (a) および図 4-7 (b) と比べると、図 4-8 の方がゲイン・スパイクが大きく、出力パルスの発生時刻が遅いことがわかる。さらに、 $1 \mu\text{W/cm}^2$ の注入光に対して $\phi = \pi$ に設定すると、図 4-8 (c) において破線で示した雑音を種に成長するマルチモード成分が、モード I およびモード II の強度と同程度となり、出力は全体としてマルチモード発振として観測されるという結果が得られた。

以上の結果は、1) 注入光が強い場合、離調角が小さければ出力はシングルモ

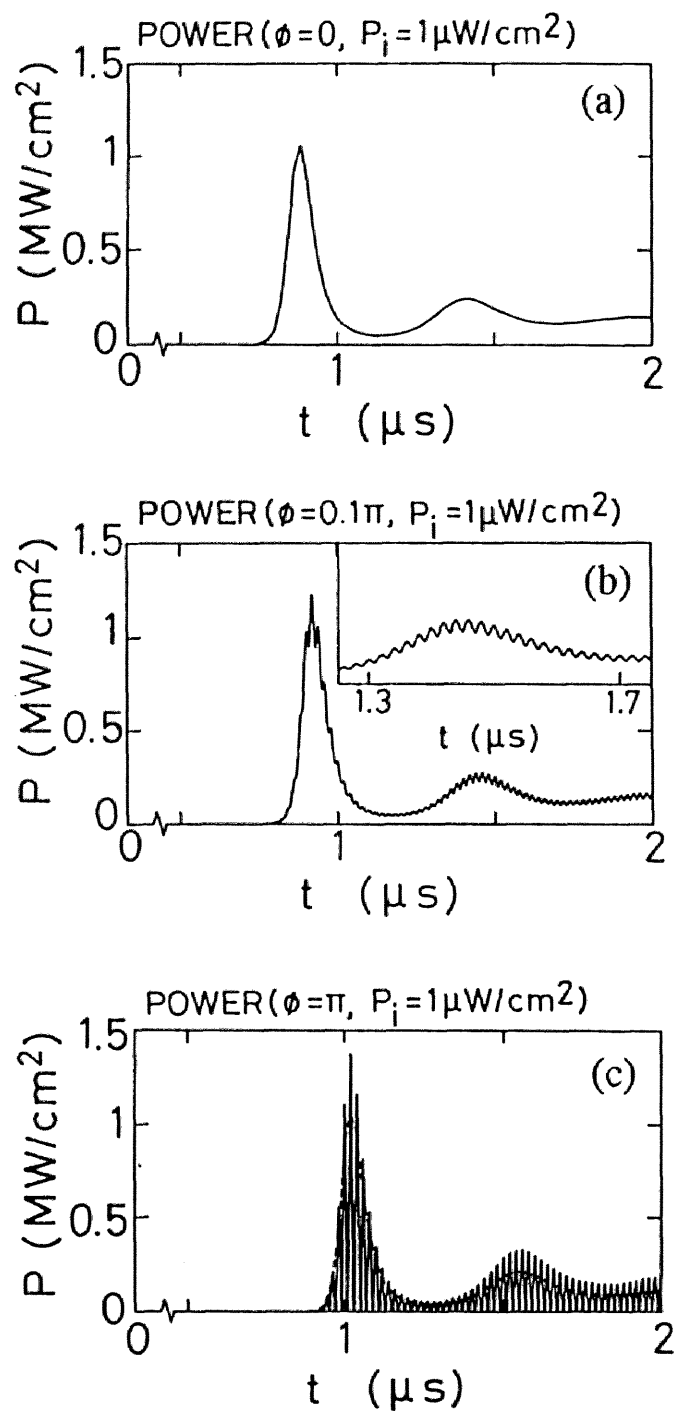


図4-8 $1\mu\text{W}/\text{cm}^2$ のcw光を注入したときのTEA CO_2 レーザーの出力波形。(a) $\phi=0$ 、(b) $\phi=0.1\pi$ 、(c) $\phi=\pi$ 。(c)における破線は、雑音より成長したマルチモード成分の合計を示す。

ード発振となり、大きな離調角に対しては出力は2モード同時発振によるパワー変調出力となる、2) 注入光が弱い場合、離調角が小さければ出力はシングルモードになるが、離調角が大きいと出力はマルチモードになる、の2点を示している。これをさらに定量的にまとめたのが図4-9である。ここで縦軸は次式で定義した注入ロックの安定性である。⁹⁾

$$\int_0^{\infty} \{ (E_I^2) + (E_{II}^2) \} dt / \int_0^{\infty} \{ (E_I)^2 + (E_{II})^2 + \sum_m (E_{sm})^2 \} dt \quad (4-20)$$

図4-9から、注入光の強度が1 mW/cm²をこえる場合には、いかなる離調角

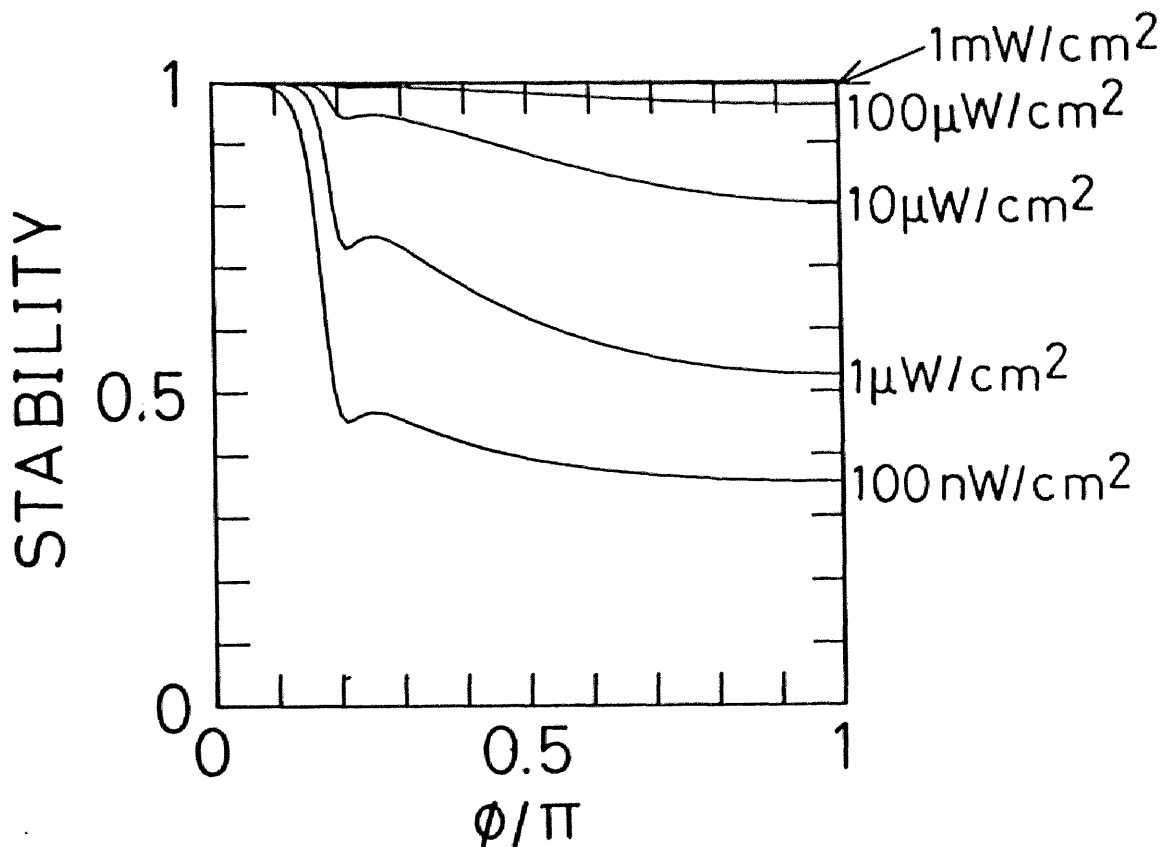


図4-9 (4-20)式により定義された注入ロックの安定性の離調角 ϕ に対する変化。

を設定しても、出力はモード I およびモード II のみでの発振になるが、注入光が $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ 以下になると、離調角をおよそ 0.1π 以下にせねば安定した注入ロック動作が得られないことがわかる。もちろん、離調角を 0.1π 以下にしたときに得られるのはシングルモード発振であるので、 $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ 以下の注入光に対して得られるのはシングルモード発振のみであるといえる。

最後に、注入光を $1 \text{ W}/\text{cm}^2$ に設定したとき（このときいかなる離調角に対してもモード I およびモード II のみでの発振が得られる）、出力に占めるモード II とモード I のエネルギーの比を図 4-10 に示す。ここで右側の縦軸は観測されるビート波形の変調度である。

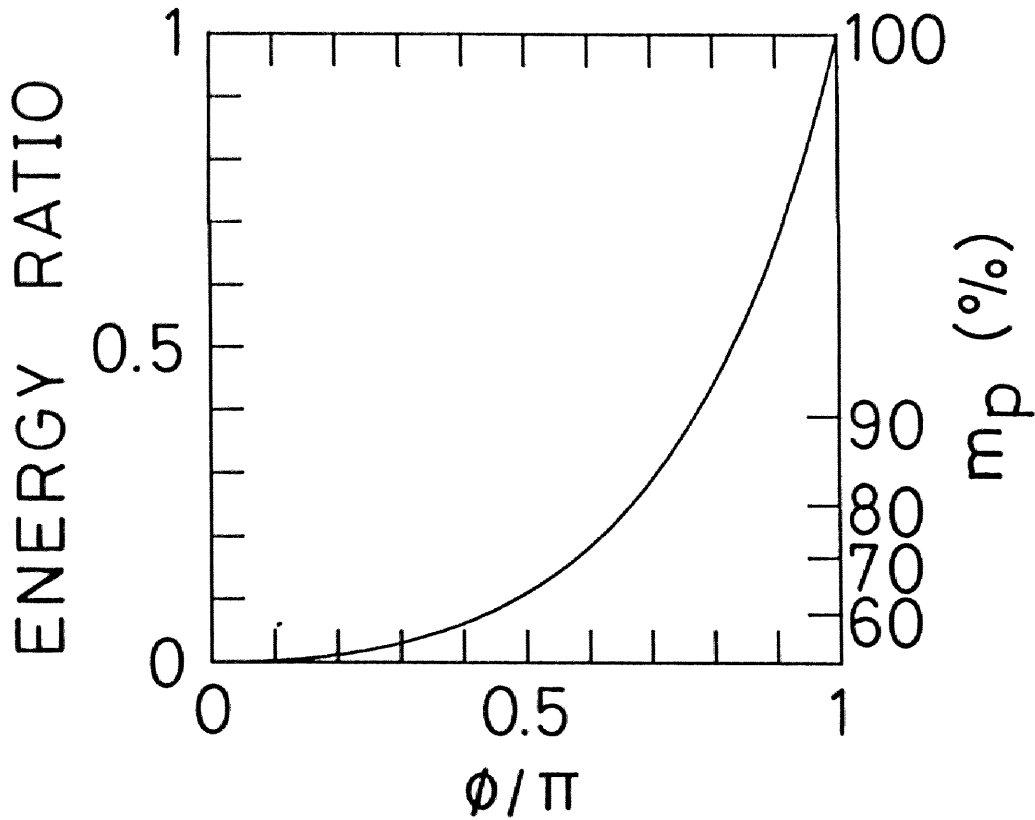


図 4-10 離調角 ϕ に対する、モード II とモード I のエネルギーの比および対応する変調度の変化。注入光の強度は $1 \text{ W}/\text{cm}^2$ 。

4-4 討論

4-4-1 従来の計算手法との比較・検討

本理論研究で得られた結果は、従来報告されている理論解析結果と著しく異なる。即ち従来までは、注入光の強度がいくら大きくても、離調角があるしきい値 ϕ_{th} をこえると出力に注入ロックを行った効果が見られなくなると考えられてきた。 ϕ_{th} の値は計算の設定条件にもよるが、すべての報告で π よりずっと小さい。このような違いが発生したのは、主に数値計算の手法が異なるためであると考えられる。この点を確認するために本研究では、従来行われていたように、電場の成長を記述する差分方程式(4-3)、(4-6)および(4-8)を、1次のテーラー展開により微分方程式化した後、(4-12)のレート方程式とともに Runge-Kutta法で解き、結果の比較を行った。差分方程式(4-3)、(4-6)および(4-8)を、テーラー展開により微分方程式化すると、それぞれ

$$\begin{aligned} \frac{d E_I(t)}{d t} &= \frac{1}{2 \tau} [\sqrt{R T} \exp \{ \alpha_i(t) \ell + j \phi \} - 1] E_I(t) \\ &+ \frac{1}{2 \tau} C_I E_0(t) \end{aligned} \quad (4-21a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d E_{II}(t)}{d t} &= \frac{1}{2 \tau} [\sqrt{R T} \exp \{ \alpha_i(t) \ell + j (\phi - 2 \pi) \} \\ &- 1] E_{II}(t) + \frac{1}{2 \tau} C_{II} E_0(t) \end{aligned} \quad (4-21b)$$

$$\begin{aligned} \frac{d E_{sm}(t)}{d t} &= \frac{1}{2 \tau} [\sqrt{R T} \exp \{ \alpha_m(t) \ell \} - 1] E_{sm}(t) \\ &+ \frac{1}{2 \tau} E_{Nm}(t) \end{aligned} \quad (4-21c)$$

となる。これらを用いて Runge-Kutta法により解を求めたときの注入ロック動作の

安定性を(4-20)式により求め、 1 W/cm^2 の注入光に対して図4-9と同じ形式で示すと図4-11となる。図4-11は、従来の数値計算手法を用いると、注入光が 1 W/cm^2 と強い場合でも、離調角 ϕ が 0 、 1π を越えると出力がマルチモード発振になることを示している。これは本研究で得られている実験結果と異なっている。

このように、従来の計算手法と本研究で提案した計算手法とで得られる結果が大きく異なるのは、従来の計算手法が、本来離散的に定義された基礎方程式を連続の時間で成り立っているものとして取り扱っているために、注入光電場と共振器内の光電場との位相関係を正しく計算できないためであると考えられる。

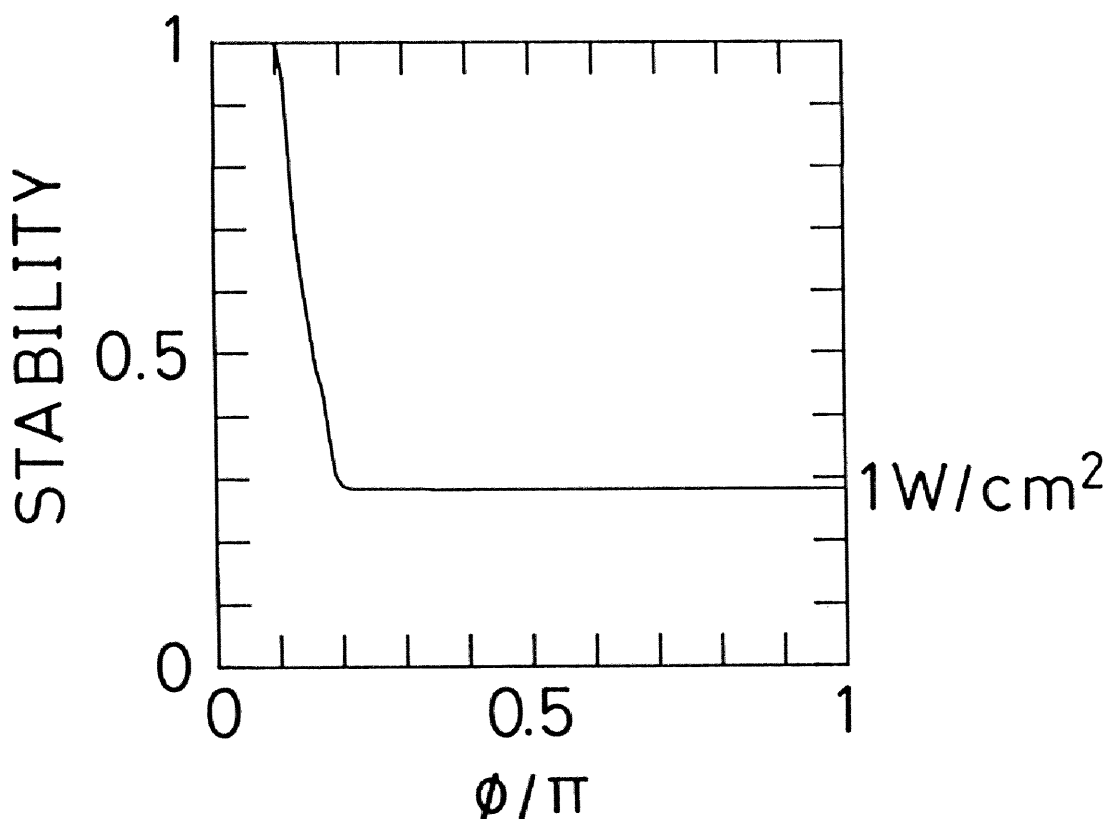


図4-11 従来の計算手法により得られた注入ロックの安定性。

本研究で提案した計算手法を用いた場合に得られた電場の時間変化を、複素平面上のベクトルとして図4-12に示す。¹³⁾ 図4-12には、 E_I ((4-3)式の左辺)、 E_0 ((4-3)式の右辺第2項)、および共振器を1往復し出力鏡の面上に到達した電場 E_r ((4-3)式の右辺第1項)の変化が、放電励起開始後の $t=6\tau$ までの間にわたり示してある。これは $\phi = \pi/4$ に対する計算結果である。 $t=0$ (図4-12(a))では、共振器内には注入光電場 E_0 のみが存在する。注入光電場は共振器を1往復する間に共振器中にある利得と損失と位相変化を経験し、図4-12(b)における E_{r1} に変化する。出力鏡の面上で E_{r1} と注入光電場 E_0 が加え合わされて E_{I1} がつけられる。ここで、図4-12(a)における E_0 と図4-12(b)における E_{r1} とのなす角は $\pi/4$ で、電場の位相

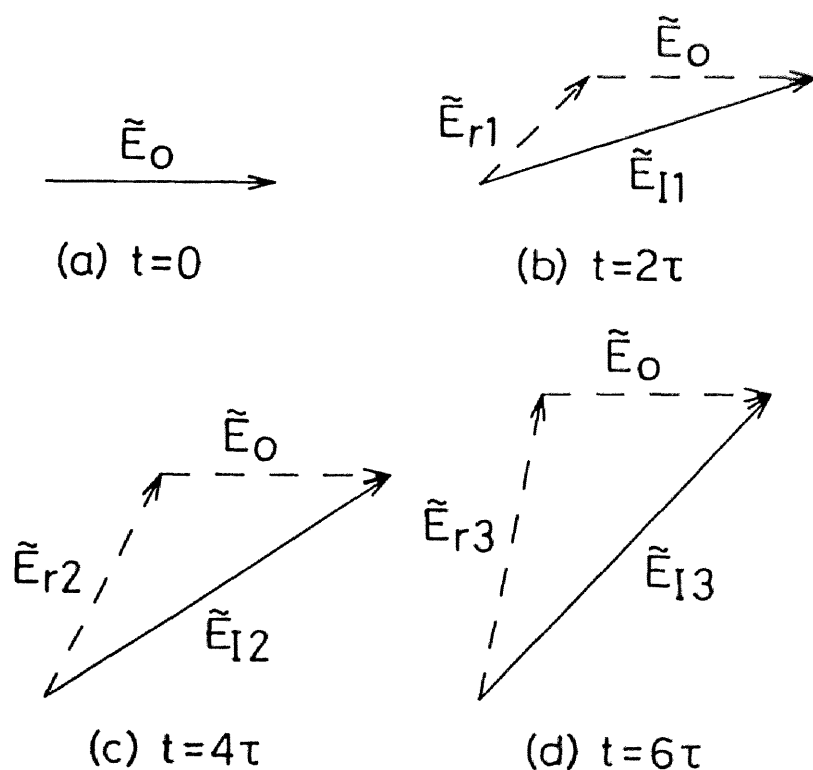


図4-12 本研究で提案した計算手法により得られた共振器内電場と注入光電場の位相関係。基礎方程式と矛盾なく数値計算がなされたことを示す。

変化が正しく計算されていることがわかる。図4-12(b)の E_{I1} は共振器を1往復して図4-12(c)の E_{r2} に変化するが、この場合も位相変化が正しく計算されている。以下同様に計算が進むが、いずれのステップにおいても、共振器を1往復する際に電場が受ける位相変化の量および出力鏡の面上での E_{r1} と E_0 との重ね合わせが正しく計算される。

図4-13は図4-12における E_I と従来の計算手法により求めた E_{IR} との比較を示している。図からわかるように、従来の計算手法により求まる電場は本研究で提案した手法により求まる電場と異なっている。この違いは時間の経過とともにどんどん大きくなり、図4-9および図4-11に示した結果の違いに結びつく。即ち、図4-12の計算を続けると E_I は成長を続け発振に至るが、図4-13の計算を続けると E_{IR} は成長せず、やがて順調に成長するマルチモード成分との競合に敗れる結果となる。基礎方程式に反しない数値解が得られているのは図4-12の方である。

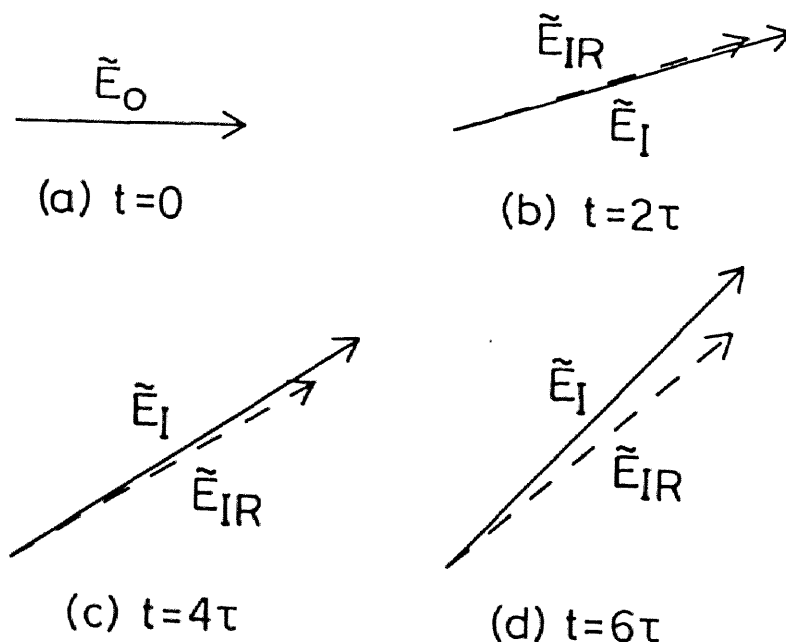


図4-13 本研究で提案した計算手法により得られたモードIの電場 E_I と、従来の計算手法により得られたモードIの電場 E_{IR} との比較。

4-4-2 実験結果との比較

本研究で提案した計算手法を用いると、基礎方程式に反しない数値解が得られることは前節に述べたが、得られた結果は本研究の実験結果とたいへんよく一致している。

まず第1に、本研究で実験的に得られたTEA CO₂レーザーの2モード同時発振現象であるが、本研究の理論モデルおよび計算手法を用いると、離調角φが大きいときに、注入光がその両側の2本の縦モードに結合することが示され、実験結果とよい一致をみた。離調角φと変調度の関係は、仮定した結合係数C_IおよびC_{II}によっている。C_IおよびC_{II}を第一原理から求めることは本研究では行わなかったが、仮定した関数形によっても実験結果にかなり一致した結果(図4-10)が得られており、本理論モデルにより今後計算機実験を行うにあたっては十分であると考えられる。精密な実験を行って、実験結果とよりよく一致するC_IおよびC_{II}の関数形をフィッティングにより求めることも一つの方法である。

また、注入ロックを行った場合、発振開始時刻が早まる効果やゲイン・スパイクが小さくなる効果も実験とよく一致している。発振開始時刻の早まりやゲイン・スパイクの抑制の効果が、注入光が強くφが小さい場合に顕著になることも、実験により確かめられている。

さらに、本理論解析では、注入光の強度が小さくかつ離調角が大きいときには、出力がマルチモード発振になるという結果が得られたが、この点も実験結果と一致している。Tashiroらは、注入光の強度が1 mW/cm²を下回ると、1 mW/cm²以上の注入光に対して2モード同時発振が得られていた離調角に対してマルチモード発振が得られることを報告しているが、⁹⁾これは図4-9に示した解析結果と定量的にもたいへんよく一致している。本研究の実験でも、第2章に述べたように、注入光の偏光方向とTEA CO₂レーザーの偏光方向とのなす角を90度に設定したとき2モード同時発振が得られなかったが、これは注入光のうち注入ロックに関与するベクトル成分が極めて小さいためであると考えられ、Tashiroらの実験結果を支持している。

しかしながら、従来報告されているTEA CO₂レーザーの注入ロックに関する文献は、本理論解析結果とは異なり、離調角 ϕ があるしきい値 ϕ_{th} を越えると、出力がマルチモードになると報告している。 $\phi < \phi_{th}$ では出力はシングルモードである。このように従来の実験結果は本理論解析結果と異なるが、本研究以前にTEA CO₂レーザーの2モード同時発振が観測されなかったのには以下の理由が考えられる。

1) 本研究の実験では、TEA CO₂レーザーの共振器長を3.8 m以上と長くとした。従来の実験で用いられたTEA CO₂レーザーの共振器長は1 m程度が多く、^{4, 14, 15)} 2 mを越える共振器長を用いた例は希である。共振器長が短い場合、縦モード間差周波数が大きくなり、そのため、2モード同時発振と3モード以上の発振とを区別するために検出系に要求される周波数応答特性が厳しくなる。例えば、共振器長が1 mの場合、縦モード間差周波数は150 MHzなので、300 MHzを越える周波数応答特性を持った検出系を用いないと、2モード発振と3モード以上の発振を区別することができない。このような理由により、短い共振器を用いた従来の実験では、注入ロックによる2モード同時発振が起こっていたとしても、それを検出できていなかった可能性がある。

2) 理論的にも明らかになったように、注入ロックによる2モード同時発振を得るためには、注入光の強度が大きい必要がある。理論解析ではそのしきい値を $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$ と算出したが、多くの実験装置では、注入ビームとTEA CO₂レーザーの光軸との空間的結合の悪さなどにより、そのしきい値が理論解析結果より大きい可能性がある。したがって、注入光の強度を $100 \text{ mW}/\text{cm}^2$ 以下としている多くの実験は、本研究に比べて2モード同時発振が起こりにくい状態で行われていたものと考えられる。

3) 本研究は注入ロックによるTEA CO₂レーザーの2モード同時発振を研究の主眼においた世界で最初の研究である。他のすべての研究の対象は、TEA CO₂レーザーのシングルモード発振特性とその応用である。そのため、仮に従来の実験でTEA CO₂レーザーの2モード同時発振が観測されたことがあったと

しても、それをマルチモード発振と区別していなかった可能性がある。なぜなら、他の研究者にとっての応用の見地からは、2モード同時発振出力はマルチモード発振出力と同じ価値しかないものと考えられるからである。

4-5 結言

本章では、注入ロックによるTEA CO₂レーザーの2モード同時発振現象について行った理論研究について述べた。以下に本章で得られた成果をまとめる。

- 1) 従来の理論では説明できなかったTEA CO₂レーザーの2モード同時発振現象を説明するための、現象論的な理論モデルを提案した。
- 2) 理論式を数値計算により解くにあたって、電場の位相関係を正確に計算するため、新しい計算手法を導入した。
- 3) 提案した理論モデルおよび数値計算手法により、TEA CO₂レーザーの2モード同時発振を再現することができた。
- 4) 理論解析により得られたTEA CO₂レーザーの注入ロック動作の特性は、本研究の実験結果とよく一致した。
- 5) 従来の数値計算手法と本研究で導入した数値計算手法とを比較し、従来の計算手法では正しい解が得られないことを示した。
- 6) 本理論解析結果および本研究の実験結果と、従来報告されている実験結果とが食い違う理由について討論し、三つの可能性を示した。

本理論は現象論であり、第一原理から導出されたものではないが、TEA CO₂レーザーの注入ロック動作について計算機実験により理解を深めるために用いるのには十分な特質を備えているものと考えられる。

第2章および第3章で注入ロックによるTEA CO₂レーザーのパワー変調方式が確立され、さらに本章でこの現象が理論的にも裏付けられたことで、本研究の第一目標は達成されたといえる。

参考文献

- 1) J.-L. Lachambre, P. Lavigue, G. Opts and M. Noel : IEEE J. Quantum Electron. QE-12 (1976) 756.
- 2) P. H. Flamant, R. T. Menzies, M. J. Kavaya and U. P. Oppenheim : Opt. Commun. 45 (1983) 105.
- 3) G. Megie and R. T. Menzies : Appl. Phys. Lett. 35 (1979) 835.
- 4) N. R. Heckenberg, B. J. Renton, S. J. Shauahau and W. Wright : Appl. Phys. B29 (1982) 67.
- 5) G. Schafer, H. Hofmann, and W.-D. Petersen : IEEE J. Quantum Electron. QE-18 (1982) 296.
- 6) R. T. Menzies, P. H. Flamant, M. J. Kavaya and E. N. Kuiper : Appl. Opt. 23 (1984) 3854.
- 7) C. Angelie, R. Capitini and P. Girard : Appl. Opt. 26 (1987) 1074.
- 8) D. M. Tratt, A. K. Kar and R. G. Harrison : Prog. Quantum Electron. 10 (1985) 229.
- 9) H. Tashiro, T. Shimada, K. Toyoda and S. Namba : IEEE J. Quantum Electron. QE-20 (1984) 229.
- 10) P. Cassard and J. M. Lourtioz : IEEE J. Quantum Electron. QE-24 (1988) 2321.
- 11) J. Gilbert, J.-L. Lachambre, F. Rheault and R. Fortin : Can. J. Phys. 50 (1972) 2523.
- 12) P. H. Flamant and R. T. Menzies : IEEE J. Quantum Electron. QE-19 (1983) 821.
- 13) A. E. Siegman : Lasers (University Science Books, 1986).
- 14) A. K. Kar, D. M. Tratt and R. G. Harrison : Opt. Commun. 43 (1982) 274.

15) E. Akmansoy, J. M. Lourtioz and P. Cassard : Appl. Phys. B43 (1987)
105.

第5章 TEA CO₂レーザーの長パルス化に関する計算機実験

5-1 緒言

TEA CO₂レーザーをプラズマ計測に用いるにあたって、発振スペクトル幅が広いこととならぶもう一つの問題点は、パルス先頭部に鋭いスパイク（ゲイン・スパイク、パルス幅100 ns程度）が存在することである。レーザー散乱計測では、post detectionの手法によりS/N比の向上をはかる。¹⁾ この手法のねらいは散乱信号を積分することによりランダムなノイズ成分を軽減することであり、積分時間が長いほどS/N比の向上が期待できる。この積分時間は、実質的には散乱信号が得られる時間幅、即ち光源として用いるレーザーのパルス幅で決まる。したがって、鋭いスパイクを持つTEA CO₂レーザーをそのままプラズマ計測に用いることはできず、何らかの長パルス化の手法の確立が望まれている。現在、TEA CO₂レーザーの目標パルス幅として、1 μs（即ち、およそ10倍の長パルス化）が設定されている。²⁻⁴⁾

本研究で第2章および第3章の実験で得られていたTEA CO₂レーザーのパワー変調出力およびシングルモード発振出力にもやはりゲイン・スパイクが存在し、その実効的パルス幅は150 ns程度である。また、第4章の理論解析で得られた波形にもやはりゲイン・スパイクが存在している。本研究の第二の目的は、このゲイン・スパイクが抑制された、TEA CO₂レーザーの長パルス出力を実現することである。

本章では、第4章でTEA CO₂レーザーの理論モデルが完成したことを受けて、この理論にもとづいたシミュレーション・コードを作成し、それを用いて行ったTEA CO₂レーザーの長パルス化に関する計算機実験の結果について述べる。長パルス化のために考えられる手法を取り上げてそれらの間の得失を調べ、実験に取り入れるのに最も適した手法を選び出し、またその手法を実験で実現するときに必要とされる仕様や実験で実現するにあたっての問題点についての知見を得

ることが本章の目的である。

以下5-2節で取り上げた長パルス化の手法およびシミュレーション・コードについて簡単に述べ、5-3節で計算機実験の結果を示す。5-4節では最も有効と思われる長パルス化の手法を同定し、それを実験で実現するための問題点について討論する。最後に本章の成果を5-5節にまとめる。

5-2 計算機実験の手法

5-2-1 計算機実験で取り上げた長パルス化の手法

本計算機実験では、以下に示す三つの長パルス化手法を取り上げ、それらの間の得失を検討することにした。これらの手法は、他の研究者によって簡単な実験的検討が行われたにすぎないものばかりで、計算機実験でそれらの手法の得失を評価することは、実験で採用する手法を決定する上での有益な資料となる。

1) レーザー混合ガス (CO_2 、 N_2 、 He) の混合比の調整。⁵⁾ 図4-4に示したエネルギー・ダイヤグラムにおける N_2 の $v=1$ 準位 (c準位) のエネルギー・レベルは、 CO_2 の上準位 (b準位) のエネルギー・レベルに近く (その差は 18 cm^{-1})、そのためc準位とb準位間のエネルギー交換は極めて頻繁に起こる。しかもc準位は N_2 のエネルギー準位の中では準安定状態で、c準位にポンピングされたエネルギーはb準位に移った後 CO_2 のエネルギー準位の中で緩和していく以外には損失しない。このため、c準位は図4-4のエネルギー・ダイヤグラムにおいて、ちょうどエネルギーの「ため池」のような役割を果たす。したがって、 N_2 のガス混合比を増せば、TEA CO_2 レーザーの出力が長く続くことが期待できる。

2) 放電電流を長パルス化する。⁶⁾ 放電電流を長時間持続することは、長い時間にわたってポンピングを維持することであるので、長パルス出力が期待できる。

3) 極めて強度が大きい CO_2 レーザー光を注入する。^{3,7-9)} 注入ロックを行うと、出力パルスのスペクトルの純化が行えることは第2章から第4章で述べてきたが、このとき同時に、ゲイン・スパイクの大きさを若干抑制する効果もみられた。注入光の強度を大きくすれば、ゲイン・スパイクをさらに抑制し、スパイクのない長パルス出力を得ることが期待できる。

5-2-2 シミュレーション・コード

前節で述べた長パルス化手法を計算機実験により模擬するために、第4章で述

べた理論モデル¹⁰⁾に基づくシミュレーション・コードを作成した。

第4章に述べた理論は、TEA CO₂レーザーの注入ロック動作に関する理論であるが、前節の項目1)および2)に示した長パルス化手法は、TEA CO₂レーザー自体の発振特性に関わる手法で、注入ロックとは無関係である。しかしながらこの場合にも、 $E_0 = 0$ とおくことにより、第4章の理論モデルを用いてTEA CO₂レーザー単体の動作を模擬することができる。ガス混合比を調整すると、エネルギー準位間の衝突遷移周波数((4-12)式における γ_{ij})が変化し、各エネルギー準位の密度が変化して出力パルスの波形が変わる。 γ_{ij} はガス混合比の関数として与えられているので、¹¹⁾それを用いてガス混合比の調整が長パルス化に与える効果を調べた。放電電流の長パルス化の効果は、(4-14)式における放電持続時間のパラメーター t_p を変化させて直接調べることができる。

前節の項目3)の手法の計算機実験には、第4章の理論モデルをほぼそのまま用いることができる。ただし、第4章の理論では、注入光を 1 W/cm^2 以下のcw光としているのに対し、本計算機実験では、注入光を数 kW/cm^2 から数 10 kW/cm^2 のパルス光とした。注入光として用いたパルスは、(4-12)のレート方程式を解いて得られる典型的なTEA CO₂レーザーのパルス出力とした。

5-3 計算機実験の結果

5-3-1 ガス混合比の調整

実験でガス混合比を変化させると、放電プラズマの性質が変わって、放電電流波形も変化するものと考えられる。しかしながら本計算機実験では、簡単のため、ガスの組成が変わっても放電電流は常に(4-14)式に波形で流れるものと仮定した。また、成分ガス中のHeの割合は常に一定とし、 $[CO_2 + N_2]$:

$[He] = 0.29 \text{ atm} : 0.71 \text{ atm}$ を保って N_2 と CO_2 の割合を変化さ

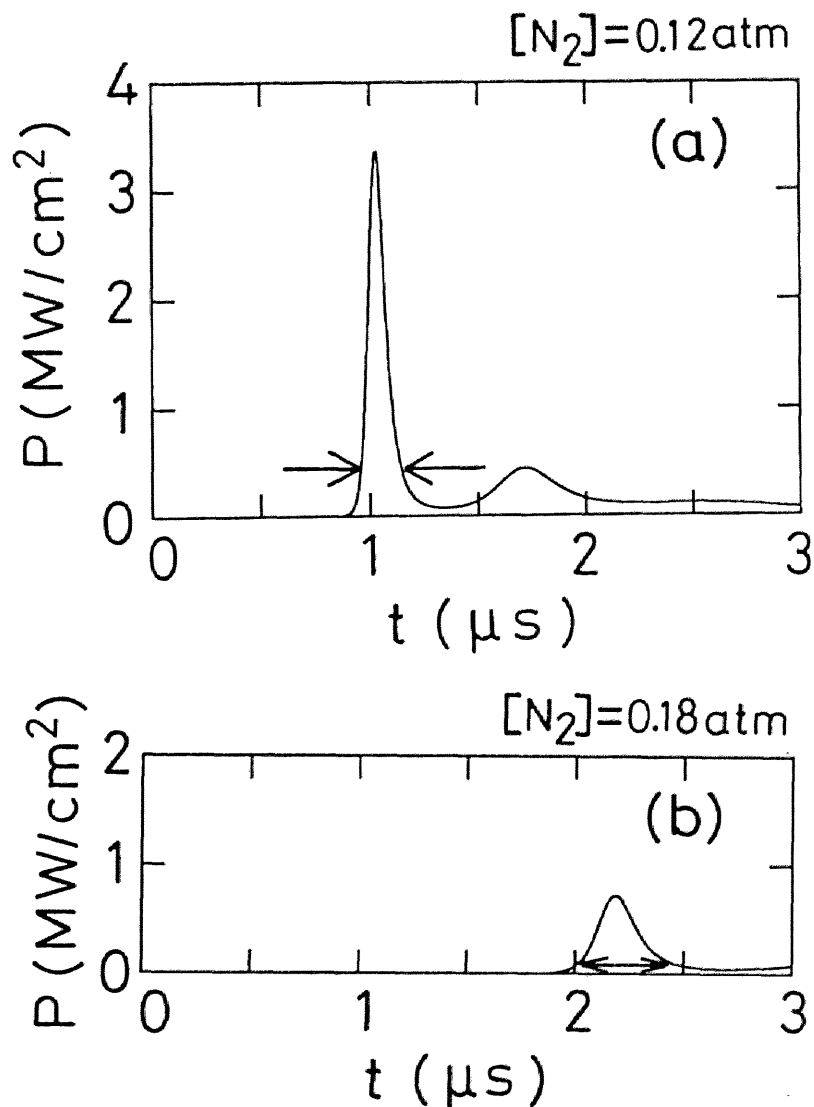


図5-1 窒素ガスの分圧に対する出力波形の変化。(a) $[N_2] = 0.12 \text{ atm}$ 、 $[N_2] = 0.18 \text{ atm}$ 。

せた。ここで $[\cdot]$ はそのガスの分圧を示す。この仮定を用いたのは、 CO_2 レーザーの放電を主に支えているのは He であり、この割合を減らすと、実験的にはグロー放電が得られなくなるものと考えられるからである。また、(4-14) 式におけるパラメーター t_p は、 $0.1 \mu\text{s}$ に固定した。

$[\text{N}_2] = 0.12 \text{ atm}$ および $[\text{N}_2] = 0.19 \text{ atm}$ に対する TEA CO_2 レーザーの出力波形を、それぞれ図 5-1 (a) および図 5-1 (b) に示す。本章の計算機実験では、出力波形のパルス幅を、レーザーのスポットサイズの定義にならい、出力パワーが最大値の e^{-2} となる 2 時刻間の差と定義した。即ちパルス幅 $\tau_w = \tau_1 - \tau_2$ 、ここで τ_1 および τ_2 は出力が最大値の e^{-2} にはじめてなった時刻および 2 度めになった時刻である。この定義によるパルス幅が図 5-1 のパルス波形中に矢印で示してある。

図 5-2 は $[\text{N}_2]$ に対するパルス幅 τ_w の変化を示している。図から、 N_2 の分

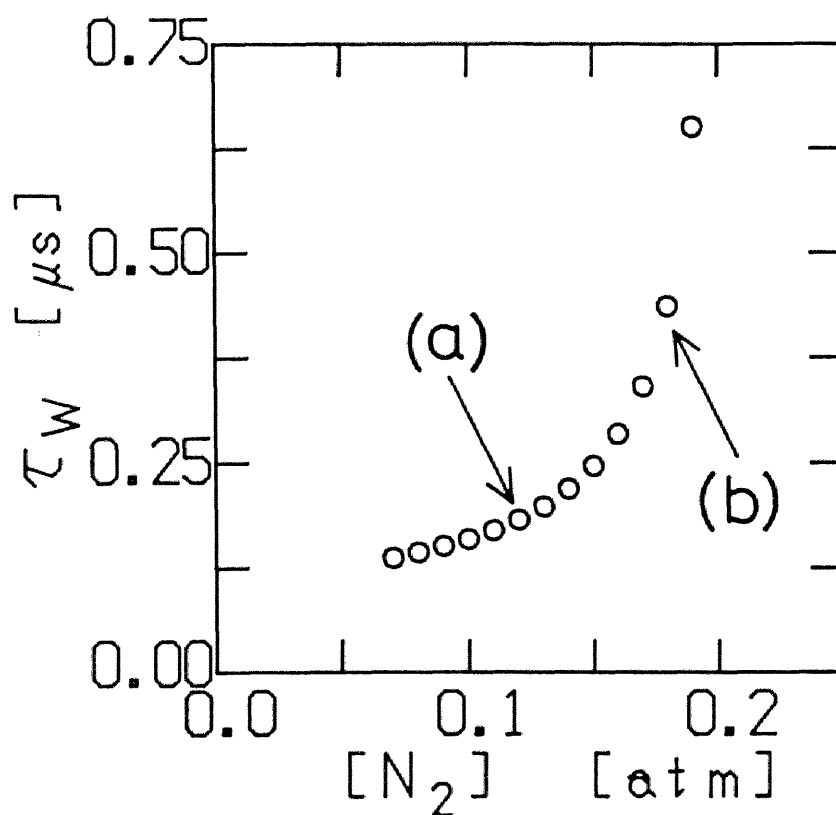


図 5-2 窒素ガスの分圧に対する出力パルスのパルス幅の変化。図中の (a) および (b) の点に対応する波形が図 5-1 (a) および図 5-1 (b) の波形である。

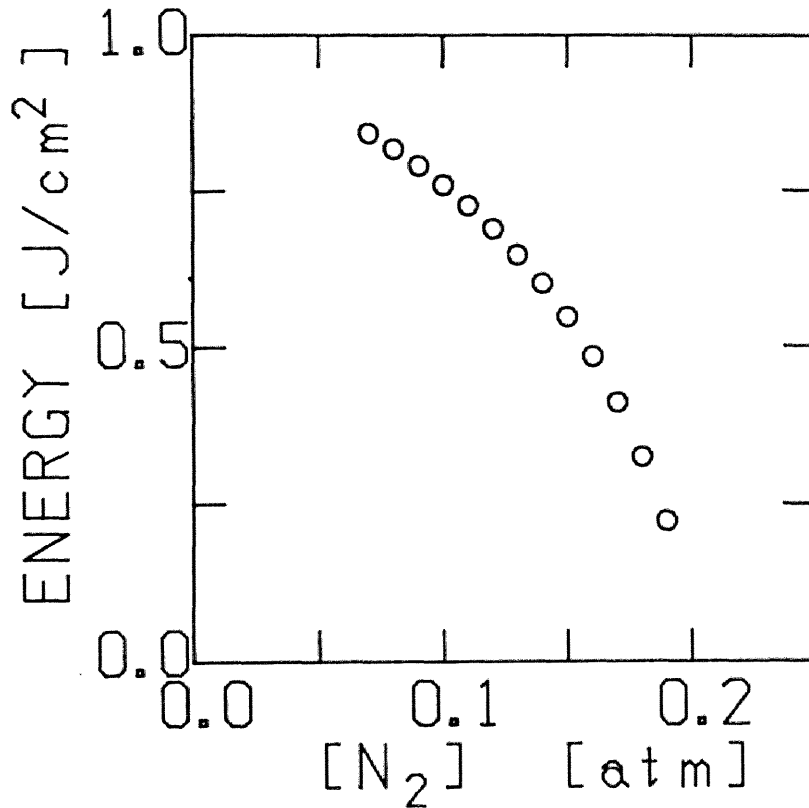


図5-3 窒素ガスの分圧に対する出力エネルギーの変化。

圧が増すと出力パルスのパルス幅がのびることがわかる。パルス幅がのびたとき、図5-1 (b) に示されているように、出力パルスのゲイン・スパイクは抑制されている。しかしながら、この手法による長パルス化は、図5-1からもわかるとおり、出力エネルギーの低下を伴うという欠点を持つ。図5-3に [N₂] に対する出力エネルギーの変化を示した。

5-3-2 放電電流の長パルス化

放電電流の長パルス化の効果を調べる際には、ガスの組成を [CO₂] : [N₂] : [He] = 0.17 atm : 0.12 atm : 0.71 atm に固定した。放電励起に要するエネルギーは、(4-14) 式の放電電流波形の積分に比

例する。(4-14)式を積分すると $W_0 t_p^2$ となるため、 t_p の変化に対応して W_0 の値を以下の二つの方法で補正した。即ち、1) 入力エネルギーの値を一定に設定するために、 W_0 の値を t_p^{-2} に比例して小さくする。これは、実験的には、同じ電源を用いたうえでケーブル等のインダクタンスを増し、長パルス放電を得ることに対応する。2) TEA CO₂レーザーの出力パルスの発生時刻が同じに

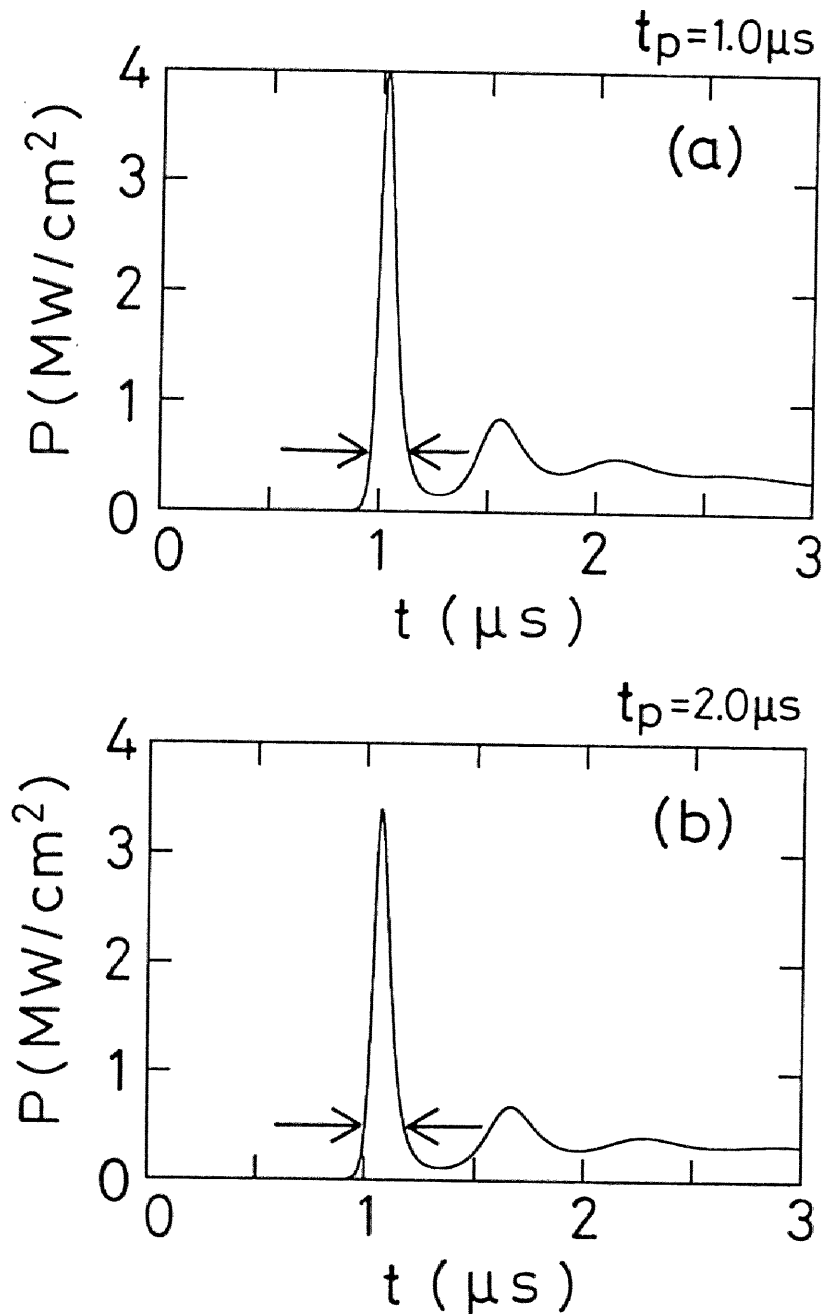


図5-4 放電電流を長パルス化したときの出力波形の変化。(a) $t_p = 1 \mu s$ 、(b) $t_p = 2 \mu s$ 。

なるように、各々の t_p に対し W_0 の値を選ぶ。このようにすると、放電励起により得られる反転分布の最大値がどの t_p に対してもほぼ等しい値となる。実験的にこれを実現するには、ケーブル等のインダクタンスの増加による電流値の減少に見合うだけ、電源電圧を強化する必要がある。

計算機実験を行ったところ、1) の一定電気入力のもとでの放電電流の長パルス化は、反転分布の減少をまねき、その結果出力のエネルギーが低下するという結果が得られた。さらに、出力エネルギーの低下に加え、ゲイン・スパイク抑制の効果もほとんどみられず、長パルス化にはつながらなかった。2) の条件を満たすようにするには、 W_0 の値を t_p にほぼ比例して増加させなければならなかった。このようにして得られた TEA CO₂ レーザーの出力パルスを図 5-4 に示す。図 5-4 (a) は $t_p = 1.0 \mu s$ に対する出力で、図 5-4 (b) は $t_p = 2.0 \mu s$ に対する出力である。いずれの t_p に対してもほぼ等しい利得が得られるように W_0 の値を調整したので、出力エネルギーの低下はみられず、図 5-1 (a) の $t_p = 0.1 \mu s$ の場合と比べると波形のテールが若干持ち上がっている。しかしながら、波形のゲイン・スパイクはまったく抑制されておらず、パルス幅は変化していない。

5-3-3 パルス注入ロック方式

注入光を高出力のパルス光にして注入ロックを行うことは、はじめ Okada らにより試みられた。図 5-5 に Okada らのパルス注入ロック実験の概念図を示す。彼らは注入源に主 TEA CO₂ レーザーより一回り小型の TEA CO₂ レーザーを用い、その出力を主 TEA CO₂ レーザーの放電とタイミングをとって注入した。注入源の TEA CO₂ レーザーは共振器内にフェブリ・ペロー・エタロンを挿入することによりシングルモード化されている。本計算機実験では図 5-5 に示す実験を次の方法により模擬した。

まず、(4-8) 式および (4-9) 式を、 $E_0 = 0$ 、 $E_{Nm} = 0$ ($m \neq i$) および $E_{Ni} = (N_b(t) c \sigma_i t_0 / 2V)^{1/2}$ の条件のもとで (4-12) のレート

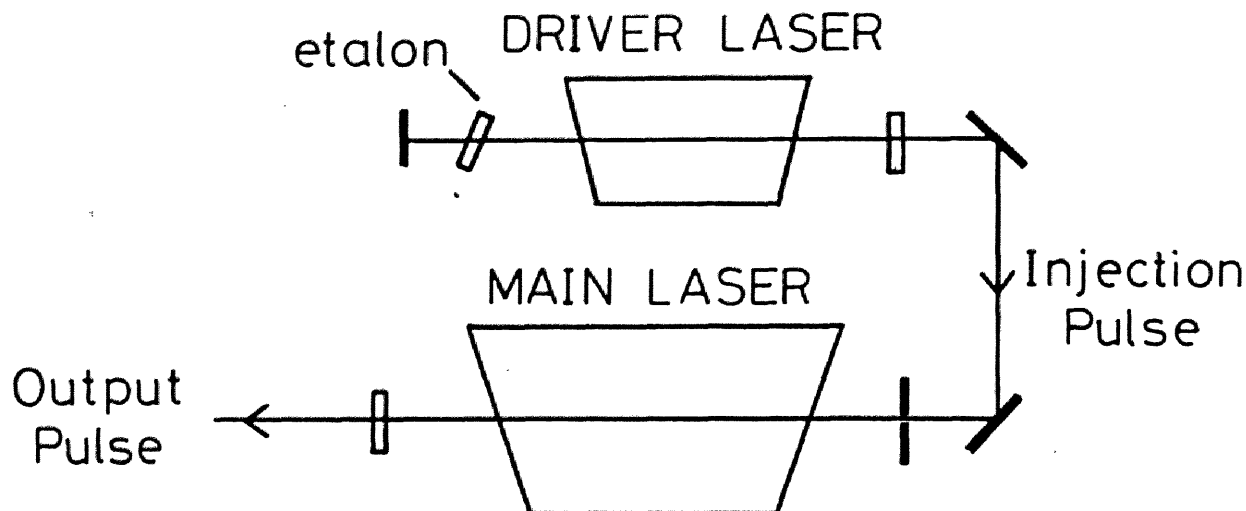


図5-5 パルス注入ロック実験の概念図

方程式とともに解き、求まった $E_{sj}(t)$ をいったん配列にたくわえる。次に、 $E_{sj}(t)$ に適当な強度と離調角および遅延時間をもたせて E_0 に代入し、もう一度方程式群を解きなおして主 TEA CO₂ レーザーの出力を得た。注入光の強度、離調角および遅延時間が長パルス化に及ぼす影響を調査することで、パルス注入ロックの実験装置に課せられる仕様を評価することができる。この計算では、注入源 TEA CO₂ レーザーおよび主 TEA CO₂ レーザーのガス組成は、ともに $[CO_2] : [N_2] : [He] = 0.17 \text{ atm} : 0.12 \text{ atm} : 0.71 \text{ atm}$ に固定した。

図5-6 パルス注入ロックに関連する諸量の時間変化を示した。各々上三つのトレースは主 TEA CO₂ レーザーの動作を表しており、上から順に出力パルス、反転分布および放電電流を示す。下二つのトレースは注入源 TEA CO₂ レーザーの出力パルスおよび放電電流である。図5-6では放電電流の持続時間パラメータ t_p を、注入源、主レーザーともに $0.1 \mu s$ とした。また、図5-6では、注入パルスの周波数を主 TEA CO₂ レーザーの縦モードの一つと等しい（即ち、離調角 $\phi = 0$ ）とおいている。ここで、図の右肩に示した数値 τ_D は、注入源

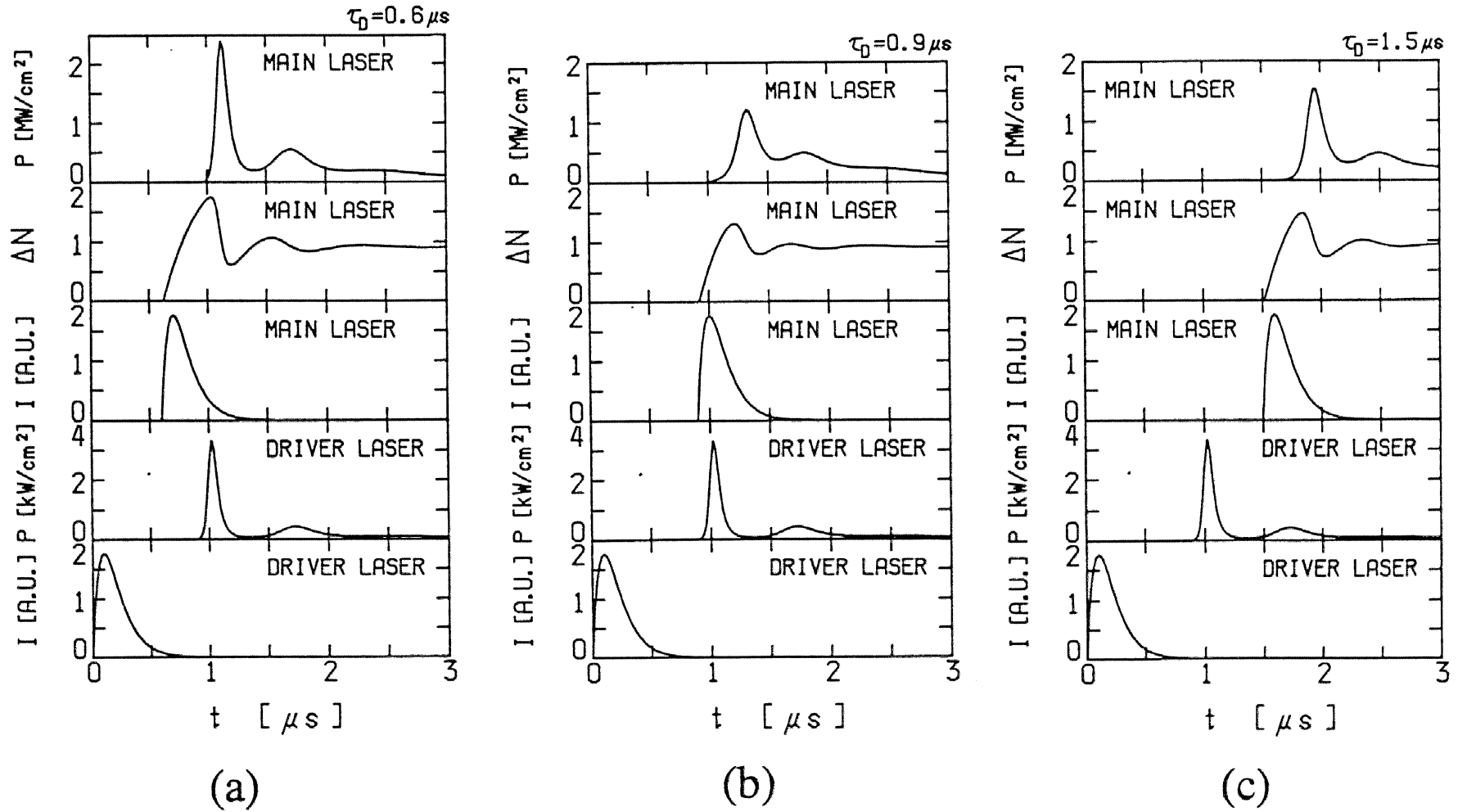


図5-6 パルス注入ロックに関連する諸量の時間変化。上の三つのトレースは主TEA CO₂レーザーに関するもので、順に出力パルス、反転分布および放電電流を表し、下の二つのトレースは注入源TEA CO₂レーザーの出力パルスおよび放電電流を表す。(a) $\tau_D = 0.6 \mu s$ 、(b) $\tau_D = 0.9 \mu s$ 、(c) $\tau_D = 1.5 \mu s$ 。

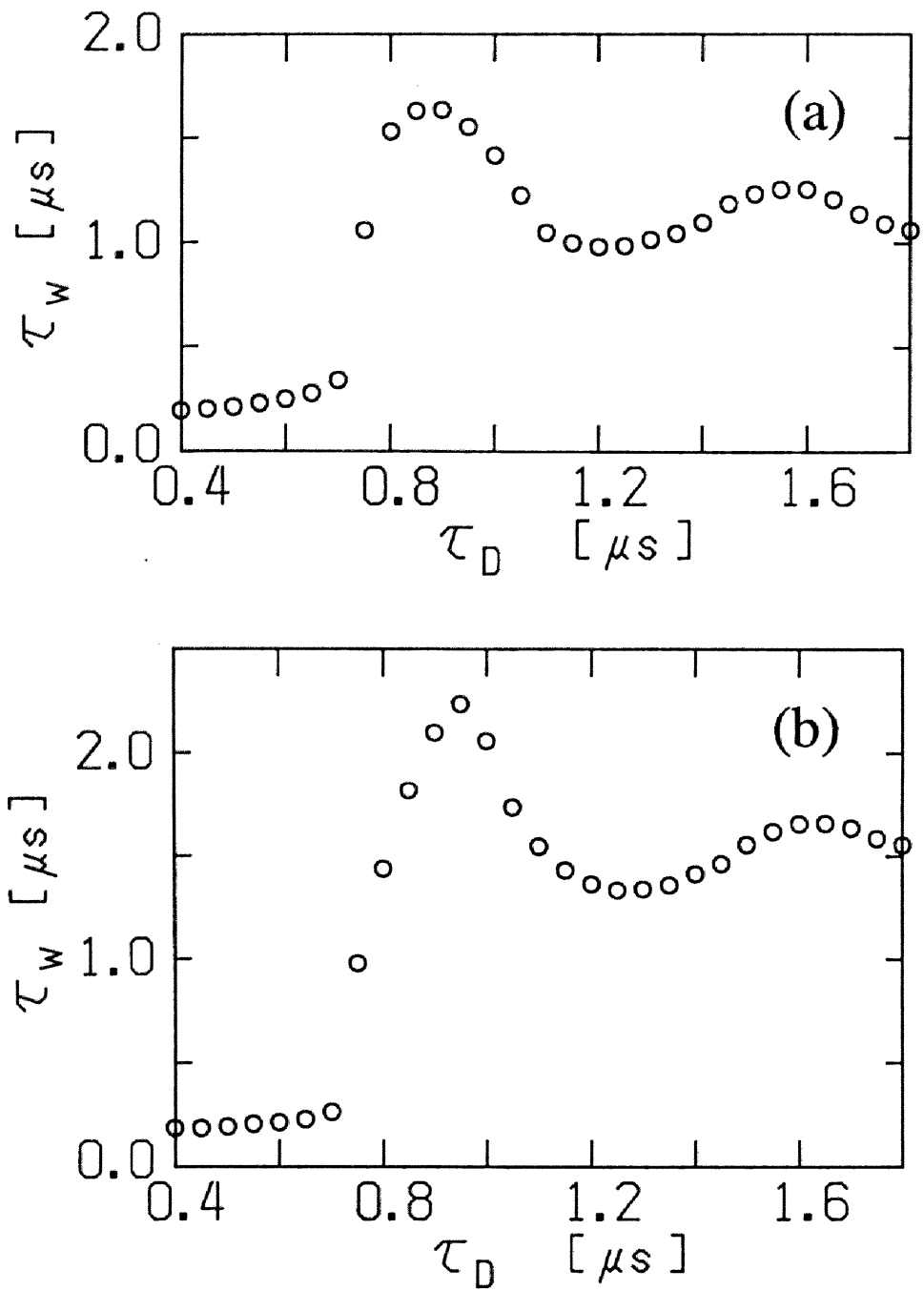


図5-7 主TEA CO₂レーザーの放電開始の遅れ時間 τ_D に対する出力パルスのパルス幅の変化。(a) 注入パルスの強度がピーク値で約3 kW/cm²のとき、(b) 注入パルスの強度がピーク値で約30 kW/cm²のとき。

TEA CO₂レーザーの放電開始から主TEA CO₂レーザーの放電開始までの遅延時間である。

図5-6(a)は、注入パルスの入射より遅れて主TEA CO₂レーザーが放電を開始した場合を示している。この場合、反転分布は注入パルスが入射された時点でかなり成長しており、その結果出力パルスには大きなゲイン・スパイクが残っている。図5-6(b)は注入パルス入射される頃に主TEA CO₂レーザーの放電が始まった場合の例で、このとき反転分布の成長が抑制されて出力のゲイン・スパイクが抑制され、パルス幅が延びている。主レーザーのパルスを時間積分して出力エネルギーを計算すると、図5-6(a)と図5-6(b)で全く差がなかった。さらに主レーザーの発振を遅らすと、図5-6(c)に示したように、反転分布および出力パルスとも大きくなる。

図5-6と同じ条件で遅延時間 τ_D を細かく変化させ、主レーザーのパルス幅への影響を調べた。結果を図5-7(a)に示す。 $\tau_D < 0.8 \mu s$ では出力は長パルス化されない。最長パルス幅は $0.8 \mu s < \tau_D < 1.0 \mu s$ で得られた。また、 $\tau_D < 0.2 \mu s$ では、 $\phi = 0$ で注入ロックを行ったのにも関わらず、シングルモード発振さえ得られなかった。図5-7(b)は図5-7(a)の場合より注入パルスの強度を一桁大きくした場合の計算機実験結果である。この場合、 $\tau_D < 0.8 \mu s$ ではやはり長パルス化されないが、 $\tau_D > 0.8 \mu s$ に対しては図5-7(a)の場合より1.5倍ほどパルス幅が延びている。

次に、放電電流の長パルス化をパルス注入ロックの場合にも適用してみた。

τ_D の値は図5-6(b)と同じに設定し、1) 注入源のみ、2) 主レーザーのみ、3) 注入源および主レーザー両方の放電電流を図5-6(b)の $0.1 \mu s$ から $1.0 \mu s$ に長パルス化した。ただし、 W_0 の値は5-3-2節における規則2)にしたがって調整した。このとき得られた主TEA CO₂レーザーのパルス幅を表5-1に示す。表5-1から、注入パルスの放電電流を長パルス化しても主レーザーの出力パルスの長パルス化は期待できないが、主レーザーの放電電流の長パルス化はその出力パルスの長パルス化に著しく寄与するといえる。

表 5 - 1 主 TEA CO₂ レーザー および 注入源 TEA CO₂ レーザー の 放電電流長の 組み合わせ に対し 得られた 主 TEA CO₂ レーザー の パルス幅。

		t_p (main laser)	
		0.1	1.0
t_p (driver laser)	0.1	1.65	3.98
	1.0	1.74	4.06

unit: μ s

以上、図 5 - 6、図 5 - 7 および表 5 - 1 に示した 計算機実験結果は、いずれも 離調角 $\phi = 0$ の条件で 注入パルスを入射した場合に 得られたものであり、したがって 得られた出力は すべて シングルモード 発振であった。一方、TEA CO₂ レーザー の パワー変調出力を得るには、 $\phi = \pi$ が 必要である。そこで次に、離調角を変化させて 計算機実験を行った。その結果を図 5 - 8 に示す。ここで主

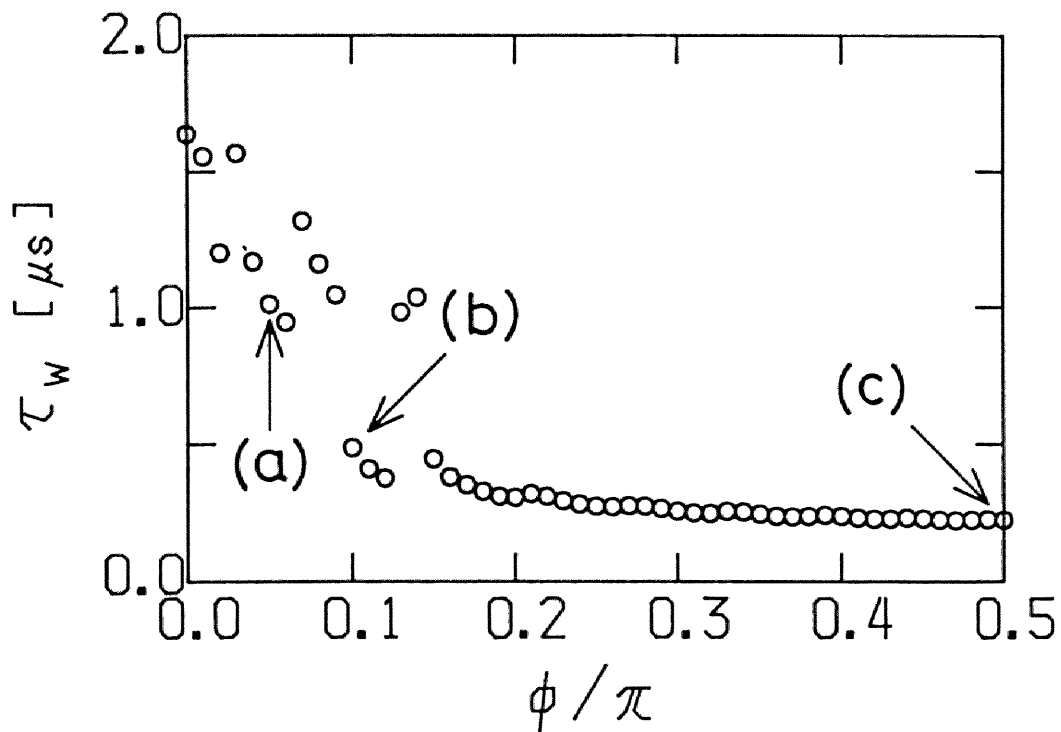


図 5 - 8 離調角に ϕ 対する 出力パルスのパルス幅の変化。注入光の強度はピーク値で約 3 kW/cm^2 。

TEA CO₂レーザー放電の遅延時間 τ_D は、 $0.9 \mu\text{s}$ ($\phi = 0$ の場合に最長パルス幅が得られた値) に設定した。図5-8から、離調角が大きくなると長パルス出力が得られなくなることが明かである。図5-8に示した(a)、(b)および(c)の3点における出力パルスの波形を図5-9に示す。図5-9(c)からわかるように、離調角が大きい場合、パルス注入ロックによってもゲイン・スパイクを抑制することができない。

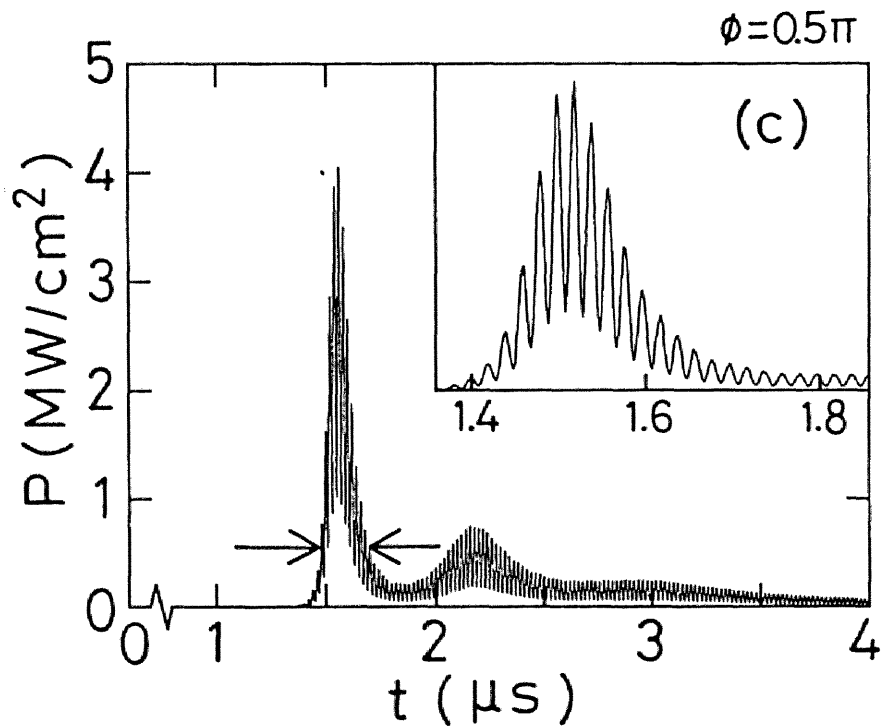
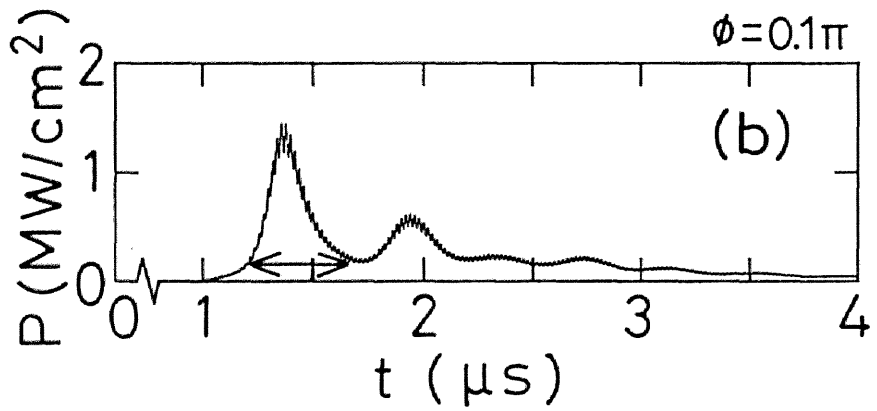
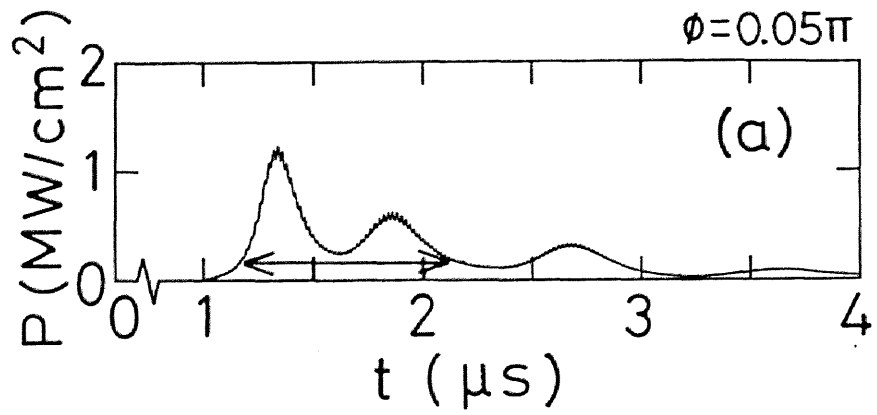


図5-9 図5-8における(a)、(b)、および(c)の各点に対するTEA CO₂レーザーの出力波形。

5-4 討論

5-4-1 最も効果的な長パルス化の手法

本計算機実験で取り上げた長パルス化手法の間の得失を比較検討してみる。

まず、ガス混合比の調整による長パルス化は、実験的に実現するのに必要となる設備もなく、最も簡単な手法であるといえる。しかしながらこの手法による長パルス化は、図5-3に示した出力エネルギーの著しい低下をまねく。プラズマ計測にTEA CO₂レーザーを用いる立場からは、このような出力エネルギーの低下は非常に重大な欠点であり、ガス分圧比の調整は適当な長パルス化法とはいえない。TEA CO₂レーザーの放電を長パルス化すると、条件によっては(5-3-2節における規則2)出力パルスのテール部が増大する傾向がみられたものの、長パルス放電に対しても出力パルスの先頭部にゲイン・スパイクが残るために、出力パルスのパルス幅は変化しなかった。TEA CO₂レーザーの出力パルスをプラズマ診断に用いるためには、そのゲイン・スパイクを抑制することが肝要であり、この意味で放電電流の長パルス化は適当な手法とはいえない。

これらに対し、パルス注入ロック方式は、出力エネルギーが減少することなく、また同時に発振モードの数を制限した出力(即ちシングルモード発振または2モード同時発振)が得られる点で非常に魅力的な手法である。また、放電電流の長パルス化と組み合わせることにより、著しく長パルス化された出力を得ることも期待できる。放電電流の長パルス化と組み合わせた場合の著しい長パルス出力は、パルス注入ロックによるゲイン・スパイクの抑制効果と長パルス放電によるテール増大の効果がうまく組み合わせられたことにより得られたと考えられる。本研究ではパルス注入ロック方式を最も有効なTEA CO₂レーザーの長パルス化手法と結論した。次節では、パルス注入ロック方式を実験で実現する場合に、レーザー系に要求される仕様の評価を行い、Okadaらのパルス注入ロック方式の問題点について討論する。

5-4-2 パルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーに要求される仕様

図5-6および図5-7に示したように、十分にゲイン・スパイクが抑制された長パルス出力を得るために必要な注入光の強度としては、単一周波数発振で、数 kW/cm^2 から数 $10 \text{ kW}/\text{cm}^2$ (ピーク値) が必要であると見積もられた。実際の注入ロックの光学系では、注入光はTEA CO₂レーザーの共振器中に設置したビーム・スプリッターや、共振器ミラーに開けられた結合穴を用いて注入される。このときの効率を0.1とすると、注入源となるTEA CO₂レーザーには数 $10 \text{ kW}/\text{cm}^2$ から数 $100 \text{ kW}/\text{cm}^2$ の出力が要求される。ちなみに、注入パルスの強度を図5-7(b)の場合よりさらに一桁大きくしたところ、主TEA CO₂レーザーの出力波形が注入パルスの波形と酷似して、長パルス化されなくなることが観測された。このとき、主TEA CO₂レーザーの反転分布はしきい値まで成長しなかったので、主TEA CO₂レーザーは再生増幅器として動作していたものと考えられる。

パルス注入ロック方式においては、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの放電開始とのタイミングをとることが重要になるのは明かである。図5-7に示した計算機実験結果によると、主TEA CO₂レーザー放電の遅延時間 τ_D を、 $0.8 \mu\text{s} < \tau_D < 1.0 \mu\text{s}$ の範囲に設定すれば長パルス出力が得られた。したがって、注入源TEA CO₂レーザーと主TEA CO₂レーザーの放電のタイミングをとるためのトリガー回路システムに許されるジッターは、 $\pm 0.1 \mu\text{s}$ であると評価される。このような精度のトリガーシステムを実験的に達成するのはさほど困難ではないものと思われる。実際、Okadaらはジッターが $\pm 20 \text{ ns}$ のトリガー回路を使用したと報告している。⁸⁾

図5-8および図5-9に示した結果から、パルス注入ロック方式により長パルス出力を得るには、離調角を 0.1π 以下に設定して注入ロックを行わなければならないことが示された。離調角を 0.1π 以下にしたときに得られる出力はシングルモード発振出力である。したがって、パルス注入ロック方式は、イオン・トムソン散乱法に用いるTEA CO₂レーザー(長パルス・シングルモード発振

が要求される)に適用するのには非常に適した手法であるといえる。しかしながら、本論文の第2章から第4章で主に取り扱ってきたTEA CO₂レーザーのパワー変調出力を得るには離調角 ϕ を π に設定する必要があるので、本章で検討したパルス注入ロック方式をそのまま適用すると、主TEA CO₂レーザーの長パルス・パワー変調出力を達成するのには困難があるものと思われる。この問題点を解決するための一つの方法として、注入光を高出力の2周波数パルスとすることが挙げられる。注入パルスの2周波数を主TEA CO₂レーザーの2本の縦モードにそれぞれ $\phi = 0$ で結合させることができれば、注入パルスと結合した2モードが、同時にしかもゲイン・スパイクが抑制された状態で発振することが期待できる。本研究ではこの方針にしたがい、第7章で2周波数パルス注入ロックの実験を行った。

パルス注入ロック方式を実験で導入するに際してのもう一つの問題点は、パルス注入ロック方式がパルス光を注入光として用いるがために、レーザー系を帰還制御することができない点にある。TEA CO₂レーザーの注入ロック動作において、離調角の制御がパワー変調出力ないしシングルモード発振出力を高い確率で得るために必要なことは第4章までに述べてきた。大型プラズマ実験装置の周囲の環境にはレーザーを不安定にする要因が極めて多く、帰還制御が施されていないレーザーシステムでは、プラズマ診断用のレーザーとして適当とは言えない。何らかの手法で、第2章および第3章に示したのと同様な帰還制御システムをパルス注入ロックレーザー系に組み込む必要がある。本研究では、注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いることで、この問題点が解決できることを実験的に示した。この手法および実験結果については第6章で報告する。

5-5 結言

本章では第4章において提案したTEA CO₂レーザー発振の理論モデルにもとづくシミュレーション・コードを用いた、TEA CO₂レーザーの長パルス化に関する計算機実験の結果をまとめた。以下に得られた主要な結果をまとめる。

- (1) 第4章で提案した理論モデルにもとづくシミュレーション・コードを開発し、TEA CO₂レーザーの長パルス化に関する計算機実験に適用した。
- (2) 長パルス化の手法として、1) レーザー混合ガスの成分比の調整、2) 放電電流の長パルス化、3) パルス注入ロックの三つの手法を取り上げ、それらの間の得失を調べた。
- (3) 計算機実験を行ったところ、パルス注入ロック方式が最も有効な長パルス化手法であるという結果が得られた。
- (4) パルス注入ロック方式を実験で実現するときにレーザー・システムに求められる仕様、および本章で検討したパルス注入ロック方式をそのまま実験的に導入する場合に発生する問題点について討論した。

本章の計算機実験により得られた知見をもとに、第6章および第7章では、本章で討論した従来の手法のもつ問題点を克服したパルス注入ロック方式を実験的に導入した。

参考文献

- 1) L. E. Sharp, A. D. Sanderson and D. E. Evans : Plasma Phys. 23 (1981) 357.
- 2) K. X. Sun, M. Nagatsu and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) 1886.
- 3) 岡田龍雄、大賀哲明、横尾雅一、村岡克紀、赤崎正則 : レーザー研究 12 (1984) 557.
- 4) 網脇恵章、市川洋、山中正宣 : レーザー研究 12 (1984) 557.
- 5) P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude, W. J. Mulligan and D. R. Cohn : Summary of Japan-USA Workshop on FIR Diagnostics (MIT, 1980 Paper No. 22).
- 6) D. R. Cohn : IEEE J. Quantum Electron. QE-17 (1981) 483.
- 7) T. Okada, R. Noudomi, F. Nishimura, K. Muraoka and M. Akazaki : Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983) 1344.
- 8) T. Okada, F. Nishimura, S. Inoue, K. Muraoka and M. Akazaki : Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 1045.
- 9) T. Okada, S. Inoue, T. Ohga, K. Muraoka and M. Akazaki : Int. J. IR & MM Waves 6 (1985) 883.
- 10) K. Sasaki, H. Ohno and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 883.
- 11) J.-L. Lachambre, P. Larigue, G. Otis and M. Noel : IEEE J. Quantum Electron. QE-12 (1976) 756.

第6章 パルス注入ロック方式の採用によるTEA CO₂レーザーの長パルス化

6-1 緒言

第5章では、本研究の第二の課題であるTEA CO₂レーザーの長パルス化のための方策を探ることを目的とした計算機実験を行い、計算機実験で取り挙げた三つの長パルス化法の中の得失を検討した。そしてその結果、パルス注入ロック方式がTEA CO₂レーザーの長パルス化にとって最も有効な手法であるという結果が得られた。¹⁾ 本章では、第5章の計算機実験の結果を受けて、第3章のレーザーシステムにおける注入源をハイブリッドCO₂レーザーに取り替えて行った、パルス注入ロック方式についての実験結果を述べる。

5-4-2節における討論で、第5章で検討したOkadaらが用いたパルス注入ロック方式²⁻⁴⁾には、離調角を調整するための帰還制御システムを組み込むことができないという問題点があることを指摘した。Okadaらのシステムに帰還制御が組み込めない原因は、高強度の注入光を実現するために注入源にエタロンによりシングルモード化されたTEA CO₂レーザーを用いている点にある。TEA CO₂レーザーはパルス動作であるので、第2章で開発したような帰還制御システムが組み込めない。

そこで本章では、上記の問題点を克服し、パルス注入ロック方式でありながら離調角の自動制御が可能なTEA CO₂レーザーを実現するために、注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いることを提案した。ハイブリッドCO₂レーザー⁶⁻⁹⁾は、cwの出力とパルスの出力の両方を持つ。そこで、cwの出力を用いてレーザー系を帰還制御しておき、その後、パルス動作を主TEA CO₂レーザーの放電とタイミングをとって行えば、帰還制御のもとでパルス注入ロックを行うことが可能である。

以下6-2節でパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーシステムを示す。6-3節ではパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーの出力波形および、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの放電のタイミングと離調角の二つのパラメーターが長パルス化に与える影響について実験的に調べた結果を述べる。6-4

節では、注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いたTEA CO₂レーザーの利点や計算機実験との比較について討論する。6-5節では本章で得られた成果をまとめる。

6-2 パルス注入ロック方式TEA CO₂レーザー

図6-1にパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーを示す。本レーザーシステムは、注入源ハイブリッドCO₂レーザー、主TEA CO₂レーザー、および帰還制御システムの三つの部分からなる。以下に個々の部分を分けて説明する。

6-2-1 注入源ハイブリッドCO₂レーザー

本章では、注入源にハイブリッド型TEA CO₂レーザーを用いた。ハイブリッドCO₂レーザーは、TEA CO₂レーザー放電管（TEAセクション）およびcw CO₂レーザー放電管（cwセクション）の二つを一つの共振器中に直列に配置した装置である。⁶⁻⁹⁾

ハイブリッドCO₂レーザーの共振器は、曲率半径10mで反射率60%のZnSe製部分反射鏡と金蒸着の平面全反射鏡（M6）とからなる。共振器長は

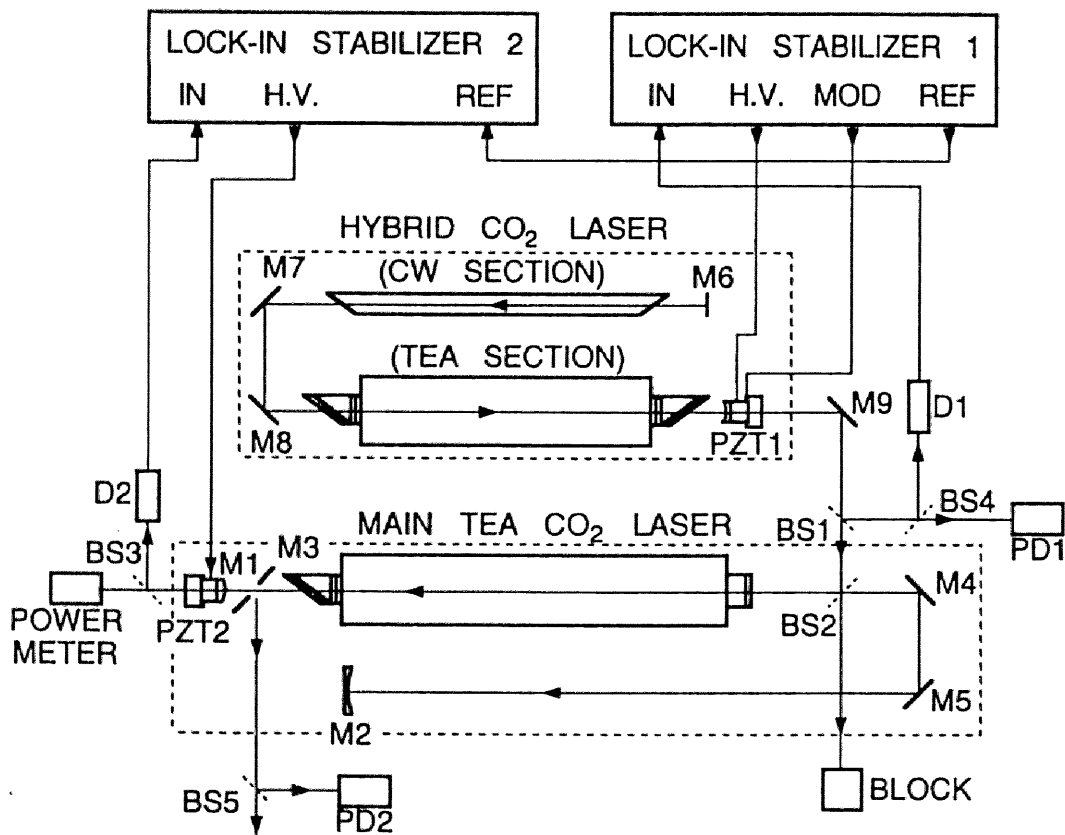


図6-1 注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いたパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーシステム。

5 mで、スペースの都合から金平面全反射鏡M7、M8を用いて共振器を折り曲げた。出力鏡は帰還制御のためにPZT1に取り付けられている。

TEAセクションはLumonics社製の601型TEA CO₂レーザーである。このレーザーに口径40 mmのNaCl製のプリュースター窓を取り付けて使用した。電源は3段のマルクス・バンクからなり、最高供給電圧は150 kVであるが、本実験では放電電圧を約110 kVとした。

cwセクションは第2章および第3章において用いたcw CO₂レーザー放電管である。cw CO₂レーザーの放電長は約1.2 mで、その口径10 mmがハイブリッドCO₂レーザーのモード径を制限している。

このハイブリッドCO₂レーザーを用いて、cwセクションによるcwモードの出力として約12 Wが、また、TEAセクションによるパルスモードの出力として約150 mJが得られた。図6-1の装置では、フォトン・ドラッグ検知器PD1がハイブリッドレーザーのパルスモードの出力波形をモニターする。ハイブリッドレーザーのパルスモードの出力が注入光となり、cwモードの出力はレーザー系を帰還制御するのに用いられる。

6-2-2 主TEA CO₂レーザー

図6-1に示したシステムの主TEA CO₂レーザーは、第3章で用いたものと同じ放電管および同じ不安定共振器からなる。ただし、第3章で用いていたTEA CO₂レーザーの電源では、TEA CO₂レーザーの放電開始を制御するトリガー・パルスからレーザー発振までの遅れ時間にばらつきが大きく、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの放電開始とのタイミングを調整しきれないことがわかったので、図6-1のTEA CO₂レーザーでは電源を3段のマルクス・バンクからなる安定した電源に取り替えた。新しい電源では、放電電圧をメーター・リレーにより一定にできるので、第3章までに用いていた電源より、レーザー発振の遅れ時間のジッターが減少した。放電電圧は約40 kVで使用した。

6-2-3 帰還制御システム

帰還制御システムは第3章におけるそれとまったく同等である。ただし、図3-3のシステムにおけるcw CO₂レーザー光のかわりに、ハイブリッド

CO₂レーザーのcwモードの出力を帰還制御に利用した。プラズマ効果などの影響^{10,11)}を無視すれば、ハイブリッドレーザーのパルスモードの発振周波数は、そのcwモードの周波数とはほぼ等しいと考えられるので、ハイブリッド・レーザーのcwモードの出力を用いて主TEA CO₂レーザーの共振器長を安定化しておけば、¹²⁾ 帰還制御のもとでのパルス注入ロック実験が可能となる。また、2台のレーザーの放電のタイミングは、精度±500nsのデジタル遅延回路により1μs刻みで調整可能である。

6-3 実験結果

6-3-1 注入光として用いたハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力

まず図6-2に、注入光として用いたハイブリッドCO₂レーザーのパルスモードの出力波形を示す。これは、ハイブリッドレーザーのcwセクションを放電させ、cwモードの出力が得られている状態で、TEAセクションを放電させて得られた。本実験で用いたハイブリッドレーザーの共振器長と口径はそれぞれ5mと10mmで、これらの値に対応するフレネル数は0.47となる。そのため、高次の横モードの発振は抑制され、図6-2にみられるような単一縦・横モードでの発振が容易に得られた。また、cwセクションの影響のため、ゲイン・スパイクが抑制された長パルス出力となっている。⁶⁾

6-3-2 主TEA CO₂レーザーの出力波形

図6-3に図6-1のレーザー系により得られた主TEA CO₂レーザーの出力波形の例を示す。図6-3(a)から図6-3(e)の異なった波形は、異なった注入ロックの状態により得られた。なお本実験は、主TEA CO₂レーザーの共振器長を3.8m(縦モード間差周波数40MHzに対応)に設定して行っ

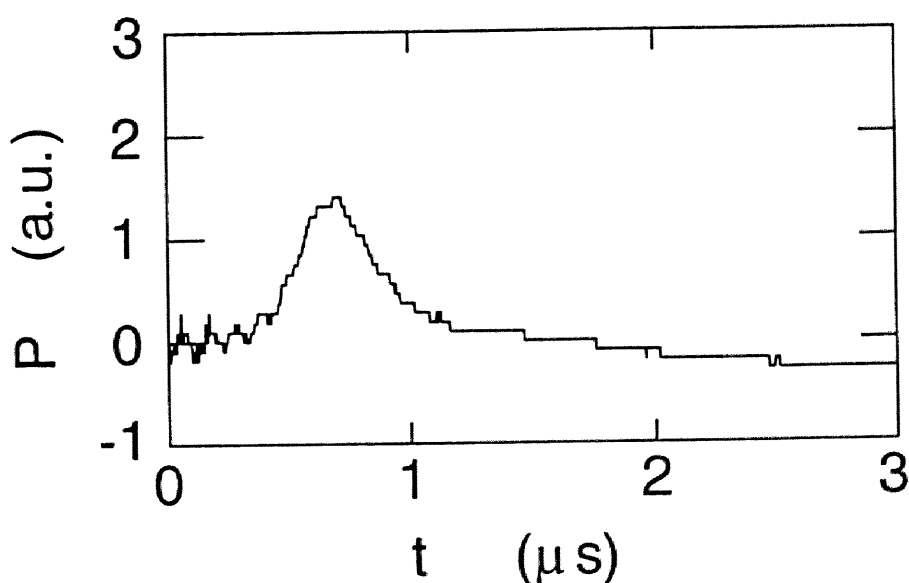


図6-2 注入光として用いたハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力波形

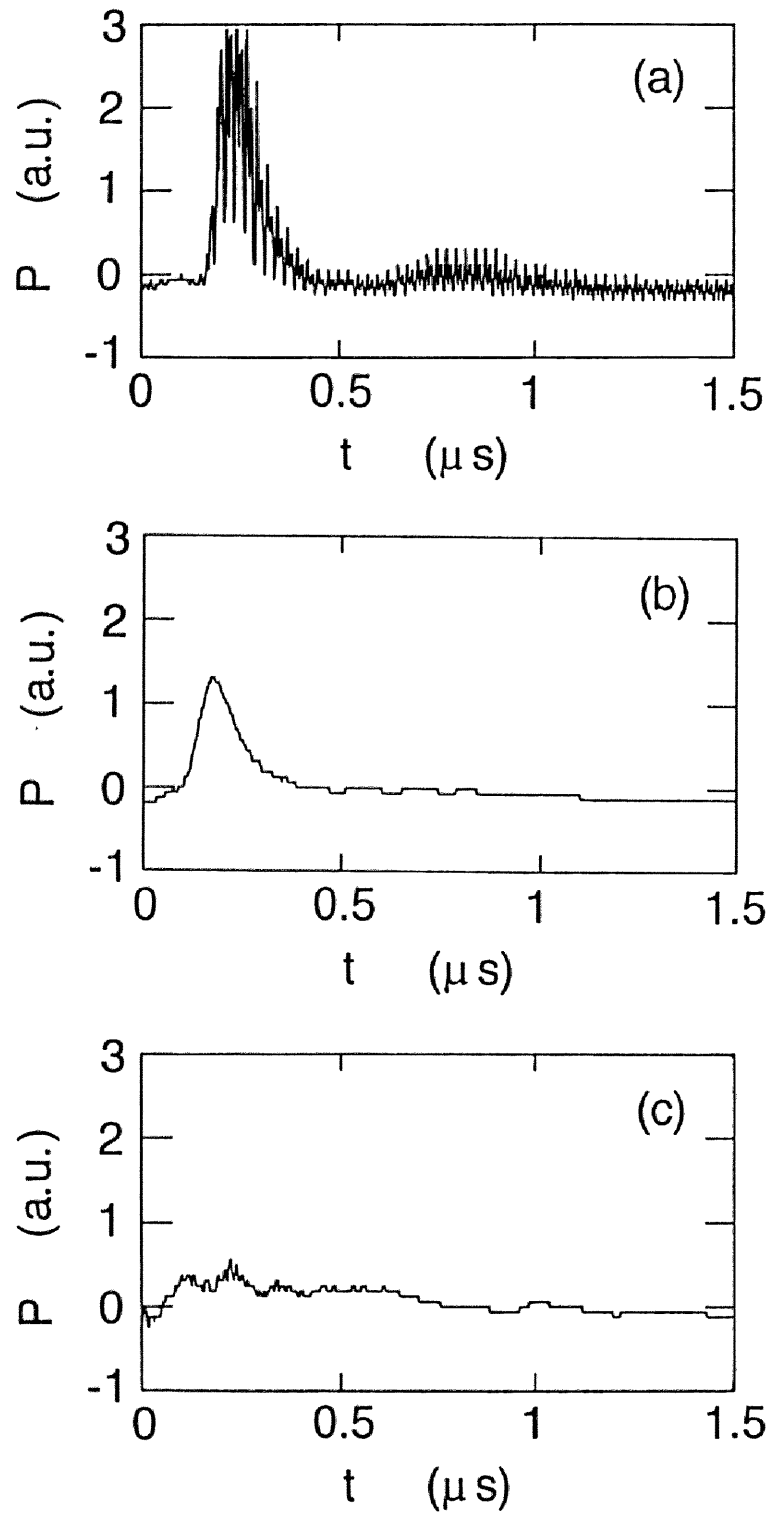


図6-3 主TEA CO_2 レーザーの出力波形の例。(a) 注入ロックを行わないときのマルチモード発振出力、(b) ハイブリッド CO_2 レーザーのcwモードの出力のみを注入して得られたシングルモード発振出力、(c) ハイブリッド CO_2 レーザーのパルスモードの出力を注入して得られたシングルモード発振出力。

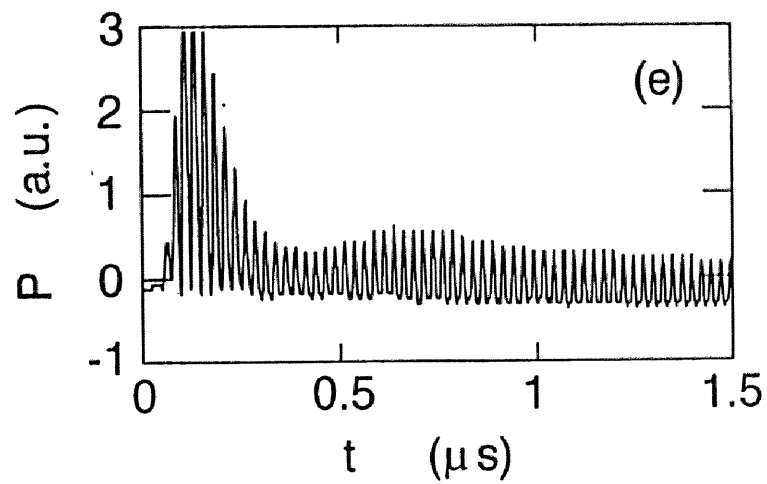
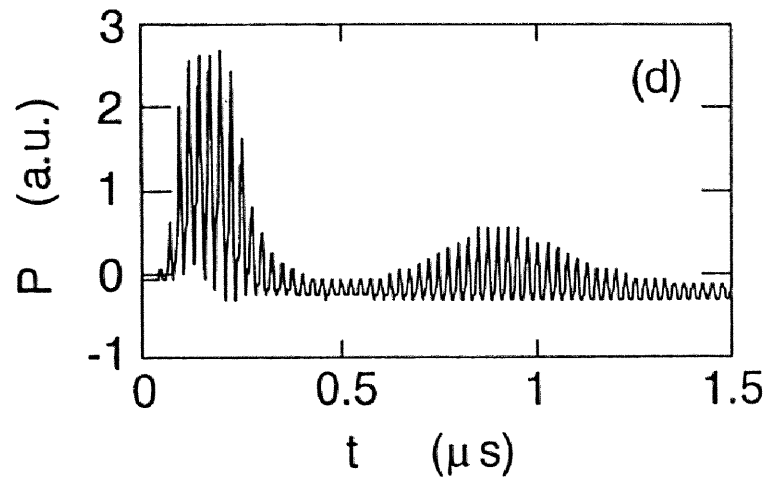


図6-3 主TEA CO₂レーザーの出力波形の例。(d)ハイブリッドCO₂レーザーのcwモードの出力のみを注入して得られたパワー変調出力、(e)ハイブリッドCO₂レーザーのパルスモードの出力を注入して得られたパワー変調出力。

た。

図6-3(a)は注入ロックを行わない場合のマルチモード出力であり、これまでみられたのと同様なランダム・マルチモード・ビートが観測される。図6-3(b)はハイブリッド・レーザーのcwモードの出力のみを注入した場合に得られたシングルモード発振出力、図6-3(c)はハイブリッドレーザーのパルスモードの出力を注入して得られたシングルモード発振出力を示す。これらの出力を得るとき、第2章および第3章で述べたのと同様にして、ハイブリッドCO₂レーザーの共振器長はそのcwモードの出力が最大となるように安定化され、主TEA CO₂レーザーの共振器長はそれを透過した注入光(ハイブリッドレーザーのcwモードの出力)の強度が最大となるように安定化されている。このとき離調角は0に制御されており、高い確率でシングルモード発振出力が得られた。図6-3(c)のパルス注入ロックの場合、図6-3(b)のcw注入ロックの場合に比べて、ゲイン・スパイクが著しく抑制され、実効的に長パルス化されたことがわかる。

図6-3(d)はハイブリッド・レーザーのcwモードの出力のみを注入した場合に得られたパワー変調出力、図6-3(e)はパルス注入ロックの結果得られたパワー変調出力を示す。変調周波数は40MHzで縦モード間差周波数に一致し、隣接する2モードの同時発振により出力がパワー変調されたことがわかる。これらの出力を得る場合、やはり第2章および第3章に述べたのと同様にして、ハイブリッドCO₂レーザーのcwモードの出力が最大となるようにその共振器長を安定化した上で、主TEA CO₂レーザーの共振器長をそれを透過した注入光(ハイブリッドレーザーのcwモードの出力)の強度が最小となるように安定化している。このとき離調角は π に制御され、高い確率で主TEA CO₂レーザーのパワー変調出力が得られた。図6-3(e)のパルス注入ロックの場合、出力パルスの先頭部にゲイン・スパイクが残るものの、図6-3(d)のcw注入ロックの場合よりも、出力パルスのテイル部が長時間一定の振幅で持続し、長パルス化される傾向が見られた。

6-3-3 放電のタイミングが長パルス化に及ぼす影響

パルス注入ロック方式では、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの放電との

間の同期をとることが重要になることは第5章でも指摘した。本節では注入パルスと主TEA CO₂レーザーの放電のタイミングが長パルス化に及ぼす影響を実験的に調べた結果について述べる。

パルス注入ロックにおける放電のタイミングを表すパラメーターとして、 t_D および t_s を図6-4に示すように定義する。 t_D は、主TEA CO₂レーザーが放電を開始してからその出力パルスが発生するまでの遅れ時間であり、 t_s は主TEA CO₂レーザーの放電開始と注入パルス入射との間の時間である。注入パルスが主TEA CO₂レーザーの放電開始より前に入射されたときには、 $t_s < 0$ とする。 t_D および t_s は、オシロスコープ上でレーザーの波形が確認できるレベル（フルスケールのおよそ2%）に達した時刻として測定した。主TEA CO₂レーザーの放電電流波形は、ロゴスキーコイルにより測定した。なお、第5章に

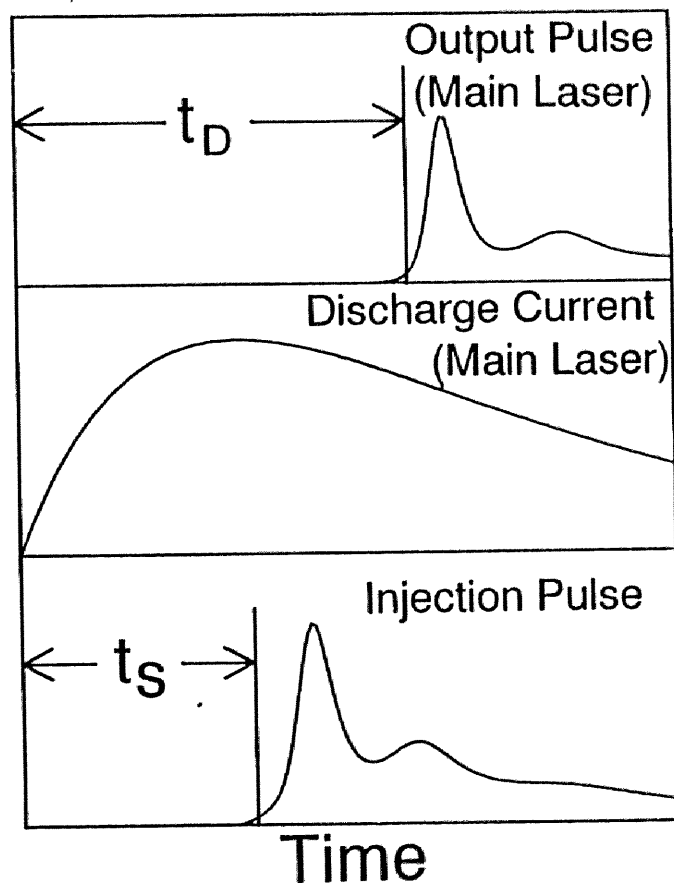


図6-4 注入パルス入射の遅れ時間 t_s および主TEA CO₂レーザー発振開始の遅れ時間 t_D の定義

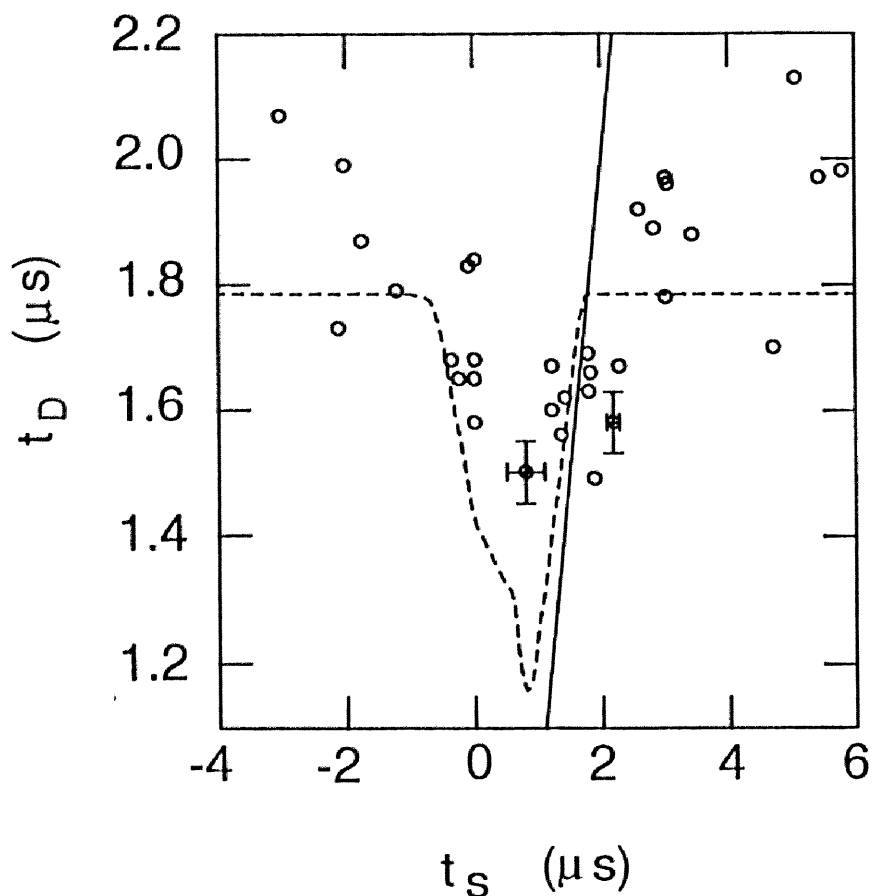


図6-5 t_s に対する t_D の変化：○印が実験値で破線は計算機実験結果。
 図中の斜めの実線は $t_D = t_s$ の関係を表す。

おけるパルス注入ロック方式の計算機実験では、注入源TEA CO₂レーザーはその放電励起開始後約0.9 μsに発振するので、第5章で定義した放電開始の遅れ時間 τ_D とここで定義した t_s との間には、 $t_s = 0.9 - \tau_D$ (μs) の関係がある。

図6-5に t_D と t_s の関係を示す。図6-5において、実験値は○印で示し、また参考に、第5章の計算機実験コード¹⁾を用いてこの実験を模擬した計算機実験の結果を破線で示した。この計算機実験では、注入パルスを実験で得られた波形(図6-2)と一致させている。この測定では、 $0 < t_s < 1.2$ μsの範囲で、主TEA CO₂レーザーの放電にともなうギャップ・ノイズがオシロスコープ上でハイブリッドCO₂レーザーの出力波形に重畳し、 t_s の測定精度を悪化させる。

そのためこの領域に対する t_s のエラーバーが他の領域より大きく示されている。また、 t_D の測定と t_s の測定には別のオシロスコープを用いたので、両者の測定精度にも差がある。図中斜めの実線は $t_D = t_s$ の直線で、注入パルスの入射と主 TEA CO₂ レーザーの発振が同時刻に起こった場合を表す。したがって、図中の斜めの直線より右側の領域 ($t_D < t_s$ の領域) では、主 TEA CO₂ レーザーの出力が注入パルスの入射より前に発生しており、パルス注入ロックの効果が期待できない。しかしこの領域は、ハイブリッド CO₂ レーザーの cw モードの出力による注入ロックによりカバーされており、シングルモード発振が得られている。同様に、 t_i を注入パルスのパルス幅としたとき、 $t_s < -t_i$ の領域でもパルス注入ロックの効果が期待できない。これら二つの領域の間の t_s に対し、まわりよりも小さな t_D が得られており、このとき有効にパルス注入ロックが行われているものと考えられる。なおこの実験結果は、離調角 $\phi = 0$ となるように帰還制御を行ったときに得られた。したがって出力はすべてシングルモード発振である。ただし、 $\phi = \pi$ となるように帰還制御を行った状態でも、 t_D の分布範囲の値は異なるものの、特定の t_s に対し最小の t_D が得られるという図 6-5 と同様の傾向が得られている。

さらに、図 6-6 に半値幅で定義したパルス幅と t_D との関係を示す。ここで、

1. $6 \mu s < t_D < 1.7 \mu s$ のあたりでパルス幅 t_w が急増しているのは、 $t_D < 1.6 \mu s$ のあたりからゲイン・スパイクが著しく抑制された出力が得られるために、半値幅で定義したパルス幅にスパイクとテールがともにカウントされるからである。
- $t_D > 1.7 \mu s$ では出力に比較的大きなスパイクが存在し、その結果パルス幅にカウントされるのがスパイクの一部のみとなる。

図 6-5 および図 6-6 を照らし合わせると、 $0 \mu s < t_D < 1.6 \mu s$ のタイミングでパルス注入ロックを行えば、ゲイン・スイッチングの時刻 (即ち t_D) が $1.6 \mu s$ 以下にまで早められて、ゲイン・スパイクの抑制された長パルス出力を得ることができるとわかる。

6-3-4 離調角が長パルス化へ及ぼす影響

離調角を変化させると主 TEA CO₂ レーザーの出力波形の変調度が変わることは以前から述べてきた。ところが、第 5 章の計算機実験では、離調角が大き

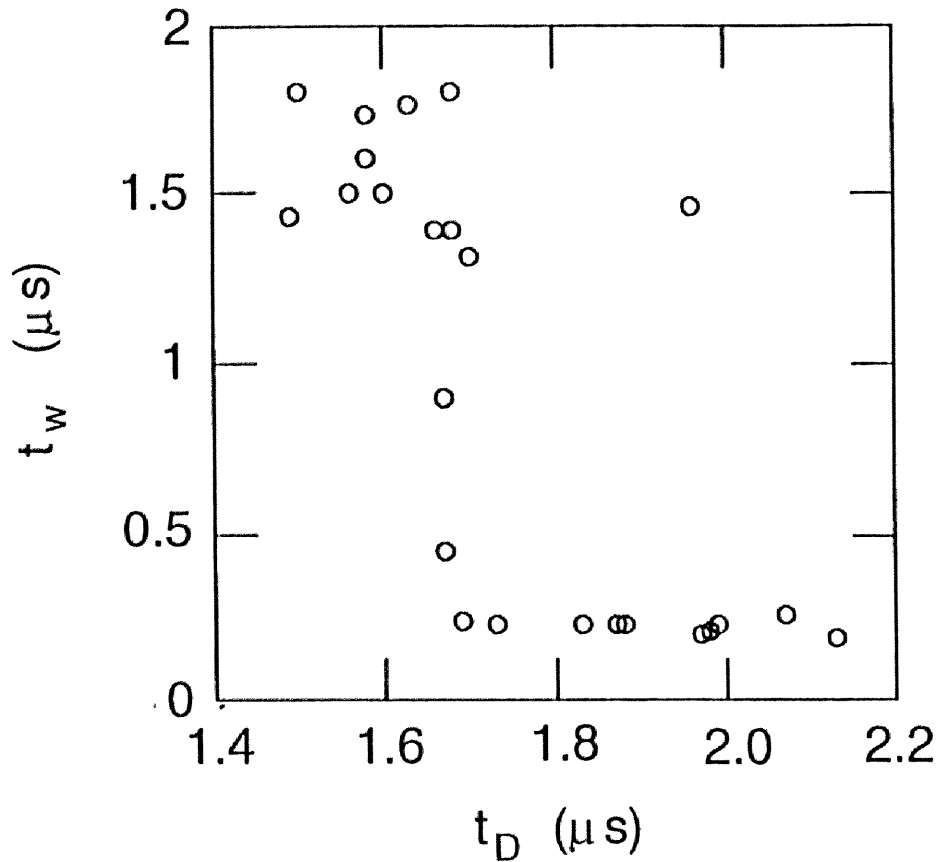


図6-6 t_D に対する出力パルスのパルス幅 t_w (全半値幅)。

くなると出力が長パルス化されなくなることが示された。¹⁾ また、本章の実験でも、図6-3(e)に示したように、離調角 ϕ を π に設定してパルス注入ロックを行うと、得られるパワー変調出力には大きなゲイン・スパイクが残ることが確認された。本節では、離調角をいろいろに変えてパルス注入ロックを行い、離調角が長パルス化に及ぼす影響を調べた結果について述べる。

離調角 ϕ は、帰還制御システムにより、あらかじめ注入パルスの周波数と主TEA CO₂レーザーの縦モードの周波数とが一致するようにしておき、その後ハイブリッドCO₂レーザーのTEAセクションと主TEA CO₂レーザーを放電させる直前(およそ3秒前)に、帰還制御ループを開いて手動によりPZT2にオフセット電圧 ΔV_p を加えることにより変化させた。 ϕ と ΔV_p との間にはほぼ

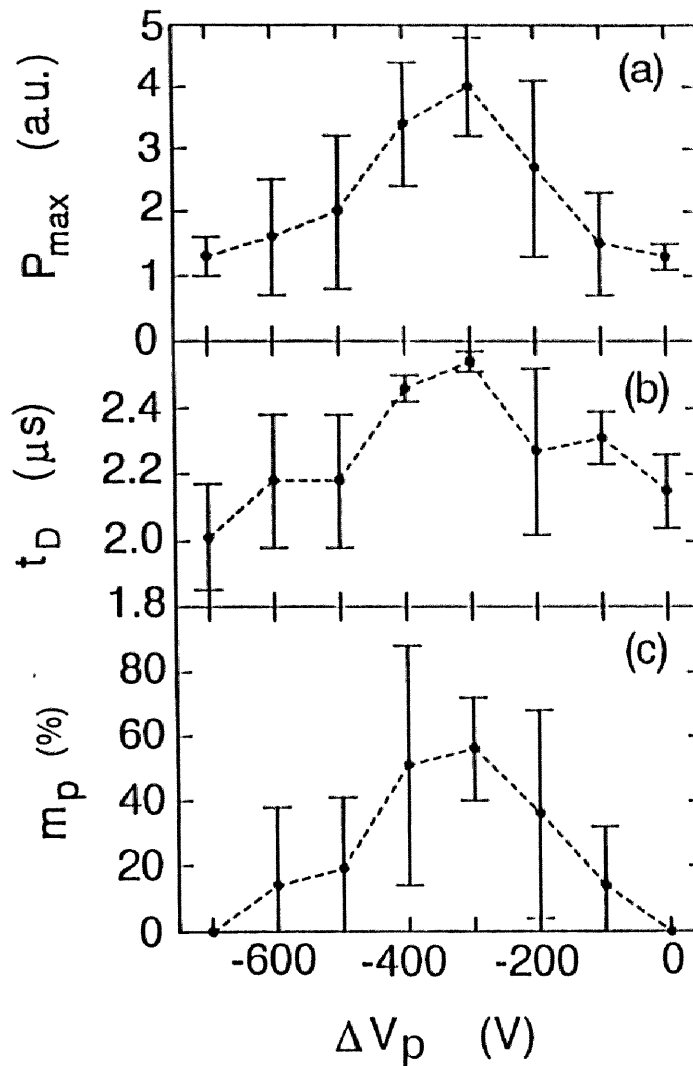


図6-7 PZT2に加えるオフセット電圧 ΔV_p に対する出力パルスのゲイン・スパイクの最大値 P_{max} 、発振開始の遅れ時間 t_D 、および変調度 m_p 。 $\Delta V_p = 0$ が $\phi = 0$ に対応し、 $\Delta V_p = -300$ V付近で $\phi = \pi$ となり、 $\Delta V_p = -700$ Vで $\phi = 2\pi$ が得られる。

線形な関係があると考えられ、 $\Delta V_p = 0$ Vが $\phi = 0$ に対応し、 $\Delta V_p = -300$ V付近で $\phi = \pi$ が得られ、 $\Delta V_p = -650$ Vで $\phi = 2\pi$ となる。図6-7に ΔV_p に対する出力パルスの最大値 P_{max} 、発振開始の遅れ時間 t_D 、および変調度 m_p の変化を示した。図6-7に示した実験結果に大きなエラーバーがあるのは、 ΔV_p を加えるために帰還制御ループを開いたおよそ3秒間に、機械的あるいは熱

的な外乱のためにハイブリッドCO₂レーザーおよび主TEA CO₂レーザーの共振器長が変化して、離調角が、外乱のない場合に ΔV_p に対応する ϕ の値から揺らいだためであると考えられる。図6-7からわかるとおり、 ϕ が π に近いときには、主TEA CO₂レーザーの出力波形のスパイクの高さが増し、出力パルスの発生時刻も遅れる。このようなときには出力は長パルス化されない。しかしながら、このとき出力波形の変調度が大きい。

なお、図6-7における t_D の値の分布範囲が図6-5における t_D の値の分布範囲と異なっているが、これはこれらの実験が異なった日に行われたために、主TEA CO₂レーザー共振器の光軸調整に若干の違いが生じたためである。

6-4 討論

6-4-1 パルス注入ロック方式の効果

図6-8に、主TEA CO₂レーザーの放電開始からその出力パルス発生までの遅れ時間 t_D の分布範囲を、注入ロックの形態および発振の状態により分類して示す。ここで、"cw Injection"はハイブリッド・レーザーのcwモードの出力のみを注入した場合を表し、"Pulse Injection"はハイブリッドレーザーのパルスモードの出力を注入した場合を表す。パルス注入ロックのシングルモード発振において破線で示したのは、注入パルス入射と主レーザーの放電開始とのタイミングが不良であったため、実効的にcw注入ロックとして作用したとみなされる場合を表している。図6-8からわかるように、注入ロックを行わなければ t_D は2.2 μ sから2.3 μ sの範囲に分布しているが、cw注入ロックによりシングルモード発振を達成すると1.8 μ s近くまで、さらにパルス注入ロックによりシングルモード発振を達成した場合には1.5 μ s以下にまで t_D を小さくすることができる。なおこの統計は、図6-5と同一の実験日に得られたショットをまとめて得た。

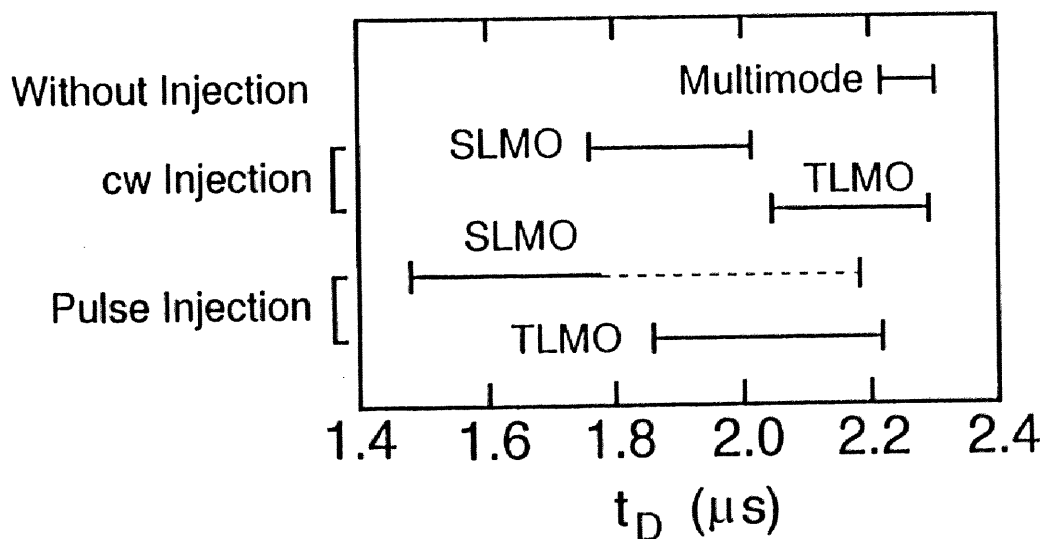


図6-8 注入ロックの状態に対して得られた主TEA CO₂レーザーの発振開始の遅れ時間 t_D の分布。CW InjectionはハイブリッドCO₂レーザーのcwモードの出力のみを注入した場合を表し、Pulse InjectionはハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力を注入した場合を表す。

t_D が小さいということは、反転分布の成長が著しくない段階で発振が得られることを意味するので、出力パルスはスパイクが抑制された長パルスとなる。注入ロックを行うと t_D の値を小さくすることができることは、従来から知られていた。¹³⁾ 注入光は主TEA CO₂レーザー共振器中で発振の種となる。¹⁴⁾ 注入光は主TEA CO₂レーザーの自然放出光よりも何桁も大きいので、注入光と結合したモードの誘導放出が他の自然放出光のみと結合したモードの誘導放出を抑えていち早く成長する。共振器内の光子場がある飽和レベルに達すると出力パルスが得られるので、注入光が大きいほど光子場が飽和レベルに達するのが早くなり、¹⁵⁾ 放電励起開始後の早い段階で出力パルスが得られるものと考えられる。注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いれば、注入源にcw CO₂レーザーを用いた場合より4桁以上大きい注入光強度を容易に達成でき、それにより、特にシングルモード発振を励振する場合について、発振の遅れ時間 t_D を著しく小さくすることが可能となり、主TEA CO₂レーザーの出力パルスを整形することができる。

一方、2モード同時発振の場合には、パルス注入ロックを行った場合でも t_D を1.85 μ s程度より小さくすることができない。半値幅で定義したパルス幅が長くなるほどスパイクが抑制された出力を得るには、 $t_D < 1.6 \mu$ sが必要である(図6-8参照)。したがって、2モード同時発振出力を励振する場合に、本章のパルス注入ロック方式によって主TEA CO₂レーザーのゲイン・スパイクを十分に抑制し、半値幅で定義したパルス幅を伸張するのは困難であると言える。これは、注入ロックにより主TEA CO₂レーザーの2モード同時発振によるパワー変調出力を得るのに離調角を π に設定する必要があり、そのため注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとの間の結合が弱まったためであると考えられる。しかしながら、パルス注入ロックにより2モード同時発振を励振すると、パルス先頭部にスパイクが残るものの、テールが一定の振幅で長時間持続することが観測された(図6-3(e))。また図6-8から、2モード同時発振の場合にも、cw注入ロックよりパルス注入ロックの方が t_D を小さくできることもわかる。さらに、主TEA CO₂レーザーの出力パルスからゲイン・スパイクを取り去り、半値幅で定義されたパルス幅を伸張するには、5-4-2節でも述べた2周波数パルス注入ロック方式を導入する必要がある(第7章)。

6-4-2 注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いる利点

第5章でも述べたように、本研究以前にもパルス注入ロック方式により、TEA CO₂レーザーのシングルモード発振出力を長パルス化しようとする試みは、Okadaらによりなされていた。彼らは、注入源にエタロンによりシングルモード化されたTEA CO₂レーザーを用いることで、主TEA CO₂レーザーのシングルモード発振出力の波形整形と、±0.7 GHzにわたる周波数のチューニングを達成した。⁴⁾しかしこの方式は、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとの同調（即ち離調角）を補償する帰還制御が不可能であるという問題点をもつ。これに対し本研究では、注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いることで、ライン・センターでの発振に限られるものの、そのcwモードの出力を利用して離調角を制御しながらパルス注入ロック実験を行った。その結果、長パルス化された主TEA CO₂レーザーのシングルモード発振出力を高い確率で得ることができ、また、Okadaらによつては報告されていない主TEA CO₂レーザーのパワー変調出力も、パルスのテール部が一定の振幅で長時間持続するというcw注入ロックのときにはみられなかった特徴を伴って、高い確率で得ることができた。プラズマ実験装置に適用した場合の実験室環境を考慮すれば、帰還制御が行えることは非常に大きな利点であると考えられる。また、ハイブリッド・レーザーのパルスモードの出力はエタロンによりシングルモード化されたTEA CO₂レーザーの出力に比べて長パルスであるために、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの放電開始のタイミングをとるトリガー系統に要求される時間精度が緩和されるという利点をもつ。

6-4-3 計算機実験との比較

本章で得られたパルス注入ロックの実験結果を第5章で述べた計算機実験結果¹⁾と比べてみると、全体としてよい一致が得られていることがわかる。図6-5には、第5章のシミュレーション・コードによる計算機実験結果を同時に示したが、実験と計算機実験はよく一致している。また、離調角が大きいときには出力にゲイン・スパイクが残ることも、計算機実験で予言されたとおりに実験で確かめられた。ただし、パルス注入ロックを行うと、主TEA CO₂レーザーのパワー変調出力のテール部分が長時間一定の振幅で持続するという実験で観測された事

実は、計算機実験で得られた波形にはみられなかった。

6-5 結言

本章では、第5章の計算機実験の結果を受けて、パルス注入ロック方式を実験的に導入し、TEA CO₂レーザーの長パルス化を試みた。以下に本章で得られた主要な成果をまとめる。

- (1) 注入源にハイブリッド型TEA CO₂レーザーを用いることで、離調角の帰還制御が可能なパルス注入ロック方式のTEA CO₂レーザーシステムを開発した。
- (2) 本レーザーシステムでは、帰還制御システムの組み込みにより、離調角を0または π に設定してパルス注入ロックが行える。
- (3) 帰還制御システムにより離調角を0に設定しておき、注入パルスの入射と主TEA CO₂レーザーの放電開始とのタイミングを正しく調整すると、ゲイン・スパイクの抑制により長パルス化されたシングルモード発振出力が高い確率で得られた。
- (4) 帰還制御システムにより離調角を π に設定しておき、注入パルスの入射と主TEA CO₂レーザーの放電開始とのタイミングを正しく調整すると、得られるパワー変調出力にはゲイン・スパイクが残るものの、テール部が一定の振幅で長時間持続し、長パルス化される傾向がみられた。
- (5) パルス注入ロックによりゲイン・スパイクが抑制された長パルスのシングルモード発振が得られることについて物理的説明を試みた。
- (6) 注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いる利点は、そのcwモードの出力を利用して離調角の制御を行ないつつ、従来のcw CO₂レーザーよりも何桁も強いパルス出力により、ゲイン・スパイクの抑制された長パルス出力が得られる点にある。

本章で開発したパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーは、プラズマ診断用のTEA CO₂レーザーに非常に適していると考えられる。特に、TEA CO₂レーザーの長パルス化されたシングルモード発振出力を必要とするイオン・トムソン散乱法への応用には特に有望である。残された課題は、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力からゲイン・スパイクを取り去り、完全に長パルス化され

たパワー変調出力を実現することである。これには2周波数パルス注入ロック方式が適当であると思われるが、その実験結果については第7章で述べる。

参考文献

- 1) K. Sasaki and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 227.
- 2) 岡田龍雄、大賀哲明、横尾雅一、村岡克紀、赤崎正則 : レーザー研究 14 (1986) 56.
- 3) T. Okada, R. Noudomi, F. Nishimura, K. Muraoka and M. Akazaki : Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983) 1344.
- 4) T. Okada, F. Nishimura, S. Inoue, K. Muraoka and M. Akazaki : Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 1045.
- 5) T. Okada, S. Inoue, T. Ohga, K. Muraoka and M. Akazaki : Int. J. IR & MM Waves 6 (1985) 883.
- 6) A. Gondhalekar and E. Holzhauser : Phys. Lett. 46A (1973) 229.
- 7) J.-L. Lachambre, P. Lavigue, M. Verreault and G. Otis : IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 170.
- 8) G. Scott and A. L. S. Smith : Appl. Phys. B33 (1984) 99.
- 9) F. A. van Goor and A. Sobolewski : Rev. Sci. Instrum. 59 (1988) 372.
- 10) D. V. Willetts and M. R. Harris : J. Phys. D: Appl. Phys. 15 (1982) 51.
- 11) G. M. Ancellet, R. T. Menzies and A. M. Brothers : Appl. Phys. B44 (1987) 29.
- 12) 佐々木浩一、吉岡政信、築島隆繁 : レーザー研究 16 (1988) 681.
- 13) P. H. Flamant, R. T. Menzies, M. J. Kavaya and U. P. Oppenheim : Opt. Commun. 45 (1983) 105.
- 14) A. E. Siegman : Lasers (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- 15) D. M. Tratt, A. K. Kar and R. G. Harrison : Prog. Quantum Electron. 10 (1985) 229.

第7章 ハイブリッドTEA CO₂レーザーの2周波数動作とそのパルス注入ロックへの応用

7-1 緒言

第6章では、注入源にハイブリッドCO₂レーザーを用いたパルス注入ロック方式により、ゲイン・スパイクが抑制された長パルスのシングルモード発振出力が得られることを示した。¹⁾ しかしながら、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力の場合には、出力パルスのテール部が一定の振幅で長時間持続する傾向がみられるものの、パルス先頭部には大きなゲイン・スパイクが存在し、半値幅で定義したパルス幅をシングルモード発振の場合のように長パルス化するには至らなかった。これは、第5章の計算機実験でも問題点として指摘されたことである。

パルス注入ロックによりTEA CO₂レーザーのパワー変調出力を得る場合に、ゲイン・スパイクが抑制されなかったのは以下の理由によるものと考えられる。シングルモード発振を得る場合とパワー変調出力を得る場合との違いは、前者の場合離調角を0に設定して注入ロックするのに対し、後者の場合は離調角を π に設定する必要がある点にある。即ち、パワー変調出力を得るときには、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとの間に周波数の隔たりが大きく、そのため注入光と主TEA CO₂レーザーの縦モードとの結合が弱まったものと考えられる。

そこで本章では、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力を得る場合でも、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとの間の周波数の隔たりをシングルモード発振を得る場合と同様になくすための方法として、注入パルスを2周波数にすることを提案する。注入パルスの2周波数のそれぞれを主TEA CO₂レーザーの2本の縦モードに離調角 $\phi = 0$ で結合させれば、主TEA CO₂レーザーの2モードが励振されるのにもかかわらず、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとが強く結合することが期待できる。

この2周波数パルス注入ロック方式を実現するには、まず2周波数で動作するパルス光源を得ることが先決となる。本研究ではこの2周波数のパルス光源としてハイブリッドCO₂レーザーを用いることを考えた。適当な手法を用いてハイブリッドCO₂レーザーを2本の縦モードで発振させることができれば、第6章と同じ実験装置を用いて2周波数パルス注入ロックを実現することができる。

以下、7-2節において、ハイブリッドCO₂レーザーの発振特性について述べ、その2モード同時発振が得られる条件をみいだした。また、ハイブリッドCO₂レーザーの2モード動作が得られる条件を調べる実験の過程で、共振器中に可飽和吸収体や変調素子を用いなくても、ハイブリッドCO₂レーザーのモードロッキングが達成され得ることをみいだしたので、その結果についても7-2節で言及する。2周波数パルス注入ロック方式の実験結果は7-3節に示す。7-4節では得られた実験結果および今後の課題である2周波数パルス注入ロック方式の安定化法について討論する。本章で得られた成果は7-5節にまとめた。

7-2 ハイブリッドTEA CO₂レーザーの2周波数動作の達成

7-2-1 実験装置

著者の所属する研究室には、1台のcw CO₂レーザーと2台のTEA CO₂レーザーがある。cw CO₂レーザーは著者が本研究で試作した装置²⁾であり、2台のTEA CO₂レーザーのうちの1台は本研究以前に著者の所属する研究室で試作された装置³⁾で、もう1台はLumonics 601型TEA CO₂レーザーである。これら3台のCO₂レーザー装置を組み合わせて図6-1に示したパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーを構成した。¹⁾ 図6-1ではLumonics 601がハイブリッドCO₂レーザーのTEAセクションを構成している。しかしながら、本節に示すハイブリッドCO₂レーザーに関する実験には、その受動的な安定性と扱いやすさのために、研究室で試作されたTEA CO₂レーザー（図6-1における主TEA CO₂レーザー）とcw CO₂レーザーを組み合わせたハイブリッドレーザーを使用した。

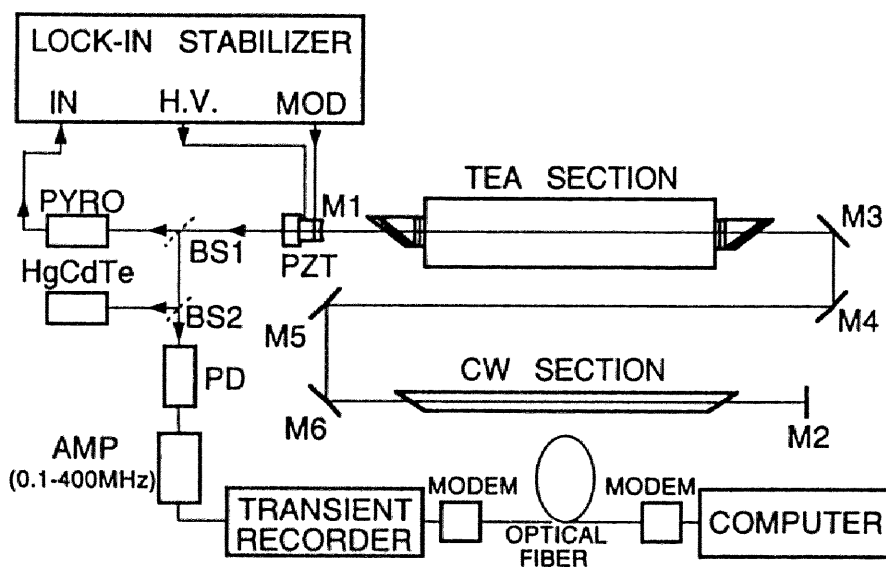


図7-1 7-2節に示す実験で用いたハイブリッドTEA CO₂レーザー。

実験で用いたハイブリッドCO₂レーザーを図7-1に示す。この段階でTEA CO₂レーザーの窓は両側ともNaClのプリュースター窓に改良した。共振器は金蒸着の平面鏡とZnSe製で反射率60%、曲率半径10mのハーフ・ミラーとからなる。4枚の平面鏡により共振器を折り曲げた。共振器長は約5.7mである。また、ハイブリッドCO₂レーザーのcwモードの出力の一部をパイロ検知器によりモニターし、ロック・イン・スタビライザーと出力鏡を支持するPZTより共振器長に帰還制御をかけることができる。帰還制御により、cwモードの出力が最大または最小となるように、共振器長が安定化される。cwセクションのガス圧Pは、ニードルバルブにより5mbarから40mbarにわたり調節可能であり、またその放電電流I_dは5mAから30mAまで調整できる。

7-2-2 ハイブリッドCO₂レーザーのcw動作

ハイブリッドCO₂レーザーのcwセクションのみを動作させたときの特性は、基本的には普通のcw CO₂レーザーと変わるところはない。図7-2にcwセクションのガス圧に対する出力パワーの変化をcwセクションの放電電流をパラメーターとして示す。⁴⁾ 図から、出力パワーはガス圧に対しほぼ線形に増加し、同じガス圧に対しては20mAないし25mAの放電電流で最大出力が得られることがわかる。最大出力はガス圧P=40mbar、放電電流I_d=25mAに対して9Wが得られた。また、ガス圧を12mbar以下に落とすと、いかなる放電電流に対してもレーザー発振が停止した。なお、発振は基本横モード(TEM₀₀モード)で得られた。

本実験で使用したハイブリッドCO₂レーザーは共振器長が5.7mと普通用いられるcw CO₂レーザーよりも長いために、cw動作において2本の縦モードが同時に発振することが観測された。これは、HgCdTe検知器によりcwモードの出力を観測したとき、正弦波状に変調された出力が観測されたことにより確認した。変調周波数は約26MHzで、縦モード間差周波数に一致していた。この様子を図7-3(a)に示す。このようなcwモードでの2モード同時発振は、帰

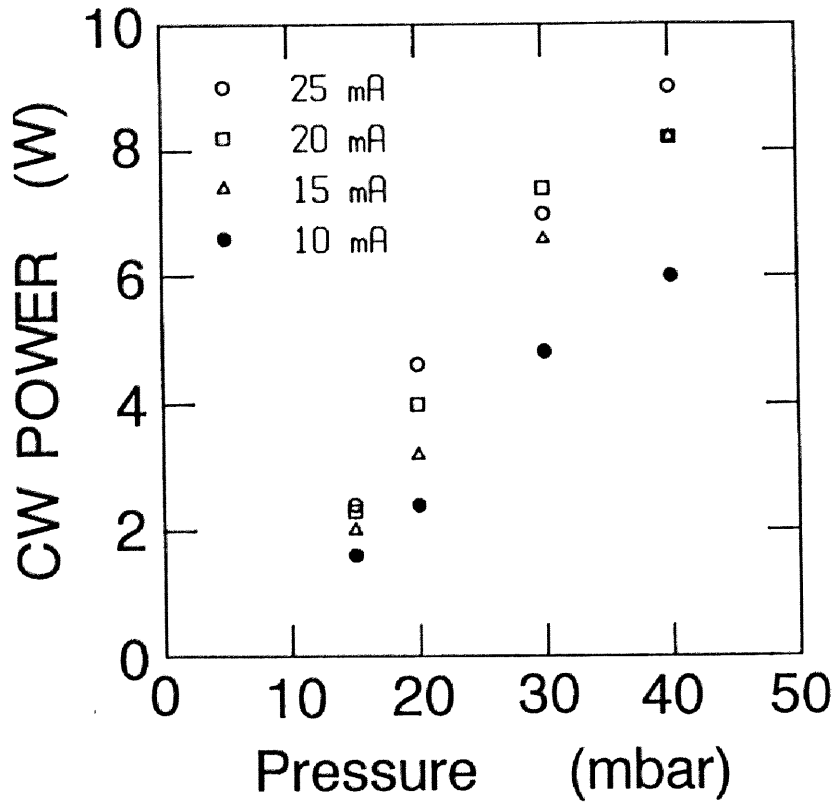


図7-2 cwセクションのガス圧および放電電流に対するcwモードの出力パワーの変化。

還制御により、ハイブリッドレーザーのcw出力が最小となるように共振器長を調整したときに観測された。しかしながら、このcwモードでの2モード同時発振は、共振器長を安定化しても定常的には観測されず、ランダムに発生と消滅を繰り返した。図7-3(a)の波形は、オシロスコープ上では点滅している。図7-3(b)にcwモードの2モード同時発振が消滅し、シングルモード発振に移行していく様子を示す。2モード同時発振の持続時間はおよそ数10 μ sで、図7-3(c)からもわかるように、2モード同時発振が発生している期間はシングルモード発振の期間よりずっと希であった。なお、cw出力が最大となるように共振器長を調整すると、得られる出力は常にシングルモード発振であった。

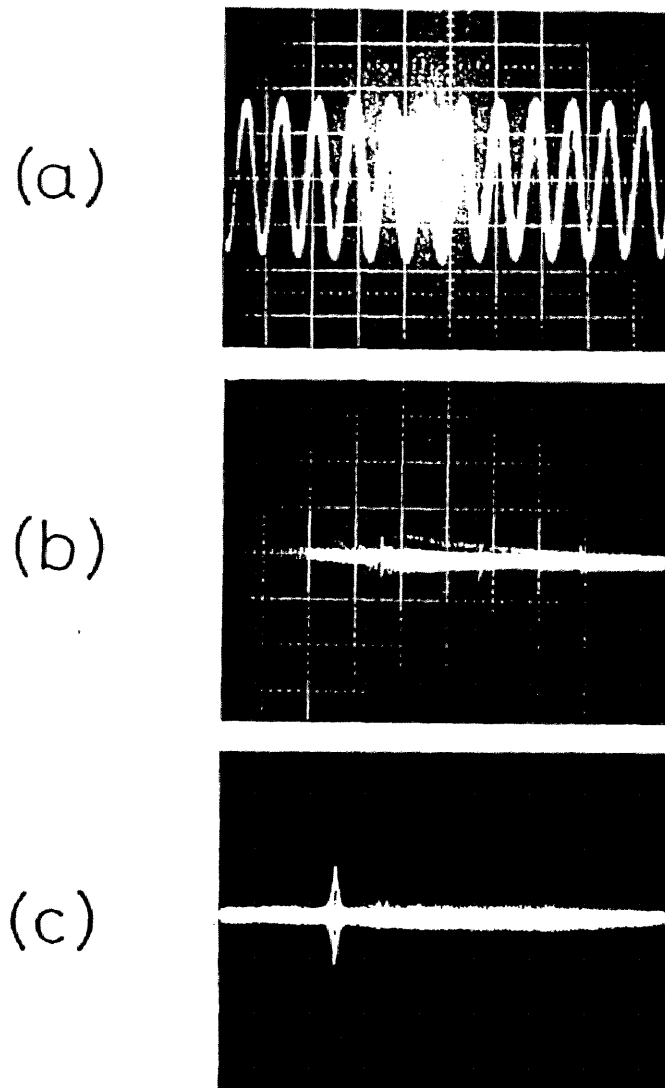


図7-3 cwモードで観測された断続的な2本の縦モードの同時発振。
(a) 50 ns/div 、(b) $20 \mu\text{s/div}$ 、
(c) 0.1 ms/div

7-2-3 ハイブリッドCO₂レーザーのパルス動作

7-2-2節に示したように、ハイブリッドCO₂レーザーのcwモードの発振は $P = 12 \text{ mbar}$ を境界に、 $P > 12 \text{ mbar}$ では発振が得られ $P < 12 \text{ mbar}$ では発振が停止するが、以下では簡単のため、cwセクションが放電しているもののその発振が停止している状態をBTH (Below Threshold) 状態と呼び、cwセクションが発振している状態をATH (Above Threshold) 状態と呼ぶことにする。⁵⁾ また、ATH状態に対しては典型的に $P = 40 \text{ mbar}$ 、 $I_d = 25 \text{ mA}$ に対する結果を示し、BTH状態に対しては $P = 10 \text{ mbar}$ 、 $I_d = 25 \text{ mA}$ に対する結果を示す。

図7-4に、ハイブリッドCO₂レーザーのパルスモードの出力波形の例を示す。ハイブリッドCO₂レーザーのパルスモードの出力は、cwセクションをいかなる状態にしてTEAセクションを放電させるかにより変化した。

図7-4(a)はcwセクションの放電を停止したときに得られたもので、通常のTEA CO₂レーザーで得られるランダム・マルチモード発振である。図7-4(b)および図7-4(c)は、cwセクションをATH状態にしてTEAセクションを放電したときに得られた。図7-4(b)は、帰還制御によりcwモードの出力が最大となるように共振器長を調整したときに得られた。このときcwモードの出力はシングルモード発振であり、得られたパルスモードの出力もシングルモード発振である。また、図7-4(b)の波形はゲイン・スパイクが抑制された長パルス出力である。このタイプの出力が、第6章のパルス注入ロック実験において、注入パルスとして用いられた。図7-4(c)は、帰還制御によりcwモードの出力が最小となるように共振器長を調整したときに得られた。このときcwモードの出力は断続的な2モード同時発振となるが、cwモードの出力がちょうど2モード発振となっている瞬間にTEAセクションを放電することにより、図7-4(c)のパルス出力が得られた。図7-4(c)にみられるスパイクなパルス列から、モードロッキングが達成されたことがわかる。また、この波形にはゲイン・スパイクが存在しない。なお、測定装置の周波数帯域内で図

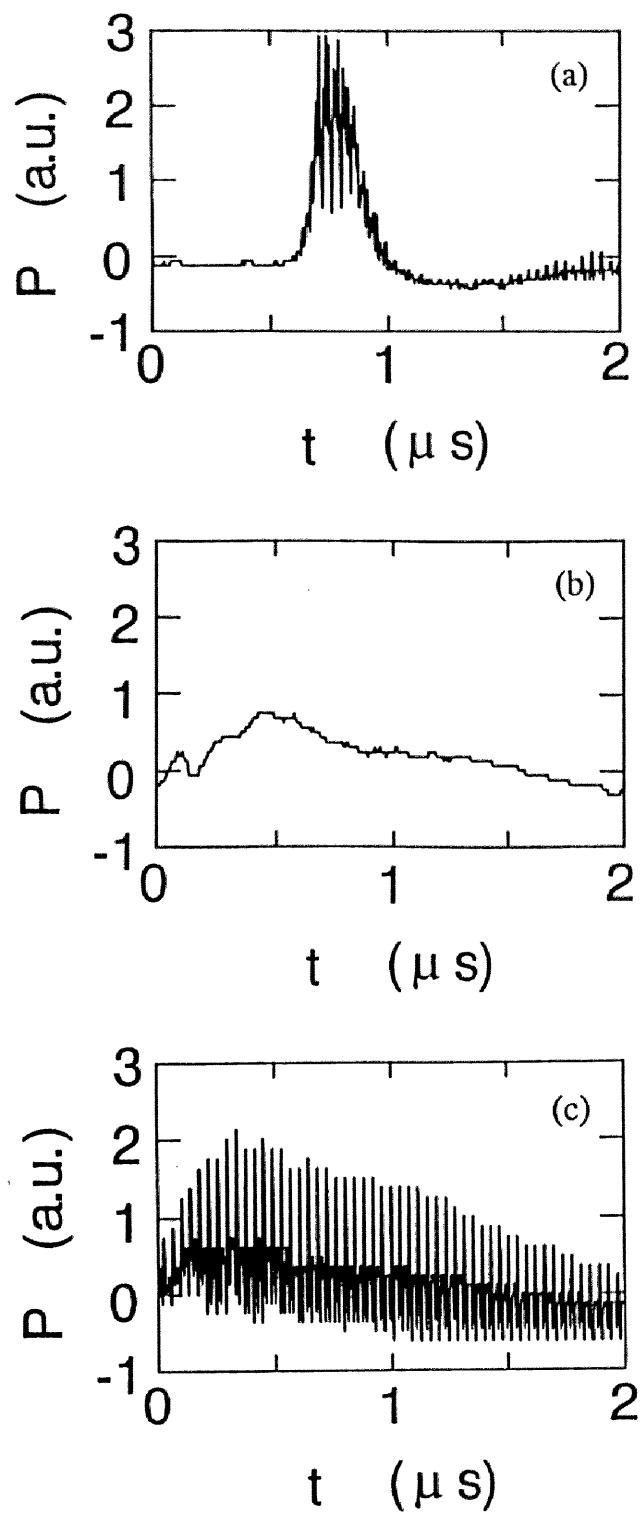


図7-4 ハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力波形。(a) cwセクションの放電を停止した場合、(b) cwセクションがシングルモードで発振している場合、(c) cwセクションが2モードで発振している場合。

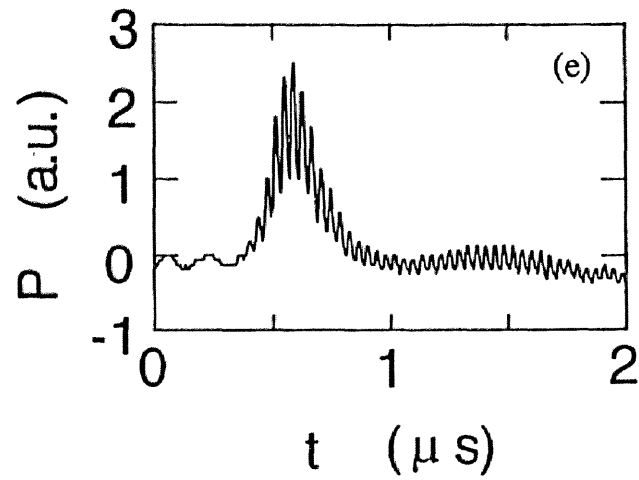
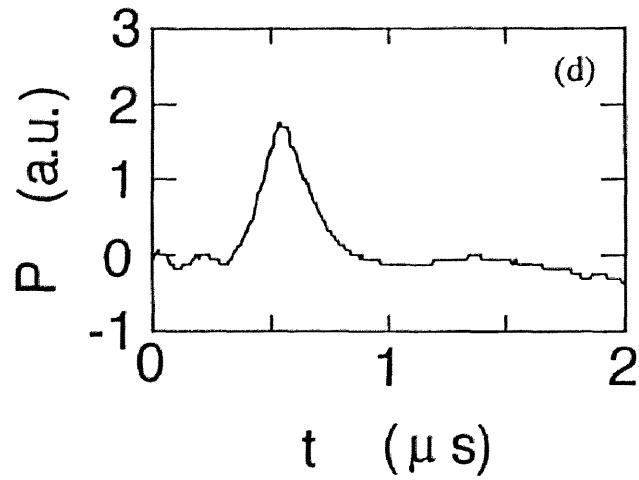


図7-4 ハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力波形。(d) cwセクションの発振が停止した状態(BTH状態)で共振器長をシングルモード発振が得られるように同調した場合、(e) cwセクションの発振が停止し状態(BTH状態)で共振器長を2モード同時発振が得られるように同調した場合。

7-4 (c) の波形のスペクトルを求めたところ、少なくとも4本の縦モードが同時発振していることが確認された。

BTH状態のcwセクションに対し得られたパルスモードの出力を図7-4 (d) および図7-4 (e) に示す。BTH状態のcwセクションに対しても、図7-4 (d) に示すシングルモード発振が得られた。ただし、図7-4 (b) と比較すると、図7-4 (d) の波形はゲイン・スパイクが大きいという特徴を持つ。BTH状態ではcwモードの出力がないため、帰還制御系は機能し得ない。図7-4 (d) が得られた共振器長から、手動により約 $\lambda/4$ ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) だけ共振器長を調整すると、図7-4 (e) に示す2モードの同時発振が得られた。図7-4 (e) のパワー変調の周波数は26MHzで、縦モード間差周波数に一致している。BTH状態で、手動により共振器長を微量掃引し、パ

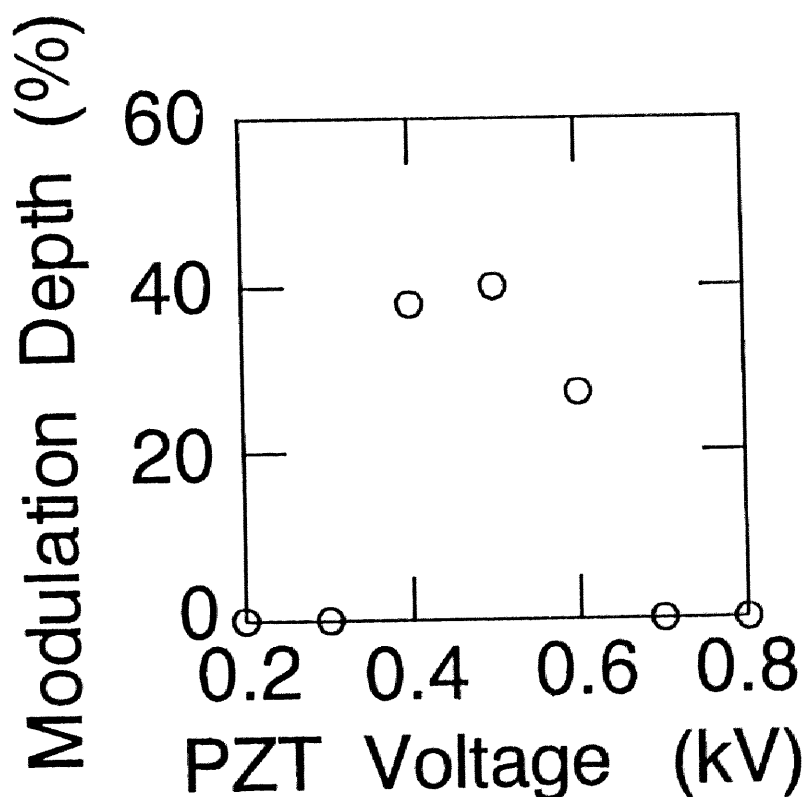


図7-5 BTH状態のcwセクションに対して得られるパルス出力の変調度のPZTに加える電圧に対する変化

表 7-1 cwセクションの状態および共振器長の同調の状態により得られるハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力。

Type	cw Section		Tuning Condition	Feedback Control	Oscillation	Spike	Waveform
	on/off	Gain					
1	off	—	Free	No	Multimode	Yes	Fig.7-4(a)
2	on	ATH	Maximum Output	Yes	SLMO	No	Fig.7-4(b)
3			Mimimum Output		Mode-Locked	No	Fig.7-4(c)
4		BTH	Normal	No	SLMO	Yes	Fig.7-4(d)
5			Detuned		TLMO	Yes	Fig.7-4(e)

ルス出力の波形の変調度を観測した。結果を図7-5に示す。PZTに加える電圧を0.2kVから0.8kVまで0.6kV変化させると、共振器長は約 $\lambda/2$ 変化する。

以上のように、ハイブリッドCO₂レーザーのパルス出力は、cwセクションの状態および共振器長によって著しく変化する。これらの間の対応関係を表7-1にまとめて示した。

7-3 2周波数パルス注入ロック方式への応用

7-3-1 実験装置

7-2-3節で示したように、cwセクションをBTH状態にしたうえで共振器長を適当に調整すると、ハイブリッドCO₂レーザーのパルスモードの出力は2モードの同時発振となる。この2周波数パルス出力を主TEA CO₂レーザーに注入すれば、注入パルスの2周波数が主TEA CO₂レーザーの2モードにそれぞれ強く結合して、ゲイン・スパイクの抑制された長パルスのパワー変調出力が期待できる。

この2周波数パルス注入ロックの実験は、図6-1に示したパルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーシステムを用いて行った。図6-1のハイブリッドCO₂レーザー（TEAセクションがLumonics 601）でも、7-2節に示したハイブリッドCO₂レーザーで得られたのと同様の発振特性が得られることを確認した。ただし、この実験では、ハイブリッドCO₂レーザーの2周波数発振を得るためにそのcwセクションをBTH状態にする必要があるため、第6章で用いた帰還制御システムが機能できない。また、注入パルスの2周波数と主TEA CO₂レーザーの2本の縦モードを強く結合させるためには、注入パルスの2周波数の間の差周波数と主TEA CO₂レーザーの2モードの間の差周波数をほぼ一致させておくのが得策であるため、本実験では、図6-1のシステムにおけるハイブリッドCO₂レーザーの共振器長を4.9mに設定し、主TEA CO₂レーザーの共振器長を5.2mに設定した。共振器長に対応する縦モード間の差周波数は、ハイブリッドレーザーが31MHz、主レーザーが29MHzとなる。

7-3-2 TEA CO₂レーザーのパワー変調出力の長パルス化

図7-6に2周波数パルス注入ロックの結果得られた主TEA CO₂レーザーのパワー変調出力の例を示す。変調周波数は注入パルスのビート周波数でなく主TEA CO₂レーザーの縦モード間差周波数に一致している。図7-6の波形に

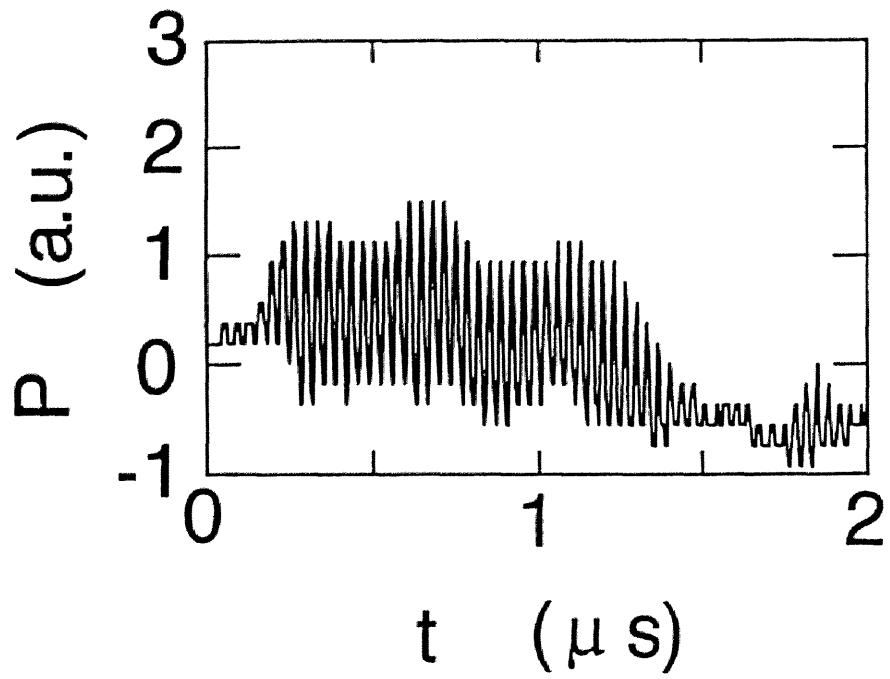


図7-6 2周波数パルス注入ロック方式により得られた主TEA CO₂ レーザーのパワー変調出力の例

はゲイン・スパイクがなく、長パルスのパワー変調出力となっている。

7-4 討論

7-4-1 ハイブリッドCO₂レーザーの発振特性について

7-2節で用いたハイブリッドCO₂レーザーは、共振器長が5.7mと長いために、従来報告されていないいくつかの特異な現象、1) cwモードで2モードが断続的に同時発振する、2) BTHのcwセクションに対しパルスモードの出力が2モード同時発振になる、3) cwセクションが2モードで発振しているときTEAセクションを放電するとモードロッキングが達成される、が観測された。

1) のcw動作での断続的な2モード発振は以下のように説明することができる。cwモードの出力が最小となるように共振器長を調整すると、2本の縦モードがラインセンターに対してほぼ対称に配置されるものと考えられる。このとき2本の縦モードは共にcwセクションのゲイン拡がり ($p = 40 \text{ mbar}$ に対し全半値幅で150MHz程度) の中に入り、2モードの同時発振が可能となる。しかしながら、両者の間には強い競合関係が存在し、この競合が定常的に2モードが同時発振するのを妨げているものと思われる。高橋らは、共振器長が8.8mのcw CO₂レーザーにおいても、モード間の競合により常にシングルモード発振が得られたと報告している。⁶⁾

2) のBTH状態のcwセクションに対して得られるパルスモードの2モード同時発振も同様に、cwセクションのゲイン拡がりとは縦モードの周波数との関係により理解できる。即ち、図7-5は、パルス出力の変調度が $\lambda/2$ の周期で変化することを示しており、このことから、BTH状態では、cwセクションのゲイン拡がり ($p = 10 \text{ mbar}$ に対し全半値幅で約50MHz) の中に2本の縦モードが入ると、パルス動作のときその2モードがTEAセクションのゲイン拡がりの中で選択的に発振し、cwセクションのゲイン拡がりの中に1本の縦モードしか入らないときには、そのモードのみがTEAセクションのゲイン拡がりの中で選択的に発振するものと考えられる。

3) の現象はより複雑な機構が関連しているものと思われる。cwセクション

が2モードで発振していると、それらの間のビートにより反転分布が脈動する。⁷⁾ この反転分布の脈動を仲介として、共振器中に多くの結合調分極が発生する。これらの結合調分極の周波数は縦モードの周波数に極めて近い。もし、これらの結合調分極が、TEAセクションのゲイン拡がりの中にある縦モードをロックするのに十分な強度を持っていれば、モードロックされた出力が観測される可能性がある。本実験で見いだされたモードロッキングを説明するには、上に述べた定性的説明を裏付ける定量的な理論的検討が必要であると思われるが、このモードロッキングは、共振器中に可飽和吸収体⁸⁾や変調素子⁹⁾を用いることなく達成されたもので、新しいモードロッキングの形態であるといえる。

7-4-2 2周波数パルス注入ロック方式の安定化

2周波数パルス注入ロック方式を用いれば、TEA CO₂レーザーの長パルス化されたパワー変調出力が得られることがわかった。しかしながら、7-3節に示した2周波数パルス注入ロックの実験は、レーザー系をフリーランニングの状態にして行われたため、図7-6に示したようなパワー変調出力が得られる確率は必ずしも高くなかった。帰還制御が施せない理由は、ハイブリッドCO₂レーザーの2周波数発振を得るためにはそのcwセクションをBTH状態にしなければならないことにある。

ScottとSmithは、はじめcwセクションをATH状態で放電しておいてその出力を用いて共振器長を帰還制御し、TEAセクションを放電する直前(200ms前)にcwセクションの放電電流を増加させることでcwセクションをBTH状態にして、ハイブリッドCO₂レーザーのBTH動作を安定化した。⁵⁾本研究の2周波数パルス注入ロック方式もこれと類似した手法により安定化することが可能である。はじめハイブリッドレーザーのcwセクションをATH状態で運転し、その出力が最小になるように共振器長を安定化する。ハイブリッドレーザーのcwモードの出力を主TEA CO₂レーザーに注入し、主TEA CO₂レ

レーザー共振器を透過する注入光の強度が最大となるように主TEA CO₂レーザーの共振器長を帰還制御しておき、TEAセクションおよび主TEA CO₂レーザーを放電する直前にcwセクションをBTH状態に移行させれば、ハイブリッドレーザーのパルス出力の2周波数が主TEA CO₂レーザーの2モードにそれぞれ一致するので、長パルス化されたパワー変調出力を安定して取り出すことができる。

本研究以前に、Akmansoyらにより、2周波数の注入ロックが試みられている。¹⁰⁾ 彼らは注入源として、二つの横モードで発振しているcw CO₂レーザーを用いた。Akmansoyらは、2周波数を注入することでTEA CO₂レーザーの2モードを同時発振させるには、共振器長を極めて厳しく調整する必要があると報告している。しかしながら、本実験では、ハイブリッドレーザーの2周波数発振が達成されれば主TEA CO₂レーザーの出力がほぼ毎回2モード発振となることが観測されたので、本研究の方式により主TEA CO₂レーザーの長パルス・パワー変調出力を安定化するためには、注入源ハイブリッドCO₂レーザーの2周波数動作を安定化するだけで十分である可能性もある。

7-5 結言

本章では、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力を完全に長パルス化するために2周波数パルス注入ロック方式を提案し、この方式に必要な2周波数パルス光源としてハイブリッドCO₂レーザーの2モード同時発振を実現して、2周波数パルス注入ロックを行った。得られた成果を以下にまとめる。

- (1) cwセクションをBTH状態にし、共振器長を適当に調整することで、ハイブリッドCO₂レーザーの2モード同時発振が得られることを示した。
- (2) 得られたハイブリッドCO₂レーザーの2モード同時発振出力を主TEA CO₂レーザーに注入し、主TEA CO₂レーザーの長パルス化されたパワー変調出力を得ることに成功した。
- (3) ハイブリッドCO₂レーザーのcwセクションが2モードで同時発振しているときにTEAセクションを放電すると、共振器中に可飽和吸収体や変調素子を用いなくても、モードロックが達成されることをみいだした。この現象についての定性的な説明を試みた。
- (4) 2周波数パルス注入ロック方式を安定化する手法を検討した。従来開発してきた手法の延長線上にある技術により安定化が可能である。

第6章および本章において示した実験結果により、本研究の第二の目標であるTEA CO₂レーザーの長パルス化法の確立はほぼ成し遂げられたものと考えられる。今後は2周波数パルス注入ロック方式を安定化することが課題となる。安定化が達成されて、高い信頼性で長パルス化されたパワー変調出力が得られるようになれば、2周波数パルス注入ロック方式TEA CO₂レーザーは、駆動散乱法における有力なプラズマ波動の外部駆動源になり得る。

参考文献

- 1) K. Sasaki, H. Ohno and T. Tsukishima : Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 1459.
- 2) 吉岡政信 : 名古屋大学卒業論文 (1988).
- 3) 孫克珣 : 名古屋大学修士論文 (1987).
- 4) 藤井崇玄 : 名古屋大学卒業論文 (1990).
- 5) G. Scott and A. L. S. Smith : Opt. Commun. 50 (1984) 325.
- 6) 高橋秀実、木村実 : レーザー研究 14 (1986) 290.
- 7) 霜田光一、矢島達夫、上田芳文、清水忠雄、柏谷敬宏 : 量子エレクトロニクス (上) (裳華房、1972)
- 8) P. Lavigue, J. Gilbert and J. L. Lachambre : Opt. Commun. 14 (1979) 194.
- 9) W. J. Witteman and A. H. M. Olbertz : IEEE J. Quantum Electron. QE-13 (1977) 381.
- 10) E. Akmansoy, J. M. Lourtioz and P. Cassard : Opt. Commun. 65 (1988) 127.

第 8 章 結 論

8 - 1 研究の総括

本研究では、著者の所属する研究室でかねてから提案されていた新しいプラズマ診断法である「駆動散乱法」におけるプラズマ波動の外部駆動源の基礎的な開発を直接の目的として、注入ロック方式による TEA CO₂ レーザーのパワー変調およびその長パルス化に関する実験的・理論的研究を行った。その結果、駆動散乱法におけるプラズマ波動の外部駆動源に必要とされる仕様を満足したレーザー光源の開発が技術的に可能であることが示された。以下に各章で得られた主要な成果を要約する。

まず、第 1 章では、プラズマ診断用レーザーの開発状況、TEA CO₂ レーザーの発振特性、および注入ロック方式について概説し、本研究の背景を明らかにするとともに本研究の目的および意義を示した。

第 2 章では、注入ロック方式による TEA CO₂ レーザーのパワー変調方式を実用的な技術として確立するために、TEA CO₂ レーザーの共振器を一種のファブリ・ペロー干渉計にみたてた、注入ロック方式の安定化システムを提案・試作した。この安定化システムを用いれば、離調角を 0 または π に帰還制御して注入ロックを行うことができる。離調角を π に調整しておいて TEA CO₂ レーザーを発振させれば、周波数空間で注入光に隣接する 2 本の縦モードが選択的に同時発振し、TEA CO₂ レーザーの出力は 2 モードのビートによりパワー変調される。帰還制御により得られる安定性をテストするために、人的な調整を行わずに連続放電実験を行ったところ、変調度が 50% 以上のパワー変調出力が 84% の高確率で得られた。また、離調角を 0 に調整したときに得られるシングルモード発振は、毎回の放電毎に確実に得られた。

第 3 章では、TEA CO₂ レーザーの共振器として、不安定型共振器を設計・試作し、TEA CO₂ レーザーの出力を従来の約 2.5 倍に高出力化した。また、試作した不安定共振器型 TEA CO₂ レーザーにおいても、第 2 章で開発したの

と同様の注入ロック方式の帰還制御システムを組み込み、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力を安定に得ることができた。将来、本研究で開発したレーザーシステムをスケールアップして実機に適用する場合には、要求される高出力から、主TEA CO₂レーザーの共振器には不安定型を用いることが予想されるが、第3章の実験結果から、不安定共振器をもった大型TEA CO₂レーザーの安定化にも、本研究で開発した安定化方式が適用可能であることが示された。

第4章では、本研究で提案したTEA CO₂レーザーの注入ロック動作の理論モデルとそれにもとづく解析結果を示した。本研究で取り扱った、注入ロックによるTEA CO₂レーザーの2モード同時発振現象は、従来までの理論モデルでは説明することができず、この現象自体が学界で認知されているとはいえない状況であった。そこで本研究では、まず、従来の理論モデルを現象論的に拡張して、注入光が周波数空間でその両側にあるTEA CO₂レーザーの2本の縦モードと結合するものとし、それら2モードとその他の多くの縦モードとの間の競合を調べた。さらに、従来用いられていた数値計算手法のもつ誤りを指摘し、基礎方程式のもつ意味に忠実に非線形方程式群を解く新しい数値計算手法を提案した。導入した理論モデルをこの数値計算手法を用いて解いたところ、実験結果とよく一致した理論解析結果が得られた。本理論モデルは第一原理から導出されたものではないが、得られた解析結果が実験結果とたいへんよく一致していることから、本理論を用いてTEA CO₂レーザーの注入ロック動作に関する計算機シミュレーションを行うには十分な特質を備えているものと考えられる。

第5章では、第4章で提案した理論モデルにもとづく計算機シミュレーションコードを開発し、それを用いてTEA CO₂レーザーの長パルス化に関する計算機実験を行った。従来、簡単な実験により調べられていたにすぎない三つの長パルス化法を計算機実験により検討し、それらの間の得失を調べた。その結果、小型TEA CO₂レーザーのパルス出力を主TEA CO₂レーザーに注入するパルス注入ロック方式が、出力エネルギー等の観点から、最も有効な長パルス化手法であるという結果が得られた。さらに、パルス注入ロック方式を実験で実現す

るときにレーザーシステムに要求される仕様や、従来のパルス注入ロック方式をそのまま実験的に導入するにあたっての問題点などを明らかにした。

第6章では、パルス注入ロック方式を実験的に導入し、TEA CO₂レーザーの長パルス化を行った。第5章の計算機実験で、従来のパルス注入ロック方式が小型TEA CO₂レーザーのパルス出力を注入光として用いるために、レーザー系を帰還制御できないことが問題点として挙げられていた。本研究のパルス注入ロック方式では、注入源にハイブリッド型TEA CO₂レーザーを用いた。ハイブリッドレーザーのcwモードの出力を用いてあらかじめレーザーシステムを安定化しておき、その後ハイブリッドレーザーのパルス出力を注入光としてパルス注入ロックを行うことにより、従来不可能であったTEA CO₂レーザーのパルス注入ロック動作を安定化した。パルス注入ロックにより得られたTEA CO₂レーザーのシングルモード発振出力は、従来のcw光注入ロックにより得られていたシングルモード発振出力に比べ、ゲイン・スパイクが抑制されて格段に長パルス化された。また、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力にあっては、パルス先頭部にゲイン・スパイクが残るものの、パルスのテール部がcw光注入ロックの場合より一定の振幅で長時間持続し、長パルス化される傾向がみられた。注入パルス入射のタイミングや離調角が長パルス化に及ぼす影響を実験的に調べ、計算機実験結果とよい一致が得られた。

第5章の計算機実験および第6章のパルス注入ロック実験から、TEA CO₂レーザーのパワー変調出力を注入ロックで得る場合、離調角を π に設定する必要があるために注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとの結合が弱まり、TEA CO₂レーザーの出力にゲイン・スパイクが残ることが問題点として残っていた。第7章では、この問題点に対する解決策として、注入パルスを2周波数とする2周波数パルス注入ロック方式を提案した。この方法では、注入光の2周波数が主TEA CO₂レーザーの2本の縦モードにそれぞれ離調角0で結合するので、主TEA CO₂レーザーの2モードを選択的に励振するのにもかわらず、注入パルスと主TEA CO₂レーザーの縦モードとの間の強い結合が得ら

れる。まず、2周波数パルス光源として、ハイブリッドCO₂レーザーの2モード同時発振を実現した。次にこの2周波数パルスを主TEA CO₂レーザーに注入したところ、ゲイン・スパイクが完全に抑制された主TEA CO₂レーザーのパワー変調出力が得られた。また、ハイブリッドレーザーの発振特性を調査中に、共振器内に可飽和吸収体や変調素子を挿入しなくても、ハイブリッドCO₂レーザーのモードロックが達成されることをみいだした。

8-2 今後の課題と方針

第7章で述べた2周波数パルス注入ロック方式は、長パルス化されたTEA CO₂レーザーのパワー変調出力を得るためのたいへん有効な手法であると思われる。しかしながら、第7章に示したシステムの段階では、レーザーシステムに帰還制御システムが組み込めないで、長パルス化されたパワー変調出力も安定に得られていない。そこで、この2周波数パルス注入ロック方式を安定化する方式を確立することが急務である。これには、第7章でも討論したように、本研究で従来開発してきた方式の延長線上にある方式が適用可能であると考えられる。

駆動散乱法によるプラズマ診断実現への次のステップは、駆動散乱法の原理実証として、本研究で用いた規模のTEA CO₂レーザーのパワー変調出力を用いて、低温度の実験室プラズマ中にイオン波領域の静電波動を励起することができることを実験的に示すことである。著者らは現在この静電波動励起の実験を準備中である。この実験では、著者の所属する研究室にある小型ミラーマシンTHE NU-IIの初期プラズマ（電子温度10 eV、電子密度 10^{13} cm^{-3} ）を対称プラズマとし静電波動励起を行う。励起した波動はまず静電プローブで検出する予定である。

駆動散乱法の実現のみに視点を絞らず、核融合プラズマ診断用TEA CO₂レーザーの開発研究全体を見渡してみると、今後最も重要であると考えられる開発課題は、TEA CO₂レーザーの出力パルスを数10 μs 程度にまで長パルス化することであると考えられる。現在、電磁波散乱による高温プラズマのイオン温度測定および核反応生成物である α 粒子の診断には、プラズマへ入射する電磁波としてレーザービームを用いる方式とマイクロ波を用いる方式とが検討されている。このうち、マイクロ波を入射ビームとして用いる方式では、ジャイロトロンパルス出力を異常波モードでプラズマに入射するが、この場合、ジャイロトロンで得られるマイクロ波パルスのパルス幅が10 ms以上と極めて長いために、post detectionの手法によりS/N比が大幅に改善されるという利点がある。一方、異常波モードのマイクロ波の伝搬軌跡はプラズマの屈折効果により大きく湾

曲するので、観測した散乱領域を同定するにはレイ・トレーシングによらねばならず、多チャンネル化は困難になると思われる。これに対し、光源に波長が数100 μm 以下のレーザーを用いれば、プラズマによるビームの屈折が無視できるので、局所的な値を測定できるし多チャンネル化も比較的容易である。しかしながら、通常のTEA CO_2 レーザーで得られる出力パルス幅は1 μs 以下と短いために、大出力光源を用いないと良好なS/N比が得られない。ところが、TEA CO_2 レーザーの予備電離に電子ビームを用いれば、数10 μs 程度のパルス出力を得ることが可能である。数10 μs のパルス幅が実現できれば、post detectionにおけるS/N比も改善される。電子ビーム予備電離方式TEA CO_2 レーザーは、電子ビーム発生部をもつので装置が大型になりがちである。そこで、コンパクトな電子ビーム予備電離方式TEA CO_2 レーザーを開発し、それを注入ロック方式と組み合わせて、数10 μs 程度のシングルモード発振出力およびパワー変調出力を実現することが重要となる。このような長パルス・大出力のTEA CO_2 レーザーが開発されれば、レーザー散乱測定は核融合研究の進展に重要な寄与を与えることになる。

謝 辞

本論文を結ぶにあたり、本研究を行う機会を与えてくださり、本研究の遂行ならびに本論文の完成に至るまで、終始適切なる御指導と御鞭撻を賜りました、名古屋大学工学部教授 理学博士 築島 隆繁 先生に深厚なる感謝の意を表します。

本論文の作成にあたり、有益なる御教示と御助言を賜りました、名古屋大学工学部教授 工学博士 後藤 俊夫 先生ならびに名古屋大学工学部講師 工学博士 永津雅章 先生に厚く御礼申し上げます。永津 雅章 先生には、先生の海外出張中にも、手紙を介して有益なる御議論を頂きました。

本研究を進める上で、多くの御助言ならびに御激励を頂きました、名古屋大学工学部助教授 工学博士 岩間 尚文 先生に感謝の意を表します。静岡大学工学部助教授 工学博士 犬塚 博 先生には、先生の名古屋大学在職中、有益なる御議論をいただくとともに、本研究で用いたデータ処理システムの使用に際し、種々の御協力をいただきました。厚く御礼申し上げます。

本研究で使用したcw CO₂レーザーの設計にあたっては、中部大学工学部助教授 工学博士 岡島 茂樹 先生より有益なる御議論と資料の提示をいただきました。また、岡島 茂樹 先生には、共同研究の場などを通じ有益なる御助言と御激励をいただきました。ここに深く謝意を表します。

名古屋大学工学部技官 高田 昇治 氏には、本研究の実験を進める上で数々の御協力をいただきました。また、名古屋大学工学部技官 森 光雄 氏には、本研究で使用したcw CO₂レーザー放電管を作成していただきました。さらに、名古屋大学工学部電気系教室・工作室の福森 勉 技官ならびに小林 勝司 技官には多くの機械工作をしていただきました。これらの方々に厚く御礼申し上げます。

最後に、名古屋大学大学院博士課程前期課程に在学中、著者の共同研究者として本研究の遂行に多大なる御協力をいただいた大野 裕孝 氏、ならびに本研究のきっかけを示され、本研究の初期に著者を御指導いただいた孫 克珣氏に深く感謝の意を表します。また、卒業研究に際して本研究に参加し、さまざまな御協力を

いただいた、吉岡 政信、太田 純一、および藤井 崇玄の諸氏に謝意を表します。

本研究に関して発表した論文および報告

学会誌

No	論文題目	発表年月及び発表雑誌の名称	共同研究者
1.	注入ロックモードビート法による TEA CO ₂ レーザー光の パワー変調の安定化	レーザー研究 第16巻、第10号、10月 (1988) 681-690	吉岡政信 築島隆繁
2.	Numerical Simulation of Elongating the Pulse Duration of a TEA CO ₂ Laser	Jpn. J. Appl. Phys. vol.29, No.2, Feb.(1990) 277-283	T. Tsukishima
3.	Theoretical Model and Numerical Simulation of Two-Longitudinal-Mode Oscillation in an Injection-Locked TEA CO ₂ Laser	Jpn. J. Appl. Phys. vol.29, No.2, Feb.(1990) 284-293	H. Ohno T. Tsukishima
4.	Pulse Injection-Locked TEA CO ₂ Laser for Long Pulse Operation with Feedback Stabilization	Jpn. J. Appl. Phys. vol.29, No.8, Aug.(1990) 1459-1465	H. Ohno T. Tsukishima
5.	Two-Frequency Operation of a Hybrid TEA CO ₂ Laser and Its Application to Two- Frequency Pulse Injection Locking	Jpn. J. Appl. Phys. vol.29, No.12, Dec.(1990) L2226-L2228	H. Ohno T. Fujii T. Tsukishima

国際会議

No	論文題目	国際会議名、開催地、国、年	共同研究者
1.	Development of a High Power, Power-Modulated TEA CO ₂ Laser for Plasma Diagnostics	4th Int'l Symposium on LASER-AIDED PLASMA DIAGNOSTICS Fukuoka, Japan 1989	H. Ohno M. Yoshioka T. Tsukishima

その他

No	論文題目	発表場所	共同研究者
1.	Theoretical Model and Numerical Simulation on Two-Longitudinal-Mode Oscillation in an Injection-Locked TEA CO ₂ Laser	Plasma Science Center Research Report, PSC-4, Dec.(1989)	H. Ohno T. Tsukishima
2.	Two-Frequency Operation of a Hybrid TEA CO ₂ Laser and Its Application to Two-Frequency Pulse Injection Locking	Plasma Science Center Research Report, PSC-11, Nov.(1990)	H. Ohno T. Fujii T. Tsukishima

国内学会

No	題目	学会名、開催地、年月日	共同研究者
1.	TEA CO ₂ レーザーにおける注入ロックによる2モード同時発振の安定化	プラズマ・核融合学会第4回 年会 東北大、1987年3月30日	孫 克珣 永津 雅章 築島 隆繁
2.	注入ロックTEA CO ₂ レーザにおける2モード同時発振の安定化システム	電気学会東海支部連合大会 大同工大、1987年10月3日	近藤 智之 犬塚 博 築島 隆繁
3.	TEA CO ₂ レーザーにおける注入ロックによる2モード同時発振の安定化(Ⅱ)	プラズマ・核融合学会第4回 秋季講演会 京都大、1987年10月27日	犬塚 博 築島 隆繁
4.	TEA CO ₂ レーザーにおける注入ロックによる2モード同時発振の安定化(Ⅲ)ープラズマ効果の影響ー	プラズマ・核融合学会第5回 年会 筑波大、1988年3月28日	吉岡 政信 犬塚 博 築島 隆繁
5.	注入ロックTEA CO ₂ レーザの横モード間ビートによるパワー変調	電気学会東海支部連合大会 中部大、1988年9月21日	大野 裕孝 築島 隆繁

No	題 目	学会名、開催地、年月日	共同研究者
6.	TEA CO ₂ レーザーにおける注 入ロックによる2モード同時 発振の動作解析	日本物理学会1988年秋の分科 会 広島大、1988年10月6日	大野 裕孝 築島 隆繁
7.	TEA CO ₂ レーザーにおける注 入ロックによる2モード同時 発振の動作解析(Ⅱ)	レーザー学会学術講演会第9 回年次大会 大阪国際交流センター 1989年1月27日	大野 裕孝 築島 隆繁
8.	不安定共振器型TEA CO ₂ レー ザーの注入ロック2モード同 時発振	プラズマ・核融合学会第6回 年会 日本大、1989年4月3日	大野 裕孝 築島 隆繁
9.	パルス注入ロックTEA CO ₂ レー ザーの計算機シミュレーシ ョン	プラズマ・核融合学会第6回 年会 日本大、1989年4月3日	築島 隆繁
10	注入源にハイブリッドレーザ ーを用いた注入ロックTEA CO ₂ レーザー	プラズマ・核融合学会第6回 秋季講演会 北海道大、1989年10月3日	大野 裕孝 築島 隆繁
11	パワー変調されたレーザー・ ビームによるプラズマ波動の 励起	日本物理学会1990年年会 大阪大、1990年3月31日	大野 裕孝 藤井 崇玄 永井 孝佳 永津 雅章 築島 隆繁

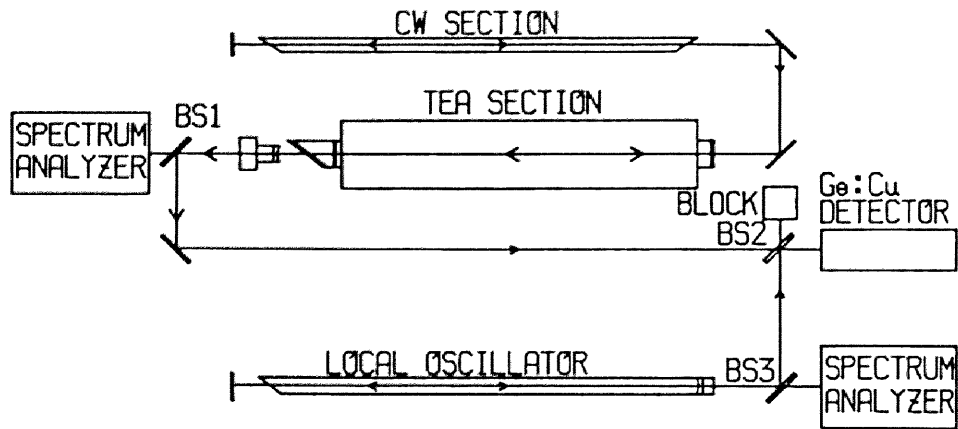
付録 プラズマ効果の測定および補正

プラズマ効果またはプラズマ・チャープ現象とは、注入ロック法において従来からの問題点として指摘されている次の現象をいう。注入ロック法では外部からの注入光の周波数とTEA CO₂レーザーの縦モードの周波数との関係が発振モードの選択を支配するが、TEA CO₂レーザーは大気圧レーザーであるので、放電時に発生するプラズマが比較的高密度になり、プラズマによる共振器内の屈折率の変化が無視できない量になる。屈折率が変われば実効的共振器長が変化し、TEA CO₂レーザーの発振周波数がプラズマが発生する以前の縦モードから変化する。このため、注入光の周波数とTEA CO₂レーザーの縦モードの周波数との間の相対的な関係が変化し、注入ロックにより励振される縦モードの強度が変化する。

本研究の帰還制御システムでは、TEA CO₂レーザー放電前に、注入光の周波数がTEA CO₂レーザーの隣接する2モードどのちょうど中央になるようにするが、TEA CO₂レーザー放電の際にはプラズマ・チャープ現象のために注入光の周波数が2モードの中央にあるとはいえなくなり、変調度の大きい2モード同時発振を得る妨げになる。

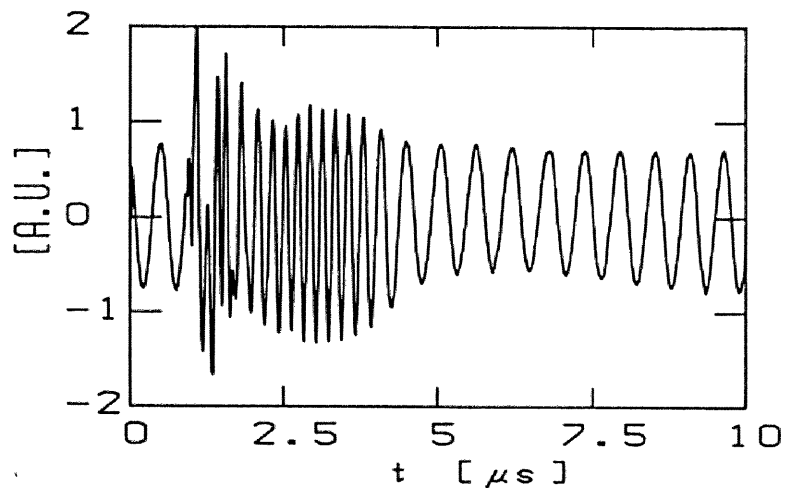
プラズマ・チャープ現象の測定はWillettらと同様の方法を用いて行った。付図1に実験装置を示す。付図1において、ハイブリッドレーザーは図2-1におけるBS2をミラーで置き換えてcw CO₂レーザーの放電管、TEA CO₂レーザーの放電管をひとつの共振器内に組み入れて構成した。ヘテロダイン検波に用いる局部発振器にはアポロ社製のcw CO₂レーザーを用いた。スペクトル・アナライザーを2台用いて、それぞれのレーザーが10P(20)のシングルラインで発振することを確認した。BS3によりミキシングされた2本のレーザービームは液体ヘリウム冷却されたGe:Cu検知器に入力され、差周波数が観測される。

ハイブリッドレーザーのcwセクションのみに放電をつけcwで発振させた後、



付図1 プラズマ効果の測定装置。

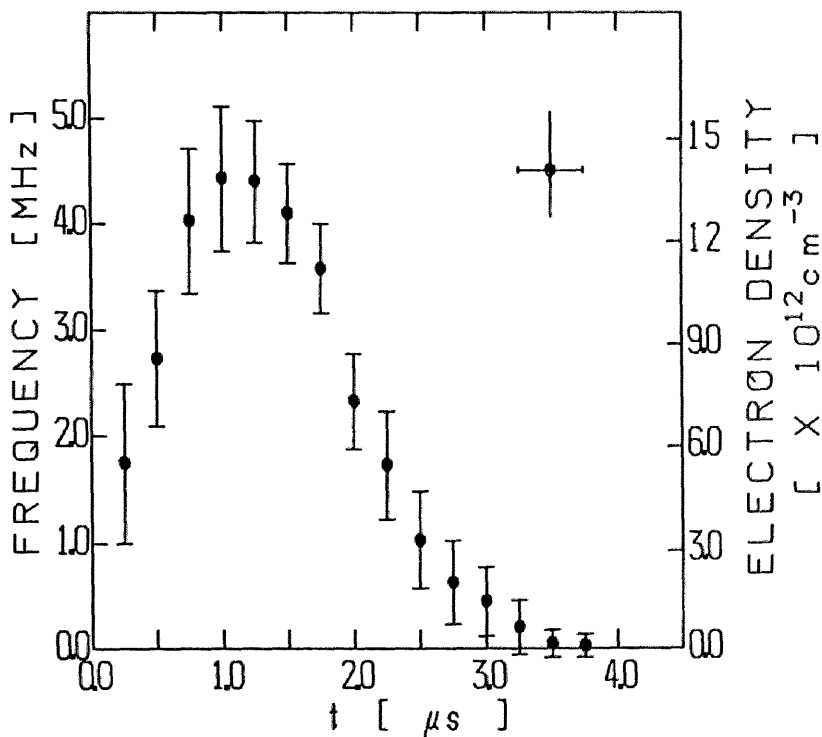
TEAセクションを放電させるとハイブリッドレーザーと局発cw CO₂レーザーとの間のビート周波数に変化が生じる。これはハイブリッドレーザーのTEAセクションにプラズマが生じたためにそこでの屈折率が変化し、ハイブリッドレーザーの発振周波数が変化した結果である。このビート周波数の変化がそのままプラズマ効果の大きさになる。なおこのとき、TEAセクションにはその発振を防ぐためCO₂をぬいたガスを用いた。



付図2 Ge:Cu検知器により観測された、ハイブリッドレーザーと局発振器との間のビート波形。

このようにして測定されたビート周波数の時間変化の一例を付図2に示す。実験では同時にロゴスキーコイルを用いてTEAセクションの放電電流も測定した。その結果、付図2においてビート周波数に変化が生じているのは、TEAセクションにプラズマが発生している時間帯であることが確認された。なお、付図2で時刻が1.5 μ s付近でビート波形が乱れているが、これはTEAセクションの放電にともなうノイズから信号を完全にシールドできなかったためである。

付図2のようにして測定されたビート信号の周波数変化を20ショットについて平均化してまとめたものを付図3に示す。本実験では、ハイブリッド・レーザーの共振器長4.5 mの中の90 cmの部分 (TEAセクション) にプラズマが発生しており、この場合、プラズマ・チャープ周波数の大きさは最大でおよそ4 MHzである。



付図3 プラズマ・チャープ周波数の大きさおよび対応する放電プラズマの電子密度

簡単な理論計算から、プラズマ・チャープ周波数 $\delta \nu_p$ は放電プラズマの電子密度 N_e と次の関係にあることがわかる。

$$\delta \nu_p = \frac{e^2 N_e \ell}{2 \pi m \nu L} \quad (\text{付-1})$$

ここで、 e は素電荷、 m は電子の質量、 ℓ は放電長、 L は共振器長、 ν はレーザーの発振周波数である。この式を用いて、プラズマ・チャープ周波数を電子密度に計算しなおすと、付図3の右側の軸が得られる。図から、電子密度が $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であることがわかり、またその変化も時間分解能よく測定された。この結果はWillett'sらの実験結果とおおむね一致している。

本研究では次の方法によりプラズマ・チャープ現象を補正した。即ち、図2-1におけるコントロール・ユニットによりcw CO₂レーザー・ロック・イン・スタビライザーからPZT1に与えられる高電圧(H.V.)にあらかじめプラズマ・チャープ周波数に相当するバイアスを与えた状態で、図2-2(b)に示すようにcw CO₂レーザーの透過パワーが最小になるようにロックしておく。試作したコントロール・ユニットは電磁リレーを用いた切り替え回路で、TEA CO₂レーザー放電の直前にタイミングをとって、与えてあったバイアスを取り除き、cw CO₂レーザーの周波数をTEA CO₂レーザーのプラズマ・チャープ周波数の大きさだけシフトさせる。