

Title	ネオジムレーザーの開発に関する研究
Author(s)	佐々木, 孝友
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1730
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

ネオジムレーザーの開発に関する研究

1975.12

佐々木孝友

内 容 梗 概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科在学中，ならびに引き続き大阪大学工学部電気教室において行なってきたネオジウムレーザーの開発に関する研究をまとめたものである。

著者は核融合プラズマ生成のための大出力レーザーの建設を目的とし，ネオジウムイオンを添加した，ガラスレーザー，YAGレーザー，無機液体レーザー等についてその特性を調べ，大出力化のための工学的諸問題点を明らかにし，技術開発を行なった。

本論文は9章及び謝辞より構成されている。

第1章は緒論であってガラスを中心としたネオジウムレーザーの必要性，問題点を明らかにしている。特にガラスレーザーが大出力レーザー装置として用いられるに至った理由をのべ，大出力レーザー装置の持つ工学的意義を示し，本研究の位置づけを行なった。

第2～第4章は発振部に関するものである。核融合プラズマ生成に必要とされるレーザー波形は発振部で決定される。第2章はナノ秒光パルス発生法について，第3章はピコ秒光パルス発生法についての記述である。著者はYAGレーザーに可飽和色素モードロッキングを施すことにより，極めて再現性のあるパルス幅可変のレーザー装置を製作するのに成功した。またピコ秒光パルスは従来の観測手段では，測定不可能であったため，新しい手法の研究を行なった。第4章ではガラスレーザーの蛍光スペクトルが広いことを利用した発振スペクトル同調についてふれている。エタロンを用いた実験では200 Å以上離れた2周波につき，同時発振が得られており，プラズマ加熱のメカニズム研究や，ガラスレーザー媒質におけるスペクトル緩和の研究に用いられる。

発振部で作られたレーザー光の増幅の過程の解析を第5章で取り扱っている。

高出力化に伴ない媒質のレーザー光による損傷の問題が生じる。第6章ではレーザーガラスの内部，表面における損傷の研究結果についてのべている。損傷の閾値を決定すると共に閾値向上についての研究を行なった。

第7章では以上の研究を基礎とした出力250 Jレーザー装置の開発した結果についてのべている。最終段はビーム径が8 cmと大きくなるため新型のディスクレーザーを採用した。

Nd^{3+} を添加した無機液体レーザーは廉価でしかも液体であるため大型化が容易である。その上誘導放出断面積がガラスの約4倍であるため，大出力レーザーとして興味深い。但し非線形屈折率が大きい欠点を有する。これらの点を第8章で取扱っている。

第9章は結論であり，8章にわたって述べた研究成果を総括し，得られた結果をとりまとめている。

目 次

第1章 緒 論	1
第2章 ナノ秒光パルスの発生	3
§ 2.1 まえがき	3
§ 2.2 パルス透過モード法の原理	3
§ 2.3 レーザートリガーギャップ	4
§ 2.4 光スイッチ	5
§ 2.5 パルス幅可変なレーザー光の発生	7
§ 2.6 む す び	7
参 考 文 献	8
第3章 モードロッキングによるピコ秒光パルスの発生	9
§ 3.1 まえがき	9
§ 3.2 モードロッキングの理論的取り扱い	9
3.2.1 まえがき	9
3.2.2 定常状態におけるモード同期	10
3.2.3 過渡状態におけるモード同期	11
3.2.4 む す び	14
§ 3.3 可飽和色素によるQスイッチパルス発生への解析	14
3.3.1 まえがき	14
3.3.2 Rate 方程式の規格化	15
3.3.3 Rate 方程式の数値解	15
3.3.4 む す び	17
§ 3.4 ガラスレーザーによるモードロックパルスの発生とパルス幅の測定	17
3.4.1 まえがき	17
3.4.2 ガラスレーザーによるモードロックパルスの発生	17
3.4.3 光相関法によるパルス幅の測定	19
3.4.4 超高速カメラによるパルス幅の測定	26
3.4.5 む す び	30
§ 3.5 モード同期用可飽和色素の開発	30
3.5.1 まえがき	30
3.5.2 ポリメチン系色素の改良	31
3.5.3 Ni-complex 色素	32
3.5.4 む す び	35

§ 3.6	パルス幅可変モードロックパルスの発生	35
3.6.1	まえがき	35
3.6.2	可飽和色素による発振の安定性	35
3.6.3	安定なモード同期パルスの発生	36
3.6.4	パルス幅可変モード同期レーザー	37
3.6.5	むすび	40
§ 3.7	まとめ	40
	参 考 文 献	40
第4章	ガラスレーザーの発振スペクトルの同調	43
§ 4.1	まえがき	43
§ 4.2	ノーマルモードでの同調	43
4.2.1	実験装置	43
4.2.2	計 算	43
§ 4.3	Qスイッチモードでの同調	44
4.3.1	実 験	44
4.3.2	計 算	45
§ 4.4	むすび	47
	参 考 文 献	47
第5章	ガラスレーザーの増幅	49
§ 5.1	まえがき	49
§ 5.2	増幅パラメータの測定	49
5.2.1	損失係数	49
5.2.2	誘導放出断面積 σ	50
5.2.3	逆転密度 n	53
5.2.4	クロス緩和時間と終状態の寿命	53
§ 5.3	Rate 方程式	54
5.3.1	Rate 方程式	54
5.3.2	シリケートガラスの場合	54
5.3.3	バリウムクラウンガラスの場合	55
§ 5.4	増幅の実験	58
5.4.1	シリケートガラスの場合	58
5.4.2	バリウムクラウンガラスの場合	59
§ 5.5	むすび	59
	参 考 文 献	60

第6章	レーザーガラスの損傷耐力向上の研究	61
§ 6.1	まえがき	61
§ 6.2	実験の方法	61
§ 6.3	実験結果	63
6.3.1	損傷の種類	63
6.3.2	プラズマの観測	65
6.3.3	パルス幅の影響	66
§ 6.4	損傷の機構	67
§ 6.5	損傷耐力の向上	70
6.5.1	フッ酸処理	70
6.5.2	アルカリの除去	71
6.5.3	表面コーティング	71
6.5.4	化学強化法	71
§ 6.6	むすび	71
	参考文献	72
第7章	大出力ガラスレーザーシステムの開発	73
§ 7.1	まえがき	73
§ 7.2	大出力ガラスレーザーの構成	73
7.2.1	発振段とパルス整形器	73
7.2.2	主増幅段	73
§ 7.3	ブースターレーザー	78
7.3.1	まえがき	78
7.3.2	ブースターレーザーの設計	78
7.3.3	ディスクプリアンプ	78
7.3.4	ディスクレーザー	80
7.3.5	まとめ	88
§ 7.4	光学コンポーネント	89
7.4.1	まえがき	89
7.4.2	大入力フラッシュランプ	89
7.4.3	光アイソレーター	94
7.4.4	フレネル回折の防止	96
7.4.5	まとめ	99
§ 7.5	結 論	100
	参考文献	100

第8章	Nd^{3+} : 無機液体レーザーの研究	101
§ 8.1	まえがき	101
§ 8.2	無機液体レーザーの特性	101
8.2.1	レーザー媒質	101
8.2.2	スペクトル特性	102
8.2.3	発振特性	103
§ 8.3	レーザーパラメーターの測定	107
8.3.1	まえがき	107
8.3.2	蛍光寿命	107
8.3.3	損失係数の測定	107
8.3.4	誘導放出断面積 σ_{32} の測定	108
8.3.5	ターミナルレベル $^4I_{11/2}$ の寿命 τ_{21} の測定	110
§ 8.4	大出力化への応用	112
8.4.1	まえがき	112
8.4.2	計 算	112
8.4.3	実 験	114
8.4.4	む す び	115
§ 8.5	異なったレーザー媒質間の増幅	116
8.5.1	まえがき	116
8.5.2	SeOCl_2 レーザーによるガラスレーザー光の増幅	116
8.5.3	POCl_3 レーザーによる Tuning 光の増幅	117
8.5.4	む す び	119
§ 8.6	液体レーザーにおける非線形光学現象	119
8.6.1	まえがき	119
8.6.2	ピコ秒光パルス発生	119
8.6.3	非線形光学効果	122
8.6.4	む す び	126
§ 8.7	ま と め	127
	参 考 文 献	127
第9章	結 論	129
	謝 辞	132
	業 績 目 録	133

レーザーは可干渉性、指向性に富み、その上エネルギー密度が極めて高いため、物理、工学上極めて重要となっている。前者の性質は情報処理、光通信、プラズマ計測、非線形光学等、各種の新しい計測分野を開いた。また後者のエネルギー密度を利用する点では核融合プラズマの生成、レーザー加工が出現した。筆者は主として、レーザーにより核融合を行なうための大出力レーザー開発を目的とし、研究を行ってきた。

固体、液体レーザーは高密度のエネルギーをレーザー媒質中に蓄え得るため大出力を得るのに適している。1960年Maimanはルビーにより最初のレーザー光を得たが¹⁾、それ以後ガラスレーザーをSnitzerが発振させた²⁾のに続き、各種のガラス、結晶の高效率、高出力用を目的とした材料開発が各国で行なわれた。

高出力化をはばむのはレーザー光による媒質損傷であり、単位面積当りのパワー密度を損傷閾値より以下におさえる必要がある。高出力を得るためには、レーザー媒質を大型化しなければならない。ルビー等の結晶はこの点で高出力化競争から脱落し、大型化が容易なガラスレーザーが高出力レーザーの主役となったのである。

1962年頃Basov等は強いレーザー光でプラズマを発生加熱すれば核融合反応が起こる事を提案していたが、1968年のマイアミで開かれた第5回量子エレクトロニクス国際会議で中性子発生の報告を行ない、核融合の可能性を示した³⁾。

レーザー光の持続時間が通常のQスイッチパルスのように数10ナノ秒以上のパルスである時には、生成したプラズマは電磁流体力学的に膨張し、レーザー光のエネルギーはまわりに拡散してしまう。しかしナノ秒前後のパルスを用いれば、膨張が始まるまでにエネルギーの投入が完了するため、極めて有

効な加熱が行なわれることになる^{4)~7)}。

発振段で得られたパルスは何段も増幅器を通り、ビーム径を大きくしながらパワーを上昇してゆく方法がとられる。

極めて多数の固体、液体、気体のレーザーが開発された中で、現在核融合装置のプラズマ加熱源としてネオジウムガラスレーザーは最も大規模な装置にまで発展している。

著者は核融合プラズマ生成用の大出力レーザー装置の建設を目的としたネオジウムレーザーの開発研究を行なった。

まずプラズマ生成に必要なナノ秒、ピコ秒の光パルス発生法、発振スペクトルの同調法等の技術確立した。これについては第2~4章でのべる。また増幅のふるまいをコンピューターにより解析し、増幅実験との比較検討を行ない、大出力化への指針を与えた。これを第5章でのべる。高出化に伴ない媒質のレーザー光による損傷の問題が生じる。第6章ではレーザーガラスの内部、表面における損傷の研究結果についてのべる。損傷の閾値を決定すると共に、閾値向上についての研究も行なった。第7章では以上の研究を基礎として設計製作した出力250 Jガラスレーザー装置についてのべる。最終段はビーム径が8 cmと大きくなるため新型のディスクレーザーを採用した。ネオジウムを添加した無機液体レーザーは廉価でしかも液体であるため大型化が容易であり大出力レーザーとして興味深い。これに関しては第8章でのべる。

第9章は結論であって、以上8章にわたって述べた結果をとりまとめレーザーによる核融合研究の見通しを与えている。

(参考文献)

1. T.H.Maiman : Nature **187** 493
(1960)
2. E.Snitzer : Phys. Rev. Lett.,
7 444 (1961)
3. N.G.Basov et al : IEEE
J.Quant. Elect. QE-**4** 864
(1968)
4. 山中他 : 電気学会誌 **92-A** 561 (1972)
5. C.Yamanaka et al : Phys. Rev.
A **6** 2335 (1972)
6. 山中他 : 電気学会誌 **94** 285 (1974)
7. 山中他 : 電子通信学会誌 **57** 584
(1974)

第2章 ナノ秒光パルスの発生

§2.1 ま え が き

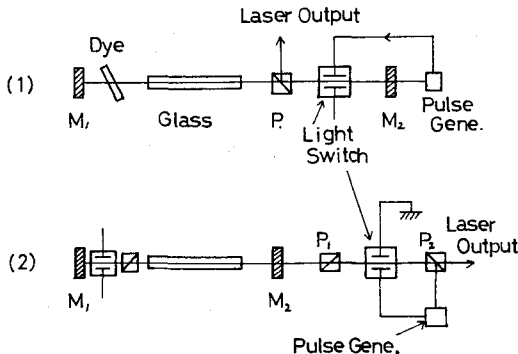
この章ではナノ秒持続時間を持つレーザーパルス発生法についてのべる。レーザーの持続時間を任意に変えることができれば、プラズマ生成の研究^{1)~3)}のみならず、ナノ秒領域における物理的、化学的な光と物質との相互作用の現象を研究する上で有効な手段となる。

ここで言うナノ秒パルスとは約1ナノ秒から数10ナノ秒の持続時間を持つパルスである。回転プリズム、ポッケルセル、可飽和色素あるいはこれ等の組み合わせによる通常のQスイッチパルス発生法で、得られる最少のパルス幅は高々10ナノ秒までである。それ以下のパルスはパルス透過モード等の特殊な方法を用いる必要がある。

筆者は共振器の内部と外部とでパルス透過モード法を用い、ナノ秒光パルスの発生を試み、両者の比較検討を行なった。

§2.2 パルス透過モード法の原理

第2-1図に光パルス整形法としての(1)内部変調法、(2)外部変調法の1例を示す。



第2-1図 パルスモード透過法によるナノ秒パルス発生
(1) 内部変調法
(2) 外部変調法

(1) 内部変調法

図について動作原理を示す。可飽和色素によりガラスレーザーにQスイッチをかける。成長しだしたQスイッチ光の1部を反射鏡M₂より取り出し、高電圧パルス発生器(Pulse Generator)を動作させる。この動作により発生した高電圧を光スイッチ(Light Switch)にかけて光の偏光方向を90°かえることにより共振器のQを悪くする。この結果発振は停止し、共振器の内部に残っている光エネルギーは偏光方向をかえられることにより偏光子Pからレーザー出力光として取り出される。取り出される光パルスの時間幅はもしPulse GeneratorとLight Switchの応答時間の十分はやいものを用いた時には共振器内に残された光の寿命により決まる。すなわち共振器の長さにより決まる。

内部変調法の特徴は以下の通りである。

- 1) 共振器のQをかえるために必要な光スイッチにかける電圧は $\lambda/4$ 電圧でよい。
- 2) Qスイッチ用素子(図では可飽和色素を用いている)とパルス整形のための光スイッチ素子の両方を共振器内に入れる必要があり、共振器損失が大きくなる。
- 3) パルス幅の調節は共振器長で行なわなければならない。最短パルス幅は共振器長Lがいかに短くなるかで決まる。L=60cmなら4nsである。

(2) 外部変調法

発振器で、通常のQスイッチ発振を行なわせ、30ns位のパルスを作る。この光は偏光子P₁、光スイッチを通過してゆく。偏光子P₂はP₁と直交しているため、光は直進できず曲げられPulse Generatorを動作させる。この動作により発生した高電圧を光スイッチにかけて光の偏光方向を90°かえる。その結果光スイッチに電圧のかかって

いる時間だけ P_2 から直進したレーザー光が得られる。
外部変調法の特徴は以下の通りである。

- 1) 光スイッチにかける電圧は $\lambda/2$ 電圧である。
- 2) Qスイッチングとパルス整形を独立して動作させるため、発振器で十分モードのきれいなパワーの強いレーザー光が出せる。
- 3) パルス幅の調節は高電圧ケーブルの長さを変えるだけで任意のものが出せる。

以上の説明からわかるように、いずれの方法の場合でも高圧パルス発生装置と光スイッチ素子の特性が全体の動作を支配する。高圧パルス発生にはレーザートリガーギャップを、光スイッチにはケルセル、ポッケルセル等を用いた。以下に筆者等が開発したもののについて述べる。

§ 2.2 レーザートリガーギャップ

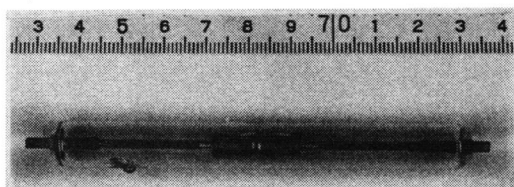
高圧パルス発生装置は、レーザー光に対して感度よくしかも光スイッチ素子を動作させるための立ち上がり時間の極めて速い高電圧(通常数KV以上)を発生できる必要がある。レーザートリガーによるスパークギャップは

- (1) トリガー部と高いギャップ電圧との間に電気的なカップリングがないので安全であり、動作も安定している。
 - (2) 放電時間遅れが短かく、ジッターも小さい。
 - (3) 構造が簡単である。
 - (4) レーザー放射に正確に同期した高電圧パルスを発生できる。
- などの特徴がある。

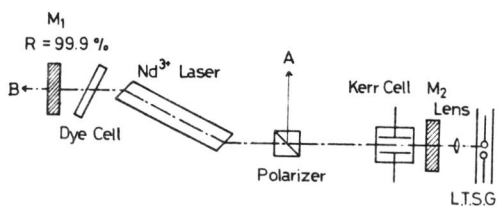
筆者は真空型⁴⁾と加圧型^{5),6)}の両方のギャップの特性について調べた。

第2-2図は真空型レーザートリガースパークギャップの構造を示す。ギャップ間隔は0.5mmである。内部はXeガスが約 10^{-3} torr封入してある。真空ギャップを用いて行なった時の実験装置を第2-3図に示す⁷⁾。

光スイッチにはケルセルを用いた。可飽和色素に



第2-2図 真空型レーザートリガースパークギャップ

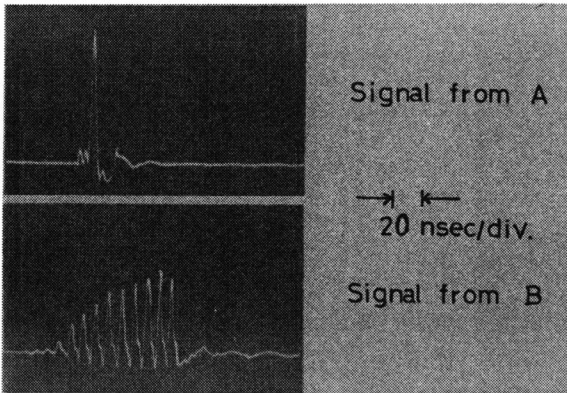


Experimental schematic for selecting a single pulse from a train of ultrashort pulses.

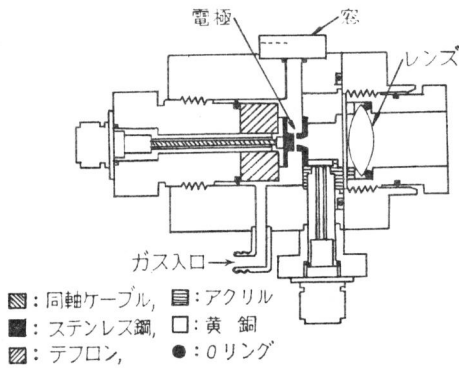
第2-3図

よりQスイッチと同時にモードロックがかかり発振が始まる。出力端ミラー M_2 ($R=80\%$) から出たレーザー光がレーザートリガーギャップ(L.T.S.G.)をスイッチする。この時L.T.S.G.と集光レンズ($f=3.5\text{ cm}$)間の距離を適当にとることによりスイッチオンするタイミングを調節することができる。これによりケルセルに $\lambda/4$ 電圧がかかる。ケーブルを長くすることによりQスイッチパルスの持続時間より十分長い時間ケルセルに電圧がかかっているようにした。この装置によりモードロックパルス列からシングルパルスを取り出すことに成功した。第2-4図にパルス波形を示す。上図はシングルパルスであり下図は共振器内部のパルス波形を示す。ケルセルに電圧がかかった時から共振器のQが悪くなり発振が停止している様子がよくわかる。

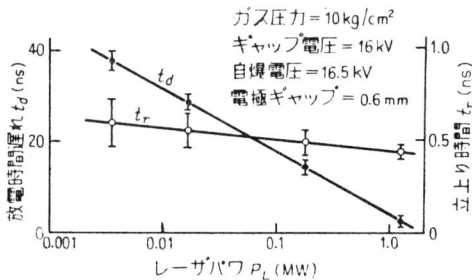
真空型ギャップは小型であり簡便であるが、耐圧が6KV位以上のものをつくるのが困難であった。また閉じ込め型であるためギャップ間隔等の調節ができない等の問題点があった。このため次に加圧型



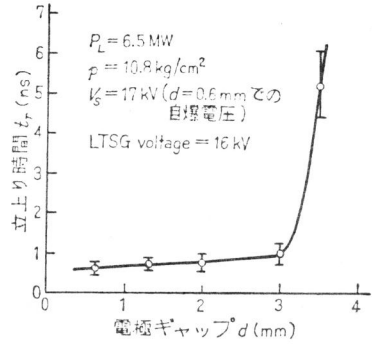
第2-4図 パルス透過モード法により得られたシングルモードロックパルス(上)と共振器内部のパルス波形列(下)



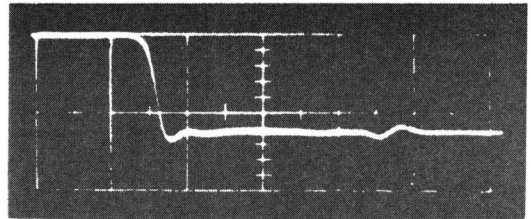
第2-5図 加圧形レーザートリガーギャップの構造



第2-6図 レーザーパワー変化に対する放電時間遅れと立ち上がり時間



第2-7図 立ち上がり時間と電極間距離の関係



第2-8図 LTSGによるパルス電圧波形 (2 ns/div)

のものを試作した。

第2-5図に N_2 ガス封入の加圧形L.T.S.G.を示す。L.T.S.G.は同軸構造で、焦点距離3cmのレンズは負の電極上に集光するように可動であり、電極間距離も調節できる。第2-6図はレーザーパワーを変えた時のギャップの放電時間遅れ及び電圧の立ち上がり時間を測定した結果であり、第2-7図は電極のギャップ間隔と立ち上がり時間の関係調べた結果である。放電時間遅れの時間基準はレーザー光の立ち上がり10%の所とした。立ち上りの最もはやい場合の電圧波形を第2-8図に示す。立ち上がり時間として0.5 ns前後のものが得られている。

§2.4 光スイッチ

光スイッチ作用にはケル効果、ポッケルス効果等が一般に使用されている。時間応答に関してはケル効果は分子の配向分極時間で決まり大体 $10^{-11} \sim$

10^{-12} 秒位いで、またポッケルス効果は電子が関与するのでもっとはよい。いずれにせよ 10^{-9} 秒の光スイッチには用いることができる。

筆者は実験の初期にはニトロベンゼンを用いたケルセルを使った。(第2-3図)。しかしニトロベンゼンは吸湿性で電気抵抗がすぐに悪くなることや、使用電圧の加減でセル長が数cmとなりこのため、強い発振をさせるとセルフトラッピング等が起こりやすく、パターンが不均一になりやすい等の問題点があった。このためKDPを用いたポッケルセルを開発した。ここではポッケルセルのみについてのべる⁸⁾。

ポッケルセルの特性を決めるパラメーターとして以下の3つが考えられる。

(1) 挿入損失

これはストレスにより結晶中に生じた複屈折による損失とレーザー光吸収による2つに分けられる。

(2) レーザービームの半径方向に対する透過

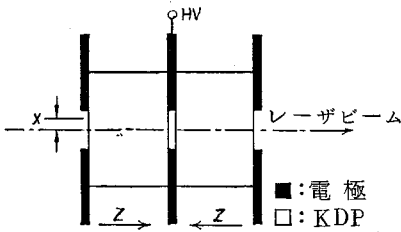
(3) 応答速度

第2-9図に筆者が使用したポッケルセルの概略図をまた第2-10図にセルの構造を示す。変調素子としてKDPを用いた。寸法は $15 \times 15 \times 10$ mm

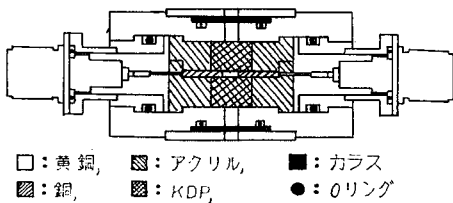
で温度による複屈折変化を防止すると共に電気光学効果を2倍にするために、3枚の平行平板電極の間に2枚のKDPを縦続接続し、中央電極に高電圧を印加した。結晶のZ軸は電極面に垂直であり、レーザー光は直径10mmの穴を通りZ軸方向に伝播する。

(1)の挿入損失を減少させるためにKDP自身にはメカニカルな力ができるだけ働かないように組み立てることが重要である。メカニカルなストレスにより生じた結晶の複屈折は光スイッチの Extinction Ratio を下げる。筆者等が組み立てたもので 10^3 のオーダーであった。

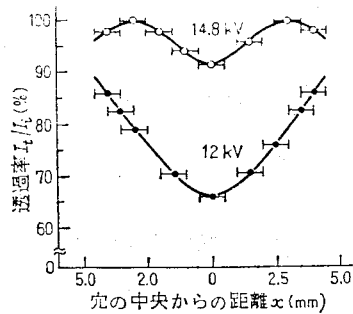
(2)のビーム半径方向に対する透過ができるだけ一様になることも動作時の Extinction Ratio を上げるのに重要な条件である。第2-9図のような電極構造を用いているために結晶には平等電界がかからずこのため不均一透過が生じる。ポッケルセルの透過率の場所的变化を調べた結果を第2-11図に示す。電圧11.4KV 近傍でほぼ一様な透過率が得られる事が判った。計算上での $\lambda/2$ 電圧はほぼ $V_{\lambda/2} = 9KV$ である。できるだけ均一透過を得るためには $V_{\lambda/2}$ よりかなり大きな値が必要である。



第2-9図 KDPポッケルセルの概略図



第2-10図 ポッケルセル断面図



第2-11図 印加電圧によるポッケルセルの透過率の場所的变化

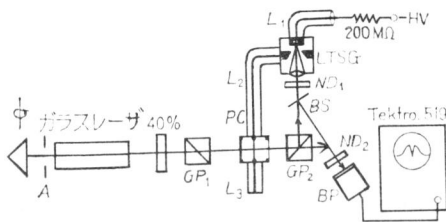
(3)のポッケルセルの応答時間はケーブルの

Impedance Rとポッケルセルの静電容量Cとの積RCで決められる。製作したセルのCは約20 pF, またケーブルは $R = 50 \Omega$ であるから、これから電

圧の立ち上り時間として約1 ns となる。

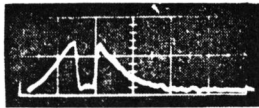
§2.5 パルス幅可変なレーザー光の発生

以上の特性を持つ L.T.S.G. とポッケルセルを用いて、内部変調、外部変調について特性を調べた。その結果内部変調法は共振器の損失が大きいく、発振させにくい、TEM₀₀ モードのパターンが得にくい、パルス幅の調節がめんどうである等の点から外部変調法を採用することにした。

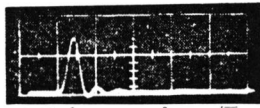


LTSG: レーザトリガスパークギャップ, GP₁, GP₂: グラン偏光子, L₁~L₃: 同軸ケーブル, PC: ポッケルセル, ND₁, ND₂: フィルタ, BS: ビームスプリッター, BP: バイプラナーホトダイオード

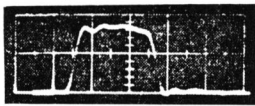
第2-12図 外部変調法



(a) LTSG前のQスイッチレーザーパルス, 水平軸 20 ns/div



(b) 整形レーザーパルス, パルス幅 2 ns, 水平軸 5 ns/div

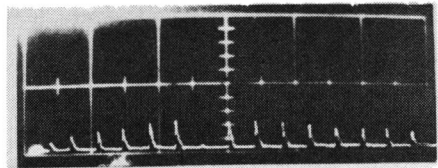


(c) 整形レーザーパルス, パルス幅 10 ns, 水平軸 5 ns/div

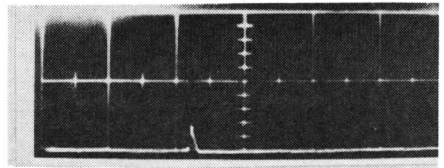
第2-13図 レーザー波形

第2-12図に回転プリズムを用いたQスイッチ発振による外部変調法を示す。またこれにより得られたレーザー波形を第2-13図に示す。(a)はL.

T.S.G. にはいる前のレーザー光をビームスプリッターにより観測したものである。切り出したレーザー光が最も強くなるために、L.T.S.G.はレーザー波形の適当な時間で動作する必要がある。この調節はL.T.S.G.前に減衰フィルタを置くことにより行なわれた。(b)(c)は切り出したレーザー波形である。L₃のケーブル長を変えることにより2~30 nsの間の任意の決形を得ることができる。レーザー光の立ち上り時間は約1.5 nsであった。ポッケルセルの計算上の立ち上り時間は前述のように約1 nsであるのでこの値より実験値は少し大きい。これはポッケルセルにかかる電界の場所的不均一性のためと考えられる。第2-14図は発振器に可飽和色素



(a) B.S.よりのレーザー波形 (20 ns/div)



(b) single pulse (20 ns/div)

第2-14図 モードロックパルス波形

モード同期レーザーを用いてモードロックパルス列の中のsingle pulseを切り出した時のレーザー波形を示す。この場合、パルス間隔は共振器長により決定され、たとえば100 cmの場合には約6.7 nsである。従ってパルス整形部のケーブルL₃の長さは50 cm程度にとればよい。

§2.6 むすび

外部変調法を用いた安定なナノ秒パルス発生装置の開発を行なった。レーザー光の立ち上り時間はレ

レーザートリガーギャップと光変調素子の電圧立ち上り時間で決定された。加圧型のギャップにより1ナノ秒以下の電圧立ち上り時間が得られた。このギャップとポッケルセル光スイッチとの組み合わせで、立ち上り1.5ナノ秒のレーザー光を得た。可変パルス幅は2ナノ秒から約30ナノ秒であった。

筆者が用いたポッケルセルの問題点は径方向の透過率の均一性である。第2-11図に示した如く不均一性が約10%前後あり、これが光スイッチのS/Nを悪くしている。最近シンドリカル電極を用いたポッケルセルはよい特性を持つという報告がある⁹⁾。この種の検討をする必要がある。

(参考文献)

1. C.Yamanaka et al : 2nd Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena (1971-8)
2. 山中：電気学会誌 92-A 25 昭和47年
3. 山中：電子通信学会誌 57 5号 584 昭和49年
4. L.L.Steinmetz : Rev. Scient. Instru. 39 904 (1968)
5. A.J.Alcock, M.C.Richardson and K.Eeopold : Rev. Scient. Instru. 41 1028 (1970)
6. K.Yoshida T.Sasaki et al : Japan. J.Appl. Phys, 10 1643 (1971)
7. 佐々木, 山中, 中村, 山中 : 電子通信学会量エレ研究会 QE69-39 10月 (1969)
8. 吉田, 山中, 佐々木, 島村, 山中 : 電学誌 92-C 377 昭和47年
9. LLL LASER FUSION PROGRAM Semiannual Rept. July - Dec. (1972)

第3章 モードロッキングによるピコ秒光パルスの発生

§3.1 ま え が き

ナノ秒以下のパルス幅を持つ光パルスを電気光学的シャッターのみで得ることは困難である。この領域のパルス発生には通常レーザーの多モード発振を生かしたモード同期による方法が採用される。一般に固体パルスレーザーは利得が極めて高いため、強制モード同期による方法は過渡状態的な同期になり不安定発振を示す。このため変調が十分かかる可飽和色素による自己モード同期によりピコ秒パルス発生を行なった。

筆者は、可飽和色素によるピコ秒光パルス発生のみカニズムを解明した。またピコ秒領域における光計測技術は従来の光検知器とオシロスコープの組み合わせでは時間応答不足のため、用いることができない。このため光相関法、超高速カメラ等の開発を行なった。さらに安定なピコ秒光パルス発生のための技法を開発した。

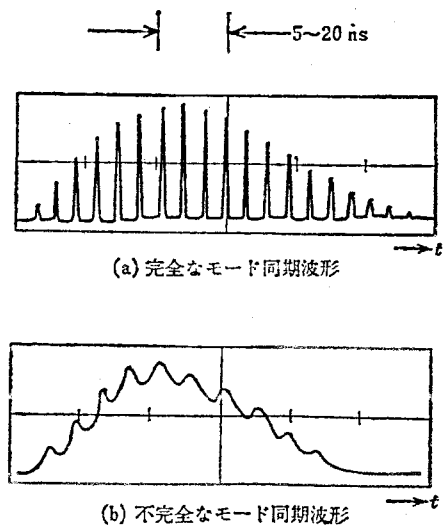
§3.2 モードロッキングの理論的取り扱い

3.2.1 ま え が き

1961年にHellwarthとMcClungはカーセルを用いるQスイッチ法を考案してパルス幅が120nsで通常発振(ノーマル発振)よりも、はるかに尖頭出力の大きい(数百KW)いわゆるGiant Pulseを発生するのに成功した¹⁾。1962年には回転プリズムによるQスイッチ法により10MW以上の尖頭出力が得られた。その後可飽和色素を用いるQスイッチ法も発展し、ルビーやNdガラスレーザーで容易に1MW以上100MW程度のパルス発振が10~100nsのパルス幅で得られるようになり、光高調波発生、誘導ラマン散乱をはじめ、種々の非線形効果の研究や光レーダーなどに用いられてきた。

光共振器の損失または共振周波数をモードの差周波数に近い周波数で変調するとモード同期(Mode Locking)が起こる。1964年に最初He-Neレーザーの連続発振に対してモード同期が実験され²⁾、これによってパルス幅が約1nsのレーザー出力が縦モードの差周波数の繰り返して出ることが示された。光共振器に非線形素子たとえば可飽和色素を入れた時にもモード同期が起こる。この方法は主に固体レーザーに対して用いられ、1965年MockerとCollinsはルビーレーザーのモード同期によって 5×10^{-10} 秒のパルス幅を³⁾、1966年にDe MariaらはNdガラスレーザーをモード同期して約 10^{-10} 秒のパルスを得た⁴⁾。

ジャイアントパルス発振をモード同期した時、光共振器内を光が往復する時間を周期としたパルス列になっている。(第3-1図) レーザー利得の周波数 $\Delta\nu$ の中で発振している多モードが同時発振すれば、後にも述べるようにその出力のパルス幅 τ は

$$\tau \approx 1/\Delta\nu \quad (3-1)$$


第3-1図 モード同期レーザーパルスの波形

になることが予想されるが、実測された固体レーザーのパルス幅はこれよりもずっと広い。この矛盾はいわゆるモードの同時発振という仮定自体にあることが、最近 Letokhov⁵⁾, Fleck⁶⁾等により指摘された。Qスイッチパルスのような過渡現象を正確に取り扱うためには、周波数領域では、いわゆるパルス自体のもつ性質を正確に記述するのが困難であり、実時間軸において、取り扱う必要がある。すなわちモード間の同期ということよりも1つの光パルスが光共振器内を往復する間に減衰と増幅を受けると考える方が現象を正しく扱えるわけである。

ここでは参考のため、まず定常状態におけるモード同期(周波数領域で取り扱う)についてのべ、ついでQスイッチパルスのような過渡状態のモード同期(実時間領域で取り扱う)についてのべる。

3.2.2 定常状態におけるモード同期(周波数領域での取り扱い)⁷⁾

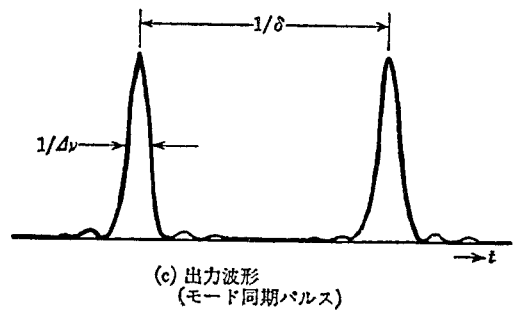
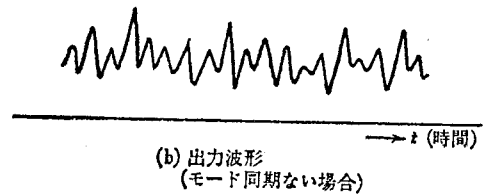
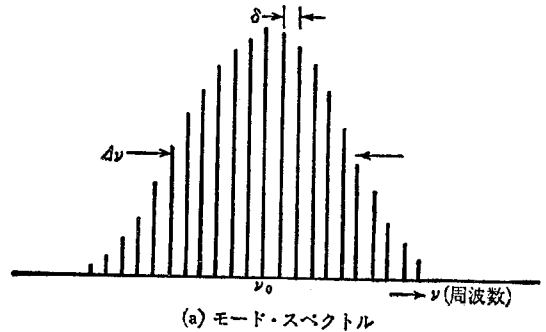
レーザー発振のスペクトルは通常共振器内を光が一往復する時間を周期とする周波数だけ離れた多数の縦モードから成っている。(第3-2図(a))異なる縦モード間の位相がたがいに全く無関係の時には、これらを合成した全出力はある平均値を中心に振幅が不規則に変動する連続光となる。(第3-2図(b))しかし異なるモード間に特定の位相関係が生ずると強い干渉によって合成出力の様子は全く変わる。いま周波数間隔 δ の縦モードより成る合成電場を一般に

$$E(t) = \sum_n^N A_n \cos[2\pi(\nu_0 + n\delta)t + \varphi_n] \quad (3-2)$$

と表わし、特に $\varphi_n = 0$, $A_n =$ 一定の場合を考えると、

$$\begin{aligned} E(t) &= A \sum_{n=0}^N \cos[2\pi\nu_0 t + 2\pi n\delta t] \\ &= A \frac{\sin(\pi N\delta t)}{\sin(\pi\delta t)} \cos(2\pi\nu_0 t + \\ &\quad + \frac{N-1}{2} 2\pi\delta t) \end{aligned}$$

$$\simeq A \left\{ \frac{\sin(\pi N\delta t)}{\sin(\pi\delta t)} \right\} \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (3-3)$$



第3-2図 モードスペクトルと波形

となり(N は全モード数), 合成出力光の振幅波形は第3-2図(c)のようにパルス幅 $\sim (\Delta\nu)^{-1}$ ($\Delta\nu$ は全発振幅), 間隔 δ^{-1} のパルス列になることがわかる。特定の位相関係を生じるのは、非線形媒質の中でのモード間の相互作用によるものとして説明される。いま隣接した周波数 ν_1, ν_2 の発振モードを

考えると非線形媒質中での混合作用によって周波数 $2\nu_1 - \nu_2$, $2\nu_2 - \nu_1$ の分極成分を生じる。これらは両隣りの発振モードの周波数にほぼ一致するのでその位相を ν_1 , ν_2 の光の位相に同期させるようにひっぱり込む作用をする。この働きはさらに伝播して全モードに及ぶことになる。このような同期作用はレーザー物質自身の非線形性によってもある程度自然に生ずるが、外部におかれた適当な非線形物質によってさらに効果的に行なわれる。また非線形吸収体を用いる代りに変調器を挿入して δ の周波数で共振器の損失を強制的に変調する方法もある。この場合にも似たような作用によってモード結合が行なわれ、パルス列が発生する。

しかし一般に非線形媒質を含む共振器内では電磁場の固有モードというもの厳密には定義できず、そこから出てくる光のスペクトル分布は光の強度によって変化し共振器モードとは必ずしも一致しない。したがってモード同期という現象を、あらかじめスペクトルの定まった多モード発振が存在していて、それらが単に同期発振するものと理解することは厳密には正しくない。しかしモードという言葉を広く解釈し、その成因は何であれ結果に注目して、あるスペクトル幅を持つ光のフーリエ成分の1つを意味するものとするれば、それらの位相が揃った状態が超短光パルスであるといってしまう。このようなモード同期の考えは、超短光パルスの問題を扱う場合、或る程度までは、かなり便利なモデルである。しかしパルスの構造やその成因の詳細に立ち入ってみると、これだけで説明するには、いろいろな無理が生じ、究極的には後者のようにパルスそのものを現象の基本要素として考える必要が生じてくる。それは本質的に非線形な現象を扱っているからである。

3.2.3 過渡状態におけるモード同期(実時間領域での取り扱い)

実時間領域の取り扱いの1つとしてFleckは電子計算機によるモデル計算によりQスイッチレーザ

ーの発振過程を調べ、ランダムな雑音から出発して実際に1つか、2つの鋭いパルス出力が得られることを示している⁶⁾。またLetokhov等は可飽和色素によるQスイッチモードロッキングを解析的に取り扱いよく説明している⁵⁾。ここでは後者の取り扱いを考察する。

理論的なモデルとして簡単のために、次の仮定をおく。

(a)レーザー物質の誘導放出断面積 σ_a と可飽和色素の吸収断面積 σ_b との間に

$$\sigma_b T_1^b \gg \sigma_a T \quad (3-4)$$

が成立する。ただし T_1^b は色素の上準位の緩和時間、 T は光が共振器中を往復するのに要する時間 ($T = 2L/c$) である。この条件は可飽和色素によりQスイッチが生じるための条件である。

(b)レーザーのパルス幅 τ_p に比べ、 T_1^b は極めて短い。すなわち

$$\tau_p \gg T_1^b \quad (3-5)$$

(c)レーザー媒質の励起はレーザーの断面にわたり、一様である。

(d)初期の色素の吸収係数 x_0 は $x_0 \ll 1$ を満たす。また吸収の飽和は、二準位系の場合のように

$$x(t) = x_0 (1 + I(t)/I_s)^{-1} \quad (3-6)$$

で与えられるものとする。

このような仮定のもとで、まず自然放出により発生した雑音状の波形が、共振器中を往復しながら次第にパルス出力となる過程を解析する。共振器の往復時間 T を周期として波形はほぼ繰り返され、レーザー媒質による増幅と、色素による吸収とで、少しずつ変化してゆく。取り扱いの便宜上時間 t を

$$t = kT + \tau = t_k + \tau, \quad k = 0, 1, 2, \dots \\ 0 < \tau < T \quad (3-7)$$

で表す。共振器を k 回往復したあとの強度変化率は

$$\frac{\partial P(\tau, k)}{\partial k} = \left[\alpha(k) - \gamma - \frac{x_0}{1 + P(\tau, k)} \right] \\ \times P(\tau, k) \quad (3-8)$$

で表わされる。ここで $P(\tau, k) = I(\tau, k) / I_s$ は無次元の強度、 $\alpha(k)$ は、 k 番目の通過を始める時の利得、 γ は線形損失係数である。利得 $\alpha(k)$ は、近似的に

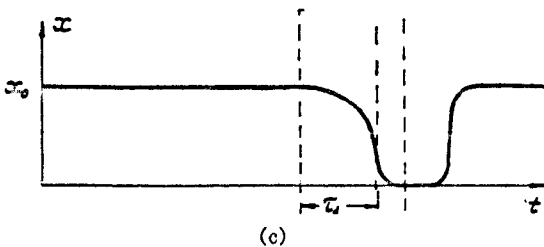
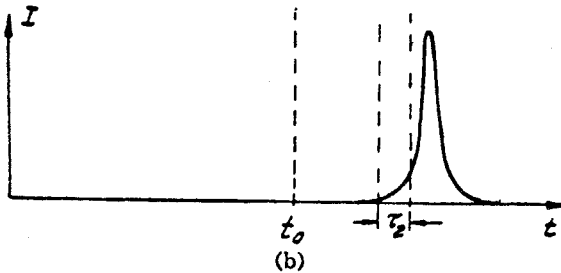
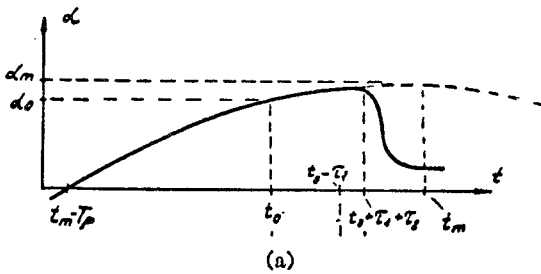
$$\begin{aligned} \alpha(k) &= \alpha_0 + k(d\alpha/dk) \\ &= \alpha_0 + kT(d\alpha/dt) \end{aligned} \quad (3-9)$$

と展開し得る。ここで $\alpha_0 = x_0 + \gamma$ は、利得のしきい値、 $d\alpha/dt$ は、しきい値におけるポンピングによる利得の増加率である。しきい値を越して $\alpha(k)$ が増し、さらに $P(\tau, k) > 1$ となって飽和が始まる。

(1) 線形領域におけるふるまい。

解析の都合上、 $\alpha(t)$ の形を放物線で近似する。

$$\alpha(t) = \alpha_m \left[1 - \left(\frac{t - t_m}{T_p} \right)^2 \right] \quad (3-10)$$



第3-3図 可飽和吸収体によるレーザー発振の解析。 α : 増幅率, I : 光強度, x_0 : 可飽和吸収体による損失係数

ここで T_p は逆転分布が達成されてから、 α の最大値 α_m に達するまでの時間、 $\alpha(t_m) = \alpha_m$ である。(第3-3図参照) $t = t_0$ (threshold) では

$$d\alpha/dt = (2\alpha/T_p)(\eta-1)^{1/2} \quad (3-11)$$

ただし $\eta = \alpha_m/\alpha_0$ はポンピング率である。

閾値に達してから飽和が始まるまでの時間を τ_1 とすと、共振器中の電磁波は

$$\exp \left\{ \frac{1}{T} \int_{t_0}^t [\alpha(t') - \alpha_0] dt' \right\}$$

のように立ち上るので(3-10)を仮定すると、

$$\tau_1 = \left\{ 2T \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^{-1} \ln \left[\frac{I_s}{I_0 x_0} \left(\frac{T}{2} \frac{d\alpha}{dt} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \quad (3-12)$$

とおける。さらに(3-11)を参照すると、

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \left\{ \frac{1}{\alpha_0} T T_p (\eta-1)^{-1/2} \ln \left[(P_0 x_0)^{-1} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(\frac{T}{T_p} \sqrt{\eta-1} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (3-13)$$

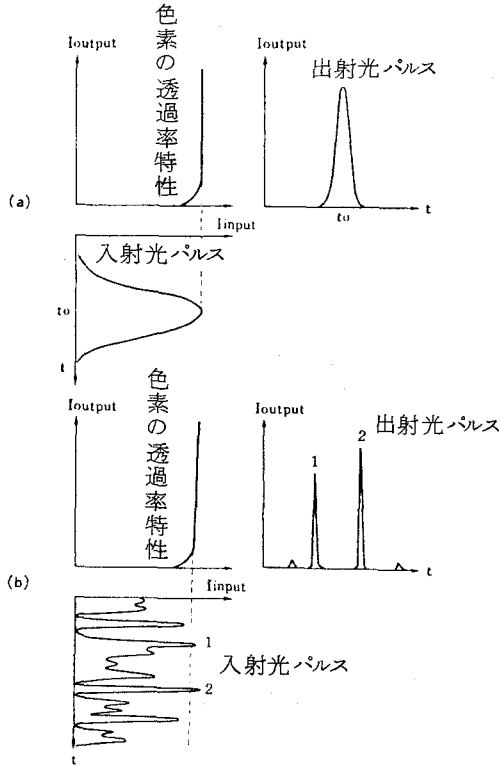
ただし $P_0 = I_0 / I_s$ を得る。従って飽和が始まるまでの線形領域における α の全増加分 $\Delta\alpha$ は

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \tau_1 \frac{d\alpha}{dt} \\ &= 2 \left\{ \alpha_0 (\eta-1)^{1/2} \frac{T}{T_p} \ln \left[(P_0 x_0)^{-1} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(\frac{T}{T_p} \sqrt{\eta-1} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (3-14)$$

で与えられる。式(3-9)と(3-14)は $(d^2\alpha/dt^2)^2 / (\tau_1^2/2) \ll \Delta\alpha$, すなわち $(\eta-1)^{1/2} \gg \tau_1/2T_p$ が成立しないと近似がよくないが、普通の場合、この条件はよく満たされている。

(2) 非線形吸収によるパルスの短縮と選択

第3-4図に可飽和色素の2つの働き、すなわちパルスの短縮効果と、強度の高いパルスのみを選択させる効果を図式的に示す。これ等2つの働きの度合は1つのパラメーターで表示することができる。以下にそれを示す。



第3-4図 可飽和色素の働き
(a)パルス幅を決める効果
(b)パルス波高選択効果

式(3-8)の一般解を

$$P_k(\tau) = f[P_0(\tau), k] \quad (3-15)$$

と表わす。また吊り鐘型のパルス波形に対しては、微分方程式

$$\tau = \left(\frac{a}{P} \frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} \right)^{-1/2} \quad (3-16)$$

が成立する。ここでaは波形を決める定数で、 $a = 1/\sqrt{2}$ がガウス型に相当する。式(3-15)を2度微分し、(3-16)を考慮すると、k回目の共振器を通過したあとのパルス幅 τ_k は

$$\tau_k = \tau_0 \left(\frac{P_0}{P_k} \frac{\partial P_k}{\partial P_0} \right)^{-1/2} \quad (3-17)$$

で与えられる。ここで P_0, P_k はパルスのピーク強度を表わすものとする。ここで

$$\mu_k = \frac{P_0}{P_k} \frac{\partial P_k}{\partial P_0} \quad (3-18)$$

とおけば、(3-17)式は

$$\tau_k = \tau_0 \mu_k^{-1/2} \quad (3-19)$$

となり、 μ_k がパルス幅の短縮を表わすパラメータになっていることがわかる。

次に可飽和色素のパルス選択性を示す。はじめランダムな状態にある波形の中から2つのパルスのピーク値 $P_{0,1}, P_{0,2}$ を考える。非線形領域で

$$P_{k,1} = f(P_{0,1}, k), \quad P_{k,2} = f(P_{0,2}, k) \quad (3-20)$$

となる。2つのパルスのピーク値が大きく異ならない、すなわち $\Delta P_k = P_{k,1} - P_{k,2} \ll P_{k,1}, P_{k,2}$ とすると、

$$\Delta P_k = \Delta P_0 \frac{\partial f}{\partial P_0}$$

としてよいので

$$\frac{\Delta P_k}{P_k} = \frac{\Delta P_0}{P_0} \left(\frac{P_0}{P_k} \frac{\partial P_k}{\partial P_0} \right) = \mu_k \frac{\Delta P_0}{P_0} \quad (3-21)$$

を得る。式(3-21)を用いると、

$$\frac{P_{k,1}}{P_{k,2}} = \left(\frac{P_{0,1}}{P_{0,2}} \right)^{\mu_k} \quad (3-22)$$

を導くことができ、 $\mu_k > 1$ となるに従い、顕著にピークの高いパルスが選択的に増加されることがわかる。

このようにして、周期Tで、幅の鋭い、ピークの高いパルスが発生することになる。この場合、1つのパラメータ μ_k が重要な役割をもつことが、(3-17)、(3-22)からわかる。 μ_k を求めるために(3-8)の解を求めると、

$$P_k^{-1}(\tau) = [(a - x_0 - \gamma) + (a - \gamma) P_k(\tau)]^{x_0} e^{-(a - \gamma)\tau} \\ = P_0^{-1}(\tau) [(a - x_0 - \gamma) + (a - \gamma) P_0(\tau)]^{x_0} e^{-(a - \gamma)\tau} \\ \times \exp[-(a - x_0 - \gamma)k] \quad (3-23)$$

を得る。ただし $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$ とおいた。これは、非線形領域は短かく、ポンピングの影響による α の変化は無視してもよいので、よい近似である。

式(3-23)によって

$$\mu_k = \frac{(1 + P_0) \{ \Delta\alpha + (x_0 + \Delta\alpha) P_k \}}{(1 + P_k) \{ \Delta\alpha + (x_0 + \Delta\alpha) P_0 \}} \quad (3-24)$$

を得るが、 $P_0 \ll \Delta \alpha$, $\Delta \alpha \ll \alpha_0$, x_0 とすると、
(3-24) は簡単に

$$\mu_k = \frac{x_0}{\Delta \alpha} \cdot \frac{P_k}{1+P_k} \quad (3-25)$$

としてよい。このようにして、 P_k が大きくなると、

$$\mu_k \rightarrow \mu = \frac{x_0}{\Delta \alpha} \quad (3-26)$$

となり、 μ_k は一定値 μ に近づく。 $\Delta \alpha$ の値として
(3-14) を代入して、非線形領域の終りにおける
 μ の値として、

$$\mu = \frac{1}{2} x_0 \left\{ \alpha_0 (\eta-1)^{1/2} \frac{T}{T_p} \ln \left[\frac{1}{P_0 x_0} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{T}{T_p} \sqrt{\eta-1} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1/2} \quad (3-27)$$

を得る。

例として次のような条件を考える。

共振器長 $L = 1.5\text{m}$ ($T = 10^{-8}\text{s}$), $\alpha = 0.5$,
 $x_0 = 0.3$, $\gamma = 0.2$, Pumping duration
 $T_p = 10^{-3}\text{s}$, Excess pumping $\eta-1 = 0.03$
とすると、(3-27)式から $\mu = 30$ となる。

パルス幅は (3-19)式より $\mu_k^{1/2} = 5.5$ となり
 $k=0$ でのパルス幅の $1/5.5$ となる。しかし $k=0$
(利得が損失を超えた状態) でのパルス幅は全螢
光幅の逆数にはならない。なぜなら threshold
 $k=0$ になるまでに、螢光は増幅を受けており、
gain narrowing が起っていて、スペクトル
幅は狭くなっており、その結果パルス幅は長くなっ
てしまっている。この効果は上に与えたパラメータ
の数値のもとでは、約 6.5 倍に相当する。このた
め色素によるパルス幅の狭化の効果は gain
narrowing に打ち消されて小さいと云える。

パルスの選択効果は (3-22)式 で与えられ、極
めて大きい。従って効果的にゆらぎの中からピーク
値の高いパルスを抜き出すことができる。

(3)出力波形の統計的取り扱い。

共振器にモードセクターを含んでいない多モー
ド発振レーザーでは、共振器内の電界は各モード間

の位相関係がランダムなため、第3-2図(b)に示す
ようなノイズから成る電界となる。電界のゆらぎの
平均的時間幅 τ_p は全スペクトル幅 $\Delta \nu$ の逆数程度で
あり、その強度分布はレーリー分布と考えられる。

$$W(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (3-28)$$

I の平均値 $\langle I \rangle$ の β 倍の強度を持つパルスが出現
する確率は

$$P(\beta) = \int_{\beta \langle I \rangle}^{\infty} W(I) dI = e^{-\beta} \quad (3-29)$$

となり、パルスの発生頻度が $1/\tau_p$ であるから、強
度が $\beta \langle I \rangle$ 以上のパルスの頻度は $1/\tau_p \times e^{-\beta}$ と
なり、その時間間隔は

$$\tau(\beta) = \frac{1}{e^{-\beta}/\tau_p} = \tau_p e^{\beta} = \frac{1}{\Delta \nu} e^{\beta} \quad (3-30)$$

である。たとえば平均のゆらぎ強度より 10 倍強い
パルスが出る時間は ($\tau_p \sim 5 \times 10^{-13}$ 秒として)
 $\tau \sim 10^{-8}$ 秒となるから、1 周期 ($2L/c$) に入る
比較的強度の強いパルスは数個となる。このような
ノイズ的なゆらぎの中から最も強度の高いパルス
を選択的に透過させ、そのパルス幅を狭くする働き
をするのが可飽和色素である。

3.2.4 むすび

可飽和色素によるパルスモードロッキングの解析
の現状をとりまとめた。可飽和色素の働きには、パ
ルス幅狭化効果と、パルス選択効果があり、この 2
作用によりピコ秒パルスが形成されることがわかる。

§3.3 可飽和色素による Q スイッチパ ルス発生の解析

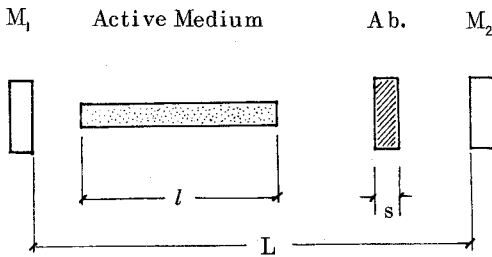
3.3.1 ま え が き

モードの概念を用いず、単に共振器内において、
レーザー媒質と、可飽和色素の組み合わせに対し、
いかなる Q スイッチパルスが発生するかは、
Wagner and Lengyel モデル⁸⁾ を基礎とし
て解析できる。ここでは 4 準位レーザー系と、2 準
位の吸収体を仮定して、光子束と、イオンの逆転密

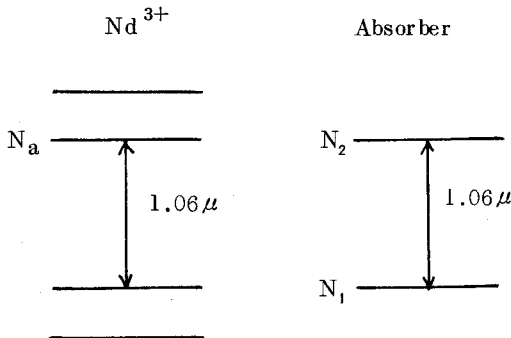
度に対するrate方程式をといた。

4準位系のNd³⁺レーザーとして、ガラスレーザ、YAGレーザ、液体レーザの3種類に対して結果を得た。この解析ではモードロッキングの振舞いを記述することはできないが、Qスイッチ特性は記述できる。

3.3.2 Rate方程式の規格化



第3-5図 可飽和吸収体によるQスイッチパルス発生用共振器の構成図



第3-6図 4準位系イオンのエネルギーレベルと可飽和吸収体のエネルギーレベル図

第3-5図に示すような共振器を考える。ここで共振器長L、活性媒質長l、吸収体の厚さをsとする。また第3-6図に4準位系イオンのエネルギーレベルと可飽和吸収体(2準位と仮定)のエネルギーレベル図を示す。Nd³⁺イオンは4準位系であるから逆転密度は上準位レベルの密度Naで表わせるとする。また、可飽和吸収体の分布密度をNs(=N2-N1)とする。共振器中における光子密度Φと、

Na, Nsに対するrate方程式は以下のようになる。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(c\sigma_a N_a \frac{l}{L} + c\sigma_s N_s \frac{s}{L} - \frac{1}{T} \right) \Phi \quad (3-31)$$

$$\frac{dN_a}{dt} = -c\sigma_a N_a \frac{l}{L} \Phi \quad (3-32)$$

$$\frac{dN_s}{dt} = -2c\sigma_s N_s \frac{s}{L} \Phi - \frac{N_{s0} + N_s}{t_s} \quad (3-33)$$

ここでσa, σsは活性媒質及び、吸収体の遷移断面積、Tは共振器中における光子の寿命でT=2t1/γで表わされる。ただしt1=L/c, γ=1-R(R:ミラーの反射率)である。またtsは吸収体の上準位の寿命、Nsoは、吸収体の初期濃度を示す。可飽和色素の寿命tsが十分短かく、Nsは常にΦに追いつけるとすると、(3-33)式=0とおける。

$$N_s = \frac{-N_{s0}}{1 + 2c\sigma_s t_s \cdot s/L \cdot \Phi}$$

これを(3-31), (3-32)に代入し、t=τTの変数変換を行なうと、

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \left(n_a - \frac{n_{si} \cdot \sigma}{1 + 2\sigma\tau_s \cdot s/L \cdot \phi} - 1 \right) \phi \quad (3-34)$$

$$\frac{dn_a}{d\tau} = -n_a \phi \quad (3-35)$$

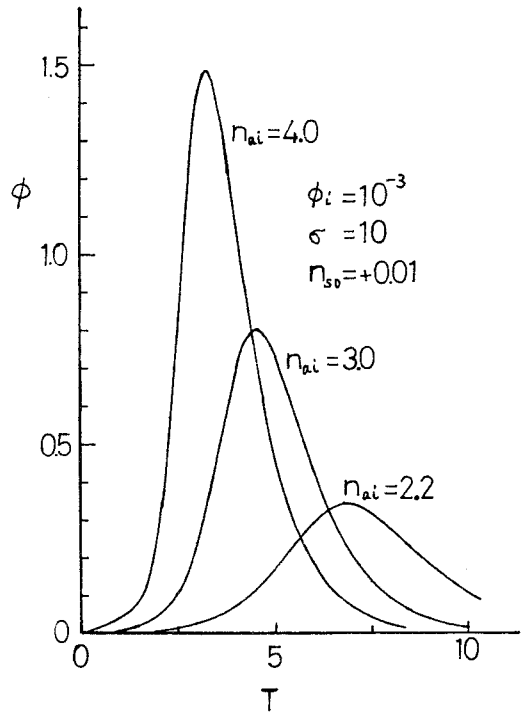
ただしφ=Φ/Nt, na=Na/Nt, nsi=Nso/Nt, Nt≡γ/2lσa, σ=σs·s/σa·l, τs=ts/T, T=2t1/γ, t1=L/cである。Ntは、吸収体がない場合の発振閾値におけるレーザー媒質の逆転密度である。

3.3.3 Rate方程式の数値解

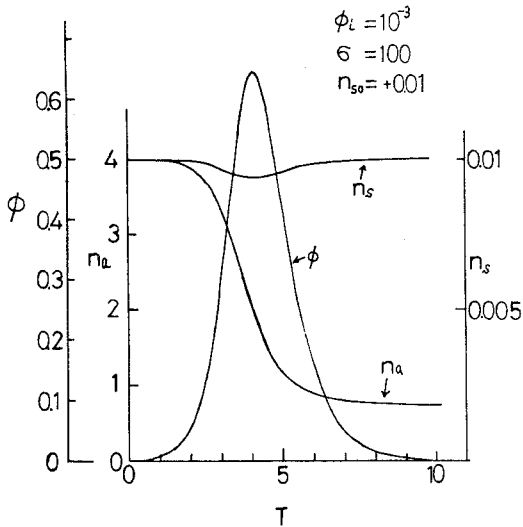
ガラスレーザ、POCl₃無機液体レーザ、YAGレーザに対するパラメーターを、第3-1表にまとめた。活性媒質の寸法は実際上の値に近いものをとった。可飽和色素としては、Kodak9740やNDL112等のポリメチン系色素を仮定してts≒10psととった。また可飽和色素の初期透過率を74%とすると、セル長0.1cmよりα=3/cmとなり、α=NsoσsよりNso=10¹⁶からn_{si}=Nso/Nt≒10⁻²となる。式(3-34), (3-35)の

第3-1表 可飽和色素によるQスイッチパルス解析のためのレーザーパラメーター

	ガラスレーザー	液体レーザー	YAGレーザー
L (cm)	150	150	150
l (cm)	15	15	7.5
s (cm)	0.1	0.1	0.1
γ	0.5	0.5	0.5
t_s (sec)	10^{-11}	10^{-11}	10^{-11}
σ_a (cm ⁻²)	2×10^{-20}	8×10^{-20}	40×10^{-20}
σ_s (cm ⁻²)	3×10^{-16}	3×10^{-16}	3×10^{-16}
t_1 (sec)	5×10^{-9}	5×10^{-9}	5×10^{-9}
T	2×10^{-8}	2×10^{-8}	2×10^{-8}
σ	100	25	10
τ_s	5×10^{-4}	5×10^{-4}	5×10^{-4}
N_t	8.3×10^{17}	2×10^{17}	10^{17}
n_{si}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}



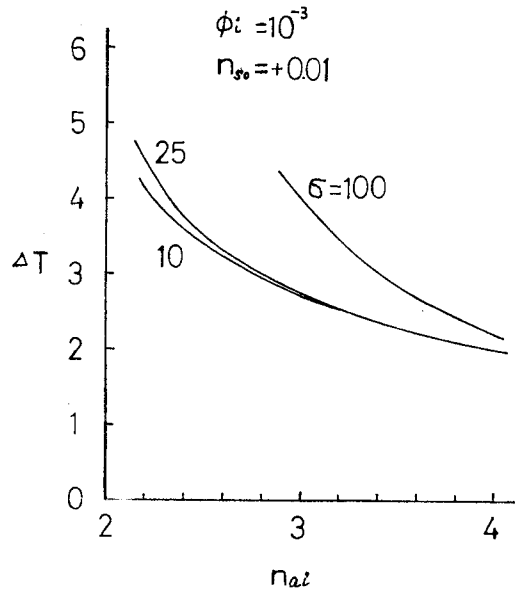
第3-8図 YAGレーザー($\sigma=10$)の場合における可飽和色素によるQスイッチパルスの解析



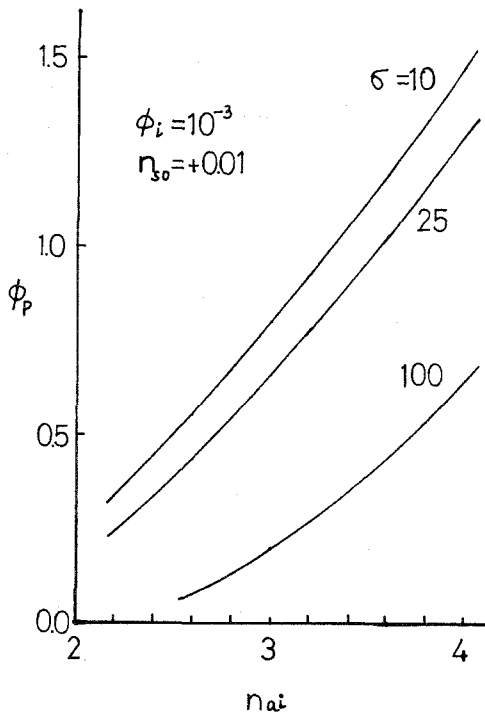
第3-7図 ガラスレーザー($\sigma=100$)の場合における可飽和色素によるQスイッチパルスの解析

初期値として $\phi_i = 10^{-3}$ を考えた。

第3-7図はガラスレーザーの場合($\sigma=100$)の ϕ , n_a , n_s の時間変化を示したものである。初期逆転密度として $n_{ai} \equiv N_{ai}/N_t = 4.0$ をとった。



第3-9図 可飽和色素Qスイッチパルス光の励起に対する半値幅の変化



第3-10図 可飽和色素Qスイッチパルス
の励起に対するピークパワーの
変化

また第3-8図はYAGレーザーの場合($\sigma = 10$)の ϕ のふるまいを n_{ai} を関数として描いたものである。ポンピング値(n_{ai} 値)によって出力のピーク値 ϕ_p と包絡線の半値幅 ΔT がどのように変わるかを示したのが第3-9図と、第3-10図である。実際上のピーク値(共振器内部)は

$$W_p = h\nu V \Phi_p / T$$

によって、また半値幅は $T \Delta T$ によって与えられる。たとえば、ガラスレーザーを例にとる。直径2mmのモードで発振したとすると $V = 15 \times \pi \times (0.1)^2 = 4.7 \text{ (cm}^3\text{)}$ 。 $n_{ai} = 4$ をとると、 $\phi_p = 0.65$ 、故に $W_p = 23.7 \text{ MW}$ 。また半値幅は $\Delta T = 2.2$ 、故に44nsecが得られる。

3.3.4 むすび

可飽和色素によるQスイッチングをWagner & Lengyel Modelにより解析した。3単位系に対

してはA. Szabo等が解析しているが⁹⁾、筆者はこれを4単位系におきかえて解いた。モードロックが併発する場合には、通常のQスイッチングのみの場合と少し異なるため上の解析を正確にあてはめることは困難かも知れないが、傾向は適用できると考えられる。特に上のガラスレーザーの場合の例として上げた、ピーク値、半値幅は、ほぼ観測結果と一致している。

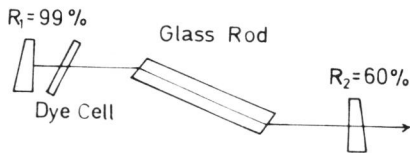
§3.4 ガラスレーザーによるモードロックパルスの発生とパルス幅の測定

3.4.1 ま え が き

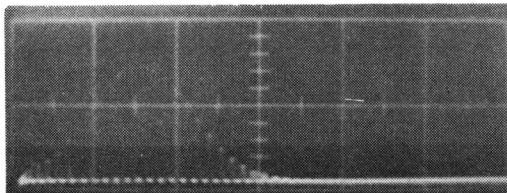
可飽和色素によるモードロックの技法は超短光パルス発生を可能にすると共に、超短光パルス測定技術をも発展させた。従来の光電受光器とオシロスコープの組み合わせでは、ただか 10^{-10} 秒位が観測の限度であった。ピコ秒領域の新しい測定技術として光相関法が考え出される一方で、超高速ストリークカメラの開発が行なわれた。この節では筆者が行なった、ガラスレーザーによるピコ秒パルス発生の実験とパルス幅測定に関する実験結果についてのべる。

3.4.2 ガラスレーザーによるモードロックパルスの発生。

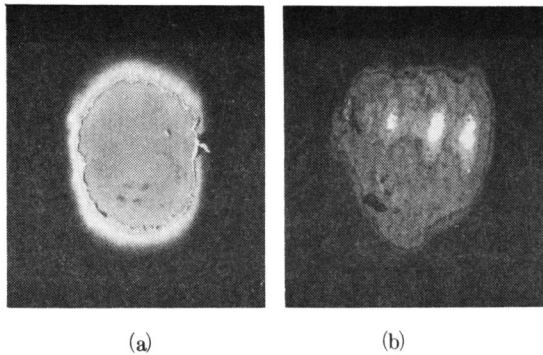
第3-11図にモードロックガラスレーザー装置を示す。用いたガラス素子は直径10mm ϕ 、長さ165mm^lのバリウムクラウンガラスで、モードセレクト作用を除くため、両端面プリスターカットにしてある。最大入力2KJの直線キセノンランプで励起を行なった。共振器のミラーには反射率99%と60%の平面鏡を用いた。可飽和色素Kodak 9860によりQスイッチングとモードロックを同時に行なわせた。Kodak 9740も試みたがレーザー光による破壊閾値が9860に比べて低いため、実験には用いなかった。色素の破壊が起こるとセルの内部に黒色の生成物が漂よい、これがセルの窓に付



第3-11図 モードロックガラスレーザー装置

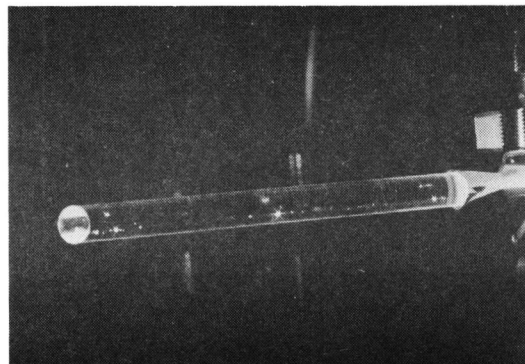


第3-12図 ガラスレーザーによるモードロックパルス波形(50 ns/div)



第3-13図 モードロックレーザー出力の Direct Pattern (たて長になるのはロッドがブリュスターカットのため)

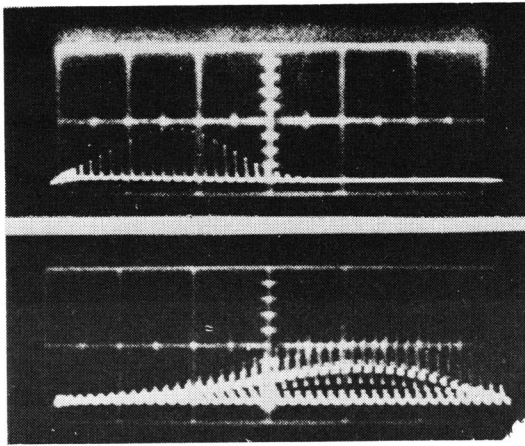
いるため約100回の励起で交換する必要があり、最初の10回位はオシロスコープ上におけるモードロックのかかりが悪いという現象が常時見られた。5mmのセルの方が一般にモードロックのかかりが悪く、セル窓板の表面破壊が生じやすかった。また発振光の Direct Pattern にはしばしば場所に極めて強いフィラメント状のスポットが存在していた。第3-13図はレーザー発振の Direct Pattern を示す。ガラスロッドが新しく、内部にクラックやダメージがはいってない時には発振の Direct Pattern は一様なものが得られる。(第3-13図(a)), しかし強い励起を行なった時とか、共振器の光軸に狂いが生じているような時には、(b)図のようなホットフィラメントが生じ、場合によっては、ガラスロッド中にフィラメント状の損傷がはいる。第3-14図にガラスロッド内のフィ



第3-14図 ガラスロッド内のフィラメント状損傷

着する現象が見られた。色素セルの厚さは5mmと2mmのものを試みた。いずれの場合も色素濃度が、透過率で65%になるようにした。Qスイッチパルス出力をTRG107パワーメーターで測定した結果、平均0.2Jが得られた。またこの時に得られたレーザー光をパイプレナーホットチューブR317と Tektronix 519 オシロスコープで観測したものを第3-12図に示す。色素は封じ込めになって

ラメント状損傷を示す。これがいるとますます、フィラメント状発振を起こしやすくなり、その結果損傷が増える。発振波形は最初、第3-15図(a)に示すようなきれいなモードロックパルス列であるが、フィラメント状損傷が増すにつれ、(b)に示すような不完全な波形しか得られなくなり、ついにガラスロッドは使用不可能となる。可飽和色素の濃度にもよるが、出力0.2J位いの所では大体1000回位い



第3-15図 モードロックパルス波形
(50 ns/div)

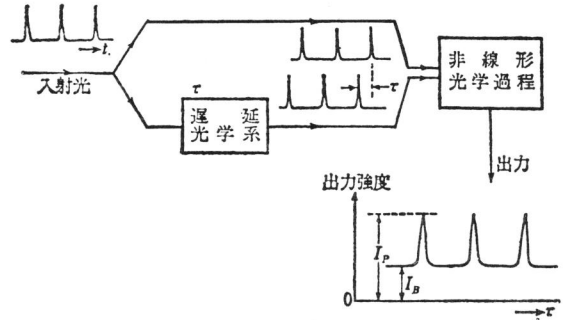
きれいなモードロック波形は得られなくなるようであった。

3.4.3 光相関法によるパルス幅の測定

(1) まえがき

光相関法は光のエネルギーを直接測定するカメラによる方法よりもはるかに簡便である。相関を調べることになるため実際の波形が決定できない欠点を持っているが、大体的様子を調べるには十分である。方法にはいろいろあるが、基本原理はみな同じである。第3-16図のように被測定光を2つに分け、一方には遅延時間 τ を与え、再び両者を重ね合わせ、これを非線形効果を示す物質に加えて、その出力 τ の関数として記録する。非線形物質の出力には2重の光強度の積がきいてくるので、もし入射光が図のような規則的なパルス列であれば同様なパターンが出力図形として得られることになり、これから元のパルスの幅や間隔に関する知識が得られる。 τ は通常、光路長変化によって与えられるので、これはピコ秒スケールの時間的パターンをザブmmスケールの空間パターンに変換して測定することを意味している。

非線形効果としては (a)二光子蛍光¹⁰⁾、(b)三光子蛍光¹¹⁾、(c)二倍高調波¹²⁾、(d)三倍高調波¹³⁾、



第3-16図 相関法による超短光パルス測定
の原理図

などが利用され、(a)、(b)では多光子吸収によって励起されたエネルギー単位からの蛍光の強度、(c)、(d)では光高調波の強度をそれぞれの出力として観測する。これだけならば話は簡単であるが、実はこの方法は大変めんどりな問題があることが、指摘された^{14),15)}。それは、この方法はパルス波形を直接与えるものでなく、光強度の相関を測るものだからである。2つの光ビームの電場を $E_1(t)$ 、 $E_2(t+\tau)$ とすると、(a)、(b)では $\int E_1^2(t)E_2^2(t+\tau) dt$ なる量が、また(c)、(d)では $\int [E_1^2(t)+E_2^2(t+\tau)]E_1^2(t)E_2^2(t+\tau) dt$ なる量が測られることになる。すると入射光が単一パルスや規則的なパルス列でなく、第3-2図(b)のような不規則な雑音状の光であってもまったく同様な出力パターンを生じるので、これからパルス波形を一義的に決めることは極めて困難である。完全なモード同期パルス光とガウス形雑音光とを区別する唯一の目安になるのは出力パターンに表われるパルスのピーク値 I_P とバックグラウンドの値 I_B との比 $R = I_P/I_B$ であって、これをコントラスト比とよぶ。上記4つの方法に対するそれぞれのコントラスト比を第3-2表に示す。入射光が上記両極端の中間の性質を持つ場合には、コントラスト比もその中間の値をとるが、同時に出力パターンの形も複雑に変化するので、その解釈には慎重な注意が必要である。

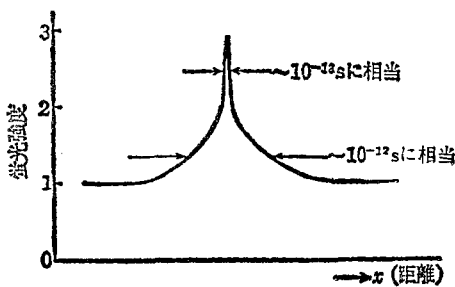
蛍光法、高調波法いずれの場合も空間的分解能に

第3-2表 各種のピコ秒構造観測法とそのコントラスト比

	コントラスト比 (I_P/I_B)	
	モード同期パルス	雑音
二光子蛍光	3	1.5
三光子蛍光	10	2.5
二倍高調波	∞	2.0
三倍高調波	∞	3.0

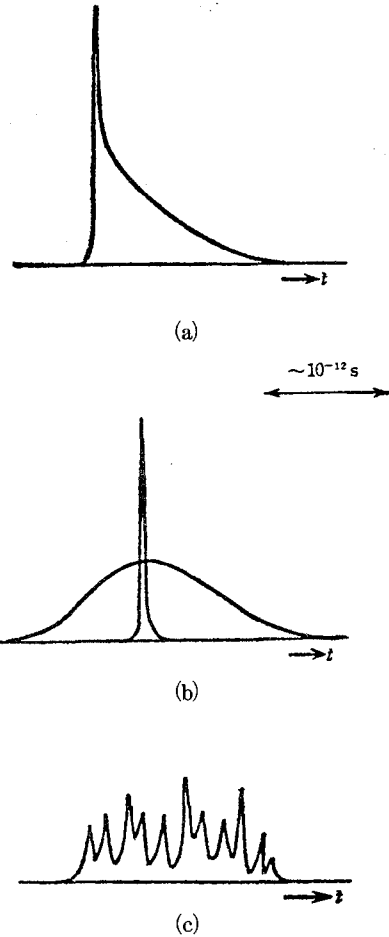
充分注意すれば 10^{-13} 秒の領域の測定が可能である。

超短パルスのピコ秒構造は特にモード同期Nd ガラスレーザーで二光子蛍光法によって詳しく調べられているが、始め2以上のコントラスト比がなかなか得られなかった。しかし測定の分解能を上げることにより、3に近い値が得られ、独立したピコ秒パルスが確かに存在することが確認された^{16),17)}。この場合の二光子蛍光パターンは、第3-17図のようになっている、中央に0.2~0.3 psに相当する鋭いピークと広いすそをもっている。しかし、このことからモード同期パルス列の1つのパルスが単一



第3-17図 ザブピコ秒構造を示す二光子蛍光パターンの概念図

のザブピコ秒パルスになっているとは直ちにいえぬ。第3-17図の蛍光パターンを与え得るパルス波形としては第3-18図のようにいろいろの可能性があり、蛍光パターンだけから、これを一義的に



第3-18図 第3-17図の蛍光パターンを生じる入射光のいろいろな可能な波形

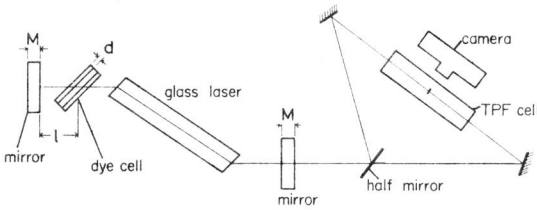
決定することはできない。現在、種々の実験的および理論的研究の結果から、(a), (b)の可能性はあまりなく、(c)のようなパルス波形になっていることがほぼ確からしい^{18),19)}。またNdガラスレーザーからのモード同期パルスには chirping があることにして、回折格子による分散を利用したパルスの圧縮の実験も行なわれ、積極的にサブピコ秒パルスをつくり出す試みも行われている²⁰⁾。しかしこの場合にもやはり2光子蛍光パターンに広いすそがあることが報告されており、ある程度、第3-18図(c)のようになっている可能性が残されている。

この節では筆者が今までに行なったガラスレーザー

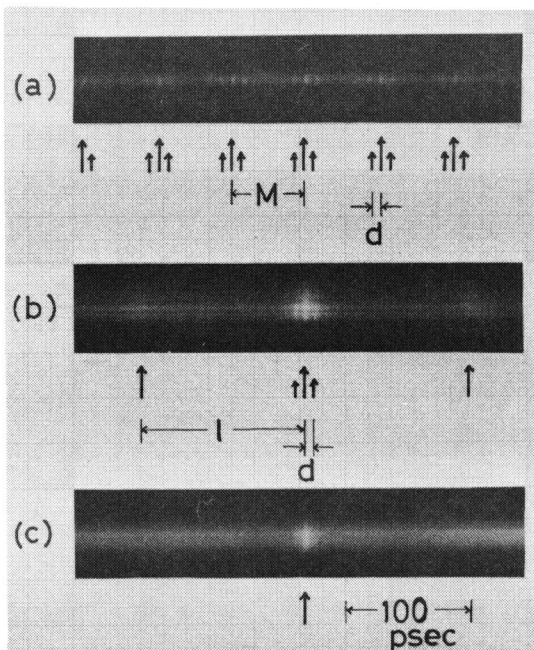
一のモード同期パルス²¹⁾の二光子蛍光法による測定²¹⁾と光カー効果によるピコ秒シャッターの実験²²⁾についてのべる。

(2) 2光子蛍光法

用いたモード同期用ガラスレーザー装置は第3-11図と同じものである。2光子蛍光法によるパルス幅の観測法を第3-19図に示す。前述の相関法



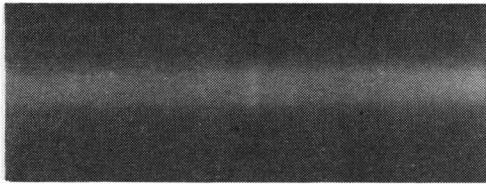
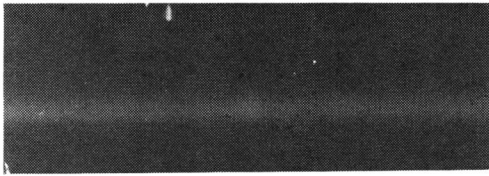
第3-19図 モードロックレーザー装置と2光子蛍光測定法



第3-20図 2光子蛍光パターン
(a)出口側ミラー平行平板の時
(b)ウエッジミラー使用, 色素セル光軸に対し 20° の時
(c)ウエッジミラー使用, 色素セル光軸に対しブリュスター角

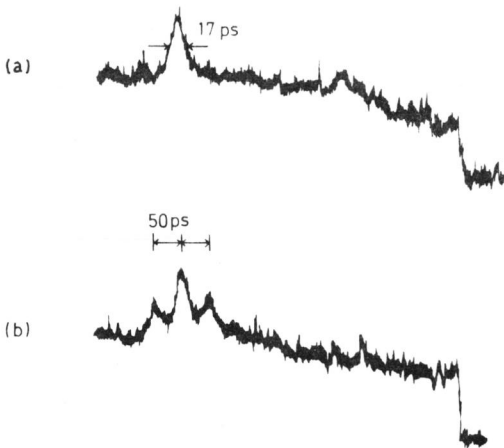
の中では最も簡単で適用性も広いので普遍的に用いられている。ローダミン6G (0.2Mol/l ジクロロエタン溶液)を入れたセル中に互いに逆向きに光を進行させ、生じた蛍光の空間パターンをF1.2のカメラとKodak 2475フィルムで撮影した。この場合光ビームに沿った座標をxとすると $\tau = 2nx/c$ (n :屈折率)となり出力パターンが一度に求まり便利である。第3-20図に得られたパターンの1例を示す。これは共振器中におけるモードセレクト作用を調べた結果である。(a)は出力側ミラーに平行平板(厚さ $M = 12\text{mm}$)を用いた時である。多重構造のパルスから成っていることがわかる。小さなパルス間隔dと大きな間隔Mは、それぞれ、色素セルの窓板と、出力側ミラーの厚さに相当していた。共振器ミラーを 5° 傾むけたウエッジ形にすると、(b)のようなパターンが得られた。ミラーの厚さMに相当するパルスは消え、新たに全反射ミラーと色素セルとの間隔lに相当するパルスが現われた。色素セルは光軸に対して 20° においてあるにもかかわらず、その窓板の厚さdに相当するパルスが生じている。(c)のようにセルをブリュスター角に配置すると単一のパルスが得られた。これは成らずしも完全に再現性よく単一パルスにならず、場合によっては(b)のようなになる場合もあった。いずれにしても単一パルスにするためには少なくとも共振器内部のモードセレクト作用をなくす必要があることがわかった。

第3-21図に示す2光子蛍光パターンは、出口側のミラーがウエッジになっており、99%反射側のミラーは、平行平板である時に得られたものである。これのデンストメータートレースを第3-22図に示す。通常、(a)のようなパターンが得られるが、時に(b)のように微細構造が生じる場合があった。(a)の場合パルス幅は17psであった。また(b)の微細構造は99%ミラーのモードセレクト作用から生じていることがわかった。この場合は主パルスに付随してもう1本の副パルスが存在していることになる。出力側のミラーに両面パラレルの板を用いた時には



← | →
100 ps

第3-21図 2光子蛍光パターン
(a)ミラーのモードセレクト作用のない時
(b)ミラーのモードセレクト作用のある時



第3-22図 2光子蛍光パターンのデンスリ
メータートレース
(a)モードセレクト作用のない時
(b)モードセレクト作用のある時

第3-20図(a)のように副パルスというよりも非常に多数のパルスから構成されるのが通常である。平面パラレルの板を用いた時に生じる副パルスの数はミラーの反射率に依存すると考えてよく、この実験においてはミラーの1%の透過さえもモードセレクト

ト作用に影響を与えていることがわかる。得られたコントラスト比は大体2程度であり、理論上の3の値は得られなかった。1つには完全な形のモードロックが得られておらず、主パルス以外にバックグラウンドパルスが存在しているためと考えられる。もう1つは写真感度のリニアリティである。

(3)光カー効果によるピコ秒パルスの測定

Duguay等は高出力のモードロックガラスレーザー光を用いて、光カー効果を利用したピコ秒シャッターを開発した^{23),24)}。この方法によるとピコ秒光パルスをコントラスト比を問題にせず測定できるのみならず、ピコ秒光シャッターとして装置が簡単で極めて便利なものであるため、ピコ秒領域の光の研究に好都合である。このため筆者はピコ秒光シャッターの研究を行ない、従来の2光子蛍光法との比較検討を行なった。

(1)光カー効果の原理

カー効果は物質に電磁場の印加した時生じる分極を電場のでき数で展開した時の三次の頂から生じるものであり、この時の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ がその大きさを決める。二硫化炭素、ニトロベンゼン等が従来からカー定数の大きい溶液として知られている。これ等の溶液におけるカー効果は現象論的には非等方的分極率を持つ分子の電場による配向により生じると考えられている²⁵⁾。従ってカー効果に対する緩和時間 τ が存在し

$$\tau \sim 4\pi a^3 \nu / kT \quad (3-36)$$

で表わされる²⁶⁾。ここで a は分子の大きさ、 ν は溶液の粘性係数、 T は溶液の温度であり、一般に溶液に対して、 $10^{-12} \sim 10^{-11}$ 秒のオーダーである。カー定数には光電場による値(光カー定数 K_α)と直流電場による値(直流カー定数 K_{DC})の二種が存在し、Shenによると、両者の関係は次式で表わされる²⁶⁾。

$$K_\alpha = [(n_0^2 + 2)(n_0^2 - 1)(\epsilon + 2) / (\delta + 2)^2 \times (\delta - 1)] (K_{DC}) \quad (3-37)$$

ここで n_0 は溶液の屈折率、 δ は誘電率、また ϵ はデ

バイの関係式で与えられる。

$$(\delta-1)/(\delta-2) = [(\epsilon-1)/(\epsilon-2) + 4\pi\rho_0\mu^2/9mkT] \quad (3-38)$$

μ は分子の永久双極子モーメントである。無極性分子に対しては $\mu=0$ を(3-38)式に代入すると $\delta=\epsilon$ が得られ、これを(3-37)式に代入することにより、 $K_\alpha \simeq K_{DC}$ となるが、有極性分子に対しては一般に、 $K_\alpha \ll K_{DC}$ となる。ニトロベンゼンは有極性分子であるため $K_\alpha \ll K_{DC}$ となっており K_{DC} の値が極めて大きいため直流電場で光スイッチを製作する時にはよく用いられる。しかし光電場を用いる場合には K_α が問題となり、無極性分子である二硫化炭素の方がむしろ大きい。この時直線偏光した光電場 E によって誘起される偏光成分に平行な屈折率の変化 $\delta n_{//}$ は

$$\delta n_{//} = \frac{2}{3} K_\alpha \lambda \left(\frac{1}{2} E^2 \right) \quad (3-39)$$

で与えられる。

実験に際しカー定数を求める場合には、電場の偏光方向に対して屈折率の変化分が平行な成分 $\delta n_{//}$ と垂直な成分 δn_\perp との差として観測される²³⁾。

$$\delta n_{//} - \delta n_\perp = n_{2\beta} \bar{E}^2 \quad (3-40)$$

ただし \bar{E} は電場強度の二乗平均、 $n_{2\beta}$ は K_α とは異なるカー定数である。 $\delta n_{//}$ 、 δn_\perp に対する値を求めるためには両者の間の関係式を知る必要があるが、光シャッターを構成する場合には(3-40)式のみが問題となるので、これについてはここでは考えない。Duguay等によるとレーザー光のパルス幅に対しカー効果の緩和始間 τ が問題となる場合には次式を用いる必要がある。

$$\delta n_{//} - \delta n_\perp = n_{2B} / \tau \int_0^t \bar{E}^2(t') \exp\left\{-(t'-t)/\tau\right\} dt' \quad (3-41)$$

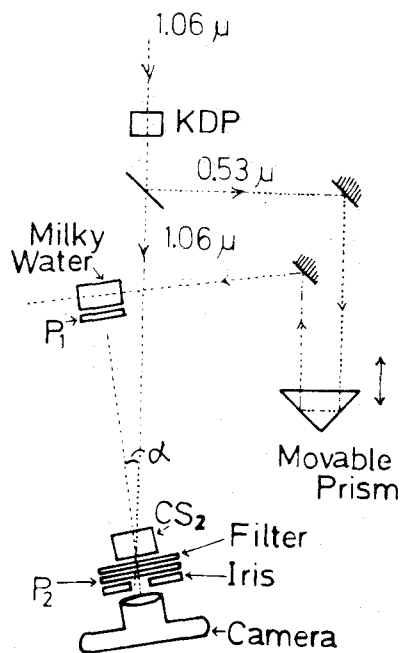
しかし二硫化炭素に対しては $\tau = 2 \text{ ps}$ 、また今考えているパルス幅を第3-22図のように 17 ps とすると(3-40)のみを考えればよい。媒質に二硫化炭素($n_{2B} = 2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$)を用いその長

さを l とした時のシャッターの透過率は(3-40)式から

$$T = \sin^2(\pi l n_{2B} E^2 / \lambda) \quad (3-42)$$

で与えられる。レーザー光強度 $100 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 、 $l = 1 \text{ cm}$ 、 $\lambda = 0.53 \mu$ とおくと $T = 0.23$ (23%)の透過率となる。

(b)ピコ秒光シャッター実験装置

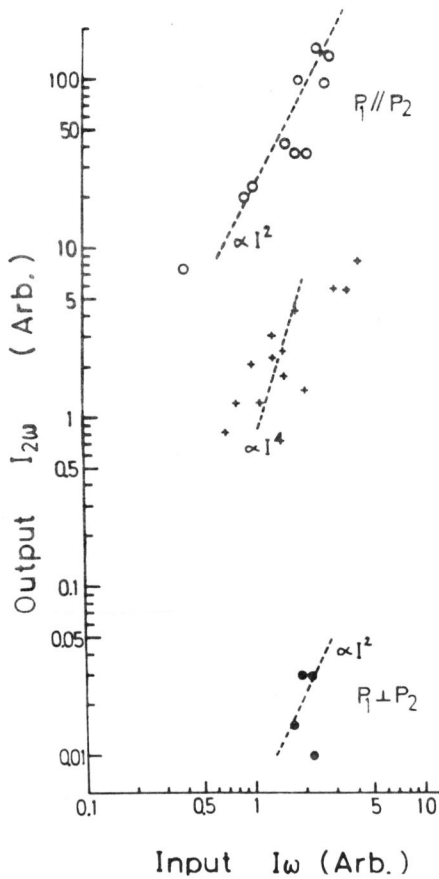


第3-23図 ピコ秒光シャッター実験装置

第3-23図に用いた実験装置図を示す。Duguay等による方法を採用した²⁴⁾。KDPで基本波 1.06μ の高調波 0.53μ を発生させ、これをビームスプリッターで分離し、適当な光学遅延距離をとり散乱セルに導入した。散乱セル(長さ 5 cm)は 0.53μ 光が殆んど減衰されない程度(減衰率数%)に水の中にミルクを極く少量入れたものを用いた。 1.06μ のパルスが二硫化炭素セル($1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ 角セル)を通過する時のみシャッターが開くように偏光子 P_1 、 P_2 (三菱ダイクローム偏光板)は互いに直交させてある。通常の電氣的カーシャッターと異なる点は光電場を用いている点のみである。モードロッ

クパルス列のある1つの 0.53μ パルスに対して次の 1.06μ のパルスがシャッターを開くことにより写し出すようになっていいる。フィルターはカメラに 1.06μ の光がはらないようにまたアイリスは外部からのもれ光をさえぎるために入れてある。フィルムにはKodak Tri Xを用いた。また散乱セルに対する見込み角 α は約 10° にとった。

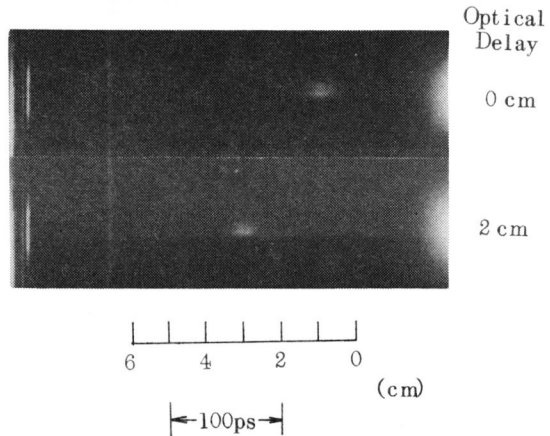
(イ)実験結果



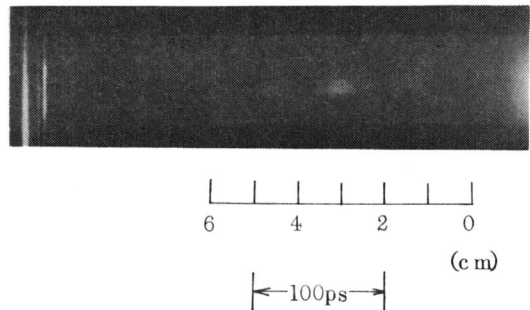
第3-24図 ピコ秒光シャッターの透過率

第3-24図にシャッターの透過率を測定した結果を示す。第3-23図において散乱セルの代りにミラーを用い、またカメラの代りにフオートチューブを用いて2台のオンロスコープで 1.06μ 光の強度に対する 0.53μ 透過光の強度をプロットした。

$P_1 \perp P_2$ はシャッターを開かない時の 0.53μ 光のもれを、また $P_1 // P_2$ は2枚の偏光を平行にした場合を示す。いずれの場合も透過光は 1.06μ の高調波光であるため、入力強度 I_ω の2乗に比例した出力光 $I_{2\omega}$ が得られる筈で、これを点線で示してある。シャッターが動作した時には理論的には(3-42)式が適用され、透過率の低い場合には近似的に I_ω^4 に比例することになる。得られたデータはかなりのバラツキを生じており理論値と一致していない。これはモードロッキングの再現性の悪さが影響しているものと考えられる。平均して透過率6%が得られた。

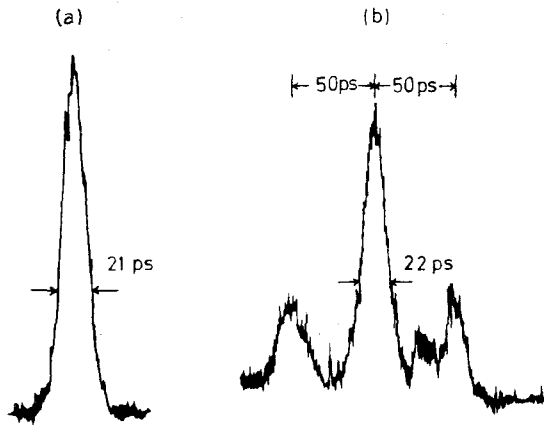


第3-25図 ピコ秒光シャッターによる超短パルス光



第3-26図 ピコ秒光シャッターによる超短パルス光 (モードセレクト作用ある時)

第3-25図に第3-23図の装置により得た光パルスを示す。光学遅延用のプリズムを移動させることにより、光パルスが移動していることがわかる。右端の光はランプ光のもれが入ったものである。第3-21図(b)に相当するパルスも時々得られたが、これを第3-26図に示す。図中の長さに対する指示は真空の長さに対するものである。第3-27図には第3-25、3-26図のデンストメータートレースを示す。これからパルス幅として21 psが得られた。



第3-27図 ビコ秒光シャッターによる超短パルス光のデンストメータートレース
(a)モードセレクト作用ない時
(b)モードセレクト作用ある時

(⇒)考察

(モードロックパルスのパワー評価)

第3-24図の透過率から(3-40)式を用いて、 1.06μ の入射パワーを評価すると約70MWとなる。ガラスレーザーに可飽和色素を用いてモードロックを施した場合は発振開始時と最もパワーが強い時、さらに発振終了時においてそれぞれパルス幅が異なる。²⁷⁾ またウエッジミラーを用い、色素セルを片方のミラーに密着させた場合にも完全に単一のパルス列にならず、付随の副パルスが存在するという報告もされているため²⁸⁾、発振器からの出力を直接評価するこ

とは困難である。オシロスコープ写真と全出力からパルス列包絡線のピーク近辺における共振器往復時間7nsの間に放出される全エネルギーは約20mJとなる。パルス幅約20ps、ピークパワー70MWの主パルスが占めるエネルギー占有率は7%となり、Duguay等が報告している値13%より悪い²⁹⁾。これは99%ミラーに平行平板を用いているために、付随の副パルスが彼等の場合よりも多く存在しているためと考えられる。

(モードロックパルス幅の評価)

光カーシャッターを用いて写した第3-25図、第3-26図は実際の光パルスではなく、 1.06μ 光の強度Iの4次の相関となる²⁴⁾。これは散乱セルにおける 0.53μ 光は I^2 に比例しており、またシャッターの透過率は透過率が小さい時には(3-42)式から I^2 に比例するとおけるためであり、これ等の重なりとして写るためである。 0.53μ の進行方向における基準点を $z=0$ ととるとこの相関は

$$F(z/c) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I^2(t) I^2(t+z/c) dt \quad (3-43)$$

で表わされる。簡単のために 1.06μ のパルス波形がガウス形と仮定して(3-43)式に代入すると

$F(z/c)$ の波形のパルス幅は 1.06μ の幅と同じになる。従って実験で得られた値21psは 1.06μ のパルス幅を表わすと考えてよい。二硫化炭素の波長による分散の効果と見込み角 α を考慮に入れるとパルス幅は20psとなる。これは二光子蛍光法で得た値17psとほぼ等しい。(第3-22図) 光カーシャッターを用いた時にはパルスが存在する場所のみカメラに記録されるため、コントラスト比を考慮する必要がなく、この点で二光子蛍光法よりすぐれている。なお主パルスの他に副パルスを1つ持つような場合には四次の相関関係から、第3-26図のように主パルスの両側に副パルスが生じることになる。

(④)おまじび

光相関法のうち2光子蛍光法と、二硫化炭素によ

る光カーシャッター法の2つを用いて、モードロックガラスレーザーのパルス幅測定を行なった。得られたパルス幅が約20psであり、比較的長いのは99%ミラーの平行平板によるモードセレクト作用が影響しているためと考えられる。さらに短いパルスを得るためには、ウェッジミラーを用いるほかに圧縮の技術を採用すればよい。これによりサブピコ秒オーダーのものが得られる³⁰⁾。この場合シャッターとなるべき媒質の光カー効果に対する緩和時間がパルス幅より短いものを選ぶ必要がある。すなわち電子分極の寄与による屈折率の変化の大きな物質を得ることが、サブピコ秒シャッターの開発に必要である。

3.4.4 超高速カメラによるパルス幅の測定

(1) まえがき

前述のように、相関法における欠点は相関波形を観測する点すなわち真の波形ではない点である。さらに2光子蛍光法等はコントラスト比を測定する必要がある。これに比較し、光エネルギーを直接撮影する超高速カメラは装置として大がかりであり、費用がかかるが、正確な測定ができる。原理的には 10^{-14} 秒までの時間分解が可能であり³¹⁾、現在ではすでに 10^{-12} 秒におよぶ超高速カメラが市販されるに至っている³²⁾。また 10^{-13} 秒のものが試験的に報告されている³³⁾。ここでは筆者が試作したカメラによるYAGレーザーのモードロックパルス波形観測の結果についてのべる³⁴⁾。

(2) ストリークカメラの原理

(動作原理)

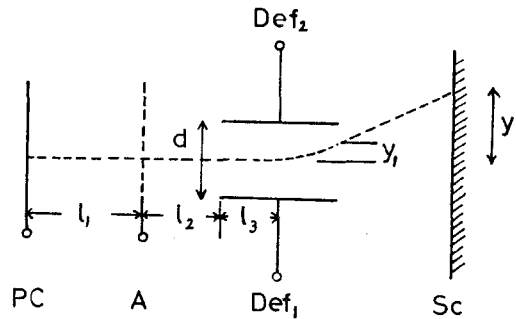
イメージコンバータストリークカメラは光電変換管を用い被測定光を光電変換し、同時に、この変換管内部で電子ビームを時間的に連続に掃引し、蛍光面上に現われる映像を写真撮影などで記録するのである。第3-28図に示すような光電管を考える。ここにPC: フォトカソード(バイアス電圧 V_1)、A: アノード(バイアス電圧0)、Def₁、Def₂: 間隔dの平行平板偏向電極(偏向電圧 $V_3 = \pm kt/2$,

tは時間、kは定数)、Sc: 螢光面(バイアス電圧0)である。電子の電荷、質量をe、mとすると、加速方向(PCからAへ)の電子速度 v_1 は、

$$v_1 = \sqrt{2eV_1/m} \quad (3-44)$$

偏向方向に対する電子の運動方程式は

$$m \frac{dv_2}{dt} = e \frac{kt}{d} \quad (3-45)$$



第3-28図 イメージコンバータカメラの原理図

最初の加速電子が偏向電極の前に達した時刻 $t = t_1$ では $v_2 = 0$ ゆえに、電子の偏向方向速度 v_2 は

$$v_2 = \frac{e}{md} \left\{ (k/2)t^2 - (k/2)t_1^2 \right\} \quad (3-46)$$

したがって、偏向電極出口での偏向方向の変位 y_1 は、

$$y_1 = \int_{t_1}^{t_1+t_3} v_2 dt = \frac{ek}{6md t_3^2 (2t_1+t_3)} \quad (3-47)$$

ここで、 $t_3 = l_3/v_1$ 。またこの位置での偏向速度 $v_2(t = t_1+t_3)$ は

$$v_2(t_1+t_3) = \frac{ek}{2md} t_3 (2t_1+t_3) \quad (3-48)$$

螢光面上での偏向による変位yは、

$$y = y_1 + t_4 v_2(t_1+t_3) \quad (3-49)$$

ここで $t_4 = l_4/v_1$ 、したがって次々に偏向電極に加速されてくる一連の電子によるスクリーン上でのストリーク速度(writing rateと呼ぶ) dy/dt は

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} &= \frac{dy_1}{dt} + t_4 \frac{d}{dt} v_2(t_1 + t_3) \\ &= \frac{ek}{2mdt_3(t_3 + 2t_4)} \end{aligned} \quad (3-50)$$

すなわち、被測定光の時間変化は(3-50)式で示されるような螢光面上での変位の変化となって現われる。次にイメージコンバーターカメラによるストリークカメラの時間分解能について考える。

(分解能)

イメージコンバーターカメラの時間分解能は次のような要因で規定される。

(i) ストリークチューブにおける電子の速度の分散効果

電子が初期速度に有限の広がり Δv_0 をもっているために時間分解能に制限を与える。フォトカソードからアノードスクリーンまで一様な加速電界 E を仮定すると、スクリーンへ達する電子の管内通過時間広がり τ_s は次式で与えられる。

$$\tau_s = m \frac{\Delta v_0}{e} E \quad (3-51)$$

τ_s のオーダーを評価するために Δv_0 の実験値を代入すると上式は

$$\tau_s \approx \frac{10^{-11}}{E} \quad (3-52)$$

したがってフォトカソード近辺の電界強度 $E = 10 \sim 10^2$ cgs unit ($3 \times 10^4 \sim 10^5$ V/cm) が実現できれば、電子の分散による分解能を $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 秒にすることができる。

(ii) 電子ビーム掃引速度と空間分解能による効果

この効果による時間分解能を τ_t とすると

$$\tau_t = \frac{1}{v_{sw} \delta} \quad (3-53)$$

で与えられる。ここでは v_{sw} は(3-50)式で与えられたスクリーン上での掃引速度であり、 δ はスクリーン上における空間分解能である。

カメラの分解能は主として上記の(i)、(ii)の要因により支配される。実際上のパルス幅を τ_p とすると

カメラにより観測されるパルス幅 τ_r は

$$\tau_r^2 = \tau_p^2 + \tau_s^2 + \tau_t^2 \quad (3-54)$$

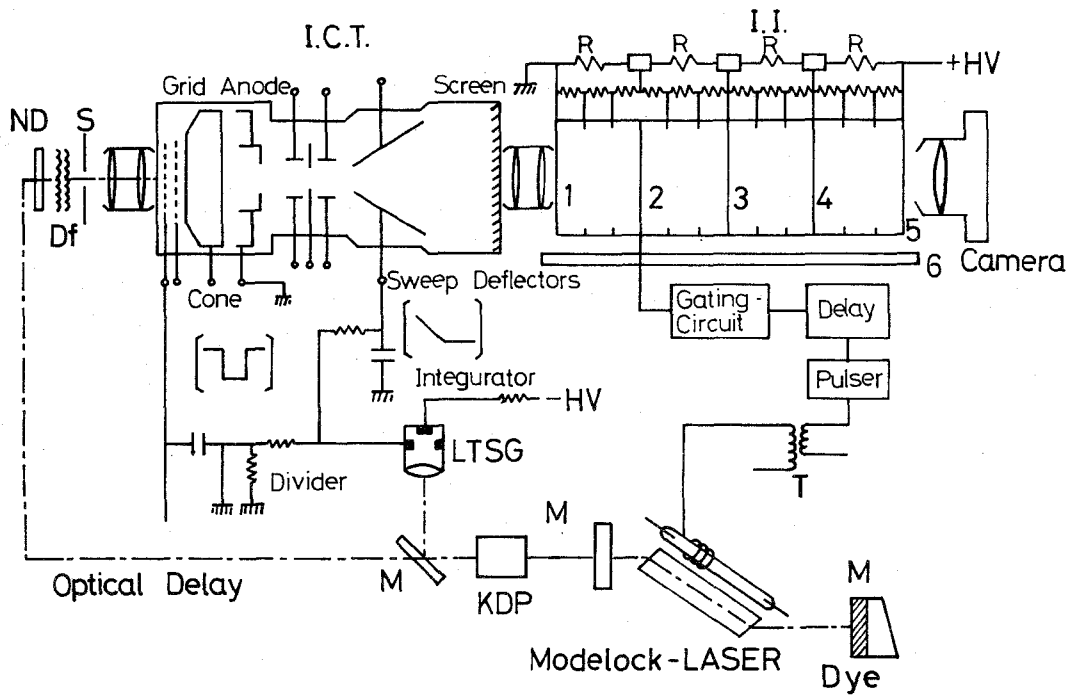
となる。現在用いられているコンバーターカメラではフォトカソード付近の電界強度 E が小さいことと、掃引時間がまだ十分大きくできないなどの技術的問題があり、ストリークカメラとしての時間分解能は $10^{-10} \sim 10^{-12}$ 秒にとどまっている。しかしこれらの技術的解決がつけば 10^{-14} 秒程度までの超高速時間分解測定器が使用できることになる。これ以上の分解能は不確定性原理から不可能である。

(iii) イメージインテンシファイア付カメラ

10^{-12} 秒の分解能をもつイメージコンバーターカメラでは、超高速ゆえに本体のみでは十分の撮影上の光量が得られないため、イメージインテンシファイアを付加して用いられるのが一般的である。この章では、まず装置の全系についてのべたあと、各パーツについてのそれぞれの特性にふれ、最後にこの装置によりピコ秒パルス測定した結果についてのべる。

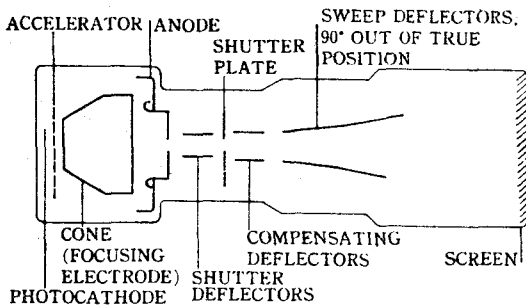
(イメージコンバーターカメラの全系)

第3-29図に筆者が用いている装置の全系を示す。ガラスレーザーで発振させた 1.06μ のレーザー光をKDPにより 0.53μ の緑色光に一部変換する。これは用いたイメージコンバーターカメラがS-20のフォトカソード特性を有しているためである。レーザー光の一部はミラーMによりレーザートリガースパークギャップ(LTSG)を照射し、これにより高電圧パルスを発生させ、カメラのトリガーに用いる。主レーザー光は減衰フィルターNDを通ったのち、カメラの前面で拡散板により拡散させられる。カメラの前にはストリーク写真用のスリットが設置されている。イメージコンバーターチューブ(I.C.T.)の前面のレンズは $F=0.8$ のものを用いている。I.C.T.のあとに $F=1.2$ のリレーレンズを用い、イメージインテンシファイア(I.I.)に接続し、I.I.の螢光面上の信号をポラロイドカメラ(ASA 10,000)で撮影する仕組みになっている。



第3-29図 イメージインテンシファイア付きイメージコンバーターカメラ装置

(イメージコンバーターチューブ, I.C.T.)



第3-30図 イメージコンバーターチューブ P856 (EEV社製) 概観図

筆者等が用いている I.C.T. を第3-30図に示す。EEV社製 P856 である。光電面はセシウムアンチモンあるいはマルチアルカリを薄膜にし平板状になっていて、2次の画像変換を行なう。また(3-52)式で示した E 値を大きくするために、フォトカソ

ドのすぐあとに加速用グリッド(図で ACCELERATOR に相当)を付加しており、グリッドなしの管に比べると、時間分解能ははるかによい。市販のものとして、この他によく用いられる球に RCA 社の C-73435 がある。両者の特性を第3-3表にまとめた。両者共、各種のスペクトル特性のものを製作しているが、ここではそれぞれ S-1 と S-20 についてのみ記す。EEV-P856 の方は加速グリッドが付いているため、分解能は RCA C73435 より幾分良好である。

(イメージインテンシファイア, I.I.)

時間幅の短い現象の直接測定を行なうには、イメージの増倍が必要である。その理由として、1つは短時間現象は少量の光しか放出しない点である。もう1つは光パルスが短くなるにつれてきびくなる光電変換部での過負荷の問題である。もし螢光面上の掃引像を直接写真撮影する必要があるとすると、明りょうな負の光学濃度を生ずるには、螢光面上の

第3-3表 イメージコンバーターチューブ特性表

	RCA-C 73435 T	EEV-P 856 G
スペクトル感度	S-1	S-20
フォトカソード 材 料	Ag-O-Cs	Na-K-Sb -Cs
形 状	spherical	plane
有 効 面 積	9.6 cm ² (35mmφ)	11×9mm
全 長	252mm	312mm
最 大 直 径	103mmφ	106mmφ
螢 光 面 phosphor	P-11	P-11
有 効 面 積	2.8×6.4cm	7.5×4cm
集 束 方 法	静 電 型	静 電 型
偏 向 感 度	1/42~1/50 mm/V	1/50 mm/V
最 大 定 格		
DC アノード電圧	16kV	-20kV
DCグリッド2電圧	2.2kV	-19.4kV
グリッド1電圧	±200V	
加速グリッド		300V
最大分解能	~10 psec	~1 psec

各像要素は、ある光子の数Nを放出しなければならない。このN値は現在の技術水準では $10^4 \sim 10^5$ である。このN値が時間分解 Δt につき螢光面を打つ電子数nで達成されたとすると、イメージコンバーターのフォトカソード電流 I_{pc} は

$$I_{pc} = (n/\Delta t)e \quad (3-55)$$

したがって、時間分解能 Δt が 10^{-8} 秒から 10^{-14} 秒になると極度に電流を流さなければならなくなる。実際上 $\Delta t \leq 10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒よりも短くなると、この過負荷の問題が生じはじめる。過負荷電流により出力像が歪むことになるが、これはフォトカソードが有限の抵抗値をもつことと空間電荷を形成することに起因している。

第3-4表 イメージインテンシファイア
EMI-9694特性表

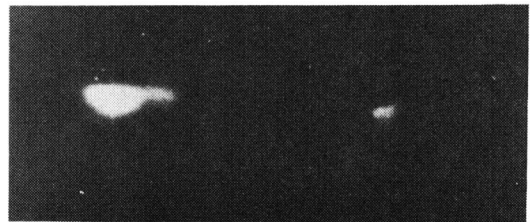
フォトカソード	スペクトル感度	S 20
材 料	材 料	Sb-K-Na-Cs
入 力 感 度	入 力 感 度	110μA/lm
量子効率 (4200Å)	量子効率 (4200Å)	18%
利 得	30kV時 40kV時	10 ⁵ 10 ⁶
増 倍 段 数		4
空 間 分 解 能		251s/mm

以上の理由から、超高速の現象撮影にはI.C.のほかにI.I.が必要となる。第3-4表に筆者等が用いているEMI社製9694インテンシファイアの特徴を示す。

(トリガー回路)

高速時間分解測定においては、時間分解能が上がるにつれ、現象と測定器の同期は困難となる。またカメラの露出時間と偏向時間との同期もとらなければならない。第3-29図に示した装置では前述のレーザーギャップを用いた。

(4)実験結果



1 ns

第3-31図 モードロックYAGレーザー
発振波形のストリーク写真

第3-31図にモードロックYAGレーザー光の2倍高調波光(0.53μ)のストリークチューブのみ

による観測結果を示す。これから得られるレーザーパルスの半値幅は410 psであった。一方装置の分解能を考えてみる。

フォトカソード印加電圧16.8KV, 加速グリッド印加電圧17KV, 収束用電極印加電圧16.5KVであった。この条件に対しては掃引速度 $2.5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ となり動特性時における空間分解能が4本/mmであることから(3-53)式より $\tau_t \sim 100 \text{ ps}$ となる。また(3-52)式 $\tau_s \sim 10 \text{ ps}$ となる。これ等条件を(3-54)に代入すると $\tau_p \sim 400 \text{ ps}$ が得られる。後にのべるように2光子蛍光法の測定からは大体パルス幅100psが得られているので、この $\tau_p = 400 \text{ ps}$ は大きすぎる。これはイメージコンバーターのフォトカソードに入射する光量が多すぎるためのフォトカソードで過負荷が生じ、光像に歪みが生じたためと考えられる。ストリーク像形成後に光像増幅が必要であることがわかった。

(5)あとがき

ストリークチューブを用い、モードロックYAGレーザーの波形観測を行なった。装置の持つ分解能が約100psの場合に、パルス幅が約400psの波形が得られたが、これは2光子蛍光法で得られた値より約4倍も大きい。フォトカソードが過負荷のために飽和していると考えられる。このことから高速掃引の場合には、イメージインテンシファイアを付加しなければならぬことがはっきり分った。現在インテンシファイアを付けた実験を行なっている。

現在開発されている超高速カメラの第1の問題点はトリガー系である。LTSGは十分なレーザー光がある時には安定であるが、そうでない時にはトリガー遅延時間が大きくなってしまふ。この点の改良としてColeman等はアバランシェトランジスタ回路を製作した。これによるとトリガーに要するレーザーのエネルギーはナノジュールでよいため遅延の問題は全くなくなる³⁵⁾。

最近行なわれているもう1つの改良点は、イメージインテンシファイアチューブの代わりにファイバース

レートを用いるものである³⁵⁾。極めて小型であり、磁場も要しないため、その開発が急がれている。

3.4.5 むすび

モードロックパルス幅の観測に、光相関法と高速カメラによる方法を用いた。光相関の方法は簡便であり、経費の点では安価であるが、相関を用いる故に実際上の光波形の測定でない。また微弱光測定には困難である。ピコ秒領域の研究が進むにつれ、ますます超高速のカメラの開発が行われてゆくと考えられる。

§3.5 モード同期用可飽和色素の開発

3.5.1 まえがき

Qスイッチ素子として可飽和吸収体に要求される条件は

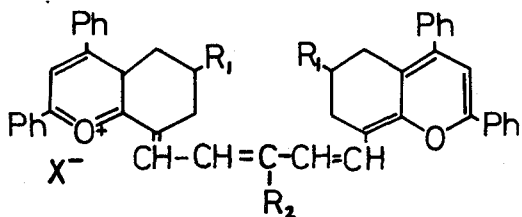
- 1) レーザー光の吸収係数が高いこと
- 2) レーザー光の照射に対し分解しないこと。また可視、紫外光の長時間照射に対し劣化しないこと。
- 3) 色素の上準位の緩和時間が $10^{-8} \sim 10^{-12}$ 秒位であること。特にモード同期を必要とする時には、 10^{-10} 秒以下位いが望ましい。

従来ガラスレーザーQスイッチングにはKodak 9740, 9860の2種が使用されてきた。いずれもポリメチン系の色素である。これ等は1), 3)の条件は満たしているが、2)の条件に対しては十分とは言えなかった。このため筆者は、ポリメチン系に関する種々の同位体について調べ、特に光劣化に強い色素を見い出すのに成功した。

一方ポリメチン系色素に対し、Ni-complex色素は非常に光劣化に強いことが2年ほど前にわかった。所がこれは条件3)に関して問題がある。筆者は種々の溶媒に対して上記の条件を満たすものを調べた。その結果Ni-complex色素の CH_2I_2 溶液は安定なモードロックパルスを発生できることを見出した。

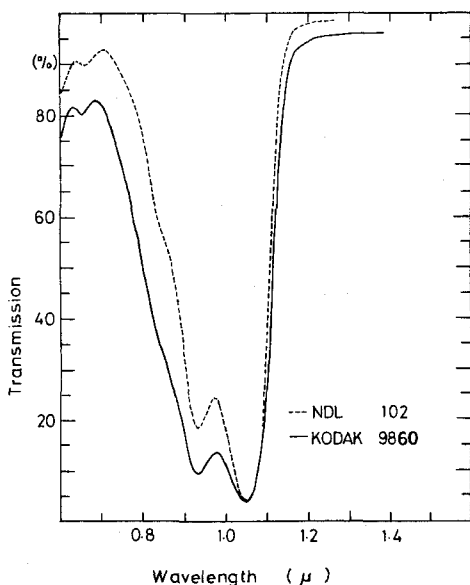
2.5.2 ポリメチン系色素の改良

第3-5表 1.06 μ用Qスイッチ色素



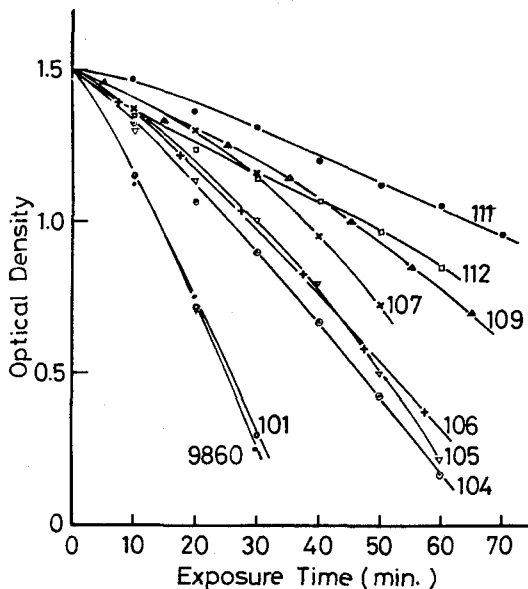
第3-32図 ポリメチン系色素構造図

	R ₁	R ₂	X ⁻
NDL101	H	H	C1O ₄
NDL102	CH ₃	H	C1O ₄
NDL104	H	C ₂ H ₅	C1O ₄
NDL105	CH ₃	C ₂ H ₅	C1O ₄
NDL106	H	CH ₃	C1O ₄
NDL107	CH ₃	CH ₃	C1O ₄
NDL109	H	CH ₃	BF ₄
NDL111	CH ₃	CH ₃	BF ₄
NDL112	H	H	Br



第3-33図 NDL 102, Kodak 9860 吸収スペクトル

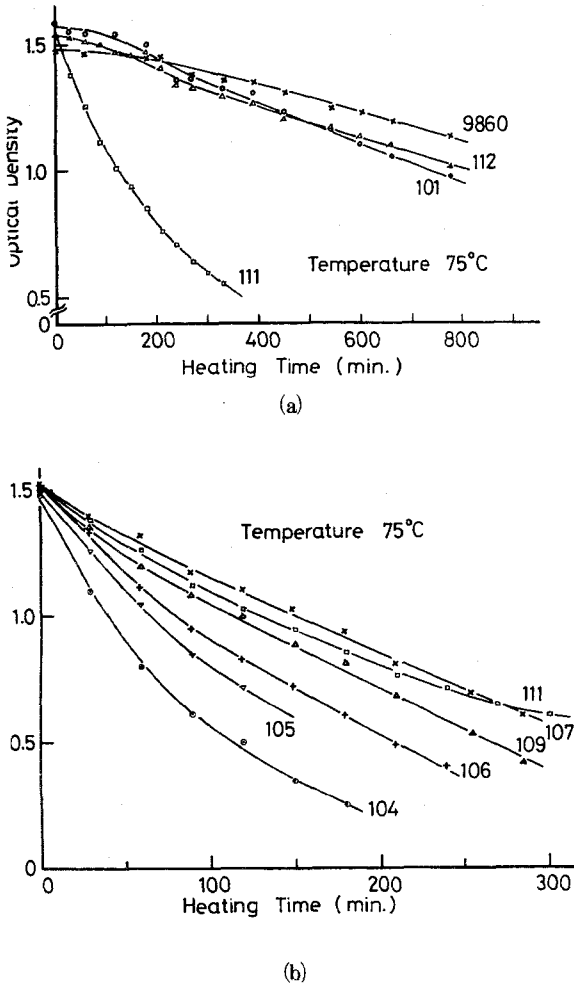
筆者が調べたポリメチン系色素の構造を第3-32図に示す。ただし R₁, R₂, X⁻ に関しては第3-5表に示す。このうち NDL 102 が Kodak 9740 の構造に相当すると考えられる³⁷⁾。NDL 102 のジクロルエタン溶液の 1.06 μ 近傍の吸収特性を第3-33図に示す。他の色素の吸収特性も同じ様な特性を示す。分子構造の差によるスペクトル変動はピーク値で 100 Å 以内にすぎなかった。第3-34図はこれらの色素の光劣化特性を示す。1 KW 高压キセノンランプ光を照射し、Optical Density の減少を測定した。この測定から NDL 111, 112



第3-34図 光劣化特性

が特に良好であることがわかる。

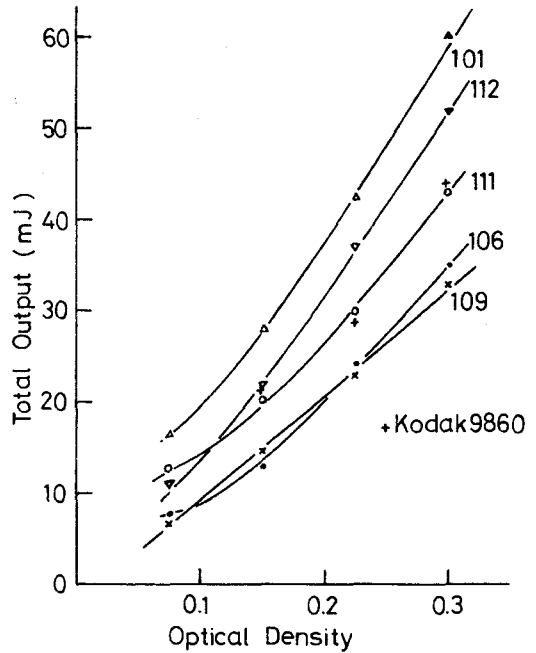
次に温度に対する安定性について調べた。色素溶液を恒温槽 75°C に保ちその褪色効果を見た。その結果を第3-35図に示す。温度に対する安定性は Kodak 9860, NDL 112, 101 が優れており、800 分経過後も、Optical Density の変動は 30% 以内であった。第3-36図は可飽和色



第3-35図 熱劣化特性

素の Optical Density をかえた時のレーザー出力を測定した結果である。同一濃度に対してはNDL101が最も良い出力特性を示している。またそれについてNDL112もよい特性を示している。

以上の結果をまとめると以下のようになる。光吸収による劣化は、光により励起された分子が励起状態において構造に歪みを生じ、その歪みが一部に集中した場合永久歪、分解が生じる。光劣化特性を見ると、 X^- イオンはNDL101とNDL112、NDL106とNDL109を比較して、 ClO_4^- イオンより BF_4^- 、 Br^- イオンの方が安定で



第3-36図 Qスイッチ(モード同期)出力特性

あることがわかる。 R_1 についてはHより CH_3 の方がより安定である。(NDL106, 107) R_2 分子が C_2H_5 と大きくなると特性は悪くなる。

温度特性は分子の基底状態での振動に対する安定性でこれは R_1, R_2 構成分子が簡単なもの程耐熱性は高いことがわかる。これは熱振動に対する構成分子の応答能力が作用しているものと思われる。

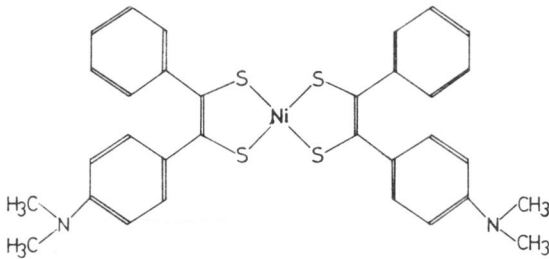
結局光劣化、熱劣化に強く、出力特性も十分希待できるNDL112は、従来のKodakの色素特性をうまわると言える。現実には可飽和色素セルを循環型にし、ケミカルポンプで色素溶液を循環させた時、大体1日位いの運転で色素が使用不可となる程度である。(使用不可というのは吸収係数が初期値よりも5%程度落ちQスイッチパルス包絡線が広くなり始めるような状態をいう。)

3.5.3 Ni-Complex 色素

上述の如く現在一般的に使用されているポリメチン系色素では、まだレーザー光及び背景光の照射に

よる光吸収の劣化が問題がある。最近二価遷移金属のジチエン錯化合物が赤外域に強い吸収を有することにより、 $1.06\ \mu$ レーザー用飽和色素として注目を集めている^{38),39)}。既に C_2H_5I を溶媒に使用した場合にはモード同期が得られることは報告されている^{40),41)}。所が、この溶液中では色素の劣化が極めて速い。ジクロルエタン中においては全く劣化しないと行ってさしつかえないが、この場合は色素の上単位の寿命がナノ秒となりモードロック波形が得られなくなる。このため筆者は種々溶媒に対して、光劣化特性とモード同期特性を調べた。この結果ポリメチン系色素に比べ、安定なピコ秒パルスを発生させることができた。

実験に用いた色素は bis-(4-dimethylamino-dithiobenzil)-Ni で構造図を第 3-37 図に、またジクロルエタン中における吸収曲線を第 3-38 図に示す。

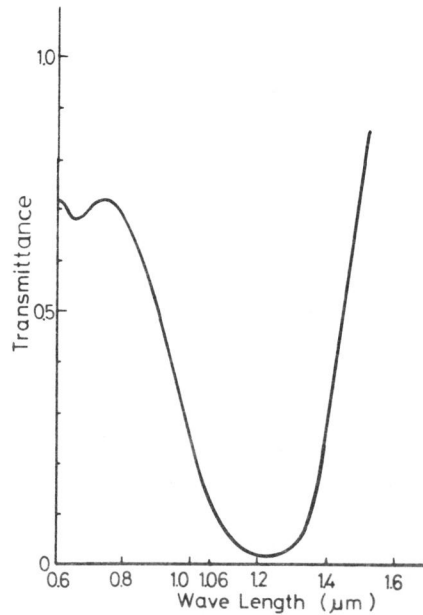


bis (4-dimethylamino-dithiobenzil)nickel

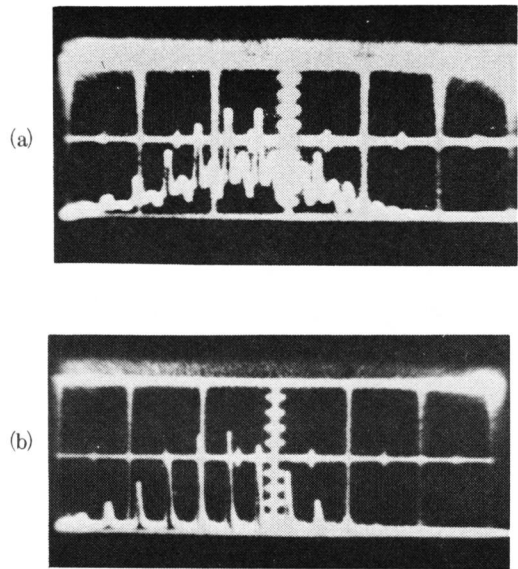
第 3-37 図 Ni-complex の構造式

(1)モード同期特性

モード同期実験は共振器長 $1.20\ m$ の Nd:YAG レーザー装置で行なった。色素を全反射ミラーの前面の厚さ $0.5\ mm$ の色素セル中に封じ込めてパルスを発生させた。出力波形はパイプラインフォトダイオードと Tektronix 519 で観測した。ポリメチン系色素の一般的溶媒であるジクロルエタンやクロルベンゼンを溶媒とした時のモード同期は部分的に観測されたに過ぎなかった。第 3-29 図(a)にその



第 3-38 図 ジクロルエタン中の Ni-Complex の吸収曲線



第 3-39 図 Ni-Complex によるモード同期波形
(a)溶媒：ジクロルエタン
(b)溶媒： CH_2I_2
($20\ ns/div.$)

波形の一例を示す。これは色素の緩和時間がポリメチン系色素に比べ長いためと考えられる。改善方法として次の二種の効果を持つ溶媒を選択した⁴²⁾。

(a)重原子効果 溶液中に重い原子を含ませることにより、色素の三重項のクエンチングを促進させ、緩和時間を短くする効果である。溶媒は C_2H_5I と CH_2I_2 を使用した。

(b) Reversible Electron Transfer 効果 励起 Ni-Complex 色素では Ni 原子は正イオンの状態にあり、溶液中に電子の供給源となりやすい陰イオンの濃度を高めることによって基底状態への帰着を早める効果である。溶媒として

$(CH_3)_2SO$, $(C_2H_5)_2SO_4$, $(C_2H_5O)_2SO$ を用いた。

各種溶媒中で、最適濃度の Ni-Complex 色素によるモード同期パルスを観測した。第 3-39 図 (b) は CH_2I_2 の場合の出力波形である。 C_2H_5I の場合も同様の結果が得られた。重原子効果溶媒でのモード同期は出力が安定で、極めて再現性良好であった。しかし、Reversible Electron Transfer 効果の溶媒は Ni-Complex に対し難溶性を示し、溶液不均一のため出力は極端に不安定であった。そのため再現性の要求される実験には使用困難であると言える。

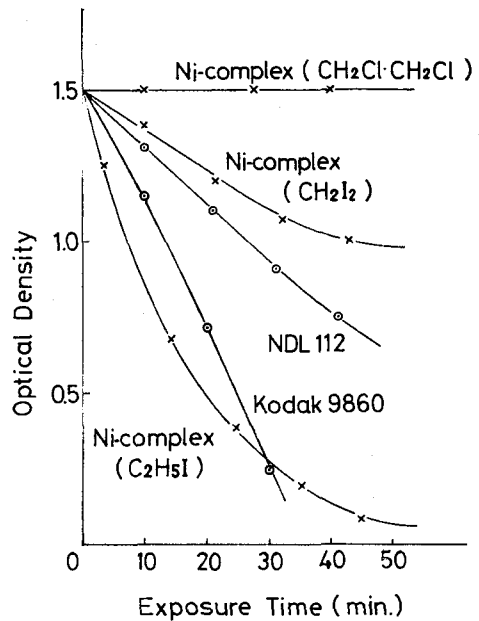
(2) 光劣化特性

光劣化特性に関してポリメチン色素と同じ方法で調べた。第 3-40 図にその結果を示す。Ni-Complex ジクロルエタン, $(C_2H_5)_2SO_4$, $(CH_3)_2SO$ 溶媒は長時間の光照射に対しても変化はなく特に光化学的に安定である。 CH_2I_2 , C_2H_5I では光照射の結果 I_2 の解離が起これ、吸収の劣化を示すが、 CH_2I_2 溶媒では kodak 9860 や NDL 112 に比べても緩かな劣化であり、安定であると言える。

以上、各溶液のモード同期特性、光劣化特性の測定結果をまとめると第 3-6 表のようになる。

得られた結果は以下の通りである。

(1) Ni-Complex 色素の緩和時間を短くする



第 3-40 図 可飽和色素光劣化特性

第 3-6 表 Ni-Complex のモード同期、光劣化特性

○：良 △：不可
×：全くよくない

Solvent	Mode-Lock	Life
Normal		
$(CH_2Cl)_2$	×	○
C_6H_5Cl	×	-
Heavy Atom Ef.		
C_2H_5I	○	×
CH_2I_2	○	△
Electron Transfer Ef.		
$(C_2H_5)_2SO_4$	△	○
$(CH_3)_2SO$	×	○
$(C_2H_5O)_2SO$	△	-

ために、重原子効果は特に有効である。

(2) Reversible Electron Transfer 効果を示す $(C_2H_5)_2SO_4$ 等は色素に対し難溶性を示

すため溶液不均一を生じ出力は不安定となる。

(3) Ni-Complex 色素の C_2H_5I 溶液は光照射による劣化が激しく、ピコ秒実験には使用困難である。

(4) CH_2I_2 溶液 (濃度 10^{-4} Mole/l) はポリメチン系色素に比べ、光劣化特性がよく安定なピコ秒パルスを発生させることができる。

3.5.4 むすび

筆者が見出した Ni-Complex 色素の CH_2I_2 溶液は従来までのポリメチン系色素に比較すれば、光劣化特性は良好である。また緩和時間 τ の測定は行っていないが、 τ の値はポリメチン系色素より長い可能性があり (C_2H_5I 中では約 0.2 ns と云われる⁴⁰⁾) 数 10 ps のパルスを発生させる場合にはポリメチン系色素の方がよいと考えられる。

Ni-Complex は光劣化に対してはすぐれた特性を持つので今後は τ の短くなる溶媒をいかに求めるかが問題となる。

§ 3.6 パルス幅可変モードロックパルスの発生

3.6.1 まえがき

核融合用レーザーにはパルス幅が数 10 ps から数 100 ps の安定したパルスが要求される。この節ではまず可飽和色素によるモードロックパルスの安定発振についてのべる。次に YAG レーザーを用いた安定発振の実験結果とピコ秒領域におけるパルス幅可変レーザーを製作した結果についてのべる。

3.6.2 可飽和色素による発振の安定性^{36),43),44)}

すでにのべたように Letokhov 等は可飽和吸収体によるピコ秒パルス発生の機構を解析したが、これは安定発振に対する指針を与えるものであり⁵⁾、それ以後実時間領域における取り扱いでの安定発振に関する論文が出ている^{45),46)}。

可飽和色素によるピコ秒パルス発生のメカニズムは簡単には以下のように考えられる。共振器内部の誘導放出光が弱くて色素を飽和するに到らない段階 (線形増幅領域) では何度か共振器内を光が往復す

る間にスペクトルの逆数に相当する位いの時間的ゆらぎを持つ雑音光が成長する。これが可飽和色素を飽和する位いの強度にまで成長すると可飽和色素の強度選択性がききはじめ、共振器内部の比較的弱い強度を持つ光のゆらぎは消滅してゆき (非線形領域) 理想的な場合には、最も強い光パルスのみが1つ共振器内部で成長する。以上の過程から考えると、安定なピコ秒パルス発生のために、次の条件が考えられる。

(1) $1/\Delta\nu > \tau_p$, ここで $\Delta\nu$ は線形増幅領域の最終時における光のスペクトル幅, τ_p は可飽和色素の上準位の寿命である。 $1/\Delta\nu$ は非線形領域に入る前の共振器内部における雑音光の時間的ゆらぎであり、この時間よりも光シャッターの時間 (τ_p) が短くないと安定なピコ秒パルスが期待できない。一般に τ_p の値は不可変なので、共振器内にモードセレクト作用を施すことにより $\Delta\nu$ を調節し、この条件を満足できる。ガラスレーザー用の色素 Kodak 9860 の τ_p が約 9 psec , ルビー用の DDI で約 14 psec であるから、これらより短い光パルスは発振器だけでは安定に得られない。

(2) 非線形領域で可飽和色素が十分な強度選択性を持つこと。1つ1つのピコ秒パルスの構造が(1)の条件を満たしていても、共振器の内部で何本かの光パルスが最終的に残るようでは発振は安定でない。すなわち satellite pulse を押えることが必要である。

Curso 等は光パルスのエネルギー E_n (n は共振器内での光の通過回数) とその時のレーザーの上準位, 下準位のイオン密度 N_n^u , N_n^l に対する rate 方程式

$$E_{n+1} = R \ln \{ 1 + (e^{E_n} - 1) T_0 \} \quad (3-56)$$

$$\frac{dE_n}{dt} = \sigma_L N_0 N_n^u E_n - \gamma E_n^2 \quad (3-57)$$

$$N_{n+1}^u = (1 - T_{RT}/\tau_{fl}) N_n^u - \sigma_L/\sigma_A \cdot E_n (G_n - 1) + P \quad (3-58)$$

$$\left\{ \begin{aligned} N_{nt+1} &= [N_n^1 + \sigma_L / \sigma_A \cdot E_n (G_n - 1)] \\ &\quad \exp(-T_{RT} / \tau_1) \end{aligned} \right. \quad (3-59)$$

$$E_n' = E_n G_n$$

$$G_n = \exp(\sigma_i L N_0 N_n^u)$$

σ_L, σ_A : レーザー, 色素の誘導放出及び吸収断面積

L: レーザー活性媒質長

T_0 : Initial Dye Transmission

T_{RT} : Cavity Round Trip Time

τ_{fl} : レーザー蛍光減衰寿命

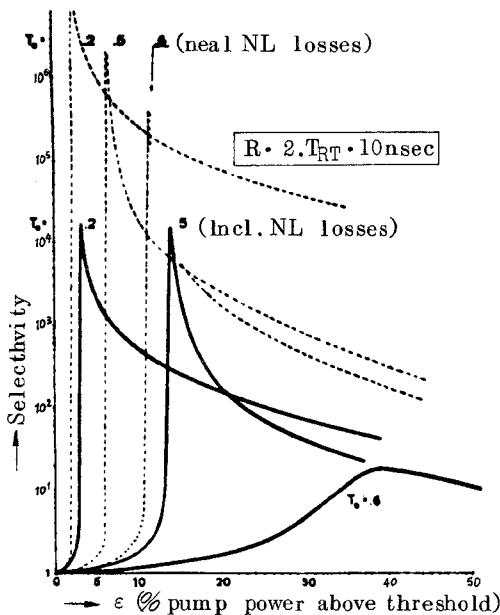
R: ミラー損失

P: Pump Power Rate

γ : 2光子吸収係数

τ_1 : レーザー下準位寿命

を解き、可飽和色素の濃度に対して Pump Power を変えた時の共振器内部のパルス選択性を求めている⁴⁶⁾。これを第3-41図に示す。実験結果と合



第3-41図 Pump Rate とパルス選択性

わせるため2光子吸収による E_n の損失を入れている。(図内実線)はほぼ強度の等しい2本のパルスの最終的な比が Selectivity を示しており、こ

れから Main Pulse と Satellite Pulse の強度比が仮に200以上を安定発振とすると色素透過率0.5の所で Pump Power Rateとして約±5%位いの安定性が要求されることになる。すなわち Satellite Pulse を押えるためには Pumping Power の十分な制御が必要である。

(3)共振器内部における自己集束効果を押えること。共振器内部で生じる自己集束効果は、しばしば誘電体ミラー、活性媒質に損傷をもたらす。共振器内部の媒質の非線形屈折率 n_2 はできるだけ小さくすることが望ましい。可飽和色素は溶媒中に溶かして使うため n_2 が大きい。このためセル長はできるだけ短くすることが望ましい。

これ等3つの条件の他に次の点も重要である。

(4)TEM₀₀ モードで発振させること。

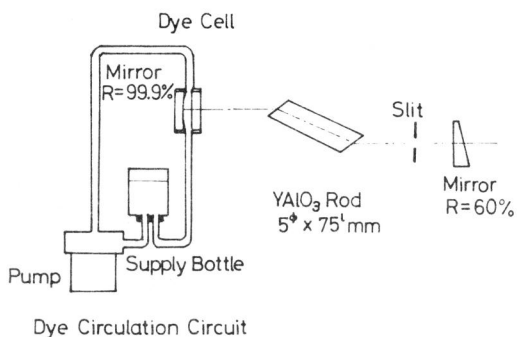
縦モード間の同期を行なわせることから必要である。通常は共振器内部に diaphragm を挿入する。TEM₀₀ モードで発振させることは、自己集束効果を押えるためにも重要である。

(5)励起により生じる活性媒質中の熱歪みを除去すること。

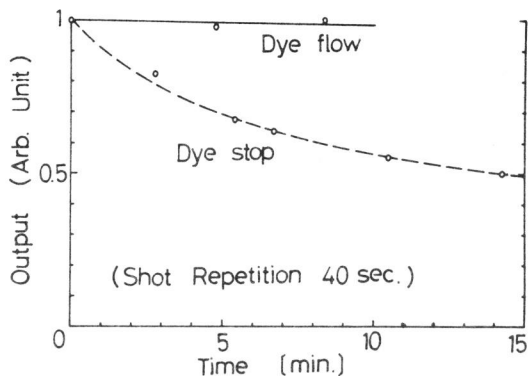
(6)可飽和色素を循環させ発振を安定化させる。

3.6.3 安定なモード同期パルスの発生

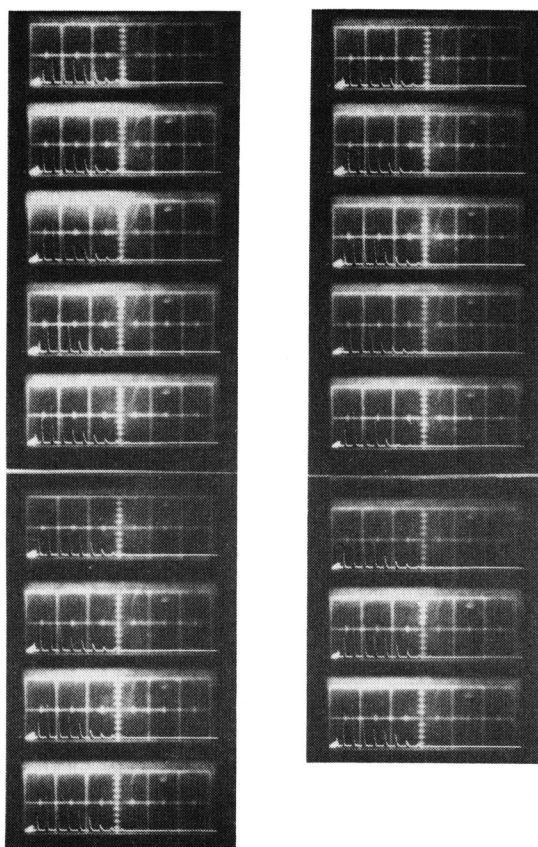
上述の安定条件を満たすネオジムレーザーとして筆者はYAlO₃ (またはYAG)レーザーを採用した。YAlO₃ は結晶であり、ノーマル発振時のスペクトル幅は数Åであり、可飽和色素のモードセレクト効果と相まって容易に $1/\Delta\nu > \tau_p$ とすることができる。第3-42図に実験装置を示す。可飽和色素セル厚は500μ, また色素は10~20cm/secの割合で循環させた。ポンプはポリプロピレン製、また配管には6mm^φの銅管を用いた。共振器長は150cmにとった。第3-43図に得られたモードロックパルス波形を示す。平均発振間隔は20秒で連続して17回発振させた。オシロスコープ上でのピークのばらつきは平均値に対し±20%以内であった。可飽和色素にはNDL-112の5×10⁻⁵Mol



第3-42図 可飽和色素による安定モードロック発振装置



第3-44図 色素循環の効果



第3-43図 モードロックパルス波形の再現性 (20ns/div)

／1 (セル透過率約50%)濃度のものを用いた。極めて再現性があるにも拘わらず、大体平均して

50ショットに一回位はミラー(全反射側)に非常に小さい損傷ははいりこのため発振が停止した。これは国産の誘電体蒸着ミラーであって一般に米国製に比べて損傷閾値が低いと言われている。この点の改良を行なう必要がある。第3-44図に発振間隔を40秒とした時に、色素を封じこめた時と流した時の出力測定結果を示す。これから色素の循環により出力の安定性が著しく向上することがわかる。前節でのべたように、ポリメチン系色素を用い循環させた場合には、大体1日位い安定に使用することができた。

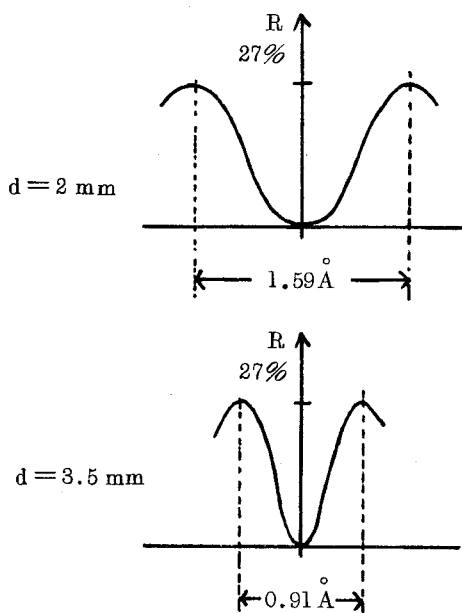
以上おむね短時間(数時間オーダー)においては、再現性のある安定なモード同期パルスを得ることができるようになった。長時間(数日以上)にわたる安定性に関してはポリメチン可飽和色素の分解の問題があり今の所得られていない。

3.6.4 パルス幅可変モード同期レーザー

(1) エタロン板によるパルス幅の伸長

ピコ秒パルスのパルス幅の伸長はエタロン板によるモードセレクト作用を用いることにより可能である。

エタロン板の厚さを d 、その屈折率を n とすると、 $\Delta\lambda = \lambda^2 / 2nd$ のスペクトル間隔でモードセレクト作用が生じ波長により反射と透過の山と谷ができる。第3-45図は2mmと3.5mmのサファイアエタロン板の反射率を波長に対して描いたものである。



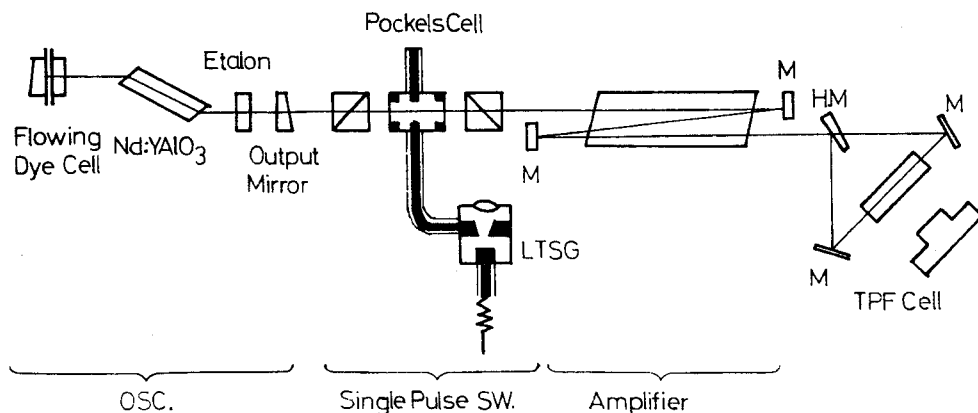
第3-45図 エタロンによるモードセレクト作用

ただし $\lambda = 1.06 \mu$ $n = 1.77$ を用いている。
 $YAlO_3$ レーザーをノーマル発振させた時通常の発振スペクトル幅は数Åある。したがって、たとえば厚さ 3.5 mm のエタロンを共振器内に入れ少し光軸より傾むけて透過形で用いた場合には 0.91 Å ずつ離れた数本の発振スペクトルが得られる。可飽和色素を併用して Q スイッチ発振させた時には、可飽和色

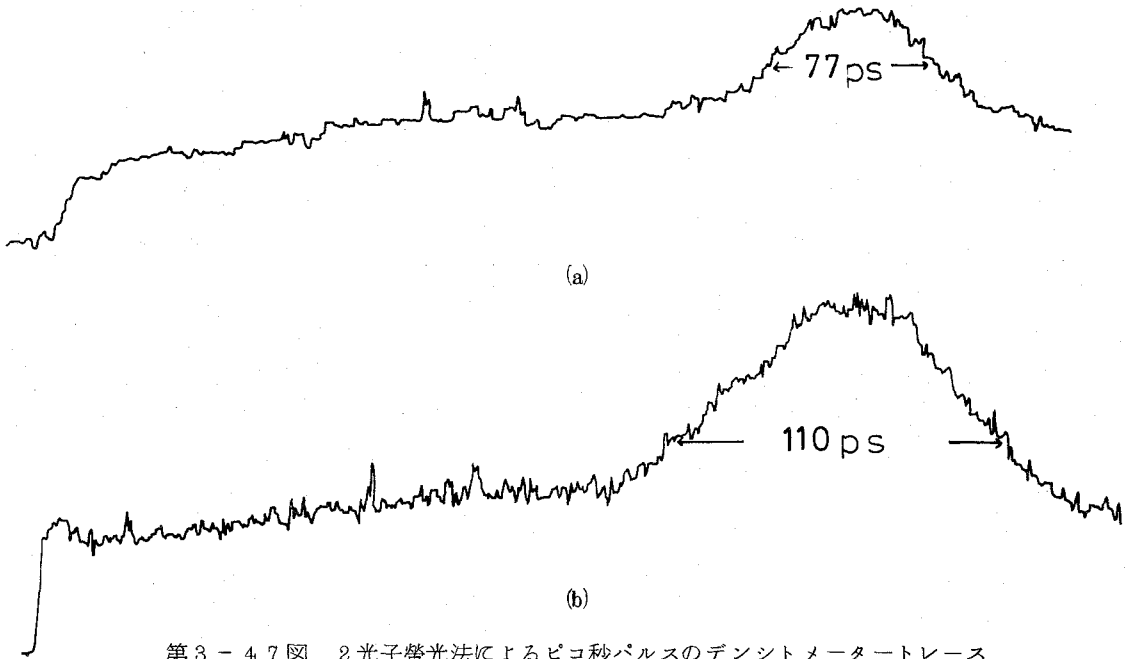
素の natural mode select 作用によりその中の 1 本のみが発振することになる。そしてその時の発振スペクトル幅は第3-45図に示すような透過率曲線に大きく支配されることになる。かくの如く共振器内のエタロン板の厚さを変えることにより発振スペクトル幅の制御を行い、これによりモードロックパルスの幅を変えることができる。第3-46図に実験装置を示す。パルス幅の測定には2光子蛍光法を用いた。またモードロックパルス列の中の中央部の1本のみをポッケルセルと Laser Trigger Spark Gap により取り出した場合についてはパワーが弱いためガラスレーザーにより増幅したのち2光子蛍光法で測定を行なった。第3-47図にパルス列全体を用いて測定した時の結果を示す。これ等をまとめると第3-48図のようになる。77 ps から 100 ps までエタロン板の厚さを変えることにより、ほぼ linear にパルス幅を変えられることができることがわかる。単一パルスで行なった結果についてもほぼ同様の結果が得られた。これは2光子蛍光法では強度の大なるパルスほど測定への寄与が大きいため、差が生じないのである。

(2)パルス幅の収縮

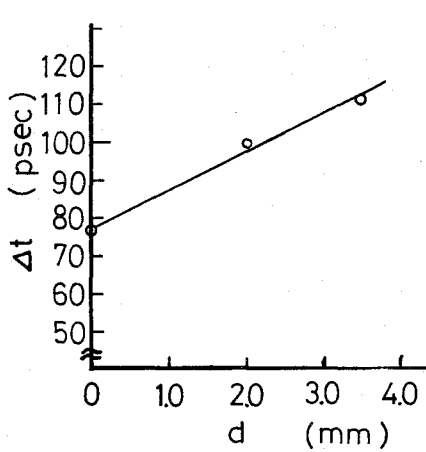
ピコ秒パルスの幅の収縮としては Chirping による圧縮⁴⁷⁾、誘導ラマン散乱効果を利用する方法がある⁴⁸⁾。圧縮による方法は技術的に精密な調整



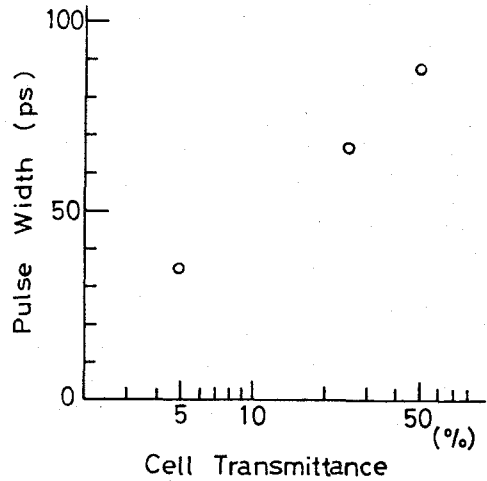
第3-46図 エタロン板を用いたパルス幅伸長装置



第3-47図 2光子蛍光法によるピコ秒パルスのデンシトメータートレース
 (a)エタロン板ない時
 (b)3.5 mm厚のエタロン板挿入時



第3-48図 エタロン板厚とパルス幅の関係
 (全パルス列に対して)



第3-49図 可飽和色素によるパルス幅の収縮

が必要である。一方誘導ラマン散乱は励起レーザーパルス幅より狭くなるが波長がシフトする欠点がある。これに対し可飽和色素とレーザー媒質を交互に通過させてパルス幅を狭くする方法が考え出された。⁴⁹⁾ この方法は再現性および出力強度の点から信頼性の

あるものと言える。

筆者は収縮の予備実験として次のような実験を行った。まず発振器のエタロン板をはずし、約80 psのパルスを発振させ、次に利得約10倍の増幅器を通したのち種々の透過率を持つ色素セルを通過

させた。2光子蛍光法による測定結果を第3-49図に示す。色素透過率が50%位いの時は殆んどパルス幅の収縮は見られないが濃度を濃くし透過率を下げると顕著に収縮の効果が見られ大体5%の透過率の時には35psになった。

3.6.5 むすび

この節で得られた結果は以下の通りである。

- (1)可飽和色素による安定な再現性のあるピコ秒パルス発生法について考察した。
- (2)上の考察に基づき $YAlO_3$ レーザーを使った安定なモードロックレーザーを作製した。短期間(数時間)では再現性のよいモードロック波形が得られた。長時間(数日)にわたる場合は色素の劣化が問題となる。
- (3)サファイアエタロン板により80~110psの任意のパルスを発生させることができた。
- (4)共振器外部で可飽和色素と増幅器を組み合わせ、パルス狭化の実験を行なった。その結果、パルス狭化が確認できた。

§3.7 まとめ

ピコ秒光パルスはレーザープラズマのみならず一般に物質と光との相互作用の研究にとって極めて重要なものである。

筆者は可飽和色素を用いた安全なモードロックパルス発生の研究を行なった。その結果数10ピコ秒以上のパルスは安定に発生できるようになった。長期にわたる(数日以上)安定発振を得るためには劣化の生じない色素を探す必要があり、これは今後の問題である。

(参考文献)

1. J.F.McClung and R.W.Hellwarth : J. Appl. Phys. **33** 828 (1962)
2. L.E.Hargrove, R.L.Fork and M.A.Pollack : Appl. Phys. Letters **5** 4 (1964)
3. H.W.Mocker and R.J.Collins : Appl. Phys. Letters **7** 270 (1965)
4. A.J.DeMaria, D.A.Stetser and H.Heynau : Appl. Phys. Letters **8** 174 (1966)
5. P.G.Kryukov and V.S.Letokhov : IEEE J.Quant. Elect. QE-**8** 766 (1972)
6. J.A.Fleck : Appl. Phys. Letters **12** 178 (1968)
Phys. Rev. **B1** 84 (1970)
7. A.J.DeMaria et al : Proc. IEEE **57** 2 (1969)
霜田光一 ; 日本物理学会誌 **25** 584 (1970)
矢島達夫 ; 物性12月 671 (1970)
8. W.G.Wagner and B.A.Lengyel : J.Appl. Phys. **34** 2040 (1963)
9. A.Szabo and R.A.Stein : J.Appl. Phys. **36** 1562 (1965)
L.E.Erickson and A.Szabo : J.Appl. Phys. **37** 4953 (1966)
10. J.A.Giordmaine, P.M.Rentzepis, S.L.Shapiro and K.W.Weicht : Appl. Phys. Letters **11** 216 (1967)
11. P.M.Rentzepis, C.J.Mitshela and A.C.Saxman : Appl. Phys. Letters **17** 122 (1970)
12. J.A.Armstrong : Appl. Phys. Letters : **10** 16 (1967)
13. R.C.Eckardt and C.H.Lee : Appl. Phys. Letters : **15** 425 (1969)
14. H.P.Weber : Phys. Letters **28A** 393 (1968)
15. J.R.Klauder et al : Appl. Phys.

- Letters : 13 174 (1968)
16. S.L.Shapiro and M.A.Duguay :
Phys. Letters **28A** 698
(1969)
17. D.J.Bradley, G.H.C.New and
S.J.Gauchey : Phys. Letters
30A 78 (1969)
18. O.Svelto : Appl. Phys. Letters
: **17** 83 (1970)
19. R.H.Picard and P.Schweitzer :
Phys. Rev. A1 1803 (1970)
20. E.B.Treacy : Appl. Phys.
Letters **14** 112 (1969)
21. T.Sasaki, T.Yamanaka and
C.Yamanaka : Japan J. Appl.
Phys. **9** 228 (1970)
22. 佐々木, 山中 : 応用物理 **41** 1150 (1972)
23. M.A.Duguay and J.W.Hansen :
Appl. Phys. Letters **15**
192 (1969)
24. M.A.Duguay and A.T.Mattick :
Appl. Opt. **10** 2162 (1971)
25. C.C.Wang : Phys. Rev. **152** 152
(1966)
26. Y.R.Shen : Phys. Letters **20**
378 (1966)
27. V.V.Korobkin, A.A.Malyutin
and M.Ya. Shchelev : JETP
Letters **11** 103 (1970)
28. A.A.Malyutin and M.Ya
Shchelev : JETP Letters **9**
266 (1969)
29. M.A.Duguay, J.W.Hansen and
S.L.Shapiro : IEEE J.Quant.
Elect. QE-6 725 (1970)
30. R.A.Fisher, P.L.Kelley and
T.K.Gustafson : Appl. Phys.
Letters **14** 140 (1969)
31. E.K.Zavoisky and S.D.
Fanchenko : Appl. Opt. **4**
1155 (1965)
32. たとえば IMACON600, John Hadland
社(英国)
33. N.G.Basov et al : Conf. Nonli-
near Opt. Minsk, July (1972)
34. 佐々木, 山中 : 画像技術 **5** 49 (1974)
35. L.W.Coleman et al : 10th Int'l
High Speed Photo. Conf.
p.127 France (1972)
36. 佐々木, 小河, 山中 : 電気学会電子装置研究会
資料 EDD-74-77 (1974)
37. R.C.Pastor, H.Kimura and
B.H.Soffer : J. Appl. Phys.
42 3844 (1971)
38. K.H.Drexhage and U.T Müller
-Westerhoff : IEEE J.Quant.
Elect. QE-8 759 (1972)
39. D.Marge, B.A.Bushaw and M.W.
Windsor : IEEE J.Quant
Elect. QE-10 394 (1974)
40. D.Marge, B.A.Bushaw and M.W.
Windsor : Chem. Phys.
Letters **28** 263 (1974)
41. R.C.Greenhow and A.J.Street :
IEEE I.Quant. Elect.
QE-11 59 (1975)
42. K.H.Drexhage and G.A.
Reynolds : Opt. Commun. **10**
18 (1974)
43. 佐々木, 山中 : 応用物理 **42** 1119
(1973)
44. 佐々木 : エレクトロニクス **19** 1215
(1974)
45. B.Hausherr et al : IEEE J.

- Quant. Elect. QE-9 445
(1973)
46. A. Caruso et al: IEEE J. Quant.
Elect. QE-9 1039 (1973)
47. E. B. Treacy: Phys. Letters 28
A 34 (1968)
48. M. J. Colles: Appl. Phys.
Letters 19 23 (1971)
49. A. Penzkofer et al: Appl.
Phys. Letters 20 351
(1972)

第4章 ガラスレーザーの発振スペクトルの同調

§4.1 ま え が き

ガラスレーザーはスペクトル的には不均一な広がりを持っており、 1.06μ を中心とした螢光の半値幅は一般に 300\AA 以上にも及ぶ。従って共振器に波長選択性を持たせることにより発振スペクトルの同調を行なうことができる。近年ガラスレーザーによる核融合プラズマの研究が行われるに到っている。波長可変Qスイッチレーザー光はレーザーとプラズマとの相互作用特に波長依存性等を調べるのに有効と考えられる¹⁾。また、波長可変なパラメトリック発振器への光源としても用いることができる。

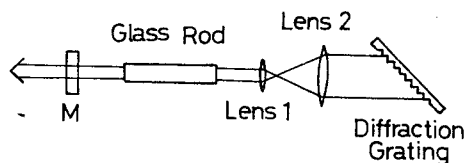
筆者はガラスレーザーの発振波長同調性をノーマル発振モードとQスイッチモードの2種について調べた。ノーマル発振の場合には波長分散媒質として回折格子を用いた。レーザー光が約 $1\text{MW}/\text{cm}^2$ 以上になった時、回折格子にレーザー光による損傷が生じ、このためQスイッチ実験には用いることができなかった。代りとして誘電体蒸着のエタロンを用いた。この場合同調波長はFree Spectral Rangeで制限されるため回折格子ほどにはとれなかったが、Qスイッチモードに十分耐え得た。 $25\mu\text{m}$ の厚さのマイラーをエタロンのスペーサーに用い約 200\AA にわたるQスイッチ発振光を得た。

§4.2 ノーマルモードでの同調

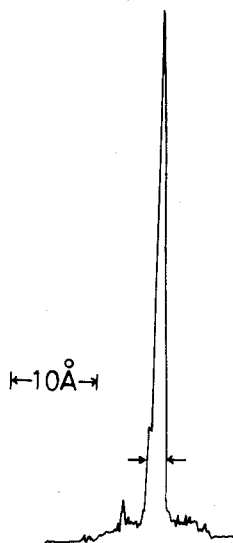
4.2.1 実験装置

実験装置の概略図を第4-1図に示す。ガラスレーザーロッドは直径 10mm ^φ、長さ 160mm のもので、直管(EGG FX47C)で励起した。共振器長は 120cm である。出力側のミラーの反射率は80%であった。回折格子には $300\text{本}/\text{mm}$ 、有効面積 $900\text{mm}\times 700\text{mm}$ のものを用いた。光軸合わせは1次の回折光を合わせる配置(Littrow配置)をとった。また回折格子の分解能を高めるためと、レーザー光

による損傷を防止するために、共振器中にAfocal Telescope($\times 6$)を挿入した²⁾。発振スペクトルは分光器(NALUMI-RM23)と赤外線用フィルムKodak 1-Zを用いて観測した。第4-2図に



第4-1図 波長同調用レーザー装置(ノーマル発振用)



第4-2図

ノーマル発振スペクトルのデンシトメータートレース
(半値幅 2.3\AA)

発振スペクトルのデンシトメータートレースを示す。半値幅は 2.3\AA であった。波長同調範囲は約 350\AA にも及んだ。この値はポンピングエネルギーにより依存し、強く励起するほど広範囲の同調が得られた。第4-3図は回折格子の光軸からの傾き角に対する発振スペクトル波長の関係を示す。

4.2.2 計算

Littrow 配置に対する発振波長は次式によって表わされる。

$$\sin \theta = \lambda / 2b \quad (4-1)$$

ここで θ は光軸に対する回折格子の傾き角度、 λ は発振波長、 b は格子定数である。 $\lambda = 1.06 \mu$ とすると θ は $9^\circ 9'$ となる。第4-3図から分るようにこの値は実験値と一致している。共振器の持つバンド幅を $(\Delta \lambda)_R$ とし、 N 回共振器を往復した後発振に到りスペクトル幅が $\Delta \lambda$ になったとすると、

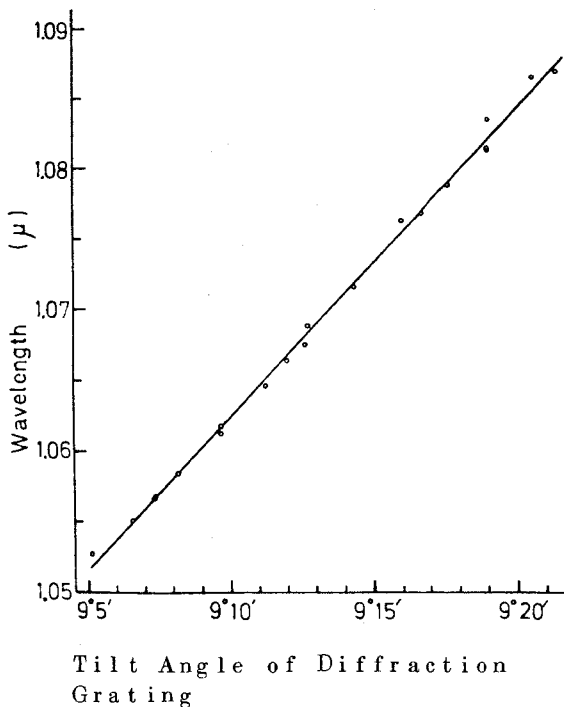
Gain Narrowing の関係より

$$\Delta \lambda = (\Delta \lambda)_R N^{-1/2} \quad (4-2)$$

$(\Delta \lambda)_R$ は発振器のビーム発散角と回折格子の分散 $d\theta/d\lambda$ に依存する。ここで

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{1}{2bc \cos \theta} \quad (4-3)$$

である。また共振器内部にTelescopeが挿入されている時には分散は倍率だけ上昇する。ビーム発散角を 5 mrad とすると $(\Delta \lambda)_R = 22.2 \text{ \AA}$ となる。また $\Delta \lambda$ は測定値(第4-1図)より 2.3 \AA 、従って第(4-2)式より $N \approx 94$ となる。

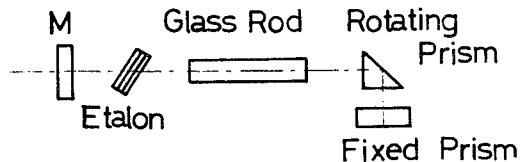


第4-3図 回折格子の傾き角と発振波長

回折格子は広範囲にわたる発振スペクトルの同調をとることができるため、非常に好都合であるが、Qスイッチモードで用いた場合には、Telescopeを挿入して、パワー密度を落けた場合でもレーザー損傷を受け、実用できなかった。損傷の閾値は 30 ns のパルスで約 1 MW/cm^2 位であった。このためQスイッチ発振には2枚のハードコートした誘電体多層膜蒸着ミラーを組み合わせエタロンとし、これを波長選択素子として用いた。

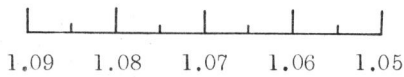
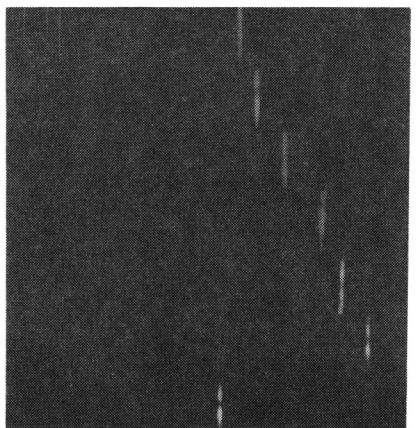
4.3.1 実験

Qスイッチモードでの実験装置を第4-4図に示



第4-4図 エタロン板による波長同調 (Qスイッチ発振)

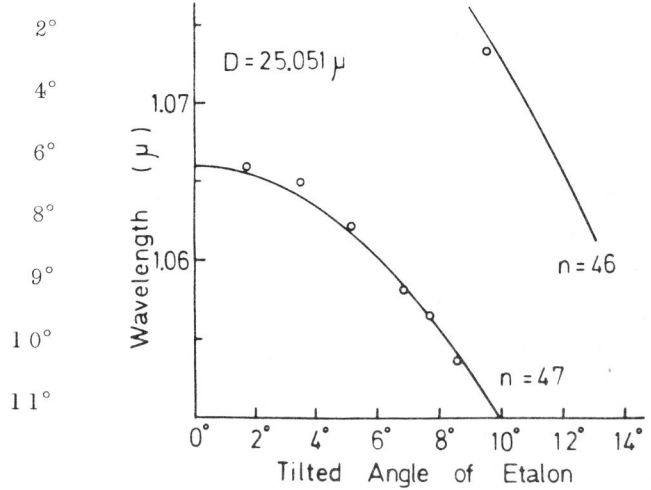
す。Qスイッチには回転プリズムを用いた。レーザーヘッドはノーマル発振に用いたものと同じものである。出力側のミラーは反射率 60% のものを、また共振器長は 60 cm とした。反射率 50% の2枚の誘電体蒸着ミラーを組み合わせエタロン板とし、これを共振器内に挿入した。スパーサーには厚さ $25 \mu\text{m}$ と $50 \mu\text{m}$ のマイラーを用いた。第4-5図はエタロンの挿入角度に対する発振スペクトルの関係を示すものである。第4-5図(a)はスパーサー厚さ $25 \mu\text{m}$ の時、(b)は $50 \mu\text{m}$ の時である。第4-6図には理論値と比較するために第4-5図の値をグラフに書きなおしたものである。実験値は、おおよそ、発振閾値の約 1.1 倍のポンピングのもとで得られたものである。エタロンをある角度まで傾むけると、発振スペクトルはジャンプを示す。またこの傾きの近辺で少し強い励起を行なった時には、Free Spectral Rangeに相当する間隔で2本の波長での同時発振が得られた。第4-7図はエタロン



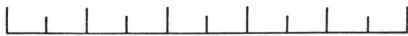
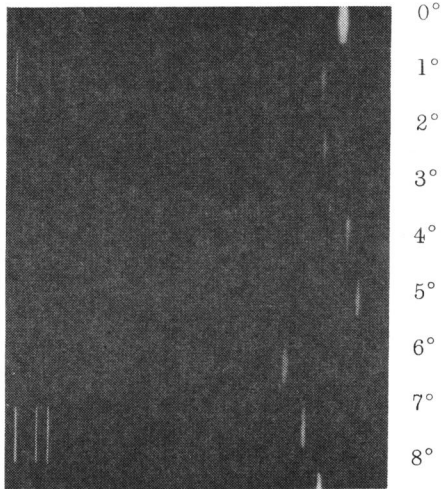
第 4-5 図 エタロン板の傾き角と発振波長
の関係
(a)エタロン板のスペーサー $25\mu\text{m}$
(Free Spectral Range 224\AA)
(b)エタロン板のスペーサー $50\mu\text{m}$
(Free Spectral Range 112\AA)

第 4-5 図 エタロン板の傾き角と発振波長
の関係

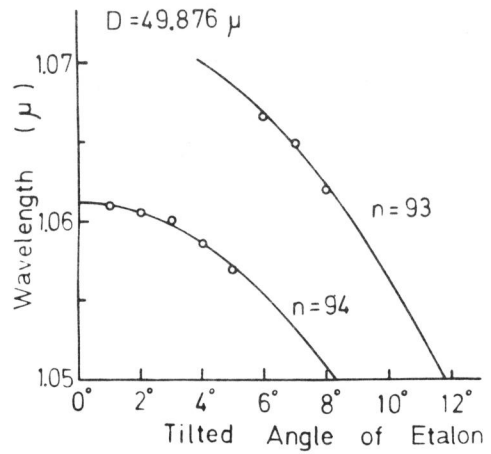
- (a)エタロン板のスペーサー $25\mu\text{m}$
(Free Spectral Range 224\AA)
- (b)エタロン板のスペーサー $50\mu\text{m}$
(Free Spectral Range 112\AA)



(a)



第 4-6 図 エタロン板の傾き角と発振波長
の関係
(a)エタロンスペーサー $25\mu\text{m}$
(b)エタロンスペーサー $50\mu\text{m}$
○印は第 4-5 図の実験値より得たもの



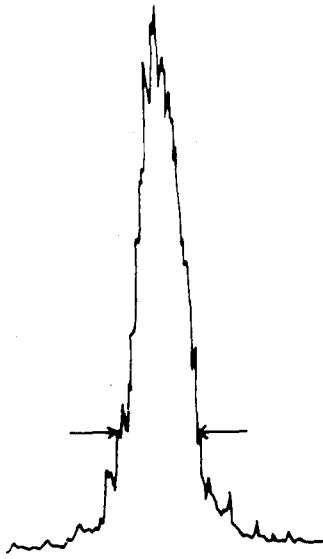
(b)

第 4-6 図 エタロン板の傾き角と発振波長
の関係
(a)エタロンスペーサー $25\mu\text{m}$
(b)エタロンスペーサー $50\mu\text{m}$
○印は第 4-5 図の実験値より得たもの

板による Q スイッチ発振スペクトルのデンストメータートレースを示す。出力は平均約 1 MW であった。

4.3.2 計 算

反射率が r_1, r_2 からなるミラーから構成されるエタロン板の合成反射率は、次式で表わされる³⁾。



第4-7図 Qスイッチ発振スペクトルのデンス
シトメータートレース
(半値幅 5.7 Å)

$$R = \frac{(r_1^{1/2} - r_2^{1/2})^2 + 4(r_1 r_2)^{1/2} \sin^2 \phi}{[1 - (r_1 r_2)^{1/2}]^2 + 4(r_1 r_2)^{1/2} \sin^2 \phi} \quad (4-4)$$

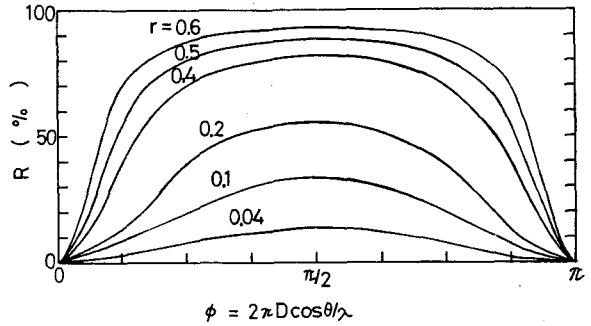
ここで

$$\phi = 2D \cos \theta / \lambda \quad (4-5)$$

λ はレーザー光の波長、 D はエタロン板の実効の厚さ、 θ はエタロンに対する入射角である。2面の反射率を等しく r にとった時には、(4-4)式は

$$R = \frac{4r \sin^2 \phi}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \phi} \quad (4-6)$$

となる⁴⁾。第4-8図は r をパラメータとし、 ϕ の関数として反射率 R を描いたものである。エタロン板を共振器内に傾むけて挿入した時にはバンドパスフィルターの働きをする。すなわち第4-8図で $\phi = 0$ (or π) の所で反射率が0となり、これに相当する波長で発振することになる。(4-5)式より $D = \text{一定}$ 、 $\phi = 0$ とすると、 θ をかえることにより、 λ を変化できることがわかる。また、反射率 r を大きくしてゆくと、透過幅が狭くなってゆくことがわかる。ここでエタロン板による共振器のハンド幅



第4-8図 ϕ とエタロンの実効反射率 R との
関係

$(\Delta \lambda)_R$ を求める。式(4-5)より

$$|d\lambda| = |d\phi| \frac{\lambda^2}{2\pi D \cos \theta} \quad (4-7)$$

式(4-6)と(4-7)より

$$(\Delta \lambda)_R = \frac{\lambda^2}{\pi D \cos \theta} \text{Sin}^{-1} \frac{1-r}{\sqrt{2(1+r^2)}} \quad (4-8)$$

発振波長は前述のように $R = 0$ で与えられるから式(4-5)より

$$\phi = \frac{2\pi D \cos \theta}{\lambda} = n\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

故に

$$\lambda = \frac{2D \cos \theta}{n} \quad (4-9)$$

また Free Spectral Range $\Delta \lambda$ は

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2D \cos \theta} \quad (4-10)$$

第4-6図においてエタロンのスペーサーとして公称 $25 \mu\text{m}$ 、 $50 \mu\text{m}$ の厚さのマイラーを用いたが、(4-9)式にこの値を代入した時、実験値と一致しない。実験値に合わせると、(a)、(b)においてそれぞれ、 $D = 25.051 \mu\text{m}$ 、 $49.876 \mu\text{m}$ でなければならないことが分る。このようにして、逆にスペーサーの精密な厚さを決定することができる。また Free Spectral Range $\Delta \lambda$ は式(4-10)より(a)、(b)の場合それぞれ 224Å 、 112Å ($\theta = 0$ 、

$\lambda = 1.06 \mu$)となるが、この値は大体実験で得た値と一致している。

さて次に発振スペクトル幅について考えてみる。

(4-8)式に $D = 25 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $r = 0.5$ を代入すると $(\Delta\lambda)_R = 46.8 \text{ \AA}$ が得られる。一方発振スペクトル幅は第4-7図より $\Delta\lambda = 5.7 \text{ \AA}$ である。故に(4-2)より、発振に致るまでの光の共振器中での往復回数は

$$N = \left(\frac{46.8}{5.7} \right)^2 \simeq 67$$

1往復時間は約4 nsなので、Qスイッチされた時間から、発振するまでの時間は約270 nsとなるが、これはWagner等のQスイッチングによる解析⁵⁾の結果から見てもほぼ妥当な値といえる。

§4.4 む す び

回折格子、エタロン板等を用いてガラスレーザーの発振波長の同調を行なった。結果を以下にまとめる。

(1)回折格子により 350 \AA にも及ぶ広範囲の波長で、ノーマル発振での同調ができた。発振スペクトル幅は約 2.3 \AA であった。

(2)回折格子は約 1 MW/cm^2 のパワーでレーザー損傷を受けた。

(3)Qスイッチモードではエタロン板により同調をとった。エタロンのスペーサーが公称 $25 \mu\text{m}$ と $50 \mu\text{m}$ のものを用いたが、Free Spectral Rangeに相当する値の範囲での同調ができた。Qスイッチ

モードでの発振スペクトル幅は約 5.7 \AA であった。

(4)エタロン板による共振器のバンド幅の評価を行ない、Gain Narrowingの式と測定された発振スペクトル幅からQスイッチパルスが発生する時間を評価した。270 nsの値が得られたが、この値は計算機モデルから考えて、ほぼ妥当な値である。

Qスイッチモードでの波長可変レーザーは種々の応用が考えられる。たとえば、レーザープラズマ相互作用の研究、スペクトルクロス緩和の研究等である。誘電体ミラーは出力10 MWを超すと、しばしばレーザー損傷を受ける。サファイア板等のエタロンを使用することにより、これは解決できると考えられる。

(参考文献)

1. C.Yamanaka, T.Yamanaka, T.Sasaki et al: Phys. Rev. A **6** 2335 (1972)
2. P.C.Magnante: J.Appl. Phys. **40** 4437 (1969)
3. M.Born and E.Wolf: Principles of Optics (Pergmon, London 1959) p.60
4. E.Snitzer: Appl. Opt. **5** 121 (1966)
5. W.G.Wagner and B.A.Lengyel: J.Appl. Phys. **34** 2040 (1963)

第 5 章 ガラスレーザーの増幅

§5.1 ま え が き

レーザーによる核融合プラズマ生成の研究をはじめとする高次の非線形光学現象の研究には、出力数 GW ないし数 100 GW のレーザー光が要求される。このような巨大レーザー光を発振器のみで得ることは、レーザー素子の破壊、共振器の構成の点から不可能である。レーザー素子の破壊強度はパルス幅 30 nsec のレーザー光に対して高々 2 GW/cm^2 程度である。このため増幅器を付加し、^{1), 2)} 増幅段素子の断面積を増加させ、パワー密度を破壊限度内におさえながら、全出力の増強をはかる。ルビー素子は母体が結晶であり、スペクトルの純度はガラスよりはるかに良いが、大きな断面積をもつ素子を得ることは困難である。一方ガラスはスペクトル的にはルビーに劣るが、光学的に均一な大きい断面積の素子を得ることができる。このため 1 GW 程度の出力以上では大部分ガラスレーザーが用いられている。

レーザー光の増幅器中でのふるまいを知るには、レーザー媒質中における光子束と逆転密度に関する rate 方程式を解く必要がある。筆者は 4 準位ガラスレーザーに対する種々の増幅パラメーターの測定を行ない、得られた値を用いて rate 方程式を解析した。また増幅器を用いた実験を行ない得られた結果と理論値との比較検討を行なった。なお核融合用の大出力レーザーについては後章でのべ、この章では増幅の基礎的ふるまいのみをのべるにとどめる。

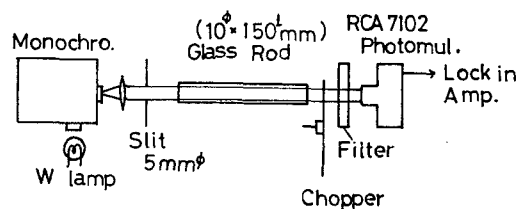
実験の初期 (1969 年～71 年) には旭硝子社製のシリケートガラス (サンルックス D) を中心に、また後半 (1971 年～73 年) には保谷硝子社製のバリウムクラウンガラスを用いた。両者のレーザー特性はかなり異なっているため、解析結果は 2 者についてのべる。

§5.2 増幅パラメーターの測定

増幅された光パルスの波形は、入射光に対しては、パルス強度とその波形に、また増幅段素子に対しては増質長 l 、誘導放出断面積 σ 、損失係数 γ 、逆転密度 n 、レーザーターミナルレベルのイオンの寿命 τ 等により決まる。そこで rate 方程式に代入すべきこれらのパラメーターの測定を行なった。

5.2.1 損失係数 γ

現在問題とする損失は線形のもの、すなわち、レーザー強度に対して一定のもののみを考える。これはレーザー母体による散乱、吸収、歪等に起因する。ガラスレーザーの場合はルビー等に比較し、均質なものを製作しやすく、散乱、歪等はあまり問題にならない。ガラス原料中に含まれる遷移金属の不純物 (Fe, Ni, Co, Cu, V) は 1μ 近傍で強い吸収を示し、これをいかに少なくするかがポイントとなる。³⁾ 筆者が用いた測定装置を第 5-1 図に示す。タングステンランプを分光器に通し、 Nd^{3+} イオンの吸収



第 5-1 図 ガラスロッド吸収係数の測定装置

をさけるため 1μ のみを選び、この光によるガラスの吸収を調べた。1 cm 当りの損失係数を γ とおくと出力光 I は

$$I = I_0 T^2 \cdot \exp(-\gamma l) \quad (5-1)$$

ここで l は媒質長、 T は端面における透過率、 I_0 は入射光強度である。 T の値は 1.0μ におけるガラス

の屈折率より計算により求めたものを用いた。得られた結果を第5-1表に示す。

第5-1表 種々のレーザー媒質に対する損失係数

	$\gamma (\times 10^{-3}/\text{cm})$
Sodalime Silicate	8
Ba-K	2
KGCC	6
$\text{Nd}^{3+} \text{ POCl}_3 \text{ Liquid}$	8

レーザー光が非常に強くなってくると、2光子吸収⁴⁾や 4F_3 から $^4F_{9/2}$ への遷移⁵⁾などの非線形吸収が問題となるがここではふれない。

5.2.2 誘導放出断面積 σ

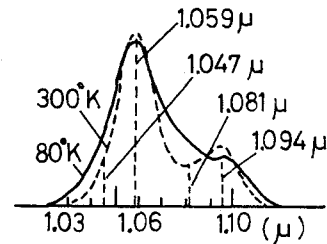
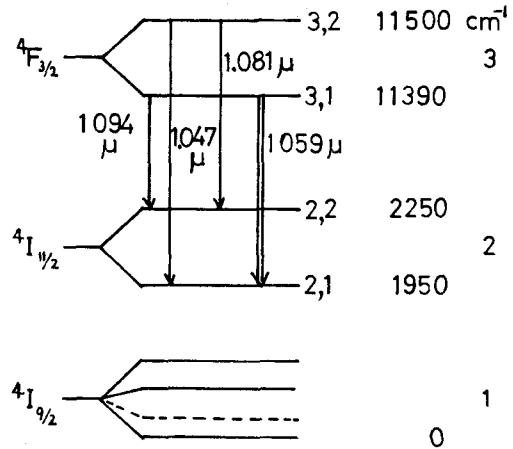
ガラスレーザーは結晶のレーザーと異なり発光スペクトルがブロードでありスペクトル線が重なっているため、誘導放出係数を求めるのが複雑である。筆者が行なった 1)吸収法と 2)蛍光強度変化法についてのべる。

1) 吸収法⁶⁾

媒質の温度を上げ $^4I_{11/2}$ レベルのイオン分布数を多くし $^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_3$ の吸収断面積を求め、これより誘導放出断面積を求める方法である。シリケートガラスに対してこの方法を採用した。レーザー媒質の Nd_2O_3 濃度が薄かったので (1.5wt%) 吸収を直接はかることができなかつた。そこで増幅段素子と同材質のもので Nd_2O_3 濃度が 18wt% のものを用いた。第5-2図は Michon 等によって求められたガラスレーザーのエネルギー図と 1.06 μ 近傍の蛍光である。⁷⁾ レーザー母体が変わるとエネルギーレベルは多少変わるが、大体似た構造を持つ。各レベルの分布密度を n で表わすと 1.06 μ に関与するレベルに対しては次式が成り立つ。

$$n_2 = n_1 \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \quad (5-2)$$

ここで E はそれぞれの単位のエネルギーであり、 T は素子の温度、 k はボルツマン定数である。吸収係数 α は n_2 と 1 つのイオンの持つ吸収断面積 σ_{23} の積



第5-2図 ガラスレーザーエネルギー図と 1.06 μ 近傍の蛍光

であるから (5-2) 式は次のように表わせる。

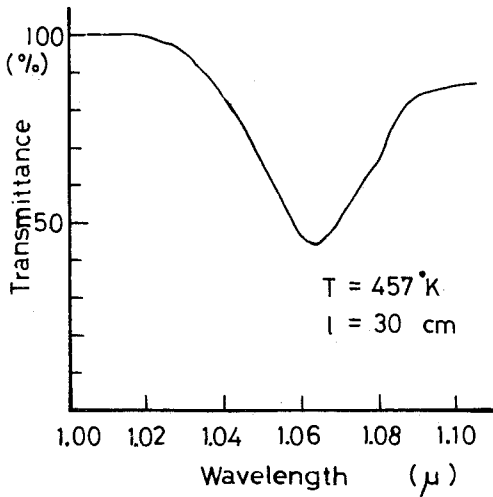
$$\begin{aligned} \alpha &= n_2 \sigma_{23} \\ &= n_1 \sigma_{23} \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \\ &\cong n_0 \sigma_{23} \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \quad (5-3) \end{aligned}$$

ここで n_0 は素子に添加されたイオンの密度であり、 Nd_2O_3 18wt% では $8.75 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ となる。(5-3)式から

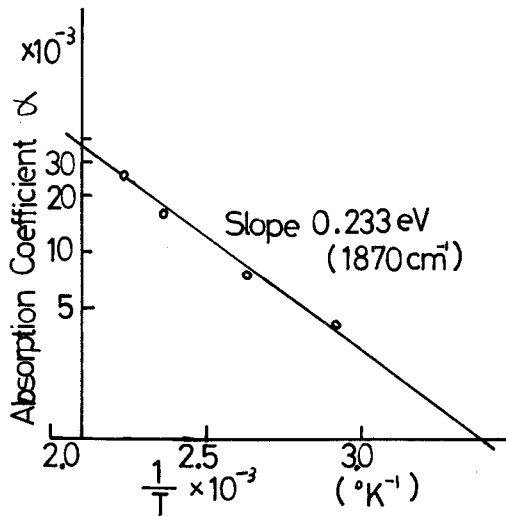
$$\sigma_{32} \cong \frac{\alpha}{n_0} \exp\{(E_2 - E_1)/kT\} \quad (5-4)$$

第5-3図は 1.06 μ 近傍における吸収スペクトル曲線の 1 例であり、素子の温度は 457K である。透過率は素子のエネルギー準位から吸収係数が 0 と考えられる 1.0 μ での透過率で規格化した。温度に対する吸収係数を第5-4図に示す。これより吸収断面積 $\sigma_{23} = 9.6 \times 10^{-22} \text{cm}^2$ 、単位 1, 2 のエネルギー差 0.233eV (1870 cm^{-1}) が得られた。

この値から誘導放出断面積を求めるには $^4I_{11/2}$ の縮退度を知る必要がある。 $^4I_{11/2}$ のレベルは第5-



第5-3図 ケイ素ガラスの吸収スペクトル
(1.06μ 近傍) Nd₂O₃濃度
18wt%



Measurement of Absorption Coeff.

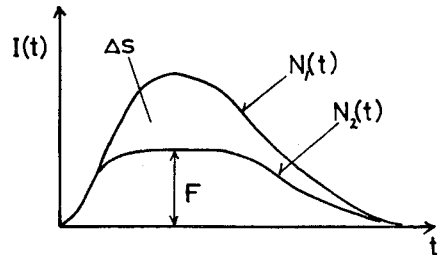
第5-4図 ケイ素ガラスにおける温度と吸収係数
の関係

2図のようになっていると考えると2本に分離した
レベルの縮退度, $g_{2,1}, g_{2,2}$ の間には $g_{2,1} + g_{2,2} =$

6の関係が成り立つ. 一方 ${}^4F_{3/2}$ の方は2本にレ
ベルが分離した時には縮退はとけてそれぞれ1となる.
Dumanchin等の測定によると $g_{2,1} = 2$ の値が得
られている.⁸⁾ 誘導放出断面積 σ_{32} と吸収断面積 σ_{23}
との間には $\sigma_{23} g_{2,1} = \sigma_{32} g_{3,1}$ が成立するから $g_{2,1}$
 $= 2, g_{3,1} = 1$ を入れて $\sigma_{32} = 2\sigma_{23} = 1.92 \times 10^{-20}$
 cm^2 となる.

2) 蛍光強度変化法

第8章の液体レーザーの項では 誘導放出断面積
を求めるのに Qスイッチ発振をさせ、それに伴う
蛍光の変化を測定している. この方法に対してレー
ザーをノーマル発振させ、その蛍光の変化を測る方
法が提案された.⁹⁾ この方法は Qスイッチングを用い
なくともよいので、測定装置が簡単になる. ここで
はこれにより測定を行なった. 原理図を第5-5図
に示す. ${}^4F_{3/2}$ レベルのイオン密度を Nとし、発振



第5-5図 蛍光の時間的変化

させた時の添字を2, させない時のを1とする. ま
た Nは ${}^4F_{3/2}$ レベルの近傍すべてのイオンを含むも
のとし、波長依存性(したがってクロス緩和)は考
えないとする. 発振させた時と、させない時で次
の式が成り立つ.

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = W(t)N_0 - A_0N_1(t) \quad (5-5)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = W(t)N_0 - A_0N_2(t) - \sigma_{\text{eff}}I(t)N_2(t) \quad (5-6)$$

ただし $W(t)$ は上準位への励起の割合, A_0 は自然放出係数, N_d は Nd イオンの添加量, $I(t)$ は発振時のレーザ強度である. この 2 式を $t=0$ から ∞ まで積分し両辺それぞれ引くと,

$$\frac{\int_0^{\infty} [N_1(t) - N_2(t)] dt}{N_2(t_{av})} = \frac{\sigma_{eff} Q_0}{A_0} \quad (5-7)$$

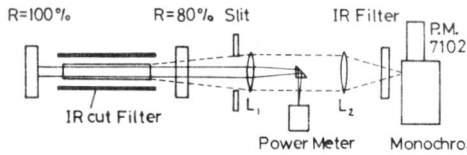
ここで Q_0 はレーザー媒質中における全フォトンフラックスである.

$$Q_0 = \int_0^{\infty} I(t) dt \quad (5-8)$$

また $N_2(t_{av})$ は発振中における平均値である. 第 5-5 図のようにオシロスコープ上での $N_1(t)$ と $N_2(t)$ の面積差を ΔS , $N_2(t_{av})$ を \bar{H} , スケール変換ファクターを a とすると (5-7) 式は

$$\frac{\Delta S}{\bar{H}} = \frac{\sigma_{eff} Q_0}{A_0 a} \quad (5-9)$$

となる. 実際の測定には第 5-6 図の装置を用いた.



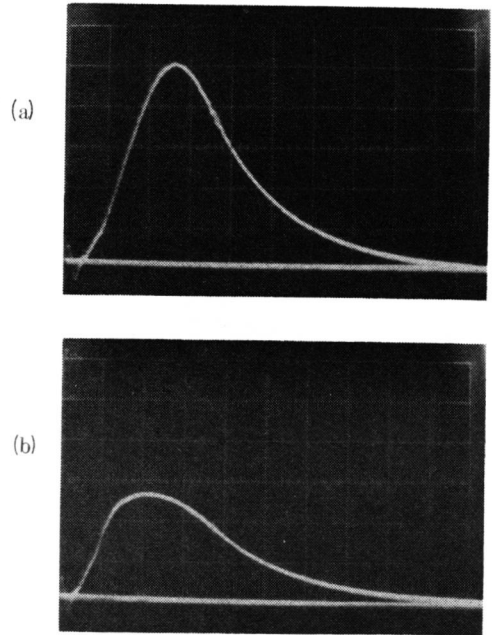
第 5-6 図 ノーマル発振を用いた σ の測定装置

得られた発振エネルギーを E , またレーザーロッドの発振断面積を S , レーザの出力側ミラーの反射率を r とした時第 (5-9) 式は次のようになる.

$$\frac{\Delta S}{\bar{H}} = \frac{(1+r)\sigma_{eff} E}{a(1-r)h\nu A_0 S} \quad (5-10)$$

蛍光の測定には ${}^4F_3 \rightarrow {}^4I_9$ ($\lambda \approx 0.88\mu$) を用いた. 蛍光の測定に 1.06μ 光を用いると発振光のもれが入り, 正確な $N_2(t)$ の測定ができなくなるためである. 蛍光測定例を第 5-7 図に示す. また各種サンプルの A_0 (蛍光寿命の逆数) は別に $2\mu s$ の Xe ランプ光を照射し, 蛍光の減衰より求め

た. 得られた測定結果を第 5-2 表に示す.



第 5-7 図 蛍光測定 ($200\mu s/div$)

- (a) ノーマル発振ない時
- (b) ノーマル発振ある時

第 5-2 表 ノーマル発振蛍光法による σ の測定結果

	ガラスサンプル	$\tau (\mu s)$	$\sigma_{eff} (\times 10^{-20} cm^2)$
保谷硝子	LCG-11	370	2
	LSG-91	295	2.4
	ED-2X	290	2.5
旭硝子	Sunlux D	315	2.47
	Sunlux G	365	2.39

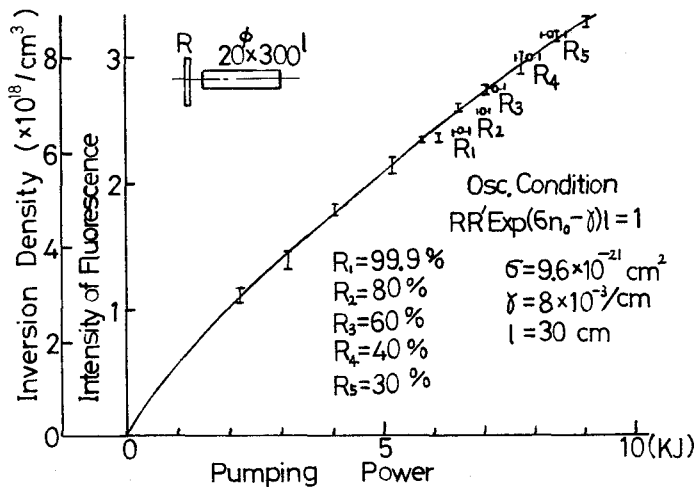
蛍光変化による σ の測定法は縮退度を求める必要がなく, 方法も簡便である. 測定の誤差は径方向の均一発振が得られるかどうかと 1.06μ の発振光が蛍光中にはいらないようにできるかどうかにある. 誤差は大体 20~30% 位いと考えられる.

5.2.3 逆転密度 n

逆転密度を求めるには蛍光強度の絶対測定を行うことによる方法もあるが、かなりめんどうなものである。¹⁰⁾ここでは簡単な方法を採用した。それを以下にのべる。ノーマル発振の起る条件は次式で表わされる。

$$R \cdot R' \exp(2\sigma n - \gamma) l = 1 \quad (5-11)$$

ここでR, R'は共振器の反射率であり、nは発振に必要な逆転密度である。lは媒質長である。σ, γの値はすでにわかっているので、nは容易に上式から求めることができる。長さ30cmの増幅段素子の片端面に反射率40%のミラーを置いて約7KJの励起を行なった時に発振が起った。従ってもう一方の端面における反射率を4%と仮定すると、(5-11)式から $n = 7.8 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ となる。(ただしここでは $\sigma = 9.6 \times 10^{-21} \text{cm}^2$, $\gamma = 8 \times 10^{-3} / \text{cm}$ を用いた。)このようにしてミラーの反射率をかえることにより、種々の励起入力に対する逆転密度の値を求めた。これを第5-8図に示す。図中実線は蛍光



第5-8図 励起入力に対する増幅段素子中の逆転密度

強度曲線を示している。逆転密度の曲線はほぼ、蛍光強度曲線と一致させることができる。このことか

らこの励起の領域では、逆転密度と蛍光強度は比例しているといえる。

5.2.4 クロス緩和時間と終状態の寿命

レーザーのスペクトル線が不均一な広がりを持っている時、その1部のスペクトルで発振が生じたとすると、その部分はスペクトル的なホールバーニングによりイオン分布が減少する。ある時間たてば、イオン分布は熱分布すなわち元の分布にもどるわけだ、この時間をクロス緩和時間という。Grigoryants等はこの緩和の割合Fを以下のような方法で求めている。⁹⁾添字1を発振がない時、2を発振がある時とすると、4準位レーザーにおける逆転密度nは次式によって表わされる。

$$\frac{dn_1(\nu, t)}{dt} = W(t)N_0g(\nu, \nu_0) - A_0n_1(\nu, t) \quad (5-12)$$

$$\frac{dn_2(\nu, t)}{dt} = W(t)N_0g(\nu, \nu_0) - A_0n_2(\nu, t) + F[n_{p_2}(\nu, t) - n_2(\nu, t)] \quad (5-13)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{p_2}(\nu, t)}{dt} &= W(t)N_0g(\nu, \nu_0) \\ &- A_0n_{p_2}(\nu, t) - g(\nu, \nu_0) \\ &\times \int n_2(\nu, t) d\nu \int \sigma_i f(\nu, \nu') \\ &\times I(\nu', t) d\nu' \end{aligned} \quad (5-14)$$

ただし $g(\nu, \nu_0)$ は熱平衡時におけるイオンの分布であり、 n_{p_2} は発振させた時の全イオン数を $N_2(t)$ と表わすと、 $n_{p_2}(\nu, t) = g(\nu, \nu_0)N_2(t)$ で表わされるものである。(5-12), (5-13), (5-14)式より

$$\begin{cases} \frac{d\Delta n(\nu, t)}{dt} = -A_0\Delta n(\nu, t) + B \\ \frac{d\Delta n^*(\nu, t)}{dt} = -(A_0 + F)\Delta n^*(\nu, t) + B \end{cases}$$

が求まる。ただし $\Delta n = n_1(\nu, t) - n_{p2}(\nu, t)$, $\Delta n^* = n_2(\nu, t) - n_{p2}(\nu, t)$, $B = g(\nu, \nu_0) \int n^{(2)}(\nu, t) d\nu \times \int \sigma_1 f(\nu', t) I d\nu'$ である。この上2式を0から ∞ まで t につき積分すると

$$\frac{F + A_0}{A_0} = \frac{\Delta S}{\Delta S^*} \quad (5-15)$$

が出る。ただし $\Delta S \sim \int_0^\infty \Delta n(\nu, t) dt$, $\Delta S^* \sim \int_0^\infty \Delta n^*(\nu, t) dt$. ΔS^* は実際にはレーザー発振させた時の全体のスペクトルについて見た蛍光強度から1部のスペクトルのみを見た蛍光強度の差として表わされる。Grigoryants はガラスレーザーで上の方法を用いて $F \sim 10^5 / \text{sec}$ の値を得ている。⁹⁾ このような値から考えると、ガラスレーザーはかなり不均一なひろがりを持っていることになる。一方 Michon 等の蛍光測定では Qスイッチガラスレーザーで全くスペクトルのホールバーニングが観測されておらず、彼等によると均一と見なさせるといことである。⁷⁾ 筆者等は直接 F の測定を行なう実験は行わなかったが、YAGレーザーをそれぞれ発振器とし多段ガラス増幅の実験を行なった結果、両者ともほぼ同一の出力を得ている。パルスは Qスイッチパルスでありスペクトルは YAGレーザーで 5 \AA 位、ガラスで 50 \AA 位であった。従ってスペクトルが 50 \AA 位までの範囲においてはガラスレーザーは均一とみなせると考えられる。もしノーマル発振をさせた時には発振スペクトルは 100 \AA から 200 \AA へと広がり、不均一性が現われてくるものと思われる。すなわちガラスレーザーは数 10 \AA の均一なスペクトルが集まって全体としては不均一なスペクトルを構成していると考えられる。

レーザーの終状態の寿命 τ は ${}^4I_{9/2}$ (終状態) から ${}^4I_{11/2}$ (基底状態) への遷移が 5μ でありガラスの母体に吸収されるため直接的な測定が困難である。Michon 等は Qスイッチレーザー光に対しガラス増幅器を均一な広がりを持っていると考え、光子束と逆転密度に対する rate 方程式をたて τ_2 を仮定し

解いた。これと増幅実験とから、 τ_2 を出し、 $\tau_2 \geq 100 \text{ ns}$ を求めている。⁸⁾ しかし実験の誤差から考えると $\tau_2 >$ 数 10 ns と思われる。

§5.3 Rate 方程式

スペクトルが数 10 \AA 位までを問題にするならば、ガラスレーザーは均一広がりを持っていると見なせるので増幅のふるまいを数式的に取り扱うことが簡単になる。ここでは前節で求めたレーザーパラメーターを用いて、媒質中における光子束と逆転密度に対する rate 方程式をといた結果を示す。

5.3.1 Rate 方程式

レーザー光が4準位の増幅媒質を通過する時の光子束 I および各レベルの分布密度の時間変化は次式で与えられる。^{1), 2)}

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c \{ \sigma (n_3 - n_2) - \gamma \} I \quad (5-16)$$

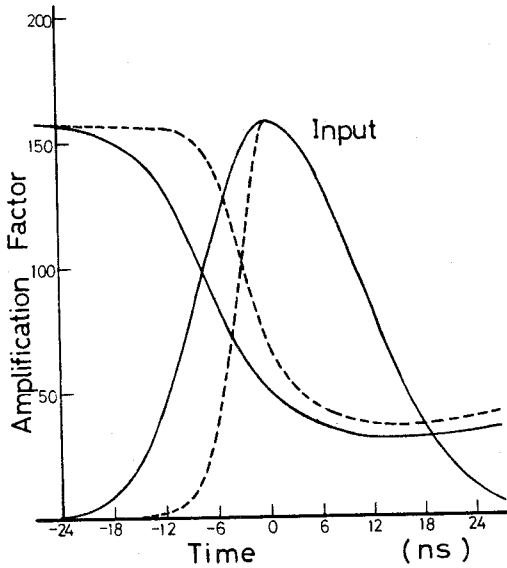
$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -\sigma (n_3 - n_2) I \quad (5-17)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sigma (n_3 - n_2) I - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (5-18)$$

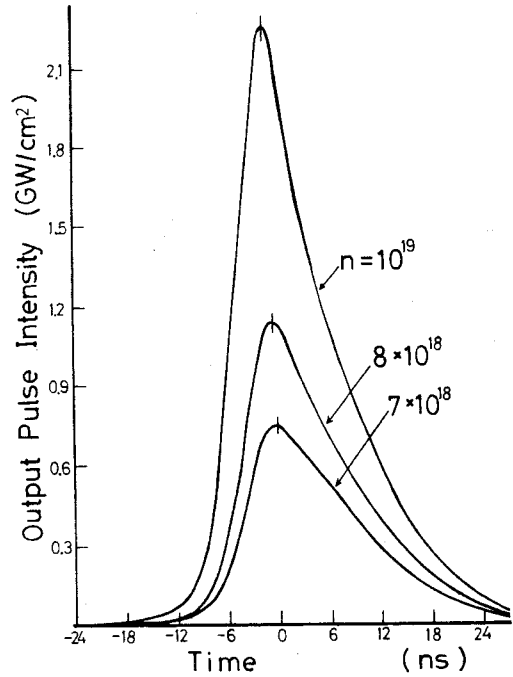
ここで c は媒質中における光速、 σ は誘導放出断面積、 γ は媒質の単位長さ当りの損失、 x は媒質の軸方向の位置、 n_3 , n_2 はレーザーの上準位と下準位の分布密度、 τ_2 は準位2の寿命である。レーザー光が媒質中を通過する時間は短いので、この間における自然放出と励起による逆転密度の増加は無視できる。式(5-16)~式(5-18)を差分法を用い計算した。

5.3.2 シリケートガラスの場合(旭硝子社製)¹¹⁾

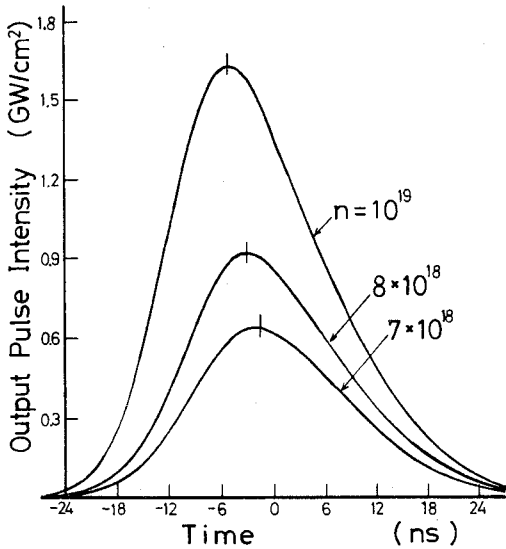
誘導放出断面積 σ は吸収法で測定した。 σ の算出のため下準位の縮退度を1と仮定した。 $(\sigma = 9.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2)$ 入射レーザーパルスはピーク値が 30 MW/cm^2 のもので第5-9図に示すような立ち上りの速いもの(立ち上り 6.3 ns)と遅いもの(12.5 ns)を用いた。また $\gamma = 8 \times 10^{-3}$, $\tau_2 = 10 \text{ ns}$ を用いた。第5-10図は種々の逆転密度に対する出力波形を示す。 $l = 60 \text{ cm}$ の時である。入力のパーク値が同じ 30 MW/cm^2 でも波形の立ち上



第5-9図 入力パルスの各点における増幅率の変化
 実線: slow rise time
 点線: fast rise time



第5-10図 (b) fast rise time



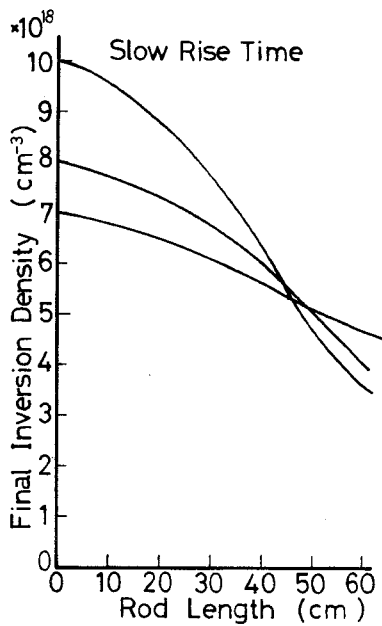
第5-10図 計算結果による出力波形
 (a) slow rise time

り時間が遅い場合(a)の増幅率は速い場合(b)の増幅率よりも小さい。これはパルスの立ち上り部分で主に逆転密度を消費するためである。第5-11図はレ

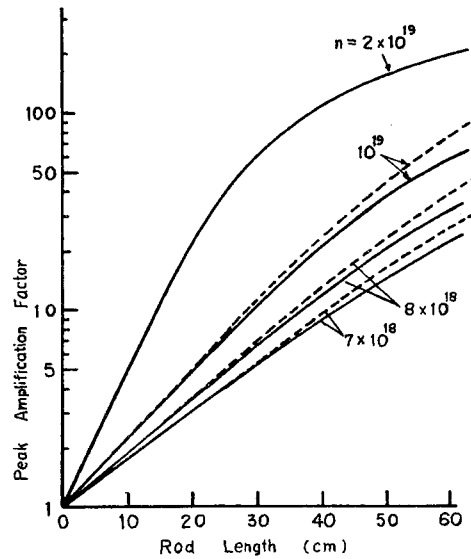
ーザーパルスが増幅素子を通過した後の素子に残っている逆転密度の分布を示す。逆転密度の空間的緩和時間はパルスの通過時間に比べて十分長いと考えられるので、rate方程式の中には含まなかった。このためにパルスが通過した後第5-11図のように素子の位置により分布の変化が現われるのである。素子の最初の部分では殆んど逆転密度は減少せず、素子のうしろになる程、パルス形成に大きく寄与していることがわかる。第5-12図は媒質長と増幅率の関係を示す。

5.3.3 バリウムクラウンガラスの場合

実験の後半では主として保谷硝子のバリウムクラウンガラスを用いたが、この場合の σ は材料により $1.5 \sim 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ であった。このため σ の差による増幅率の変化を調べた。またレーザーパルスも半値幅20nsと2nsの2種(共にガウス形)を用いて解析した。さらに終状態の緩和時間 τ の影響も調べた。用いたrate方程式は同じである。

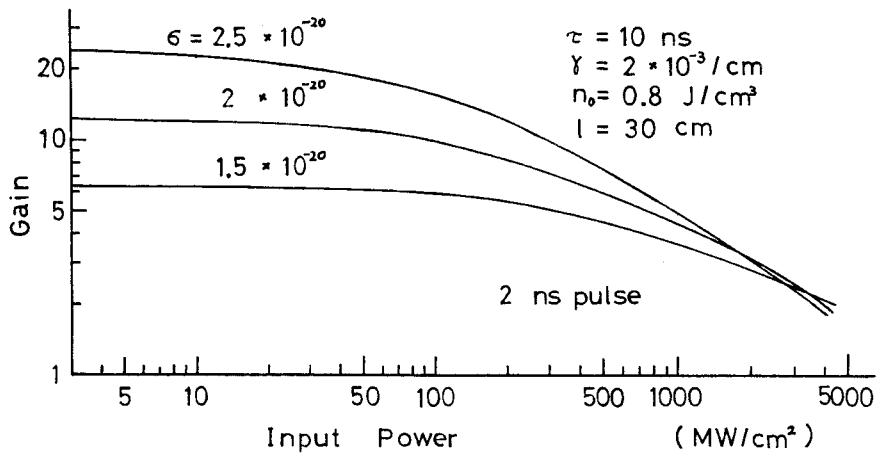


第5-11図 パルス通過後の逆転密度



第5-12図 媒質長対増幅率

実線: slow rise time
点線: fast rise time

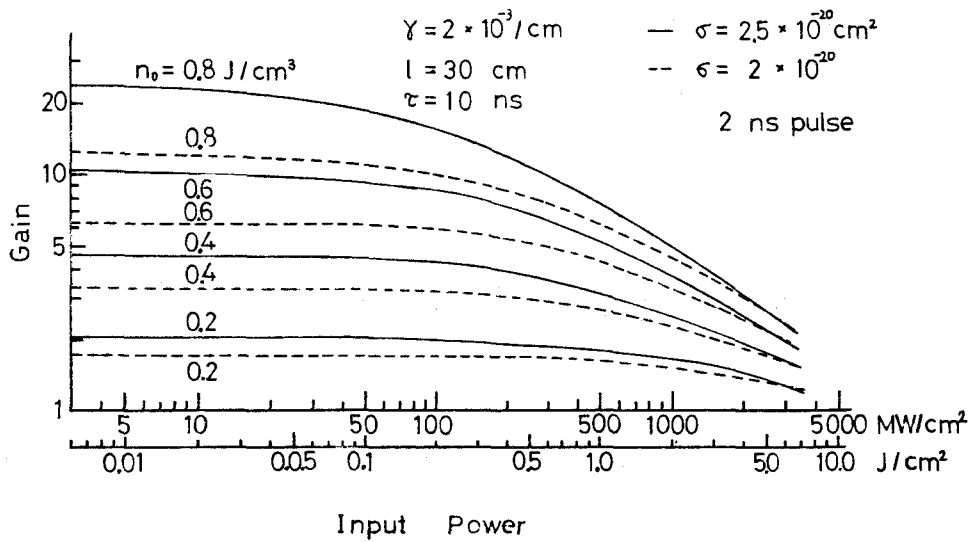


第5-13図 増幅率の飽和に対する σ の影響

第5-13図は2 ns パルスに対する増幅率の変化を誘導放出断面積をパラメータとして示したものである。レーザーパワー密度が1GW/cm²位いまでは σ は大きい程増幅率が大きいことがわかる。それ以上のパワーでは飽和が強く起こり増幅率が下

がる。実際には光学コンポーネントのレーザー破壊の問題点からたかだか、1GW/cm²どまりで使用する。この領域までならば、もう少し大きな σ の値が最も大きい利得を示すであろう。

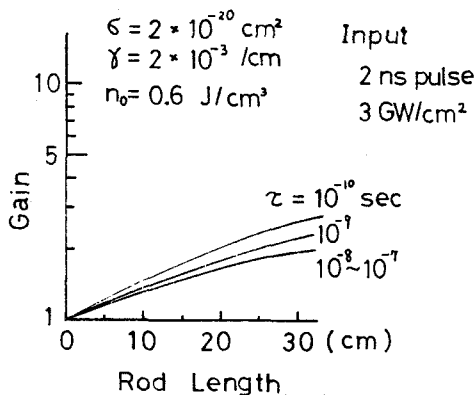
第5-14図は2 ns パルスに対する増幅率の変



第5-14図 入射パワーに対する増幅率の変化

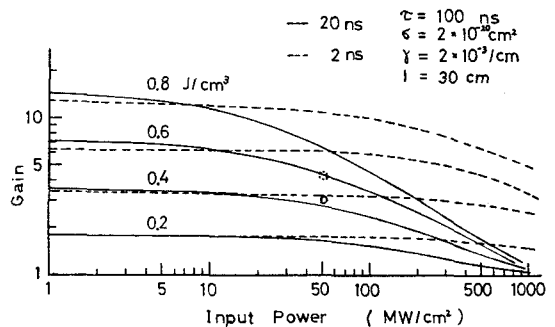
化を逆転密度をパラメーターとして示したものである。実線は $\sigma = 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 、点線は $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ の時を示す。

第5-15図は入射パワー密度が 3 GW/cm^2 の 2 ns パルスの増幅率に対する終状態の緩和時間 τ の影響を示すものである。 τ が 10^{-8} 秒以上では差はなく、



第5-15図 終状態の寿命 τ の影響

また 10^{-9} , 10^{-10} 秒にしても影響が少ないことがわかる。第5-16図は 20 ns パルス (実線) と 2 ns



第5-16図 パルス幅の差による増幅率の飽和

パルス (点線) の増幅率に対する差を示したものである。増幅率はピーク値をとっている。増幅の飽和はピークパワーでなくエネルギーによって決まるから、 20 ns パルスの方が低いレーザーパワーで先に飽和を起こす。 2 ns パルスに比べて丁度パワーの1桁低い所で飽和が起こるのがグラフを移動させてみるによりわかる。

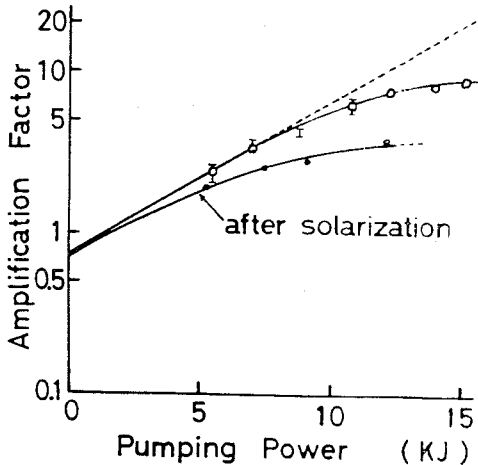
§ 5.4 増幅の実験

5.4.1 シリケートガラスの場合

発振段：直径 10 mm，長さ 150 mm のシリケートガラスに回転プリズムで Q スイッチをかけた。出力 30 MW，半値幅 30 ns。

増幅段：直径 20 mm，長さ 300 mm のシリケートガラス。Nd₂O₃ 濃度 1.5 wt%。4 本の直管（全入力 15 KJ）で励起。

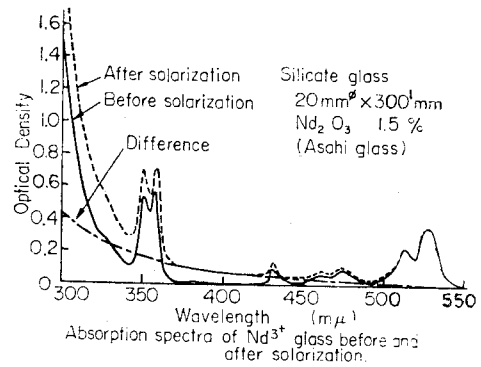
入出力パルスはホットダイオードでモニターし、ピーク値の増幅率を測定した。第 5-17 図に増幅実験の結果の 1 例を示す。増幅段励起入力 15 KJ に



第 5-17 図 増幅実験の結果

対して得られた増幅率は 9 倍であった。この励起入力に対して第 5-8 図から逆転密度は約 $10^{19}/\text{cm}^2$ 生じていることになる。第 5-12 図の実線の曲線からこの値に対し媒質長 30 cm の所で増幅率は 10 倍である。従って増幅の実験結果はほぼ計算と一致している。

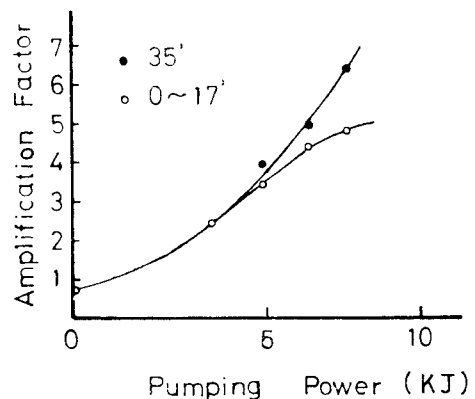
励起を数 10 回行った後には増幅率は第 5-17 図に示すように半減した。これは増幅段素子でソーラリゼーションが生じたためである。ソーラリゼーション前後の素子の吸収スペクトルを第 5-18 図に示す。ソーラリゼーションが生じると母体の紫外領域の吸収



第 5-18 図 ソーラリゼーション前後の吸収スペクトル

が増加しこのために利得が減少するのである。これは素子を焼き鈍すことにより容易に元にもどすことができた。紫外領域の光を吸収するガラスフィルターを用いることによりソーラリゼーションをほぼ防止することができた。最近のガラスでは各メーカーの努力により殆んどこの種の問題は解決された。

増幅段と発振段のカップリングは重要な問題である。これを完全に防ぐには光学的アイソレーターが必要である。この実験では増幅段素子を光軸から傾むけることによりこれを防いだ。この時の増幅率の変化を第 5-19 図に示す。光軸とのずれが 1° 程度まではあまり効果はないが、35° になるとカップリングがなくなり利得の飽和は生じなくなった。こ

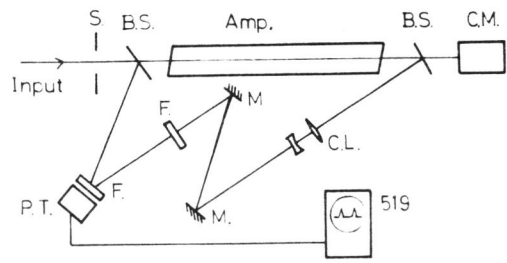


第 5-19 図 増幅段素子を傾むけることによる効果

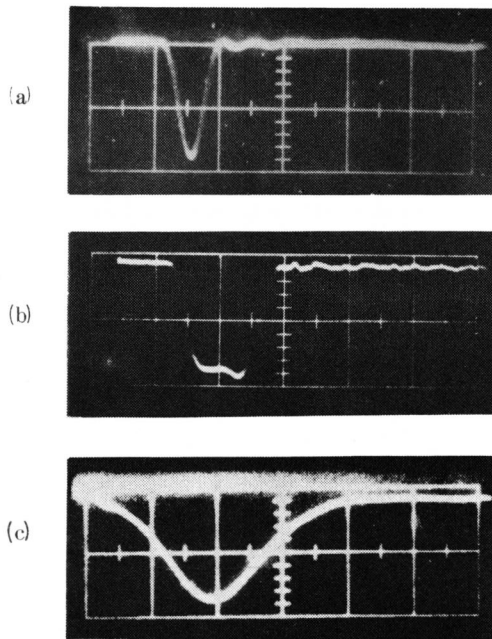
のため増幅段素子の両端面を 5° カットにし、カップリングによる増幅段素子の発振を防いだ。

5.4.2 バリウムクラウンガラスの場合

ここではパルス幅の差による増幅率の変化の実験結果についてのべる。パルス幅の変化法は第2章でのべたポッケルセルとレーザーギャップの組み合わせによる方法を用いた。レーザー波形を第5-20図に示す。レーザー光を一たんブリアンプにより増



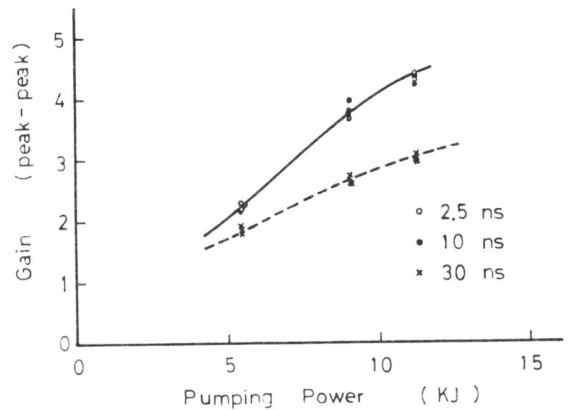
第5-21図 増幅率測定装置



第5-20図 種々のレーザー波形

- (a) 2.5 ns パルス (5 ns/div)
- (b) 10 ns パルス (5 ns/div)
- (c) 30 ns パルス (20 ns/div)

幅し、出力約 50 MW/cm^2 位にしてから測定用の増幅器に通した。実験装置を第5-21図に示す。増幅器は直径 $20 \text{ mm } \phi \times 300 \text{ l mm}$ のガラスロッドからなる。入力光、出力光を同一のホトダイオードでモニターし、そのピーク比を取り増幅率を求めた。結果を第5-22図に示す。2.5 ns パルスと10 ns パルスは立ち上りが同一であるためピーク位置



第5-22図 レーザーのパルス幅を変えた時の増幅率の変化
(入力光 50 MW/cm^2)

における増幅率は同じ値になったと思われる。11.2 KJの励起に対して2.5 ns パルスで4.4位の利得20 ns パルスで約3倍の利得を示している。第5-16図の計算結果のグラフ上に実験点を示す。逆転密度は両パルスに対し約 0.5 J/cc に相当する。これから20 nsと2 nsの増幅率の差は増幅の飽和によるためと言える。

§5.5 むすび

この章ではガラスレーザー増幅に関する基礎的なふるまいを調べた。

(1)誘導放出断面積、損失係数、逆転密度などの増

幅パラメーターの測定を行なった。

(2) ガラスレーザーをスペクトル的に均一な広がりを持つとみなし、光子束と逆転密度に対する rate 方程式をたて求めた増幅パラメーターを用い解析した。

(3) 直径 $20\text{ mm } \phi$ 、長さ 300 mm のガラスロッドを用いた増幅の実験を行なった。得られた結果は理論値とほぼ一致していた。これよりさらに大きな増幅器の解析に対しても得られた結果は適用できる。

(参考文献)

1. R. V. Ambartsumyan, et al: IEEE J. Quant. Elect. QE-2 436 (1966)
2. P. V. Avizonis and R. L. Gvotbeck: J. Appl Phys. 37 687 (1966)
3. E. Snitzer: Appl. Opt. 5 1487 (1966)
4. A. Penzhofer and W. Kaizer: Appl. Phys. Letters 21 427 (1972)
5. M. E. Vance: IEEE J. Quant. Elect. QE-6 249 (1970)
6. P. Mauer: Appl. Opt. 3 433 (1964)
7. M. Michon: IEEE J. Quant. Elect. QE-2 612 (1966)
8. R. Dumanchin et al: IEEE J. Quant. Elect. QE-7 53 (1971)
9. V. V. Grigoryants: Soviet Phys. JETP 31 853 (1970)
10. P. V. Avizonis: J. Appl. Phys. 37 780 (1966)
11. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi and C. Yamanaka: Japan J. Appl. Phys. 8 1037 (1969)

第6章 レーザーガラスの損傷耐力向上の研究

§6.1 まえがき

大出力レーザーとしては固体レーザーが重要であり、現在の所ガラスレーザーが最もすぐれている。ガラスレーザーの出力をさらに増大させるためには、レーザーガラスのレーザー光による損傷耐力の向上が急務である。筆者等は、ガラス損傷の機構を明らかにし、大出力ガラスレーザーに最適なガラスを開発する目的で、Qスイッチガラスレーザー光によるレーザーガラス損傷の研究を行なった。

レーザー素子として用いるガラスは、光学ガラスに要求される諸特性を満たすと同時に、 Nd^{3+} を必要量ドープでき、かつ蛍光寿命、誘導放出断面積、損失係数など、発振諸特性がすぐれたものでなければならない。大出力レーザー素子としては、さらに損傷耐力が、重要な特性として加わる。損傷耐力の点からだけ考えれば、石英ガラスやホウケイ酸ガラス(BK-7)がすぐれているが、前者は Nd^{3+} をドープできず、後者は蛍光寿命や、誘導放出断面積が劣るため使用できない。レーザーガラスとして一般にバリウムクラウン系、シリケート系が用いられるが、組成は多種多様である。

筆者等は、レーザー照射時にガラスの内部または表面で発生するプラズマの観測を通じて、プラズマによるレーザーガラスの損傷の機構を調べ、プラズマに駆動された衝撃波が、表面の損傷の原因であることを示した。また、ガラス表面プラズマ発生を、一定立ち上り時間を持つ光束で、パルス幅を変えて試験した所、ナノ秒以上の領域ではプラズマ発生の閾値は一定パワーになることを見出した。これは逆制動輻射の理論によって説明できる。さらにレーザーガラスの最も弱点である表面を強化するためいくつかの試みを行ない、フッ酸処理が表面のプラズマの発生を抑制すること、化学強化法はガラス表面

にプラズマそのものを発生しやすいが、プラズマの衝撃波による攻撃に対して、表面を保護する効果のあることを見出した。

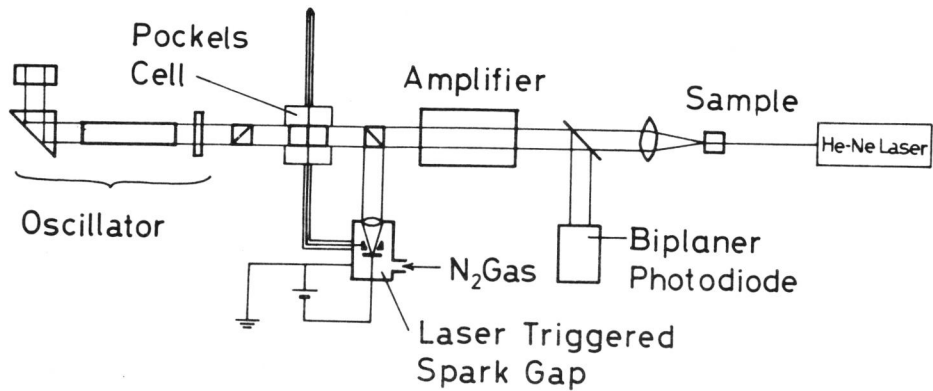
§6.2 実験の方法

実験の方法として、Active TestとPassive Testの2種類がある。前者はポンピングと同時にレーザー光を照射する方法、後者はレーザー光をレンズで集光して試験する方法である。

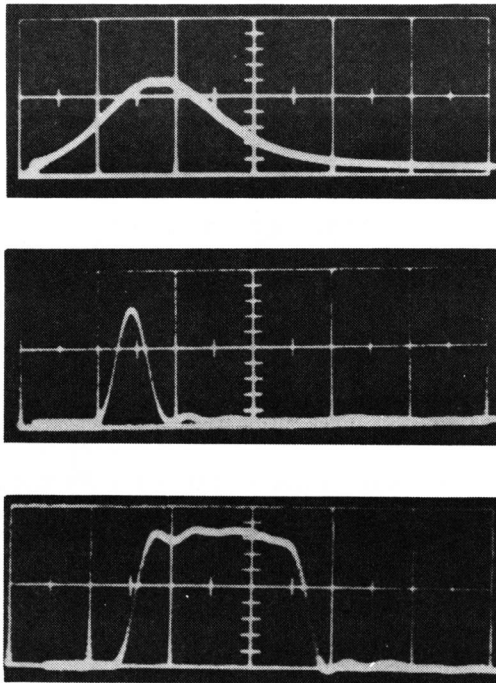
Passive Testの装置図を第6-1図に示す。テストビームを発生するためのガラスレーザー発振段は $10\phi_{mm} \times 150mm^l$ のガラスロッドを用い励起用フラッシュランプは直管1本で約1KJのポンプエネルギーである。Qスイッチには回転プリズム方式を用いた。出力側のミラー反射率は60%、出力は約30MW、半値幅30ns、ビーム発散角約2mradであった。また横モードはマルチモードである。シングルモードを用いて試験すると、損傷の閾値は1~2桁ほど高くなると報告されている。¹⁾筆者らが2枚の凸レンズと $4mm\phi$ の紋りを共振器内に入れ、ポッケルセルQスイッチでTEM₀₀モードを発振させて調べた結果によると、シングルモードを用いた方がマルチモードを用いた場合の少なくとも5倍の閾値を示すことがわかった。違いの原因はマルチモードの場合、局所的なパワー集中が存在するためと考えられる。

パルス幅の影響を調べる実験の場合は、発振段を出た所でポッケルセル光スイッチを用い、2ns~30nsまでの幅のパルスを整形し、これを増幅段で増幅したものをを用いた。波形を第6-2図に示す。

発振出力の一部をビームスプリッターでホットダイオードに導き、Tektronix 519オシロスコープを用いて、パワーを測定した。較正にはTRG



第6-1図 Passive Test 実験装置



第6-2図 Passive Test用レーザー波形
 上：発振段パルス(20ns/div)
 中：2nsパルス(5ns/div)
 下：10nsパルス(5ns/div)

107カロリメーターを使用した。パワーの大きさの調整はポンピングエネルギーを変える事で行なった。He-Neレーザーは光軸合わせ用のものである。

(1) Passive Test

レーザー光をガラス試料に照射し、その時の損傷の有無、プラズマの様子等を調べる。方法として簡単であり、条件をうまく選ぶと、実際のロッドの耐力と一致した結果が得られる。集光用レンズには焦点距離3~6.5cmのものを用いた。セルフフォーカスを避ける場合や、強いパワー密度が必要な場合に短焦点のものを用いた。集光面積の測定はアルミニウムと銅板にレーザー光を照射したこん跡で行なった。両者はほぼ同じ数値を示した。

Passive Testによるプラズマの研究にはSTL駒取りカメラとストリークカメラ、およびモノクロメーターNALUMI-RM23(分解能0.4Å)を用いた。スペクトルの時間変化観測にはIP28光電子増倍管とTektronix454オシロスコープを用いた。

(2) Active Test

発振段はPassive Testと同じものを用い、増幅段を4段用いて行なった。試料ガラスをレーザーロッドに仕上げ、第4段目の増幅段に組み込んだ。ロッド寸法は1, 2, 4段目が $20\text{mm}\phi \times 300\text{mm}^l$, 3段目が $30\text{mm}\phi \times 300\text{mm}^l$ のものを用いた。3段目と4段目の間には凸凹の共焦点のレンズ系を入れ、光束密度を増し、ビームの直径が15mmになるようにした。テストに用いたパルスは30nsガウス形のも

のであった。

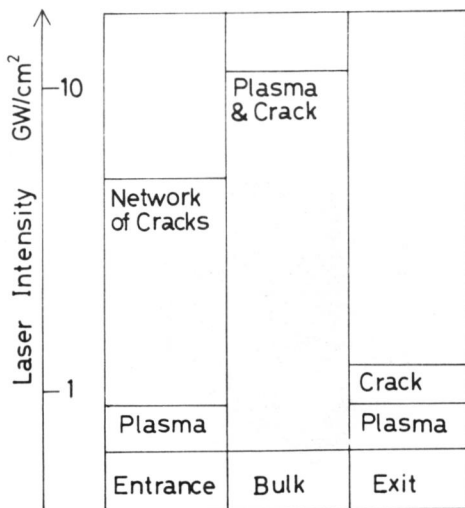
ガラス表面のテストの場合には特にガラス表面の状態が重要な要素となる。筆者らの実験では表面の有機物を除去するため、トリクレンで洗浄し、デンケーター中で乾燥した後、レンズクリーニング用ペーパーで表面を拭い実験に供した。

以下の節で用いる損傷に関する呼称は以下の通りとする。損傷 (Damage) とはガラスにプラズマの発生、傷の発生など目で認められる何らかの変化が起ることをいう。またマイクロクラック (Micro-crack) とは、ガラスにたとえば白金が原因で生じる傷のようなミクロン程度の裂目が生じることを云う。さらにクラック (Crack) とはガラスのビーム出口表面における傷のような数百ミクロンまたはそれ以上の裂目が生じることをいう。

§6.3 実験結果

6.3.1 損傷の種類

第6-3図は白金混入のない良質ガラスの入口、内部、出口に生じる損傷の閾値の比較図である。数



第6-3図 レーザーガラス損傷しきい値の比較図 (30 ns パルス)

値はバリウムクラウンガラスの値を示している。ナノ秒以上のパルス幅の場合、表面では約1GW/cm²付近でプラズマの発生が目で認められた。第6-4図に表面上に発生したプラズマの静止写真を示す。



第6-4図 バリウムクラウンガラスの表面上に発生したプラズマの静止写真 (出口)

各種試料に対するプラズマ発生閾値を第6-1表に示す。プラズマ発生跡は透明であるが、息を吹きかけると集光面積の数倍の大きさの薄い模様が見られる。ガラス表面にくぼみは認められない。レーザーパワーをさらに増大するとプラズマの大きさは少しずつ大きくなる。しかしクラックは発生しない。その代わり熱歪みが、発生するようになる。プラズマ発生閾値の数倍のパワーを繰り返し同一場所に照射した後、顕微鏡で見ると網目状のマイクロクラックが認められた。出口表面でも約1GW/cm²でプラズマが発生した。この場合は、パワーを増大してゆくと簡単にクラックがはいる。このクラックは錐でたたいたような傷である。さらにパワーを増大するとプラズマもクラックも急速に大きくなった。入口および出口表面のクラックの模様を第6-5図に示す。また表面上におけるクラック近辺の歪みを直交偏光子を用いて調べた結果を第6-6図に示す。

第6-1表 各種ガラス表面のプラズマ発生閾値
(30nsパルス)

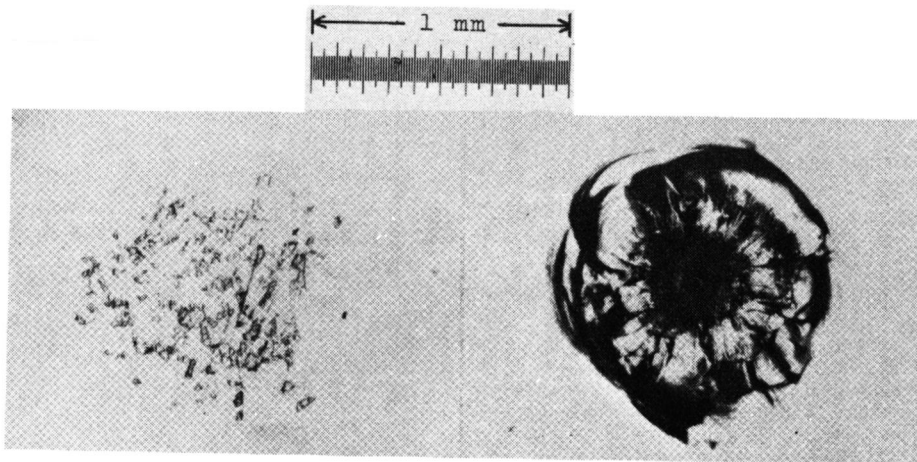
試料	しきい値 (GW/cm ²)	
レーザーガラス	バリウムクラウン	0.9±0.2 (4.5±1.0)*
	リチウム・アルミナ・シリケート	0.7±0.1
ソーダライム・シリケート	0.7±0.3	
ホウケイ酸ガラス(BK7)	1.3±0.3	
石英ガラス	4.3±0.3	

(*) : シングルモードによる

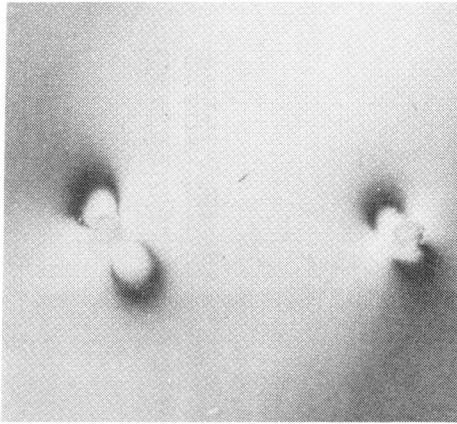
ガラス内部では3GW/cm²程度でセルフフォーカスによる糸状の傷が生じた。短焦点のレンズを用いてセルフフォーカスを防いだ場合、内部損傷の閾値は約13GW/cm²と非常に高かった。内部ではプラズマが生じると必ずクラックが生じた。

次に内部に白金を含むガラスの損傷について述べる。通常の光学ガラスは白金るつぽで製作されるが、酸化雰囲気中ではPtO₂がガラス内に潜入し、内部

で金属白金を析出する。この白金がレーザー光の吸収中心となり、ガラス損傷の一因となる。Ba-Kガラスに意識的に白金をドーブして損傷テストを行なった。100ppmの白金をドーブした試料を用いてPassive Testを行なった所、損傷の閾値は半値幅30nsで12±3J/cm²であった。白金が10ppmの試料では、マイクロクラックは100ppmのものより少なかったが、閾値は同じであった。ポンピング光が損傷に与える影響を調べるためNd₂O₃の重量のパーセントが5%のソーダライムガラスと3.5%のBa-KガラスでActive Testを行なった。最大のレーザー入力30J/cm²(1GW/cm²)であった。ソーダライムガラスは白金を多量に含んだものを用いたため、He-Neレーザービームにより調べると多くの散乱中心が認められた。マイクロクラックは2J/cm²(67MW/cm²)で生じた。これは明らかにPassive Testによるものより小さい。パワーを増大するとマイクロクラックの数は増大した。Ba-Kガラスの散乱中心の認められない試料を用い



(a) (b)
第6-5図 レーザー光によるガラス表面のクラック
(a)入口 (b)出口



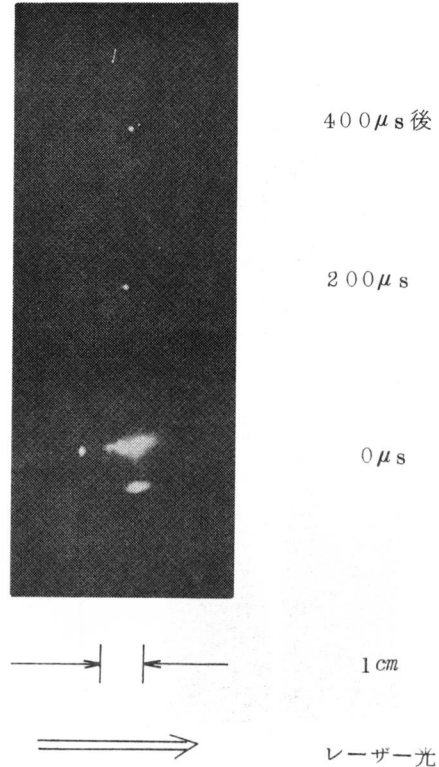
第6-6図 直交偏光子によるガラス表面における
残留歪み

た所、閾値はPassive Testによるものと殆んど同じ値を示した。この際のマイクロクラックは時間の経過とともに周囲からの復元応力による回復現象が認められた。

このように白金はレーザーガラスに特に有害であるため、特殊雰囲気中での処理が行なわれ、白金が混入しないように製作する。また、セラミックるつぽによる溶解によって金属不純物の混入を避ける方法も行なわれており、現在では白金などの不純物による損傷の問題は、ほぼ解決がついている。

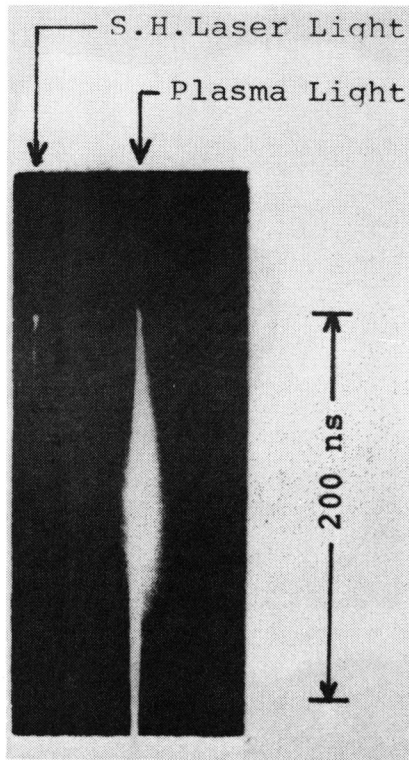
6.3.2 プラズマの観測

レーザー光によってガラスにクラックがはいる場合、プラズマの発生が必ず伴うことを見い出したため、ガラスのレーザープラズマの挙動の観測を行なった。著しい特徴はガラス内部ではプラズマは膨張しない(第6-7図)のに比べて、ガラス表面ではプラズマの急激な膨張が見られる。(第6-8図)第6-8図のストリーク写真において左側の線はガラスレーザー光の第2高調波で、時間的な解析のために写したものである。この写真から再結合の平均時間は約100nsであること、プラズマの膨張速度が約 $5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ であることがわかる。内部と表



第6-7図 ガラス内部に発生したプラズマの駒取り写真

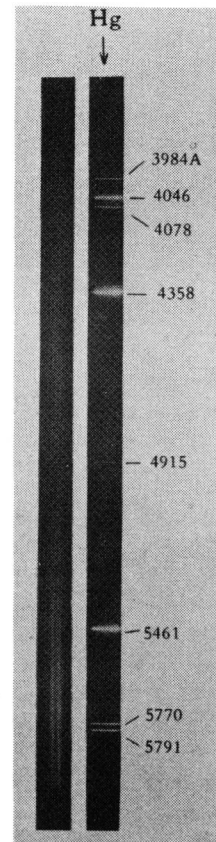
面のプラズマの著るしい相違は分光写真においても確認された。内部プラズマの分光写真は連続したような帯スペクトルを示し、(第6-9図)所々にガラスによる吸収スペクトルが黒線として確認された。一方表面では線スペクトルが確認された。(第6-10図)第6-11図はBa-Kガラスのプラズマの分光写真をデンストメーターにかけた結果である。Ba⁺, Ca⁺などが強いスペクトルとして現われている。Siなど紫外のスペクトルは受光系のレンズによる吸収のために現われていない。また空気のプラズマのスペクトルがガラスプラズマのスペクトル強度に匹敵する位強く現われていることがわかる。照射したレーザーパワー密度は空気が単独では電離しない大きさであるからこの空気の電離はガラスプラズマによって引き起こされている。第6-12図はBa-Kガラス入口表面のプラズマ光の単一スペクトルの時間追跡であり、Ba⁺(4,554



第6-8図 ガラス表面におけるプラズマのストリーク写真(出口) レーザー光の Second Harmonicsはレーザー光照射とプラズマ発生とのタイミングを示す。

Å), Ca^+ (3,968Å)および N_2 (5,011Å)について調べた。 Ba^+ と Ca^+ のふるまいにはほとんど差がなく, N_2 の立上り速度は上の二つに比して遅い。プラズマ光はいずれも約 $50\mu\text{s}$ 持続した。内部プラズマの持続時間は約1msであった。

以上の実験結果から、ガラス表面においてはガラスプラズマの急激な膨張によって衝撃波が生じ、強い空気の電離が生じるものと考えられる。レーザーによって、プラズマが生じた場合、膨張したプラズマがレーザー光を吸収するためレーザー光は最初のプラズマ中心まで到達しえず、プラズマ中心がレーザービームの進行と逆の方向に移動する。プラズマ膨張の圧力はガラス表面を強くたたき、その力はビーム出力側において著るしい。この圧力がガラス内

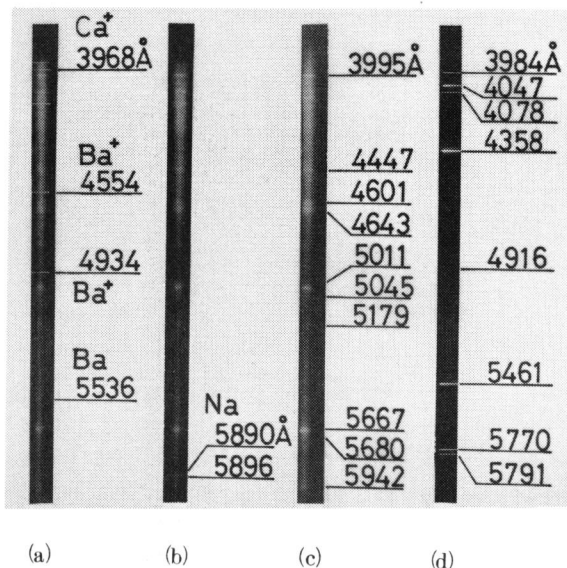


第6-9図 ガラス内部におけるプラズマの分光写真

部に衝撃波を発生させ²⁾著るしい応力を生じガラスの破壊をもたらす。3.1節で述べたビーム入口での損傷の様子の違いはこうにして説明される。

6.3.3 パルス幅の影響

以上の結果はガラス損傷の試験を半値幅30nsのガウス形Qスイッチパルスを用いて行なったものであるが、大出力レーザーの重要な用途である核融合プラズマ生成用ガラスレーザーに使用されるパルスは、半値幅2ns程度のパルスである。また、これまでパルス幅が変わるとガラス損傷の閾値は変わる*といわれた。*³⁾このためパルス幅がガラスプラズマ発生に与える影響を調べた。その結果を第6-13図に示す。これはBa-Kガラスの入口表面の視覚で認められるプラズマ発生*の閾値をパルスのピークパ*



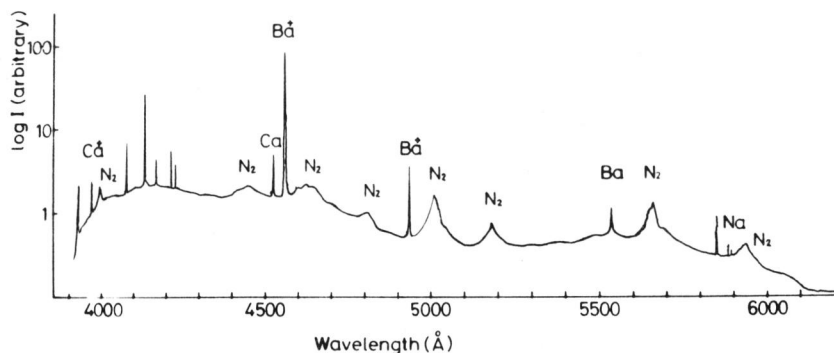
第6-10図 ガラス表面におけるプラズマの分光写真
 (a) Ba-Kガラス (c) 空気
 (b) ライトフリントガラス (d) Hg

ワーで表わしたものである。プラズマはパルス幅のいかにかわからず $1\text{GW}/\text{cm}^2$ 付近で生じた。 Gauss 形パルス (半値幅 30ns) によるプラズマ発生の際もピークパワー約 $1\text{GW}/\text{cm}^2$ で生じた。このことからガラスプラズマ発生の際値は、試験したパルス幅の領域ではパワー一定の特性を示す事が判明した。

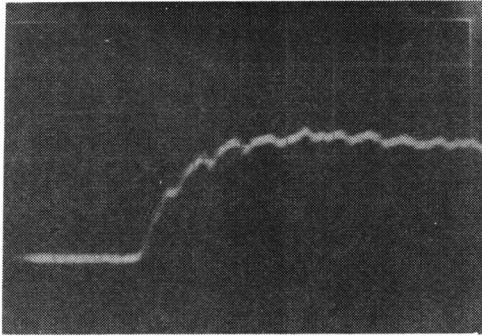
§6.4 損傷の機構

ガラスのような透明な誘電体のレーザー光による損傷の機構に関しては、電気歪み効果、誘導ブリリアン散乱⁴⁾、多光子過程⁵⁾等の説明が試みられたが、いずれも過程の完全な説明には成功しなかった。Sharma 等はシリケートガラスの光電子に関する実験を行ない、レーザー光により多光子吸収が生じ、ガラスのイオン化による光電導が生じることを示した⁵⁾しかしこの過程のみではプラズマの発生は説明できず、また各種シリケートガラスの光電子発生の際値と損傷発生の際値の順位の間にも相関性がない。実験的に、ある閾値をこえたレーザー光により電子がたれが発生する所から、Sharma 等は、逆制動輻射による電子の急速な加速が、ガラスプラズマを発生させ、このプラズマがガラス損傷の原因であるとして、ガラス内部における損傷の際値を逆制動輻射によって電子増倍の生じる光束の際値から算出した⁶⁾

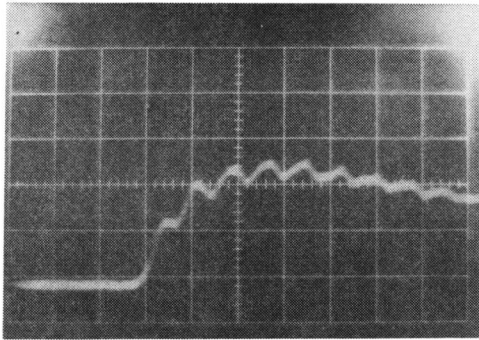
筆者らの実験結果を逆制動輻射の理論によって説明する。固体に関する逆制動輻射の理論式は現在の所、確立していないので、Wright の提出した原子を自由粒子と考えたモデルに従って検討を進める⁷⁾ある1個の自由電子に注目すると、これが逆制動輻射で得るエネルギーの時間的割合は次式で与えられる。



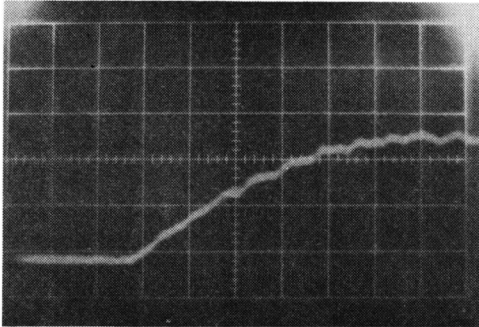
第6-11図 Ba-K ガラスの表面プラズマのスペクトルグラフ



(a)



(b)



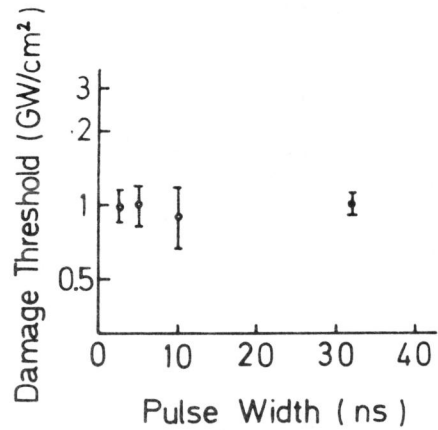
(c)

第6-12図 Ba-Kガラス表面のプラズマ光の時間変化

- (a) Ba⁺ (4,554 Å)
- (b) Ca⁺ (3,968 Å)
- (c) 空気 (5,011 Å)

$$\frac{dW}{dt} = NS\sigma^{5/2} \hbar\omega - N\sigma v \frac{2m}{M} W \quad (6-1)$$

ここでW：注目している自由電子の運動エネルギー，
N：ガラスの平均原子密度，S：レーザーの光束，



第6-13図 ナノ秒領域におけるパルス幅とプラズマ発生 の閾値の関係の実験結果

σ ：ガラス内の電子と原子の散乱断面積， $\hbar\omega$ ：レーザー光の光子のエネルギー， v ：電子の速度， m ：電子の質量， M ：原子の質量，である。

右辺の第1項は電子がレーザー光の照射のもとで、原子またはイオンと衝突する際、光子を吸収して得るエネルギー，第2項は電子が原子またはイオンとの衝突によって失うエネルギーを弾性衝突のモデルで計算したものである。

この式は σ がエネルギーの関数なので解析的に解くことはできないが， σ ， v ， W を平均値 $\bar{\sigma}$ ， \bar{v} ， \bar{W} で置き換えることによって近似的に解くことができる。ガラスの電離ポテンシャルを I_0 とし， $\bar{W} = I_0/2$ とおけば，電離によって生じた電子が次の電離を引き起こすのに要する時間 t_d は

$$t_d = \frac{I_0}{NS\bar{\sigma}^{5/2} \hbar\omega - I_0 N \bar{\sigma} \bar{v} m/M} \quad (6-2)$$

電子のなたれが電離数 Λ のプラズマを形成するのに要する時間を t_p とすれば

$$2 t_p / t_d = \Lambda \quad (6-3)$$

したがって

$$t_p \approx (1/\Lambda) t_d = \Lambda' t_d \quad (6-4)$$

(6-4)式と(6-2)式より

$$t_p = A' \frac{I_0}{NS\bar{\sigma}^{5/2} \hbar\omega - I_0 N \bar{\sigma} \bar{v} m / M} \quad (6-5)$$

この式で N , $\bar{\sigma}$, I_0 , \bar{v} , M はガラスの物性によって決まる量, A' は集光体積に比例する一定量であるから, t_p と S を変数としてみる事ができて, 両者は双曲線の関係にある.

$$t_p \rightarrow \infty \text{ とすると} \\ S = I_0 \bar{v} (m/M) / \bar{\sigma}^{3/2} \hbar\omega = \text{const.} \quad (6-6)$$

となり, また $t_p \rightarrow 0$ の領域においては(6-5)式の分母の定数項は無視できて

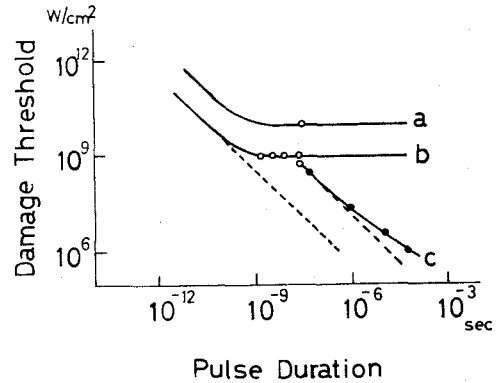
$$S t_p = A' I_0 / N \bar{\sigma}^{5/2} \hbar\omega = \text{const.} \quad (6-7)$$

となる.

(6-6)式と(6-7)式はレーザーパワーとプラズマ発生に要する時間との関係式を与える. パルス幅の長い領域では(6-6)式が成立してパワー一定, パルス幅の短い領域では(6-7)式が成立してエネルギー一定となる. 筆者等の実験結果はナノ秒領域で(6-6)式が成立することを示している.

以上の考案から, ナノ秒以外のパルス幅に対する実験結果を予想することができる. まずパルス幅の大きい領域では, パワー一定の特性がこのまま続くものと考えられる. なぜなら, パルス幅がいくら増大しても, (6-6)式のパワーをこえれば, わずか数ナノ秒のうちにプラズマが形成されて, パルスの残りは過剰のエネルギーを供給するにすぎないからである. 一方, パルス幅の短い領域では, (6-7)式の関係が成立するはずである. これ等の関係を図示すると第6-14図bのようになる.

グラフの立上りがどの時間域で起こるのかについて, おおざっぱな予想をたてることができる. プラズマが生成するためには照射エネルギーが電離数と電離エネルギーの積に等しいことが少なくとも必要である. 今, ガラス表面の 10^{22} 列の原子が電離するものとする. 1cm^2 あたりのこの領域の原子数は約 10^{16}



第6-14図 広い領域にわたるパルス幅と損傷の閾値の関係

- a : 内部クラック発生
- b : 表面プラズマ発生
- c : 不純物によるマイクロクラック
- : 筆者による (パルス立上り 2 ns)
- : Young による⁸⁾

$\times 10^{22} = 10^{18}$ 個である. 表面の電離エネルギーを5 eV とすると, 合計の電離エネルギーは, $10^{18} \times 5 \times 10^{-19} = 0.8\text{J/cm}^2$, 吸収率を考慮すれば, 最底 1J/cm^2 程度のエネルギーは必要ということになる. それ故, グラフは $S t_p = 1\text{J/cm}^2$ の近傍に位置するはずであるから, 第6-14図bのようにピコ秒領域ではグラフは立上っているはずである. ガラス内部でも第6-14図aのように表面と似たような曲線になると予想される.

パルス幅の長い領域の実験を行なったYoungの実験結果⁸⁾を縦軸をパワーに換算して書くと第6-14図cの曲線が得られる. 一見して分るようにaとcは極めて異なった変化を示している. この違いの原因は明らかである. Youngが報告しているように, この曲線は白金による損傷を表わしている. 白金はレーザー光の局所吸収体として働くために, 透明な一様物質とは基本的に異なり, エネルギーが一定の量になると熱損傷を生じると思われる. cの曲線でパルス幅の長い領域での直線からのずれは白金サイドからの熱伝導による損失が効いてくるためと考えられる. 白金混入のないガラスについては,

まずプラズマが発生し、それがレーザーエネルギーを吸収し、内部では熱歪、表面ではショック波を通じてガラスにクラックを生じさせるので、逆制動輻射による電子増倍の閾値をこえる光束を与えなければ照射時間を増大しても損傷は生じないのである。エネルギー的に考えれば、逆制動輻射による電子増倍の閾値以下の光束では、レーザー光の吸収は多光子吸収によって生じた初電子によって行なわれるのみであり、ほとんどのレーザーエネルギーは透過してしまうのである。

プラズマが生成するとレーザー光はほぼ完全吸収され急激な温度上昇が生じる。ガラス内部ではこの熱ショックでクラックが生じる。⁶⁾セルフフォーカスによる損傷も光束密度が物質を通過中に高くなる点を除けば、同じ理由である。この光束密度の増大はガラス媒質の非線形効果によるもので、電気歪効果と熱効果が考えられている。⁹⁾損傷の生じる位置および糸状の損傷の長さはパルスの波形や強さと密接に関係している。¹⁰⁾実際問題として、レーザーガラスの内部損傷が生じるのは、セルフフォーカスによるのみである。他方、表面ではプラズマの発生は直ちにクラックの発生とは結びつかない。これは表面では熱ショックの張力が緩和されるためであろう。レーザーパワーがプラズマ発生閾値より増大してプラズマの加熱が行なわれると、衝撃波がビームに逆行する方向により強くガラスを打つ。このため出口側では、錐でたたいたようなクラックが生じる。入口表面では巨視的なクラックは生じず、熱歪みや、わずかに顕微鏡で認められるような網目状のマイクロクラックを生じるのみである。

§ 6.5 損傷耐力の向上

以上のような機構であるからレーザーガラスの損傷耐力向上の方法も明らかになる。すなわち弱点である表面の強化が最も重要で、そのためには、まず表面でプラズマを発生しにくくすること。次に特に出口側においてガラスの機械的強度を強化して衝撃

波に対する耐力を増大することである。以下にその試みと結果について述べる。

表面のプラズマを発生しにくくする方法としては、(1)フッ酸処理¹¹⁾ (2)アルカリの除去、(3)表面コーティングを試みた。この結果を第6-2表に示す。また、表面を衝撃波の打撃から守る方法としては、(4)化学強化を試みた。この結果は第6-3表に示す。

第6-2表 表面処理によるプラズマ発生閾値の変化(30nsパルス)

	しきい値 (GW/cm ²)	
	処 理 前	処 理 後
フッ酸処理 (10% 10分)	} 0.9±0.2	1.3±0.2
アルカリの除去		0.9±0.2
SiO ₂ コーティング		0.9±0.2
MgF ₂ コーティング		0.3±0.2

試料はバリウムクラウンガラス

第6-3表 化学強化法による表面強化(30nsパルス)

	しきい値 (GW/cm ²)	
	処 理 前	処 理 後
プラズマ発生	0.7±0.1	0.4±0.1
ビーム出口におけるクラックの発生	0.8±0.1	1.0±0.1

試料はリチウム・アルミナ・シリケート、処理層は96μm厚

6.5.1 フッ酸処理

Ba-Kガラスの表面を10%のフッ酸で10分間処理した所、プラズマ発生閾値は約1.4倍に向上した。この効果は3ヶ月後の試験でも持続している事が確認された。フッ酸処理に先だつ研磨時間の影響や、フッ酸の濃度、処理時間の影響について実験を行なった結果、研磨時間は長いほど良いが一定時間で効果が飽和すること、フッ酸の濃度と処理時間は大なほど効果があるが、10%10分を越えるとガラス表面にダレが生じ始め、光学的な特性がそ

こなわれることを見出した。フッ酸がプラズマを発生しにくくする原因については、種々の考え方が成り立つ。よく知られているように、フッ酸にはガラス表面の研磨傷を除去して表面をなめらかにする働きがある。筆者等は荒く研磨したガラス表面でプラズマが生成しやすいことを確認しており、表面のなめらかさは重要な要素と考えられる。化学的な効果としては、フッ酸がアルカリやアルカリ土類金属を溶かして SiO_2 に富む表面を作り出す効果や、金属原子のフッ酸化合物を作ってイオン化ポテンシャルを向上させる効果などが考えられる。

6.5.2 アルカリの除去

Ba-Kガラスの組成からアルカリ金属を省いて製造したガラスについて試験した所、閾値の差は表われなかった。これはアルカリ土類金属の存在がアルカリ除去の効果をマスクしているためと考えられる。

6.5.3 表面コーティング

Ba-Kガラスの表面に SiO_2 および MgF_2 を 200nm コーティングした。コーティングはガラス表面に H_2O などの不純物の付着を防ぐ効果があるために試みたものである。 SiO_2 は閾値にほとんど変化を与えず、 MgF_2 は閾値を約 $\frac{1}{3}$ に減じた。このことからガラス表面の金属化合物がプラズマの発生に関連していることが明らかである。

6.5.4 化学強化法

この方法はガラス表面のアルカリを質量大のものと置換して、ガラス表面に圧縮力を生じさせ、機械的強度を増大させる方法である。試料はシリカアルミナガラスを用い、強化層の厚さは種々変化させて試製した。強化層 $96\mu\text{m}$ のときプラズマ発生閾値は約 40% 下がったが、ガラスの裏側でのクラック発生閾値は約 25% 向上した。

§6.6 むすび

レーザーガラスの損傷の機構を明らかにし、損傷耐力を向上させる目的で、Qスイッチガラスレーザーパルスを用いて種々の実験を行ない、次の結論を

得た。

(1)白金混入のないレーザーガラスの損傷には、レーザーによるガラスプラズマの発生が本質的な役割を演じる。プラズマの発生は多光子吸収によって生じた初電子が、逆制動輻射によって加速され、電子なだれを生じることによって引き起こされる。このためのプラズマ発生に必要なレーザーパルスの大きさの閾値はパルス幅がナノ秒以上ではパワー一定、ピコ秒以下ではエネルギー一定の特性を持つ。プラズマが発生するとレーザー光の吸収が有効に行なわれ、イオンの加熱が行なわれる。

(2)加熱されたレーザープラズマのふるまいは、ガラスの内部と表面で大きく異なる。内部ではプラズマは閉じ込められ高圧化してスペクトルは帯状を呈し、発光は長く持続する。表面ではプラズマの膨張が観測され、膨張速度は約 $5 \times 10^6 \text{cm/s}$ である。スペクトルは線スペクトルで発光の持続は短い。

(3)ガラス表面ではプラズマの膨張により衝撃波が発生し、そのために空気の電離が引き起こされる。プラズマはレーザービームの進行方向と逆の方向により強く膨張するため、ビームの出口のガラス表面に衝撃波が強く発生し、このためクラックが発生する。ビーム入口では巨視的なクラックは発生せず、顕微鏡で認められる程度の網目状のマクロクラックが生じる。内部ではクラックの発生は熱歪みによって生じる。損傷発生閾値は表面より高い。セルフフォーカスによる損傷は媒質による光束密度の増大という点を除けば、発生理由は同じである。

(4)白金混入のないガラスで最も損傷しやすいのは表面であり、したがって表面の損傷耐力のすぐれたガラスが必要である。材質的にはBa-Kガラスが良い。処理による表面強化の方法としては、プラズマの発生を防止する方法と、表面を衝撃波に対して機械的に強化する方法とがある。前者はフッ酸処理によって、後者は化学強化法によって達成された。

(5)白金混入のあるガラスの損傷は機構が全く異なる。すなわち、白金がレーザー光の局所吸収体とし

て働くために、一定のエネルギーのレーザー光を投射すると熱損傷が生じる。レーザーガラスから白金混入を防ぐ技術はすでに確立している。

(参考文献)

1. A.J.Glass et al:NBS Spec.Pub. No341(1970)
2. I.A.Fersman et al:Soviet Phys. Tech.Phys.15 834(1970)
3. E.S.Bliss;ASTM Spec.Tech.Pub. No469 9(1969)
4. たとえば, R.Y.Chiao, et al:Phys. Rev.Letters 13 479(1964)
5. B.S.Sharma et al:Canad.J. Phys.45 3781(1967)
6. B.S.Sharma et al:Canad.J. Phys.48 1178(1970)
7. J.K.Wright:Proc.Phys.Soc. 84 41(1964)
8. C.G.Young:Proc.IEEE 57 1267 (1969)
9. たとえばG.M.Zrerev, et al:Soviet Phys.JETP 30 416(1970)
10. たとえばS.A.Akhmanov et al: Soviet Phys.USPEKHI 10 609 (1968)
11. J.E. Swain:J.Quant.Elect.QE-4 362(1968)

第7章 大出力ガラスレーザーシステムの開発

§7.1 まえがき

第5章でガラスレーザー増幅の計算機解析と増幅の基礎実験を行ない、ほぼ計算と実験とが一致することをのべた。

この章では計算機解析に基づき開発した核融合プラズマ生成用大出力ガラスレーザーについてのべる。出力は2 ns パルス幅で250 Jである。大出力ガラスレーザーは大きく分けると発振段、主増幅段、ブースター増幅段となる。発振部詳細についてはすでに、第2, 第3章でのべた。ここではまず全システムの概要についてのべる。ついで増幅部として最も大切なブースター部について筆者が行なった設計、開発結果をのべる。最終段は新型のディスクレーザーを採用した。このほか、大出力化に伴って大入力フラッシュランプ、光アイソレーター、ソフトアパチャー等の光学コンポーネントの開発を行なってきた。これ等についてもふれる。

§7.2 大出力ガラスレーザーの構成

第7-1図に出力250 J (パルス幅2 ns) のガラスレーザーの構成図および装置写真を示す。発振器→パルス成形器、→Pre・Amp. 1→Pre・Amp. 2→Faraday Rotator 1→Amp I→ユニガイドスリット→Amp II→Amp III→可飽和色素→Amp IV→Faraday Rotator 2→可飽和色素→Amp V→Disc PreAmp.→Disc I, II, III→ターゲットの順になっている。Amp I から Amp Vまでを主増幅段、Disc PreAmp と Disc レーザーを便宜上ブースターレーザーとよぶ。この節ではまず、発振段、主増幅段についてふれ、ブースターレーザーとファラデーローテーター等の光学的コンポーネントについては後節でのべる。

7.2.1 発振段とパルス整形器

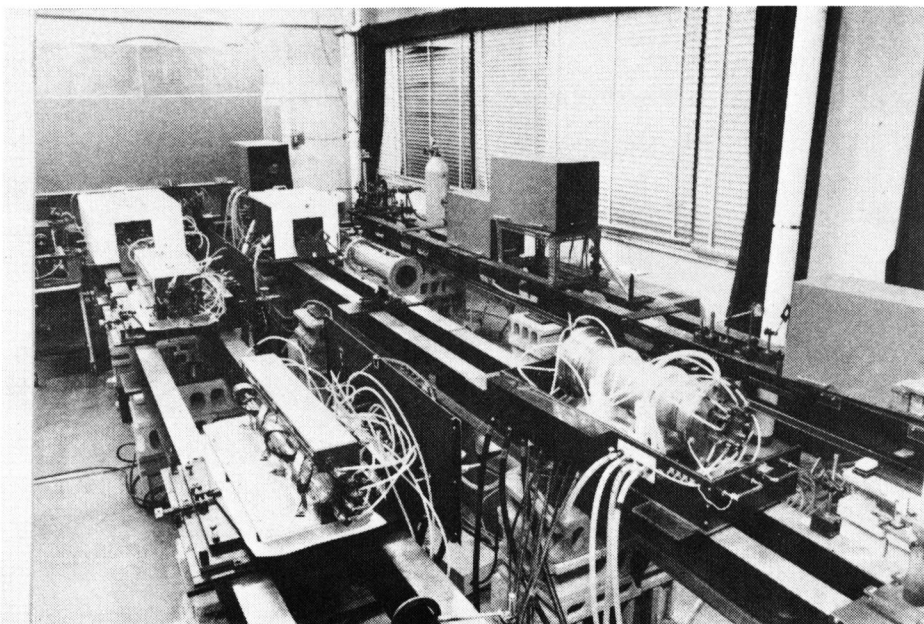
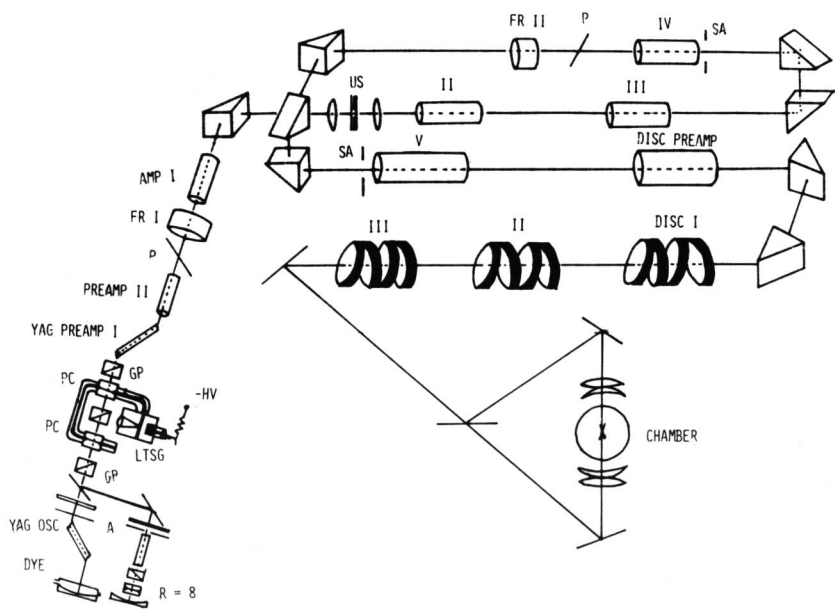
発振段の構成図を第7-2図に示す。(1)はポッケ

ルセルQスイッチによるナノ秒発振器で(2)は可飽和色素モードロックによるピコ秒発振器である。大出力レーザーの発振器として大切なことは、TEM₀₀モードのパターンを安定に発振することである。共振器のミラーは一面を曲率8 mに、片面を平面とし、さらに2.5 mm^φのアパチャーを挿入してTEM₀₀モードを得やすいようにした。さらに温度の変化による共振器の狂いを極力さけるため、ミラー間の支持にインバール材を用いた。この結果、(1)の装置では数ヶ月にわたり無調整で使用することができるようになった。(2)のモードロックパルスの安定発振については第3章にのべた。

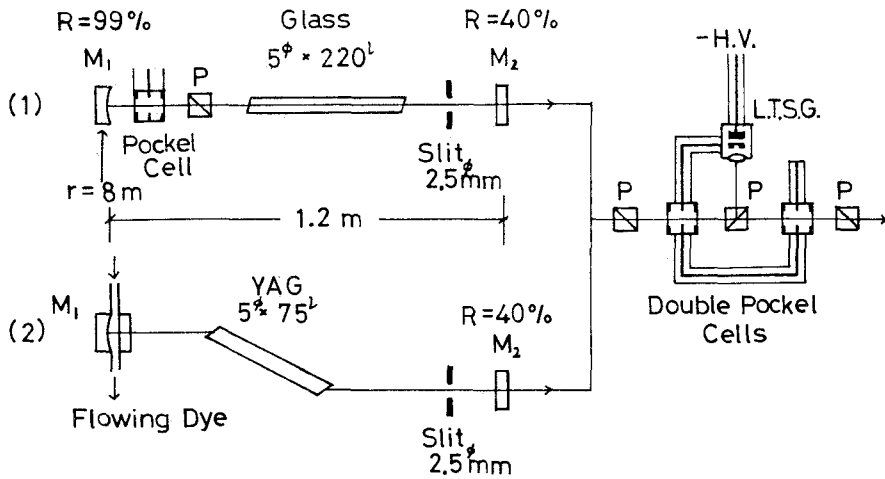
このようにして得た発振光をレーザートリガーギャップとポッケルセルの組み合わせによりパルス整形した。パルス整形に関しては第2章でのべた。大出力レーザー用のパルス整形器として注意しなければならない点はこの後に10⁴~10⁵の利得を持つ増幅器が来る点である。パルス整形器でのS/Nは少くとも10⁴~10⁵が必要となる。筆者等の測定によると1つのポッケルセルで得られるS/N比は高々300位であった。このため第7-2図のように2つシリーズにして用いS/Nを10⁴以上にあげるようにした。

7.2.2 主増幅段

第7-1表に用いた増幅器の特性を示す。Pre Amp 1がYAGである以外すべて増幅器のガラスはHOYA LSG-91Hを用いた。このガラスは誘導放出断面積が $2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 、損失係数が 0.001 cm^{-1} である。またソーラリゼーションに対しても改良がなされておりXeランプからの紫外線をフィルター等でカットする必要がない。このガラスの諸特性を第7-2表に示す。5段目までの利得は約 5×10^4 、出力は2 ns パルスに対し約50 Jであった。なお励起用のXeランプに関しては後節でくわ



第 7-1 図 250J ガラスレーザーシステム



第7-2図 発振段構成図

しくのべる。

主増幅器の構成上の問題点は(1)増幅段間のカップリング、(2)ガラスロッドの損傷である。

(1) 増幅段間のカップリング防止

増幅器全体での利得が 10^5 にも至るため、当然自然放光の誘導増幅が生じ、この結果、ガラス内部の逆転密度が失なわれることになる。今各ガラスロッドの逆転密度を N とし、仮に各段同志の Q が悪いとする。ある時刻に Q を突然良くすると、片一方の端から出た自然放光は逆転密度 N の中を通り増幅されてゆく。出力を E とすると¹⁾

$$E = \int_0^l \left(\frac{Nh\nu}{\tau} \right) e^{N\sigma x} dx \frac{d\Omega}{4\pi} t$$

$$= (Nh\nu e^{N\sigma l} d\Omega / \tau N\sigma \cdot 4\pi) \cdot t \quad (\text{J/cm}^2)$$

(7-1)

ここで l ：全ロッド長、 σ ：誘導放出断面積、 N ：逆転密度、 τ ： Nd^{3+} の自然放出の寿命、 t ：パルス幅、 $d\Omega$ ：立体角である。

全系の長さを L 、出力端のガラスロッド半径を r とすると、

$$d\Omega = \frac{\pi r^2}{L^2} \quad (7-2)$$

と与えられる。また t は自然放光が L を通過する位いの時間で与えられる。今 $L=20\text{m}$ 、 $r=2\text{cm}$ 、 $l=240\text{cm}$ 、 $t=60\text{ns}$ 、 $\tau=300\mu\text{s}$ とすると

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= 0.5\text{J/cm}^3 \rightarrow E = 3 \times 10^{-4}\text{J/cm}^2 \\ N_0 &= 0.6\text{J/cm}^3 \rightarrow E = 0.08\text{J/cm}^2 \\ N_0 &= 0.8\text{J/cm}^3 \rightarrow E = 56\text{J/cm}^2 \end{aligned} \right\} (7-3)$$

が得られる。実際には励起が始まる時から、 Q は良いわけだから、自然放光の出力 E は(7-3)式の値を上まわると考えられる。この自然放光 E の値を小さくするためには(7-2)式の $d\Omega$ を小さくすればよい。すなわちカップリングを押えるためには L を増加させるのが最もよい。

システムの都合上 L をあまり大きくとれない時には、可飽和色素セルを途中何ヶ所かに置いて各段のカップリングをおさえることもある。(第7-1図)

核融合プラズマの実験では自然放光はレンズにより集光されターゲットに照射されるので極力押え、数mJ以下にする必要がある。²⁾

第7-1表 各増幅段の特性 (レーザーパルス幅 2ns)

	Pre Amp	Pre Amp	Amp	II	III	IV	V	Disc	Disc		
	1	2	I					PreAmp	I	II	III
ロッド寸法	5 ϕ ×150' YAG	15 ϕ ×320'	20 ϕ ×320'	20 ϕ ×320'	30 ϕ ×320'	30 ϕ ×320'	40 ϕ ×600'	60 ϕ ×450'	145×80 ×25 ^t 4枚	4枚	4枚
Nd ₂ O ₃ (wt%)		3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	1.5	3	3	3
フラッシュランプ	1	1 LX 8000	4 LX 8000	4 LX 8000	6 LX 8000	6 LX 8000	10 LX 20000p	LX 10000	10 LX 20000	10 LX 20000	10 LX 20000
C (μ F)	100	300	300×2	300×2	300×3	300×3	400×10	1000×5	313×10	313×10	313×10
L (μ H)	-	150	210	210	210	210	210	210	150	150	150
最大励起エネルギー (KJ)	3	2	20	20	30	30	125	100	100	100	100
レーザー入力 (J)	~0.001	0.01	0.07	0.7	4	7	12	50	120		
レーザー出力 (J)	~0.01	0.07	0.7	4	7	12	50	120	240		
利得	10	7	10	6	1.8	1.6	4.2	2.4	2		

第7-2表 HOYA LSG-91Hの諸特性

Glass type		LSG-91H
Neodimium doping		3.0 wt.%
Fluorescent life time		(300 μ sec.)
Fluorescent wave length		(1.062 μ)
Fluorescent line width		(260 \AA)
Cross section for stimulated emission		($2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$)
Specific gain		(0.133/cm/joule)
Loss coefficient (at 1.060 μ)		(0.001 cm^{-1})
Lasing threshold		(110 J)
(10 x 160mm Rod, normal osc. 60% output mirror)		
Slope efficiency		(2.0%)
Refractive index	363 $\text{m}\mu$ (n_i)	1.58552
	435.8 (n_g)	1.57346
	486.1 (n_F)	1.56804
	587.6 (n_d)	1.56115
	656.3 (n_c)	1.55812
	768 (n_A)	1.55471
	1014 (n_t)	1.55024
	1060 ($n_{1.06}$)	1.54980
Abbe's number		56.56
Density		2.81 (g/cm^3)
Young's Modulus		8,890 (kg/mm^2)
Shear Modulus		3,590 (kg/mm^2)
Poisson's Ratio		0.237
Knoop Hardness (100 g)		590
Brewster's Angle		$57^\circ 10'$
Linear Coefficient of thermal expansion (25 - 300 $^\circ\text{C}$)		$105 \times 10^{-7} (^\circ\text{C}^{-1})$
Softening temperature (point) S_p		505 $^\circ\text{C}$
Transformation temperature (T_g)		465 $^\circ\text{C}$
Thermal conductivity (25 $^\circ\text{C}$)		0.89 kcal/m.h. $^\circ\text{C}$)
Specific Heat (50 $^\circ\text{C}$)		0.15 cal/g $^\circ\text{C}$
	(122 $^\circ\text{C}$)	0.17 cal/g $^\circ\text{C}$
	(246 $^\circ\text{C}$)	0.19 cal/g $^\circ\text{C}$
Chemical durability (weight loss)		
H ₂ O (100 $^\circ\text{C}$ 1hr.)		0.036 %
HNO ₃ ·Ph 2.2 (100 $^\circ\text{C}$ 1hr.)		0.039 %

(2) ガラスロッドの損傷防止

プラズマ生成用大出力レーザーで問題となる損傷の原因として

i) プラズマからの反射光による損傷

ii) フレネル回折によるセルフフォーカスによる損傷

が上げられる。i)は集光ターゲットからの反射光が、増幅器を逆進し発振段までもどる現象で、発振段近辺で非常に強い光となり、ポッケルセル、グラブリズム等に損傷を及ぼす。これを押えるため光アイソレーターを用いる必要がある。筆者等はユニガイドスリットやフェラデーローテーターを用いた。ii)はガラスロッドをレーザー光が通過する時、円孔などのために回折が生じ、径方向に光の強弱ができるもので、媒質中で自己集束現象を起こし、損傷に及ぶものである。これを押えるためには Soft Apertureを用いる必要がある。

これ等の詳細は後節の光コンポーネントの所でべる。

§7.3 ブースターレーザー^{3),4)}

7.3.1 まえがき

主増幅段の出力 50 J をさらに 250 J まで上げるため、ブースターレーザーの付加を行なった。ブースターレーザーはディスクレーザー用のプリアンプとディスクレーザー本体から構成される。まずブースターレーザーの設計についてのべる。次に設計に基づいて製作したブースターレーザーの詳細についてのべる。

7.3.2 ブースターレーザーの設計

ディスクプリアンプはロッド型で直径 6 cm、長さ 45 cm (実質励起長 36 cm) の HOYA LSG 91 H ガラスを用いた。ディスクレーザーは口径 8 cm (実質口径 7 cm) のダ円形ディスク (厚さ 2.5 cm) を合計 12 枚用いた。実質の媒質長は 36 cm である。第 5 章の rate 方程式の解析結果を用い設計した。ディスクプリアンプは利得が 2.4 倍でレーザー入

力 50 J、出力 120 J が得られるよう、またディスクレーザーは利得が 2 倍でレーザー入力 120 J、出力 240 J が得られるように設計した。それぞれの設計データを第 7-3 表、第 7-4 表に示す。正味の利得を得るために必要な蓄積エネルギー、フラッシュランプへの入力、レーザー出力光の単位面積当りの値等を算出した。またこの入力でのランプの爆発点灯回数も与えている。この値は後節のフラッシュランプの項で求めたものである。レーザーパワー密度を表示しているのはガラス表面でのレーザー損傷の点からである。第 6 章からレーザー光がシングルモードでガラス表面が沸化水素処理してある時の損傷閾値は、約 9 J/cm^2 であるから、各設計データに対してガラスの表面損傷の問題はないと言える。フラッシュランプへの入力値を出すのにレーザーヘッドの励起効率を仮定したが、これは以前の子備の実験で得られた値を用いた。

7.3.3 ディスクプリアンプ

第 7-3 図に設計製作したディスクプリアンプの構造をまた第 7-4 図にその装置写真を示す。

ガラスロッドは $60 \phi \times 450 \text{ mm}$ と大口径である。励起光が中心まで届くように Nd_2O_3 濃度 1.5 wt % とした。フラッシュランプ (LX10000) を 10 本ガラスロッドの回りに配置して、その間に円筒のバイレックスガラスを入れている。ロッドは水冷した。またフラッシュランプの冷却には窒素ガスを用いた。

第 7-5 図は電解アルミ板を反射鏡とした時の small signal gain である。入射レーザー光はパルス幅 4 ns、出力 0.06 J/cm^2 を用いた。このデータより蓄積エネルギーを算出したのが第 7-6 図である。実験値に対し第 7-3 表の設計値も示した。これから見ると、設計の時に仮定した励起効率より少し悪くなっている。仮定した励起効率は主増幅器における第 5 段目のもの (口径 4 cm) である。従って口径 6 cm のディスクプリアンプに対してはこれより効率が悪くなるのはうなずける。目標

第7-3表 ディスクブリアンプ設計値

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{入力パワー密度} & 1.77 \text{ J/cm}^2 \\ \text{媒質長} & 36 \text{ cm} \\ \text{励起効率} & 6.9 \times 10^{-3} \end{array} \right.$$

Net Gain	Stored Energy Density	Pumping Energy	Shot Number till Explosion	Output Energy Flux
G_0	$n_0 \text{ (J/cm}^3 \text{)}$	$E \text{ (kJ)}$	N	$\text{(J/cm}^2 \text{)}$
2.4	0.326	48.1	2.2×10^4	4.2
3.7	0.377	55.6	6.1×10^3	4.8
3.0	0.416	61.4	2.6×10^3	5.3

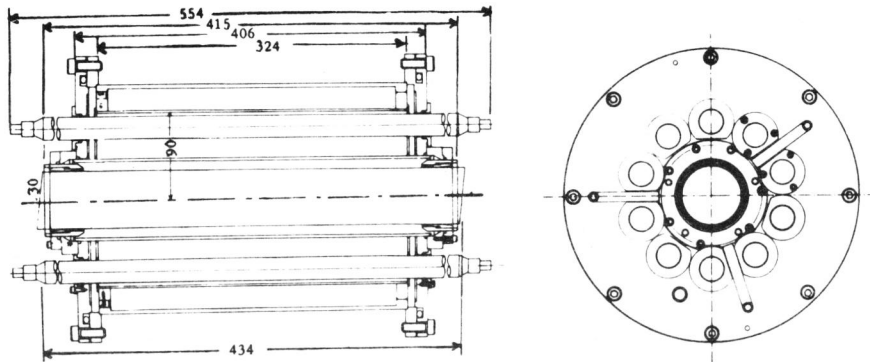
第7-4表 ディスクレーザー設計値

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{入力パワー密度} & 1.69 \text{ J/cm}^2 \\ \text{媒質長} & 36 \text{ cm} \\ \text{励起効率} & 2.8 \times 10^{-3} \end{array} \right.$$

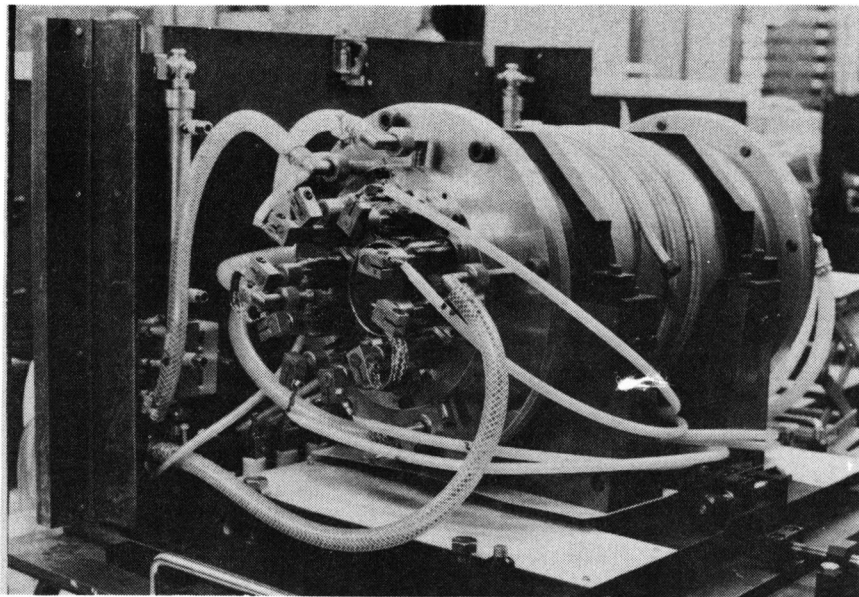
Net Gain	Output Energy Flux	Stored Energy Density	Pumping Energy	Shot Number till Explosion
G_0	$\text{(J/cm}^2 \text{)}$	$n_0 \text{ (J/cm}^3 \text{)}$	$E \text{ (kJ)}$	N
2.0	2.6	0.308	305	1.6×10^4
2.5	3.3	0.394	390	1.8×10^3
3.0	3.9	0.475	471	3.4×10^2

の利得2.4倍を得るための蓄積エネルギー 0.326 J/cc は十分に得られることがわかった。なお以上のデータはガラスロッド中心での値である。第7-7図はロッドの径方向の利得を調べたものである。中央では利得がほぼ一様で両端で上昇している。励起入力 50 KJ に対しては Nd_2O_3 濃度がさらに低い方が望ましい。第7-8図は電界研磨アルミ板と金メッキ板の両反射鏡の利得に対する差を調べたものである。これよりアルミ反射鏡の方がすぐれた特性を持っていることがわかった。

ディスクレーザーは水平偏光のレーザー光が通過する時反射損が最小になるように設計されている。従ってディスクブリアンプのロッド内に熱歪みが残っていて、その結果複屈折が生じた場合、ディスクレーザーに入射したレーザー光は大きな反射損失を生じることになる。複屈折は He-Ne レーザービームを用い、ロッドの径方向に対して測定された。第7-9図に測定結果を示す。2分間隔でレーザーロッドを励起(40 KJ)した。中心より 25 mm の点では15%もの複屈折が見られた。しかし10分間



第7-3図 ディスクプリアンプ設計図



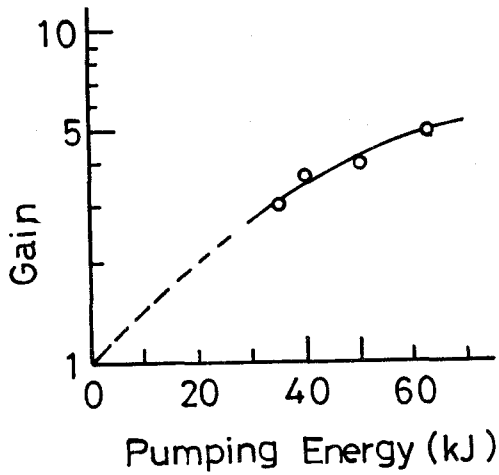
第7-4図 ディスクプリアンプ装置写真

隔で行なった時は最も外側の部分でさえ、1%以下の値を示した。したがって10分以上の間隔で実験を行えば、熱歪みによる複屈折は問題にしくともよいことがわかった。

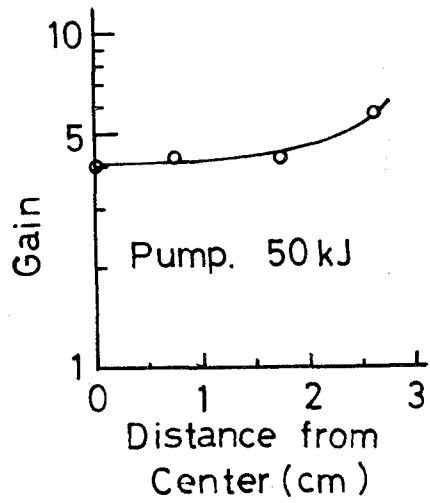
7.3.4 ディスクレーザー

(1) まえがき

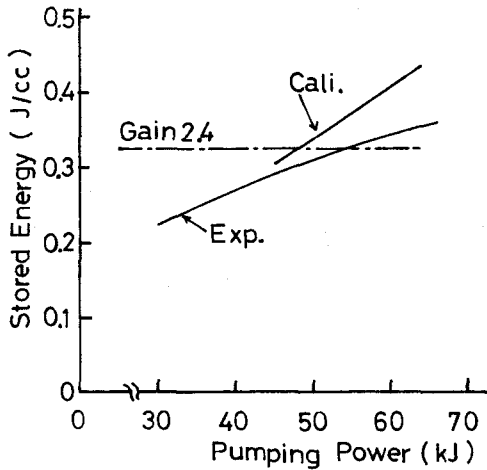
レーザーの大出力化を計るには増幅段素子の断面積を増加させ、パワー密度を破壊限度内におさえなければならぬ。しかし従来のロッドタイプでは、以下の理由により大口径化を計ることが困難である。



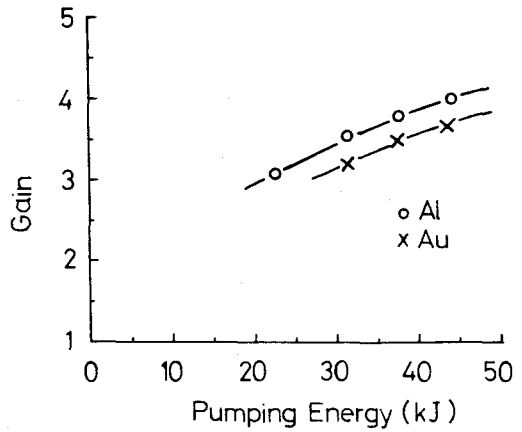
第7-5図 ディスクプリアンプ
Small Signal Gain



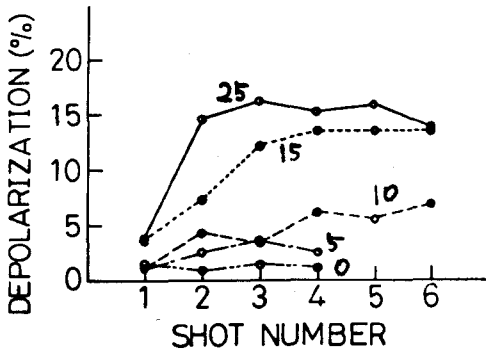
第7-7図 ディスクプリアンプの半径方向の利得



第7-6図 ディスクプリアンプの蓄積エネルギー 実験値(Exp)と設計値(Cali)の比較



第7-8図 ディスクプリアンプの種々の反射鏡に対する増幅率



第7-9図 ディスクプリアンプの複屈折測定結果, 2分間隔のショット
(数字はロッド中心からの距離 mm を示す)

1) 一様な励起の困難性

ディスクプリアンプのように大口径のロッドタイプだと Nd^{3+} 濃度を低くしないと中心まで励起光が届かなくなり、一様な逆転密度が得られにくくなって来る。また Nd^{3+} 濃度が低くなるため単位長さ当たりの利得も落ちてくる。

2) 複屈折

ロッドタイプで大口径化をはかるにつれ体積/表面積の比が大きくなって来るため、Thermal Relaxation Time がそれにつれ大きくなって来る。このためロッドに熱歪みが残りこれが複屈折の原因となる。

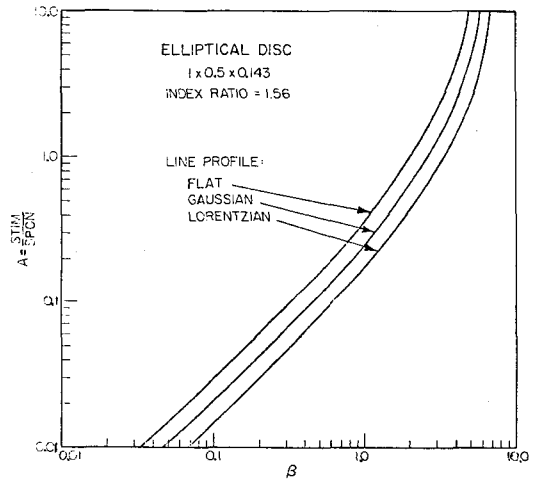
これ等の問題を解決するためにはディスクタイプのレーザーを採用する必要がある。ディスクレーザーは大口径ロッドタイプのガラスを円板状にカットし、これを光軸に対しブリュスター角に配置し、面励起を行う構造になっている。他方1枚のディスクの口径が大きくなるためディスク内部で誘導放出、寄生発振を生じ逆転密度を消費する問題点がある。ここでは寄生発振防止策と、それをほどこしたディスクレーザー装置の構造、特性について報告する。

(2) 蛍光増幅と寄生発振

大口径ディスクレーザー内で蛍光増幅、寄生発振

が起こると励起エネルギーが消費され励起効率が減少する。特に寄生発振は可能な逆転密度の上限を決定し、蛍光増幅より重大な問題を引き起こす。Trenholmはこれに関してコンピューターにより詳細な計算を行なっている。⁵⁾ ここでは簡単に彼等の計算結果を示し、筆者の行なった実験と比較する。

まず蛍光増幅についてのべる。ディスクガラスの一端から出た自然放出光は逆転密度中を通過することにより増幅される。エッジの部分での反射はないとして、ディスクガラス中の光線追跡を行なうことにより(モンテカルロ法)蛍光増幅によるエネルギー損失を計算した1例が第7-10図である。横軸は利得係数 α とダ円形ディスクの長軸長Dとの積 β ($=\alpha D$)を示す。たて軸は誘導放出光の自然放出光強度に対する比である。また遷移のスペクトルの形をパラメーターにとってある。この図より β が大きくなってくると誘導放出光が増加して行くことがわかる。蛍光増幅によるエネルギー損失はこの図よりわかるように β の値に対しかなりかんまんなものである。これに対し寄生発振は一度生じるとエネルギー



第7-10図 ダ円形ディスク板における誘導放出と自然放出光の割合

一損失は大であるため、蛍光増幅より問題点が多い。次にこれについて述べる。

第7-11図は屈折率 n_2 をもつディスクガラスの周辺に屈折率 n_3 のレーザー光吸収媒質をコートしたもので、この形に対する寄生発振を考える。ディスク直径を D 、また図中の光線が各端で取る角度を図のようにとる。 n_2 と n_3 との境界面での全反射があると無損失モードでの寄生発振が生じるため $n_2 > n_3$ にとる。この条件では境界面で部分反射があるから損失のあるモードの寄生発振が問題となる。エッジでの反射率 R は

$$R = \left[\frac{\sin(\phi-r)}{\sin(\phi+r)} \right]^2 \quad (7-4)$$

ここで

$$r = \sin^{-1}(n_2/n_3 \sin \phi)$$

$$\phi = \cos^{-1}(n_1/n_2 \cos \psi)$$

エッジ反射における光路長は

$$D \cos \psi / \sin \theta_c = D n_2 / n_1 \cos \psi \quad (7-5)$$

発振条件は(7-4)、(7-5)式から

$$\left[\frac{\sin(\phi-r)}{\sin(\phi+r)} \right]^2 e^{\frac{\alpha D n_2}{n_1} \cos \psi} = 1$$

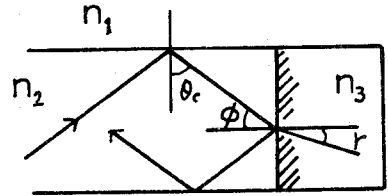
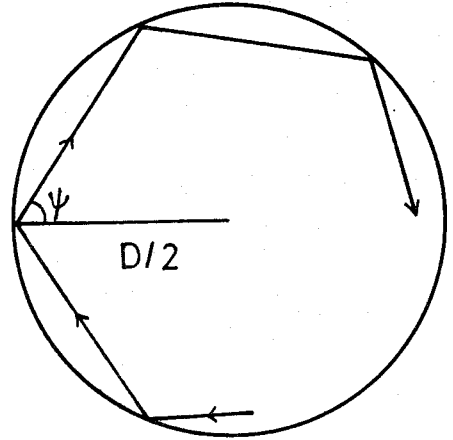
ここで α はline peakでの利得係数である。

$$\beta(\psi) = \alpha D = \frac{2n_1 \ln \left[\frac{\sin(\phi+r)}{\sin(\phi-r)} \right]}{n_2 \cos \psi}$$

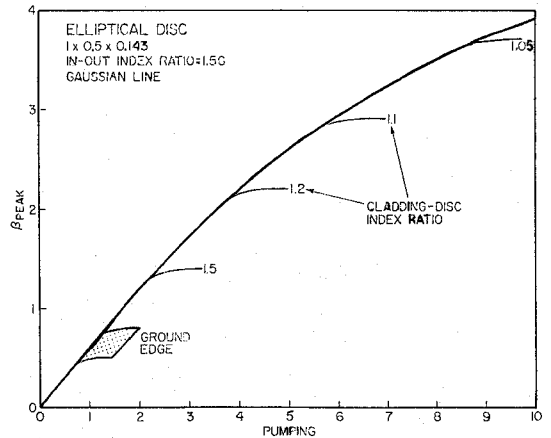
よって

$$\beta(0) = 2\rho \ln \left(\frac{\sqrt{\sigma^2 + \rho^2 - 1} + \rho}{\sqrt{\sigma^2 + \rho^2 - 1} - \rho} \right) \quad (7-6)$$

$$\beta\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{4\rho^2}{\sqrt{\sigma^2 - 1}} \quad (7-7)$$



第7-11図 ディスクガラス内部における光路
(n_1, n_2, n_3 はそれぞれ、空気、レーザーガラス、レーザー光吸収体の屈折率を示す)



第7-12図 種々のディスクエッジに対する β の変化

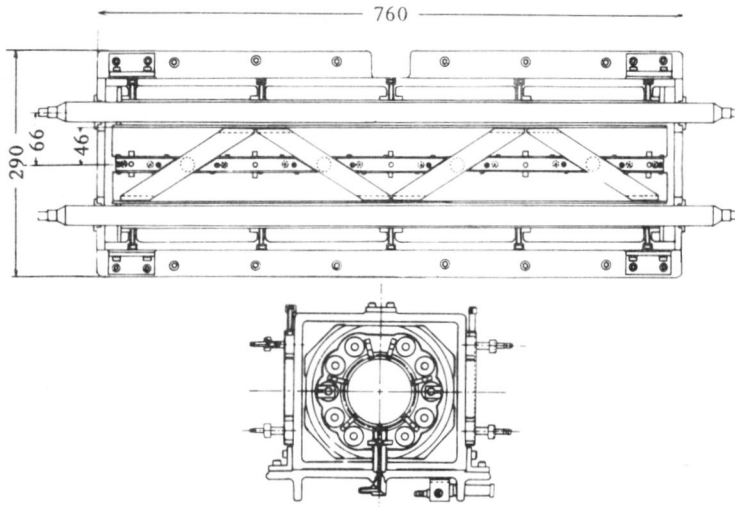
ここで $\rho = n_1/n_2, \sigma = n_3/n_2$ である。この計算は $n_1 < n_2, n_3 > n_2$ すなわち $\rho < 1, \sigma > 1$ の時有効であり、この範囲内では $\beta(0)$ は常に $\beta(\pi/2)$ より

小さい。最も閾値の低いモードはディスクの直径を横切る光路の場合で(7-6)式で与えられる。 $n_3/n_2 = \sigma$ を関数として(7-6)を用いて β を計算した結果を第7-12図に示す。図は励起に対する蛍光増幅による損失を見込んだ β 値をまず曲線で示しており、その上に σ の値に対して寄生発振により規制される β 値を書き込んでいる。なおディスクの

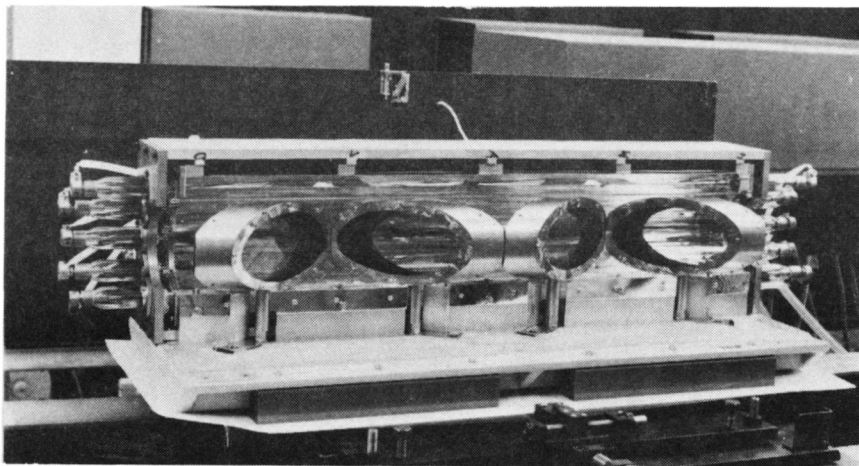
エッジがスリガラス状の場合も寄生発振が極めて低い β 値で起こるのも同時に計算している。コーティングの屈折率とディスクガラスの屈折率をできるだけ等しくすることが重要であることがわかる。

(3) ディスクレーザーの構造

第7-13図にディスクガラスレーザーヘッド1段の設計図を、また第7-14図に装置写真を示す。



第7-13図 ディスクレーザーヘッド設計図

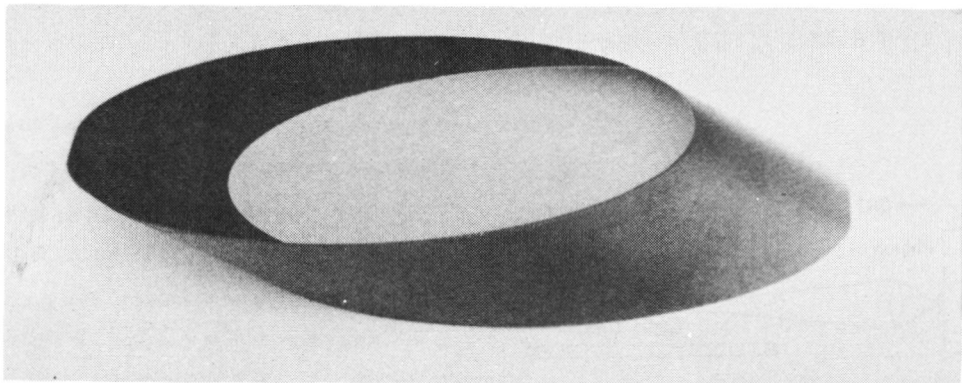
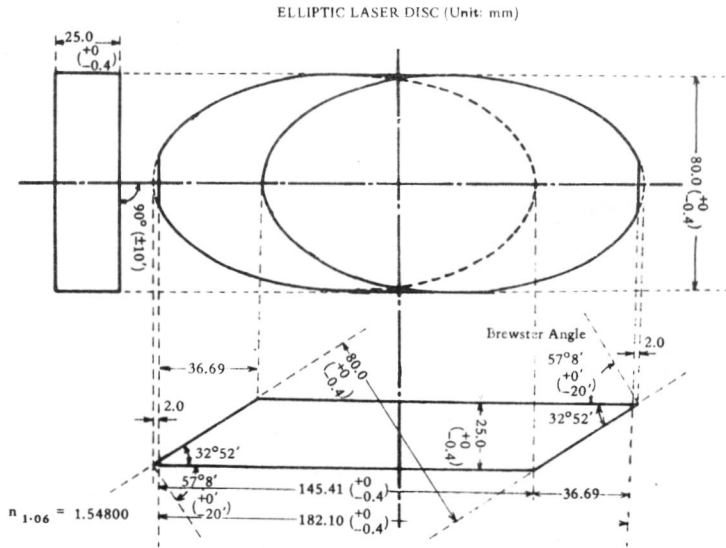


第7-14図 ディスレーザーヘッド装置写真

145 mm × 80 mm × 25^t mm のプリュスターカット楕円形ディスクガラスが1つのヘッドに4枚はいつている。これ等のディスク面を放電長67cmのXeフラッシュランプ(USHIO LX-20000)10本で励起する。発光半値幅は560 μs である。ディスクガラスとフラッシュランプは窒素ガスで冷却を行なった。ディスクレーザーはこの種のヘッド3台から構成されており、ディスク板12枚、全レーザー媒質長は36 cm である。

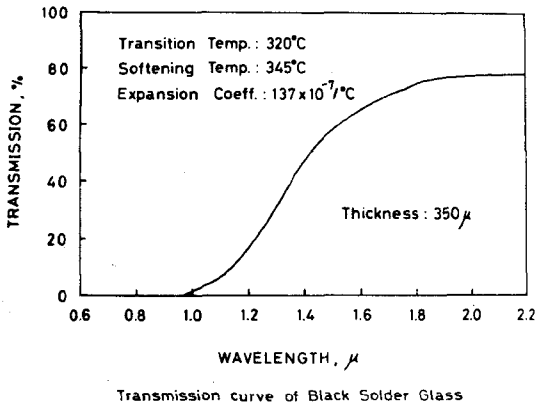
(4) ブラックコートディスクガラス

第7-15図に筆者が用いたディスクガラスの寸法ならびにブラックコートしたディスクガラスの写真を示す。長軸145 mm, 短軸80 mm, 厚さ25 mm のもので光軸に対しプリュスター角に配置するようになっている。周辺は前節でのべたように1.06 μ光(その他 8800 Å, 1.35 μの螢光)を吸収し寄生発振を防止するためのブラックガラスがコートしてある。ブラックガラスに要求されることは、



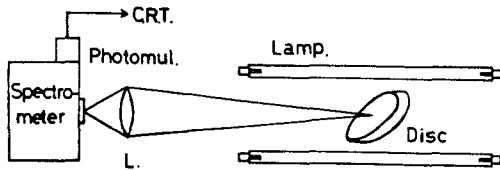
第7-15図 ブラックコートディスクガラス

蛍光を吸収すること、境界面での反射のないようにレーザーガラスと屈折率が出来るだけ近いこと、強力な励起光による熱膨張があるため、熱膨張係数はレーザーガラスとほぼ等しいこと等である。第7-5表に本実験に用いたブラックソルダーガラスの特性を、また第7-16図に透過率の波長依存性を示す。

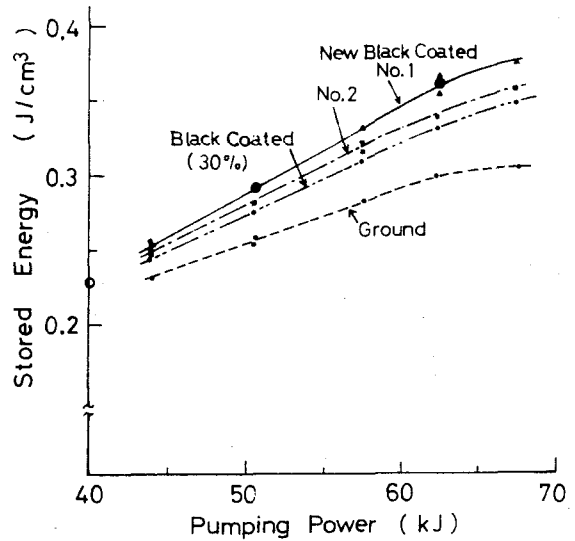


第7-16図 ブラックソルダーガラスの透過率曲線

次にこのディスクガラスからの蛍光強度測定結果についてのべる。励起システムは前述のディスクレーザーヘッドを用い、この中に1枚だけディスクガラスを入れた。観測装置を第7-17図に示す。測定結果を第7-18図に示す。蓄積エネルギーへの換



第7-17図 ディスクガラスからの蛍光測定装置



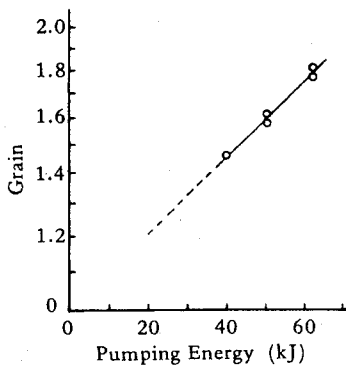
第7-18図 ブラックコートディスクガラスの蓄積エネルギー

算は別に行なったレーザー光の小信号利得の実験と対比させ行なった。ブラックソルダーガラスは3種テストした。その結果BSL-4-N(保谷硝子)のコートが最適であることがわかった。ディスクガラスの周辺をすり状にした時には蓄積エネルギーの飽和が生じてしまっており0.3 J/cc以上の値は得られないことがわかる。この値を第7-12図の β にひきなおすと $\beta \approx 0.6$ となり、大体理論値と合うことがわかる。ブラックコートすることにより最高0.38 J/ccの蓄積エネルギーが得られた。

(5) 増幅特性

製作したディスクレーザー装置の小信号利得、大信号利得測定結果と、設計値との比較をのべる。第7-19図は 0.06 J/cm^2 、パルス幅4nsのレーザー光に対する利得を測定した結果である。このグラフより利得は励起エネルギーに対しリニアに変化しており、62.5 KJの励起エネルギーに対し1.8倍の利得が得られた。これより蓄積エネルギーを算出すると 0.38 J/cc となった。

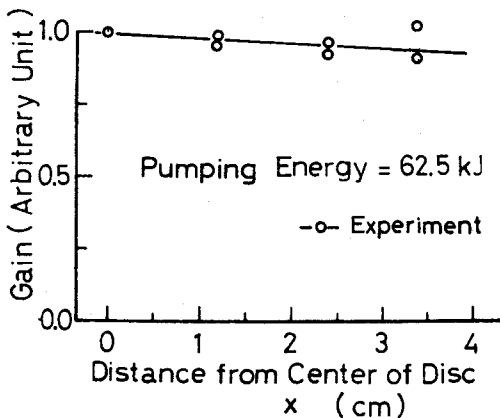
第7-20図はディスクレーザーの励起分布を測定



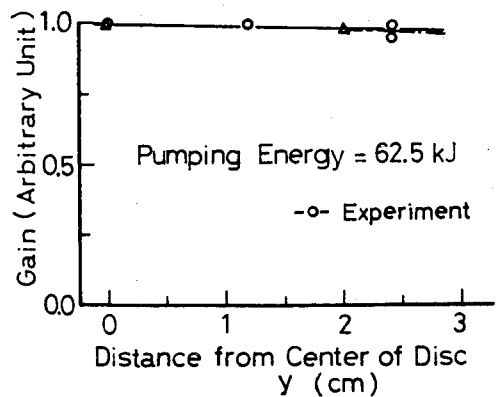
第7-19図 ディスクレーザー(1段分) 中心部の小信号利得

した結果である。中央部の利得値で規格化している。(a)は横方向、(b)は縦方向の分布を示す。これより径方向に対しかなり均一な励起が行なわれていることがわかる。

第7-21図は利得飽和の測定結果である。小信号利得測定時と同じように4nsに整形された光パルスの主増幅器及びディスクプリアンプを使って増幅



(a)



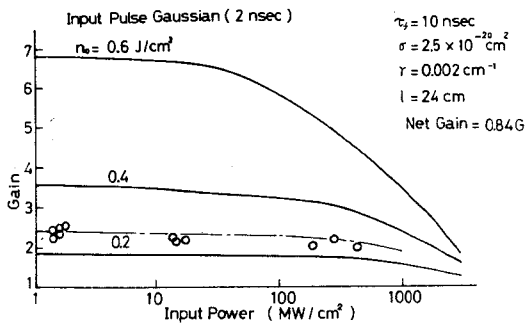
(b)

第7-20図 ディスクレーザー励起分布

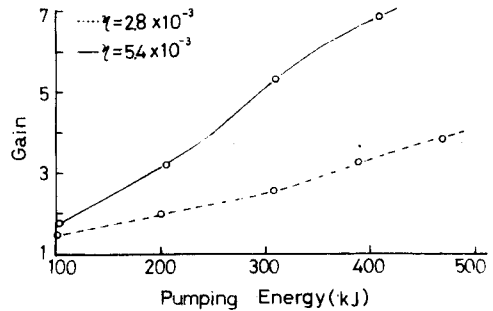
- (a) 横方向 (X)
- (b) 縦方向 (Y)

を行ない、 $1 \sim 500 \text{ MW/cm}^2$ の光パルスとし、これを用いて増幅の飽和特性を調べた。装置はディスクレーザーヘッド2台(ディスク8枚)を用いている。図中実験値は励起エネルギーを47.3 KJ(蓄積エネルギー密度 $n_0 = 0.27 \text{ J/cc}$)一定にした時の入力信号に対する増幅率の測定結果である。実線及び一点鎖線はレート方程式のコンピューター解の結果である。実験と計算結果がかなり一致している。第7-22図に上の実験から得られた結果をもとにして、レーザーヘッド3台(ディスク12枚)に対して得られた利得を示す。実線が実験値より得られたもので効率として 5.4×10^{-3} となっている。一方点線は、第7-5表における設計値を示す。このように設計値の約2倍に相当する効率の上昇が見られた。今回設計したディスクレーザーヘッドは特にフラッシュランプとディスクガラスの距離を接近させ効率の上昇を考慮したのがプロトタイプで得られた効率 (2.8×10^{-3}) を上まわった原因と考えられる。

なおディスクプリアンプの時と同様に複屈折の測定を行なったが、ほぼ20秒で複屈折が完全に取れ



第 7-21 図 ディスクレーザーの利得飽和特性



第 7-22 図 ディスクレーザー利得の実験値 (実線) と理論値 (点線) の比較

第 7-5 表 ブラックソルダーガラス特性表

BLACK SOLDER GLASS

◦ REFRACTIVE INDEX AT 1.06 μ (LASER GLASS)	1.67
◦ LINEAR COEFFICIENT OF THERMAL EXPANSION (LASER GLASS)	1.55)
◦ THICKNESS OF COATING	135 × 10 ⁻⁷ C ⁻¹
◦ DIFFUSION LAYER	105 × 10 ⁻⁷)
	150 ~ 200 μ
	40 μ

0.38 J/cc までの蓄積エネルギーが測定された。

3) 大入力信号に対し、8枚のディスクガラスで約2.3倍の利得を得た。設計値の約2倍の効率が得られた。

4) ディスクガラスの径方向に對し一様な励起がなされていることが確かめられた。

5) 励起光によるガラス中に生じる複屈折の効果はディスク

た。この事からもディスクレーザーの冷却効果の良いことがわかる。

(6) むすび

この節で得られた結果を以下にまとめる。

1) レーザー出力をさらに大きくするためディスク型のレーザーを設計製作した。

2) 有効径 8 cm, 厚さ 2.5 cm のダ円形ディスクガラスの蓄積エネルギーの測定を行なった。ディスクガラスの周辺にブラックソルダーガラスをコートすることが蓄積エネルギーを増加させる上で重要である。コートがない時は 0.3 J/cc, コートをした時には

ブリアンプよりさらに問題にならなかった。

7.3.5 まとめ

ディスクブリアンプ, ディスクレーザーからなるブースターレーザーを設計製作した。ディスクブリアンプは、ほぼ設計値通り, またディスクレーザーは設計効率の約2倍の値が得られ, 最終出力 250 J (2 ns パルス幅) を得ることができた。

ただディスクレーザーのフラッシュランプに関して問題が生じた。すなわち1本だけのランプでは全く破壊を起こさないような入力に対して, レーザーヘッド内部に組みこんだ場合に, 破壊, 爆発を起こ

すことがあった。ランプの爆発に関しては次節でくわしくのべる。現在一応3つのディスクレーザーヘッドに対し合計150KJまでの入力におさえているが、これでも第7-22図から利得は十分2倍以上はある。

§7.4 光学コンポーネント

7.4.1 まえがき

この節では大出力ガラスレーザー装置に付随した光コンポーネントについてのべる。これにはまず大入力フラッシュランプがある。レーザーの大出力化に伴ないランプも大型となり、特に爆発の問題が重要となる。

次にレーザー光によるガラスの損傷を防止するためのコンポーネントについてのべる。集光ターゲットからもどってきた反射光による損傷を防ぐためにフレネルーローターや筆者等が開発したユニガイドスリット等がある。また、フレネル回折によるセルフトラッピングのため生じる損傷をおさえるにはソフトアパチャーを用いる必要がある。

7.4.2 大入力フラッシュランプ

(1) まえがき

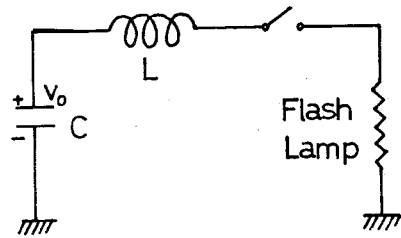
Xenon フラッシュランプは、高輝度、高効率、大容量化が可能、長寿命等のすぐれた特性を持っているため、パルス動作固体レーザーの標準的な励起光源となって来た。レーザーの大出力化に伴ない励起光源であるXeランプの大型化が要求されるに致っている。

本節においては、Xeフラッシュランプの最適電源回路の設計方法と、大入力フラッシュランプの寿命および破壊についてのべる。

(2) 回路の最適設計

第7-23図に示すようなフラッシュランプの放電回路を考える。大電流フラッシュランプの電圧—電流特性は

$$V = \pm K_0 |i|^{1/2} \quad (7-8)$$



第7-23図 Xeフラッシュランプ放電回路

と表わすことができる。ここで符号は電流の符号と同じになるように選ぶ。また

$$K_0 = k l / d \quad [\Omega (\text{Amp})^{1/2}] \quad (7-9)$$

$$k = 1.33 \times (P/450)^{0.2}$$

d, l はそれぞれ放電柱の直径及び長さ[cm]を示し、 k はガスの種類と圧力に依存する定数で、Xeガスの場合は上式のように表わすことができ、 P はガス圧[torr]である。第7-23図の放電回路では次のような非線形微分方程式が得られる。⁶⁾

$$L \frac{di}{dt} \pm K_0 |i|^{1/2} + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = V_0 \quad (7-10)$$

ここで次のように置き換える。

$$Z_0 = \sqrt{L/C}, \quad i = I \frac{V_0}{Z_0}, \quad \tau = \frac{t}{T}$$

$$T = \sqrt{LC} \quad (7-11)$$

$$\alpha = K_0 / \sqrt{V_0 Z_0} \quad (7-12)$$

方程式(7-10)は

$$dI/d\tau \pm \alpha |I|^{1/2} + \int_0^\tau I d\tau = 1 \quad (7-13)$$

となる。 T はパルス幅の約1/3 (Peakより測定して)、 α はdamping parameterで初期電圧 V_0 に依存し、ある値の時にcritical dampingが成立する。式(7-13)の解はdigital computer

により α の値をパラメーターにして得られる。(第7-24図)この図より $\alpha \approx 0.75$ でcritical dampingとなる。コンデンサーに蓄わえられる初期のエネルギーは

$$E_0 = 1/2 C V_0^2 \quad (7-14)$$

となり、式(7-12)から V_0 を消すと

$$C^3 = \frac{2E_0 \alpha^4 T^2}{K_0^4} \quad (7-15)$$

を得る。

(3) フラッシュランプの爆発定格の評価

パルスランプは大電流を流すことにより管壁にショックが加わり疲労のために最終的に爆発を起こす。1回の点火によりランプが爆発する場合の電気入力を $E_{\text{exp.air}}$ とすると、 $E_{\text{exp.air}}$ は実験的に

$$E_{\text{exp.air}} = 2.46 \times 10^4 d l \sqrt{T} \quad (7-16)$$

と与えられる。⁷⁾ここで d はランプ内径(cm)、 l はアーク長(cm)、 T は(7-11)式で与えられる(sec)。また E_{exp} は(Joule)である。またランプをcavity内に入れた時の爆発の閾値 $E_{\text{exp.cavity}}$ は経験的に

$$E_{\text{exp.cavity}} = E_{\text{exp.air}} / 1.5 \quad (7-17)$$

となる。

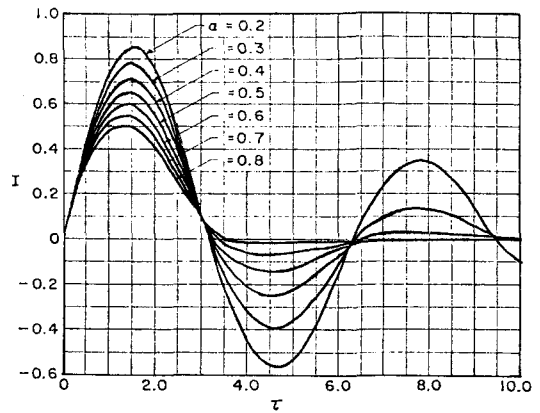
電気入力を E_0 とした時のフラッシュランプが爆発するまでの点火回数(寿命) N は

$$N = (E_0 / E_{\text{exp.cavity}})^{-8.5} \quad (7-18)$$

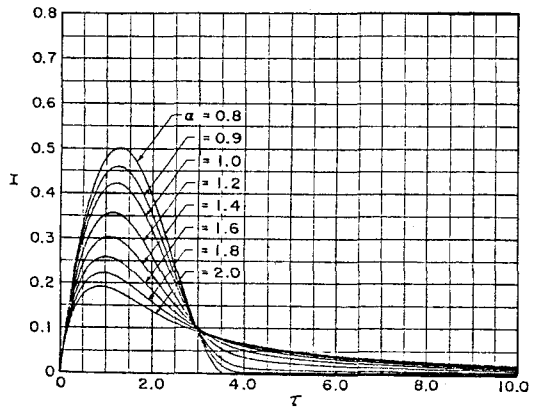
(4) フラッシュランプの回路設計例

以上の事からフラッシュランプの設計の手順について示すと次のようになる。

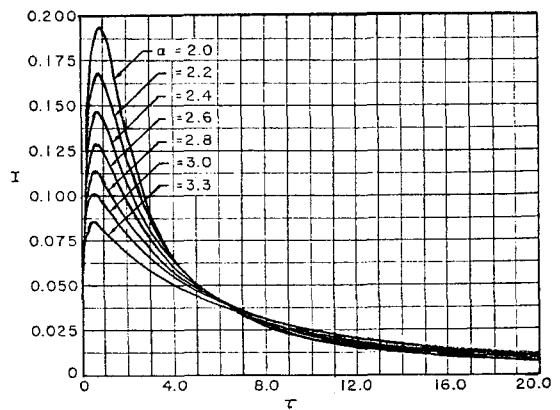
1) まずランプの発光時間を決定する。これは活性媒質の上準位の寿命とのかねあいで決まる。 Nd^{3+} の寿命が保谷硝子LSG-91Hで約 $300 \mu\text{s}$ であるから、 $T \approx 300 \mu\text{s}$ とした。



(a)



(b)



(c)

第7-24図 α をパラメーターとした時の電流Iの変化

2) 次にランプの寸法を決定する。これは使用するガラスロッドの大きさ等から決定される。これが決まると K_0 の値が決まる。

3) 次にフラッシュランプへの電気入力 E_0 を決める。 E_0 はもちろん十分の逆転密度を作るような値であるべきであるが、同時に点火寿命回数が十分あるべきである。

1), 2), 3) の上記の与えられた条件を持つランプの最適放電回路として

$$\left. \begin{array}{l} K_0 \\ T \\ E_0 \\ \alpha = 0.75 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{式(7-15)} \\ \text{式(7-14)} \\ \text{式(7-11)} \end{array} \longrightarrow \left\{ \begin{array}{l} C^3 = \frac{2E_0 \alpha^4 T^2}{K_0^4} \\ L = T^2 / C \\ V_0 = \sqrt{2E_0 / C} \end{array} \right.$$

により C, L, V_0 を求める。計算結果を第7-6表、第7-7表に示す。

(5) フラッシュランプ破壊の原因

ディスクレーザ用フラッシュランプ LX-20000 を10本用いてディスクレーザヘッドに組み込み、入力 $E_0 = 3.9 \text{ KJ}$ (1本当たり)、電圧 $V = 5 \text{ KV}$ 、パルス幅 $650 \mu\text{s}$ (半値幅) で使用した時約200回のショットで、10本のうち2本が破壊を起こした。(7-18)式からは $N > 10^6$ となる。すなわち1本のランプだけでは到底爆発しない入力エネルギーなのに、レーザヘッドに組み込んだことにより、極端に低いエネルギーで爆発が起った事になる。この原因として次の2つが考えられる。

①フラッシュランプ間の magnetic force の相乗効果。

②酸素分子の紫外線吸収により生じる音響波ショックの相乗効果。

1) Magnetic Force の影響⁸⁾

第7-25図に示すようなランプの配置を考える。2導体間単位長さ当りに働く Magnetic Force F は

$$F = 2 \times i_1 \times i_2 / d \quad (7-19)$$

ここで、 i_1, i_2 を [emu] ($1 \text{ emu} = 10 \text{ A}$), d を [cm] とすると F は [dyne/cm] となる。半径 R の円周上にある2本のランプに働く力は

$$F = 2 i^2 / 2R \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (7-20)$$

半径方向は

$$F_r = F \sin \frac{\theta}{2} = \frac{i^2}{R} \quad (7-21)$$

接線方向は

$$F_t = F \cos \frac{\theta}{2} = \frac{i^2}{R} \cot \frac{\theta}{2} \quad (7-22)$$

となる。

n 本の円形対称配置されたフラッシュランプに働く、半径方向の合成力は、電流方向が同一の場合は

$$\Sigma F_r = (n-1) i^2 / R \quad (7-23)$$

n が偶数で電流方向が交互に逆方向になっている時は

$$\Sigma F_r = i^2 / R \quad (7-24)$$

の力が外方向に働き、フラッシュランプの本数とは無関係となる。

また接線方向の成分 F_t は対称性のために打ち消し合って0となる。ただし、もし1本のランプが点灯しなかったとすると接線方向の成分が生じて来て、特にその隣りのランプには最大の F_t が、生じることになる。

以上の結果を実際のディスクレーザに適用してみる。

第7-13図ではランプ本数は合計10本、30°分割で配置し、レーザヘッドの上下2ヶ所はランプ無しの状態で $R = 6.6 \text{ cm}$ である。使用ランプ LX 20,000 に対し、第7-7表の条件で $N > 10^5$ で使用するとする。計算結果を第7-8表に示す。電

第7-6表 フラッシュランプの爆発定格

	LX-8,000	LX-10,000	LX 20,000 p	LX 20,000	
全長 (cm)	43.0	50.0	70.0	89.0	
アーク長 (cm)	30.0	34.5	57.0	70.0	
外径 (cm)	2.0	2.4	2.1	2.4	
内径 (cm)	1.5	1.8	1.5	1.8	
ガス	Xe	Xe	Xe	Xe	
圧力 (torr)	600	600	600	600	
k	1.408	1.408	1.408	1.408	
K ₀	28.2	27.0	53.5	54.8	
T (μs)	300	300	300	300	
E _{ex.air} (J)	19,173	26,459	36,429	53,685	
E _{ex.cavity} (J)	12,782	17,639	24,285	35,790	
E _{ex.air} に対する	爆発までのランプ入力 (J)				
爆発までの ショット数	10 回	14,623	20,180	27,784	40,946
	10 ²	11,153	15,392	21,191	31,229
	10 ³	8,505	11,739	16,162	23,818
	10 ⁴	6,487	8,953	12,327	17,762
	10 ⁵	4,948	6,829	9,402	13,855
	10 ⁶	3,774	5,208	7,170	10,567
E _{ex.cavity} に対する					
爆発までの ショット数	10 回	9,749	13,454	18,522	27,297
	10 ²	7,436	10,261	14,127	20,819
	10 ³	5,671	7,826	10,774	15,879
	10 ⁴	4,325	5,969	8,218	12,111
	10 ⁵	3,299	4,552	6,268	9,237
	10 ⁶	2,516	3,472	4,780	7,045

流(今、第7-7表より4640Aと仮定)が同一方向の時には半径方向に約21kg重の力が働く。もし交互に流した時には、作用する力は1/9の2.3kg重である。また1本のランプが点灯しなかった時、となりのランプに生じる接線方向の力F_tは8.7kg重である。

一方ランプ(石英管)の機械的な強度は引張り強さ3,000~8,000kg/cm²、圧縮強さ19,800kg/cm²、曲げ強さ690kg/cm²位である。ランプ

にかかる力を等分布荷重のはりの問題と考えると、はりの両端でランプをささえているとする。はりの長さをl、曲げ応力をσ、最大許容全荷重をWとすると、

$$W = \frac{8\sigma S}{l} \quad (7-25)$$

なる関係が成立する。ただしSは断面係数で

$$S = \frac{\pi(D_2^4 - D_1^4)}{32D_1} \quad (7-26)$$

第7-7表 フラッシュランプ最適設計例

	LX 20,000		LX 20,000p	LX 10,000	
N (回)	10^4	10^5	10^5	10^5	10^5
E_0 (J)(1本当り)	12,111	9,237	6,268	4,552	4,552
K_0 ($\Omega \cdot A^{1/2}$)	54.8	54.8	53.5	27.0	54.0 (2本 シリーズ)
T (μs)	300	300	300	300	300
C (μF)	424	388	352	787	394
L (μH)	212	232	256	114	229
V_0 (V)	7,554	6,900	5,969	3,401	6,798
I_{max} (A)	5,555	4,640	4,268	4,647	4,637
	LX 8,000				
N (回)	10^5				
E_0 (J)(1本当り)	3,299				
K_0 ($\Omega \cdot A^{1/2}$)	56.4 (2本 シリーズ)				
T (μs)	300				
C (μF)	330				
L (μH)	270				
V_0 (V)	6,289				
I_{max} (A)	3,615				

ただし、電流最大値 I_{max} は

第7-24図から、 $I=0.52$ とし

$i=0.52 V_0/\sqrt{L/C}$ より求めた。

第7-8表 フラッシュランプにかかるMagnetic Force

ランプ：FX-20,000 ($l=70$ cm)；最大電流 $I_{max}=4640$ A (第7-7表)
本数：10本 (30° 配置, レーザーヘッドの上下2ヶ所ランプ無し。R=6.6cm)

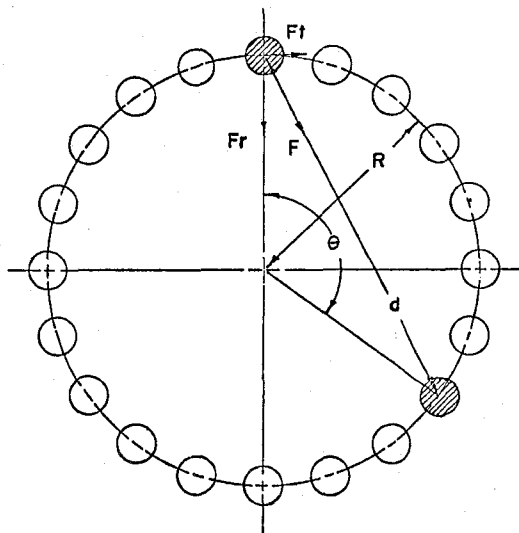
	単位長当りの力	全長にかかる力
電流が同方向の時の F_r	2.9×10^5 dyne/cm	21 Kgr 重
電流を交互にした時の F_r	3.1×10^4 dyne/cm	2.3 Kgr 重
接線方向の最大力 F_t ($\theta = 30^\circ$)	1.22×10^5 dyne/cm	8.7 Kgr 重

で表わされる。ここで D_1, D_2 はランプの内径、外径である。FX 20000 に対して $W=97.6$ kg 重となる。ただし $\sigma=690$ kg/cm², $D_1=1.8$ cm, $D_2=2.4$ cm, $l=70$ cmを用いた。この値と、第7-8表からの値を比較した場合、1回のフラッシュで、Magnetic Force によりランプが爆発す

るとは考えられない。しかし疲労の効果も考える必要があると思われる。電流を交互に流した時はかなりMagnetic Force の影響は小さくなる。

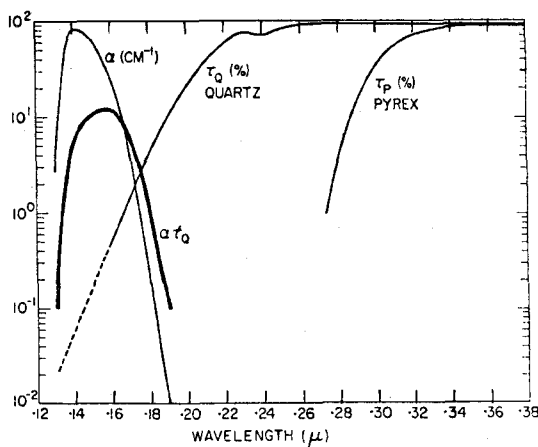
2) 音波ショックの影響

ランプに加わるもう1つの力として、音波によるショックが考えられる。⁹⁾ ショックの原因は、プラ



第7-25図 円筒配置された導体に及ぼす
Magnetic Force

ズマより放射された紫外光を酸素が吸収し、急に膨張を起こすことである。第7-26図に酸素吸収係数 α 、石英管の透過率 τ_Q 、パイレックスガラスの透過率 τ_p 及び積 $\alpha\tau_Q$ を示す。この図より酸素分子



第7-26図 21%の酸素を含んだ空気の吸収係数 α と石英の%透過率 τ_Q 、パイレックスの%透過率 τ_p

の吸収波長域は約 1400 \AA を中心として 300 \AA の幅を持っている事がわかる。

酸素分子の影響については定量的な測定は行なわなかった。試作のディスクレーザーヘッドのランプ冷却には N_2 ガスを用いたが、完全な酸素除去を行っていないためか、空気を冷却に用いた時と、音波ショックの大きさは変らなかった。完全な効果を得るためには十分な酸素除去が必要のように思われる。1本のランプだけでは到底爆発しないのに、ディスクレーザーヘッドに組み込んだ時に極端に低いエネルギーで爆発が起こるのは、音波ショックの相乗効果があるためと思われる。

この他の原因としては、石英管自体に製作時に歪みははいていたため等も考えられる。

(6) あとがき

筆者の使用している大出力レーザー用の Xe フラッシュランプの設計方法と、フラッシュランプ爆発定格の評価についてのべた。また大入力フラッシュランプ破壊について考察した。特にレーザーヘッドにランプを持ち込み何本か同時に使用した時に異常に低い入力値でランプが爆発を起こしたが、大電流による磁場の相乗効果よりも、音響波ショックによる相乗効果が大きく作用しているように思われる。今後この異常爆発現象を究明する必要がある。

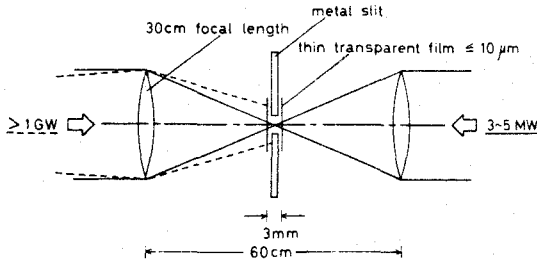
7.4.3 光アイソレーター

(1) まえがき

大出力レーザーシステムにおいて、レーザー光をターゲットに集光照射して高温プラズマ発生実験を行うりよな時にはプラズマからの反射光が20%にも及び、それが増幅器により逆方向に順次増幅され破壊閾値の低い発振部や増幅部に損傷を与える。反射光防止装置として、ここでは筆者等が開発したユニガイドスリット、ファラデーローテーターについてのべる。

(2) ユニガイドスリット¹⁰⁾

第7-27図に示すように共焦点に配置された2個の凸レンズと焦点近傍に設置された $10 \mu\text{m}$ 程度の



第7-27図 ユニガイドスリット

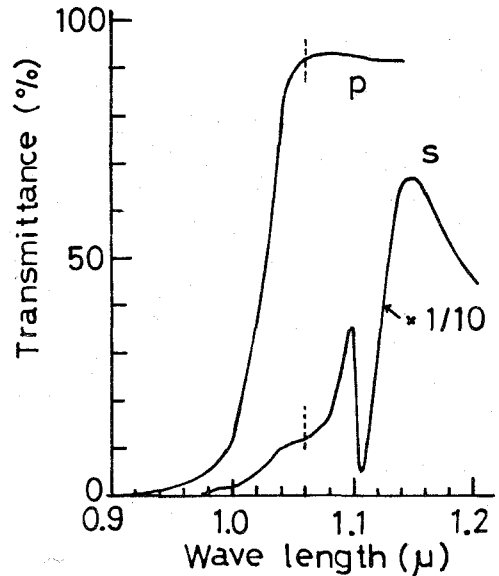
プラスチック薄膜を持つピンホールよりなる。この装置はレーザー光強度が余り高くない発振段近傍か、主増幅段前部に設置し、入射レーザー光ではプラズマが発生しないが、強度の高い反射レーザー光でプラズマを作り反射光を吸収させるものである。この方法で反射光を 10^{-4} 程度に減衰できる。

(3) ファラデーローテーター

反射光を除去する最もかんたんな方法の1つはファラデー効果を用いる事である。ファラデーローテーターに偏光面が 45° 回転するように磁場をかけておくと入射光と反射光との間に 90° の偏光面の差ができる。入射光と同じ偏光方向の光を通すように偏光子をファラデーローテーターの前に設けておくと反射光はここで反射され、進入を防ぐことができる。昔からある光アイソレーターにも拘わらずあまり使用されなかったのは、大口径用の偏光子がなかったこととベルズ定数の高いガラスの開発が遅れていたことによる。

最近蒸着膜技術の発達で Thin Film Polarizer と称する大口径偏光子の製作が可能になり、これにより光アイソレーターとしてファラデーローテーターが注目されるに至った。以下に筆者等が開発した大口径ファラデーローテーターについてのべる。

第7-28図に Thin Film Polarizer (CR社製 $5\text{ cm} \times 10\text{ cm}$) の波長透過率特性を示す。



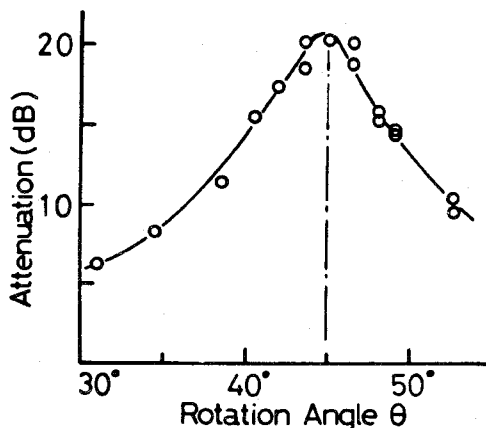
第7-28図 Thin Film Polarizer の波長透過特性

Polarizer は 5 mm の厚さのガラス板の片面を蒸着してある。もう一面の反射損を最小にするためブリュスター角度 (約 57°) にセットして使用するようになっている。P成分の透過率は約 92% 、S成分に対しては約 1% の透過 (ただし 1.06μ) になっている。またレーザー光強度 2 GW/cm^2 に対しても損傷を生じない。

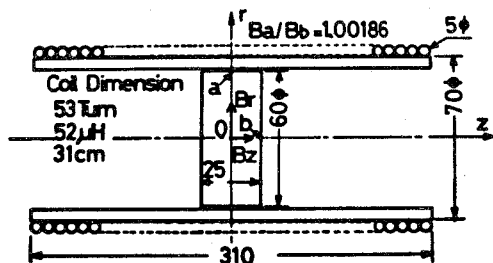
第7-9表にファラデーローテーター用ガラスの特性を示す。また第7-29図には製作したファラデーローテーターとそのテスト回路を示す。プローブ光には Ar レーザーの 5145 \AA を用いた。磁場放電回路には L, C の組み合わせ回路を用い電流波形の整形を行なっている。磁場をかけない時と磁場をかけた時のホトマルの信号比より Extinction Ratio を求めた。測定結果を第7-30図に示す。 45° の回転角に対して、ほぼ 20 dB の Extinction Ratio が得られた。この実験では 5145 \AA の実験であるが、ガラスレーザーでは波長 1.06μ

第7-9表 ファラデーローター用ガラス
の特性表(ホヤガラス製)

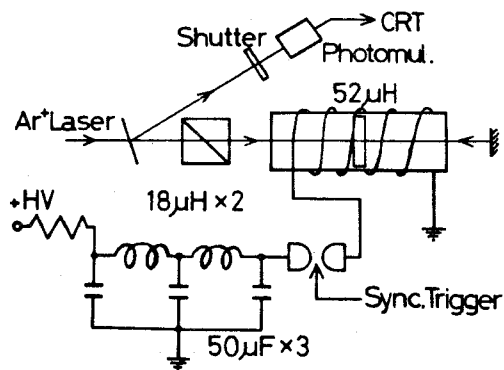
	FR-4	FR-N5
Verdet Constant (6328Å) (min/Oe-cm)(1.06μ)	-0.104 -0.0345	-0.251 -0.0826
Absorption Coeff (cm ⁻¹)(1.06μ)	0.0024	0.0043
Laser Damage Threshold (GW)(14ns)	1.1	2.0
Refractive Index (1.06μ)	1.5566	1.67



第7-30図 ファラデーローターの
Extinction Ratio の測定
結果



(a)



(b)

第7-29図 ファラデーローター

- (a) 口径60mm ファラデーローター(FR-4)
(b) 実験装置

であるからベルデ定数がほぼ $1/6.4$ の値となるので、6.4倍の磁場強度が必要となる。

(4) あとがき

光アイソレーターとしてユニガイドスリット、ファラデーローターを製作した。ファラデーローターでは 20 dB 以上の Extinction Ratio が得られた。250 J レーザーにおいては第7-1図の如く2ヶ所挿入する準備をすすめている。

7.4.4 フレネル回折の防止

(1) まえがき

回折現象は大出力ガラスレーザーシステムにおいて重大な影響を及ぼす。たとえ発振段において TE M_{00} モードのレーザービームを発生させても円孔(ポッケルセル、ガラスロッドなども円孔の働きをする)を通過すると回折が生じある距離ののちには径方向の強度の揺動が起こる。これがレーザーガラス媒質内で自己集束現象を引き起こし大出力レーザーの最大出力エネルギーを規制する。^{11),12)} この節では回折防止のためのソフトアパチャーについて筆者等が考案したものを中心にのべる。

(2) フレネル回折の解析¹³⁾

電磁波の真空中の伝播方程式は

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (7-27)$$

で表わされる。ここで $E(x, t)$ を $\epsilon(x) e^{i(kZ - \omega t)}$ とおくことにより上式は

$$\nabla^2 \epsilon + 2ik \frac{\partial \epsilon}{\partial Z} = 0$$

となる。ここで $k = \omega/c$ で伝播は Z 方向である。上式で $\partial^2 \epsilon / \partial Z^2$ を無視し、円柱座標系に書きかえると、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) + 2ik \frac{\partial \epsilon}{\partial Z} = 0 \quad (7-28)$$

を得る。入射ビームの形を

$$\epsilon = \epsilon_0 e^{-(\rho^2/2a_p^2)} \quad (7-29)$$

で書くことにする。ここで a_p はガウス形ビームの半径である。一様ビームの回折をみる時には a_p をアパチャーの径より大きくすればよい。入射ビームは次式で与えられる透過特性をもつアパチャーを通るとする。

$$f(\rho) = \frac{1}{1 + e^{(\rho-a)d}} \quad (7-30)$$

ここで a はアパチャーの半径 ($f(a) = 1/2$) で d は apodization の量を表わす。

$$\rho^* = \frac{\rho}{a} \quad (7-31)$$

$$F = \frac{a^2}{\lambda Z} \quad (\text{フレネル数}) \quad (7-32)$$

とおくと (7-28) 式は

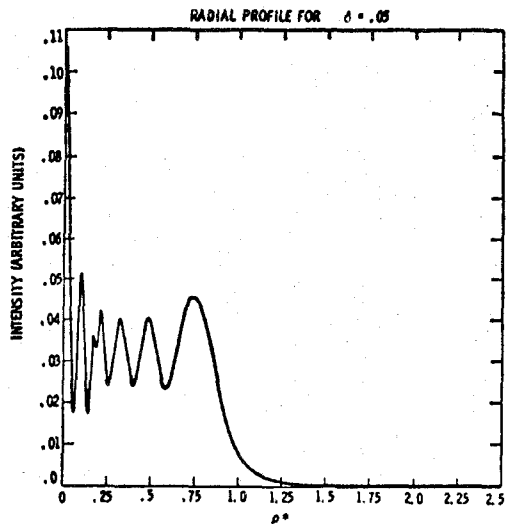
$$\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial \rho^*} \left(\rho^* \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho^*} \right) - 4\pi i F^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial F} = 0 \quad (7-33)$$

入射ビームを表わす (7-29) 式は次のようになる。

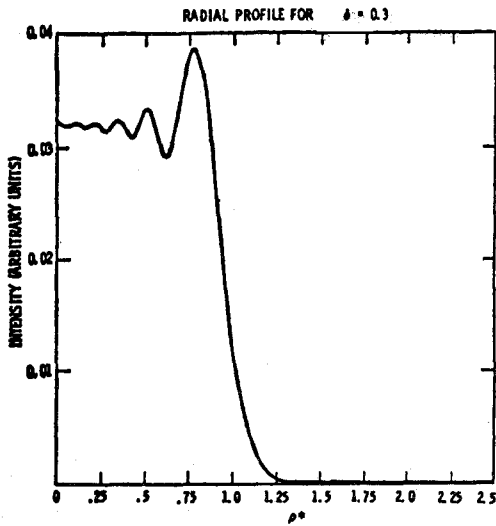
$$f(\rho^*) = \frac{1}{1 + e^{(\rho^{*-1})/0.1\delta}} \quad (7-34)$$

ここで $\delta = 10(d/a)$ である。ハードアパチャーの場合は (7-34) 式でたとえば $\delta = 0.05$ のように小さい値を採用する事により議論できる。第7-31図には $F=11$ の場合のハードアパチャーによる回折パターンの結果を示す。第7-32図には同じフレネル数に対しソフトアパチャー ($\delta = 0.3$) の時に得られるパターンを示す。半径方向の強度分布に大きな差があることがわかる。

次にソフトアパチャーの効果を定量的に議論するためにフリンジの山と谷の比をはかりその中から最も大きいものを選び、それを入射強度で割ったものを描くと、第7-33図のようになる。この図は5種類のアパチャーに対する平面波の回折を調べたもので、横軸にフレネル数、縦軸にフリンジの相対強度を取っている。 δ が 0.5 まで大きくなると殆んどフリンジの強弱はなくなることがわかる。このグラフ

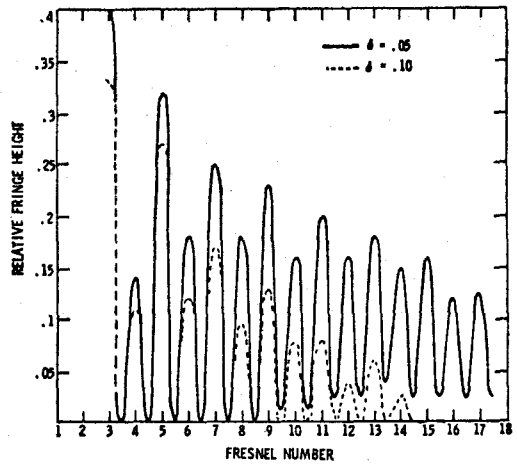


第7-31図 ハードアパチャー ($\delta = 0.05$) による回折パターン
フレネル数 11

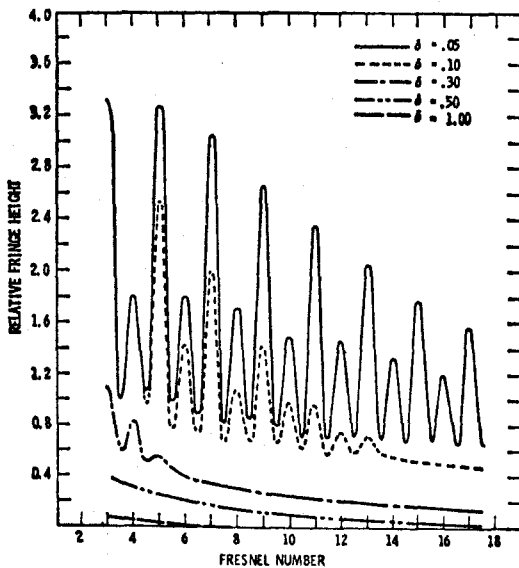


第7-32図 ソフトアパチャー ($\delta=0.3$) による回折パターン。
フレネル数11

から回折フリンジを取り除くのに必要な δ を決定できる。第7-34図は同様入射ビームをガウス形とし強度1%の所をアパチャーでカットした時のものである。このような場合はハードなアパチャーに対してもずいぶんフリンジ強度比は弱くなることわがる。



第7-34図 ガウス形ビームの強度比1%の所を2種類のアパチャーにより切った時のフリンジ強度比



第7-33図 種々のアパチャーについてのフリンジ強度比 (平面波の場合)

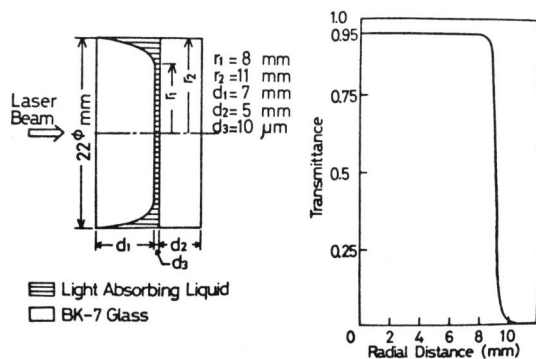
以上のことから apodization δ を増してゆくとフリンジの振動が減衰し、フレネル回折が生じなくなることがわかった。それと同時に透過エネルギーも減少してくる。大出力レーザーにソフトアパチャーを挿入する時には apodization と透過エネルギーの両者の兼ね合いにより最適の δ を決定する必要がある。

(3) 吸収体を用いたソフトアパチャーの製作

ソフトアパチャーは写真フィルムを用いた場合には、割合手軽に製作できる。¹⁴⁾ しかしレーザー損傷閾値が極めて低く ($\sim 40 \text{ mJ/cm}^2$) 現実には大出力レーザーには適さない。¹⁵⁾ 一方凸レンズと平板を組み合わせ、間に吸収体を入れる形式のものが報告された。¹⁶⁾ このタイプは損傷閾値が 1 J/cm^2 とかな

り高く、¹⁵⁾手軽に製作できるが、凸レンズを用いているため前節の Apodization δ が非常に大きくなり、結果として透過エネルギーが極めて小さいものになってしまう。

第 7-35 図に筆者等が考案した形のものを示す。諸寸法は図中に入れてある。凸レンズの代わりに図のような形をしたものを用いた。吸収体は NDL 112 をクロロベンゼンにとかし (吸収係数 25 cm^{-1}) たものを用い、屈折率の整合をはかった。半径方向の透過率を第 7-35 図 (b) に示す。この透過曲線による光損失は 15% にすぎない。このソフトアパチ

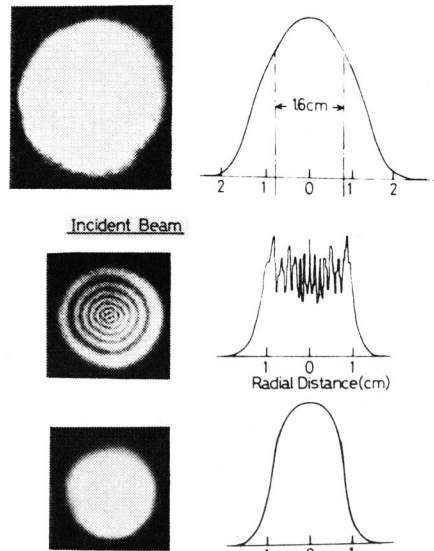


第 7-35 図 (a) 吸収色素を用いたソフトアパチャー
(b) 透過率曲線

ャーを用いて回折の効果を調べた結果を第 7-36 図に示す。入射ビームは (a) のようなガウス型をしている。このビームの直径 1.6 cm に相当するハードアパチャーによる回折パターンが (b) 図である。(アパチャー、スクリーン間距離 10 m) (c) 図は試作のソフトアパチャーによる回折パターンには全く回折によるフリンジを生じていないことがわかる。

(4) むすび

フレネル回折によるビームパターンの歪みはセルフトラッピングを引き起こし、ガラス媒質の損傷を



第 7-36 図 試作ソフトアパチャーによる回折パターン
(a) 入射レーザー光
(b) ハードアパチャーから 10 m の所のパターン
(c) 試作のソフトアパチャーから 10 m の所のパターン

導びくのみならず、ターゲットでのレンズによる集光を悪くする。

筆者等はこれを除くため、非球面レンズと吸収体を組み合わせたソフトアパチャーを開発した。これはレーザー損傷閾値も高く光透過エネルギーも従来のものに比較し大きく取れる長所を持っている。欠点は色素吸収体を用いているため長時間 (数時間以上) の使用には不安定である。この点は色素を循環することで解決できると考えられる。また現在レンズの非球面部の形状に関しては最適の研磨になっておらず、この点さらに改良の余地がある。

7.4.5 まとめ

この節で得られた知見を以下に示す。

- (1) 主増幅器、ブースター増幅器用の大入力フラ

ッシュランプの回路の最適設計を行なった。

(2) フラッシュランプの爆発破壊について考察した。特にレーザーヘッド内における多数ランプの同時点火はしばしば非常に低い電気入力で破壊を生じたが、

これは音響波ショックの重なりのためと考えられる。

(3) 光アイソレーターとして、ユニガイドスリット、ファラデーローテーターを開発した。ファラデーローテーターはThin Film Polarizerを用いたので大口径(6cm ϕ)のものが製作可能であった。Extinction Ratioは20dB以上であった。

(4) フレネル回折防止用に非球面レンズと吸収体を組み合わせたソフトアパチャーを開発した。エネルギー透過率が75%と高く、しかも10m離れた点でガウス型ビームに対し殆んどフリッジなしのパターンを作ることができた。

§7.5 結 論

筆者が現在までに行なってきた、核融合プラズマ生成用の大出力ガラスレーザー装置についてのべた。

以上のべた問題点の他にレーザー装置としての問題点がある。たとえばレーザーガラスの非線形屈折率 n_2 の値と単位面積当りのレーザーパワー I はビームの性能を大きく支配する。媒質長を l とした時 $k \int n_2 I dl$ が4~5を越えると波面の位相の変化率が大きくなり、レンズで十分集光できなくなる問題点が最近云われている。こういった問題点はレーザーパワーをさらに増大させる時の大きな問題点である。

核融合によるエネルギー発生はプラズマ密度の2乗に比例するためTargetを圧縮すれば、その発生効率は極めてよくなる。Targetを 10^4 にまでレーザー光により圧縮すればBreak Even Point(レーザーエネルギーと核融合で発生したエネルギーが等しくなる点)に必要なレーザーエネルギーは計算機上で10KJ前後といわれている。現在のレーザー装置をさらに多ビーム化し、媒質における非線形効果を極力抑えながら合計の出力を10KJにまで上昇させる必要がある。

(参考文献)

1. C.G. Young, J.W. Kantorski and E.O. Dixon : J. Appl. Phys. **37** 4319 (1966)
2. G. Charatis et al : IAEA Preprint CN-33/F 1 Tokyo (1974)
3. C. Yamanaka, T. Sasaki et al : "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" edited by H.J. Schwartz and H. Hora **3B** (1974), Plenum.
4. K. Yoshida, T. Sasaki, C. Yamanaka et al : Technol. Repts. Osaka Uni. **24** 83 (1974)
5. J.B. Trenholme : NRL Momo. Repts. 2480 (1972)
6. J.P. Markienicz and J.L. Emmett : IEEE J. Quant. Elect. **QE-2** 707 (1966)
7. ILC Co. Technical Bulletin No.5
8. J. Moffat Jr. : ILC Report R-ILC-73-8 April (1973)
9. R.C. Elton : Plasma Phys. **6** 401 (1964)
10. C. Yamanaka et al : Phys. Rev. **A6** 2335 (1972)
11. A. J. Campillo et al : Appl. Phys. Letters **23** 85 (1973)
12. J.A. Fleck et al : Appl. Phys. Letters **22** 467 (1973)
13. G.R. Hadley : IEEE J. Quant. Elect. **QE-10** 603 (1974)
14. A. J. Campillo et al : Opt. Commun. **10** 313 (1974)
15. V.R. Costich and B.C. Johnson : Laser Focus, Septem. **43**, (1974)
16. L.L.L. Fusion Program Semiannual Repts. Jan.~ June (1973)

第 8 章 Nd^{3+} : 無機液体レーザーの研究

§ 8.1 まえがき

無機液体レーザーは Nd^{3+} イオンを発光中心とする数多くのレーザーの中で新しく開発されたものの 1 つである。

1966年 A.Heller が $\text{SeOCl}_2 : \text{Nd}^{3+}$ レーザーを最初に発振させた。¹⁾ 続いて E.J.Schmitschek 等が 1968年, 溶媒に POCl_3 を用いて発振に成功した。²⁾ $\text{SeOCl}_2, \text{POCl}_3$ を溶媒とするこのレーザーはスペクトルのみれば, YAG や CaWO_4 を中心とする結晶グループと, 数多くの種類のガラスレーザーの中間的特性を示すものである。従ってガラスレーザーよりも大きな誘導放出断面積を持つ故に高効率であり, また液体である故に YAG 等の結晶と異なり極めて大型のレーザーの製作が可能である。こういう特性を備えているため, 大出力レーザーに用いる事が考えられる。筆者は, 液体レーザーの持つ, 誘導放出断面積, 下準位レベルの緩和時間等レーザーパラメーターの測定を行った。次にこれ等パラメーターを用いて, 増幅特性の解析を行なった。また, 大型の液体レーザーを製作し, 増幅実験を行ない理論値との比較を行なった。液体レーザーは, 大出力化を行なった場合に, 液中における非線形効果が問題となる。このためモードロックパルスを用い誘導ラマン散乱, 非線形屈折率 n_2 の測定を行ない, 大出力レーザーへの可能性を検討した。

§ 8.2 無機液体レーザーの特性

8.2.1 レーザー媒質

無機液体レーザーの溶媒として要求される条件は次のものである。

(1) Nd^{3+} イオンの周囲分子が規則的な配列をしており, 不規則な擾乱からイオンを保護する。これは分子が強い極性を示すことを意味する。

(2) 分子振動による励起イオンのエネルギー損失を防ぐために分子の基本振動数が低い。

(3) イオン塩の溶解度が高い。即ち溶媒の誘電率が高い。

(4) 活性イオンの吸収波長域, 発光波長域で透明である。

以上の条件をすべて満たされるものとして, $\text{SeOCl}_2, \text{POCl}_3$ が選び出された。第 8-1 表にその諸特性を示す。

第 8-1 表 無機液体レーザー溶媒の諸特性

	SeOCl_2	POCl_3
誘電率 ϵ	46	14
屈折率 n	1.651	1.478
沸点 $^{\circ}\text{C}$	114	105
粘性率 cP	12	5
密度 g/cm^3	2.5	1.8
基本振動数 cm^{-1}	955	1,215

Nd^{3+} イオンの溶解度を増すために溶媒を酸性にし, 安定性を高めるために Lewis 酸を上記の溶媒に加える。Lewis 酸としては $\text{SnCl}_4, \text{TiCl}_4, \text{ZrCl}_4$ 等が使用される。特に POCl_3 については Nd^{3+} イオンの溶解度は低く, 純粋な POCl_3 では十分なレーザーイオン濃度を得ることができず, Lewis 酸の助けが必要である。 POCl_3 に ZrCl_4 を用いた場合, レーザー溶液は $[\text{Nd}(\text{PO}_2\text{Cl}_2)_3]_m (\text{ZrCl}_4)_n$, (ただし $n \geq m$) と巨大分子になり, 非常に安定である。

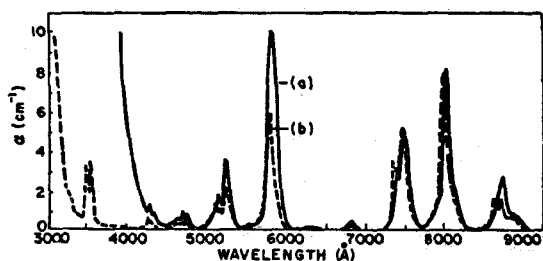
溶解度を増す方法としては, H_2O 分子を加える方法がある。水を加えると溶解度は非常に増す。³⁾ しかしこの場合 $\text{H}-\text{O}$ の振動準位は 3600 cm^{-1} で Nd^{3+} の ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ の 5640 cm^{-1} に近くな

り、エネルギー損失が非常に高くなるため、反応後蒸留による脱水、H compound の除去を行なわなければならない。

溶媒は2種共に反応性が強く、毒性、腐食性を有す。従って取扱いは充分の注意が必要である。SeOCl₂に較べ、POCl₃の方が毒性、腐食性が低く、また粘性度も1/2であるため取扱いやすい。

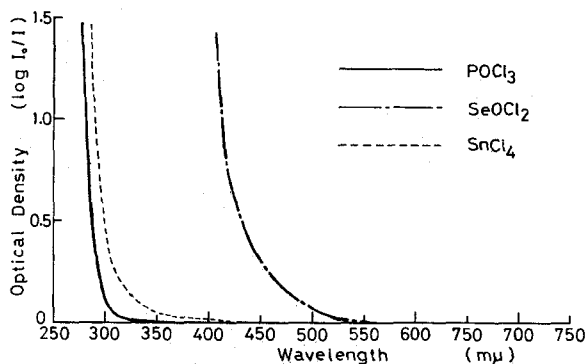
8.2.2 スペクトル特性

SeOCl₂とPOCl₃溶媒の吸収スペクトルを第8-1図に示す。POCl₃の方が全体的に短波長側にシフトしている。吸収強度を比較すると⁴I_{9/2} → ⁴G_{7/2} (~5800 Å) の主要励起遷移、⁴I_{9/2} → ⁴F_{3/2} (~8800 Å) の共鳴遷移、共にSeOCl₂が勝っている。実際のレーザー素子として見た場合、スペクトル全体の励起を考慮する必要があり単純にSeOCl₂が良いとは云えない。すなわち第8-1図で



第8-1図 0.3M/l Nd³⁺溶液中の吸収スペクトル (300°K)
(a) SeOCl₂
(b) POCl₃

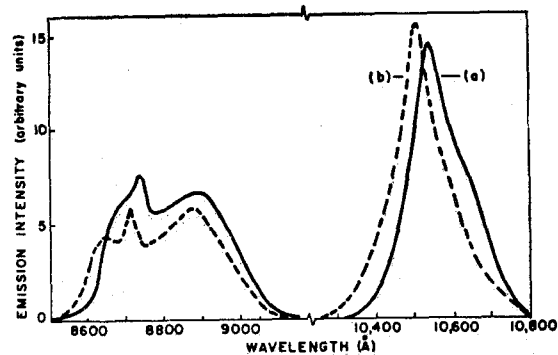
も分るようにSeOCl₂にかした場合には4000 Å近傍で非常に大きな吸収が生じているが、これはNd³⁺イオンによる吸収ではない。これは第8-2図に溶媒のみの吸収スペクトルを示す如く、SeOCl₂自身の吸収によるものであって、レーザー発振には寄与しない。POCl₃は3000 Å位まで透明であるからNd³⁺イオンの3500 Åの吸収が利用できる。実際上のレーザーセルについて吸収による励起



第8-2図 溶媒の吸収特性

光の減衰を考えた時には主要励起遷移における吸収強度の差はさほど効果がなく、結局全スペクトルについて計算した場合にはPOCl₃の方が吸収エネルギーは高くなる。³⁾

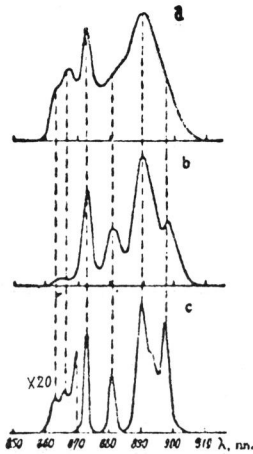
吸収スペクトルと同様に蛍光スペクトルもPOCl₃の方が短波長側にある。³⁾ (第8-3図)⁴F_{3/2} - ⁴I_{1/2} (1.06 μ)のレーザー遷移では蛍光のピー



第8-3図 蛍光スペクトル (a) SeOCl₂ (300°K) (b) POCl₃

クはPOCl₃で1.053 μ, SeOCl₂で1.056 μである。レーザー遷移の蛍光強度は吸収スペクトルと反対にPOCl₃の方が強い。従ってレーザー発振に対してはPOCl₃の方が効率が高いと云える。第

8-3図は室温におけるスペクトルであり、スペクトルの微細構造は表われていない。媒質を低温で固体状にして蛍光スペクトルを測定したのが、第8-4図である。(a)は室温、(b)は急冷して4.2°Kにし

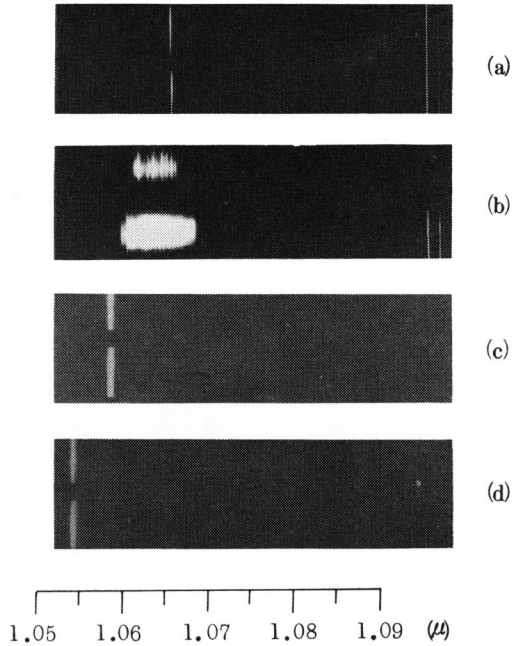


第8-4図 POCl_2 溶液中の Nd^{3+} の蛍光スペクトル
(a) 300°K
(b), (c) 4.2°K

た場合である。(a), (b), (c)を較べた時、蛍光線の広がりのみ差が生じ、ピーク波長は不変のままである。(b)では分子配列が不整いのまま凝固し、(c)では分子配列が結晶状になっていると考えられるから、 POCl_3 中での Nd^{3+} のスペクトルは結晶中と同じ位細いと云える。また蛍光波長が不変である事から溶媒中の Nd^{3+} は complex compound を形成しており周囲の電場の影響から保護されていると考えられる。この compound と囲りの分子の熱振動、拡散速度の差が蛍光線の広がりを与えている。溶媒の結合体からなる complex compound は非常に安定であることが示された。⁴⁾

以上のことから液体レーザーは結晶体母体と固溶体母体の中間的な性質を有すると云える。これは母体自体の性質から当然予測できる結果であり、この性質は他のレーザー特性についても同じことが云え

る。従って無機液体レーザーはガラスレーザーと YAG, YAlO_3 レーザーの中間的な特性を有する。第8-5図に比較のためこれ等レーザーのノーマル発振スペクトルを示した。



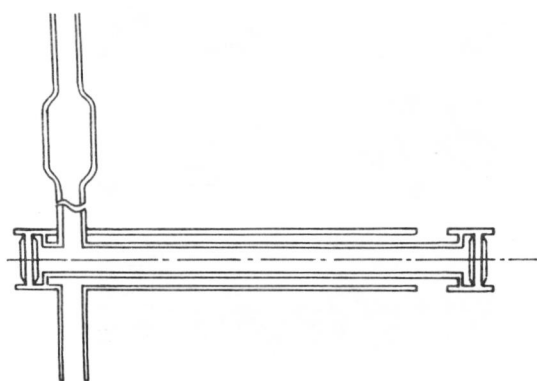
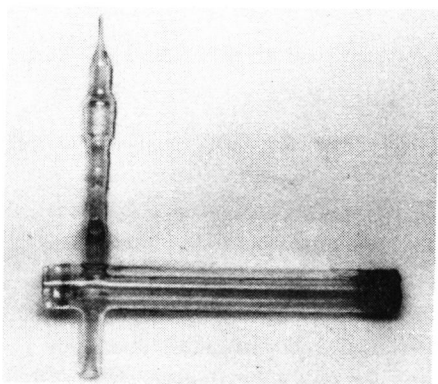
第8-5図 各種 Nd^{3+} レーザーのノーマル発振スペクトル
(a) YAG (b) ガラス (c) SeOCl_2 (d) POCl_3
(1.063 μ) (1.062 μ) (1.056 μ) (1.053 μ)

8.2.3 発振特性

ここでは $\text{Nd}^{3+} : \text{POCl}_3$ レーザーのノーマル発振、Qスイッチ発振特性について述べる。

(1) レーザーセル

無機液体レーザーは有毒、腐食性が強いという性質を持っている上、水によるレーザー特性の劣化が激しいという理由から、外気との完全な遮断が至上の要求となっている。このため種々のタイプのセルを製作したが、最終的に第8-6図に示すような構造のものを用いた。二重管セル、窓板共に石英製である。セル端面窓は融着しているが、その際窓板が



第8-6図 レーザーセル
(内径8mm,長さ150mm)

熱によりだれないような断面構造となっている。レーザー媒質は封じ込めになっており、ポンピング時の膨張を逃げるため空気溜をつけた。このタイプのセルは現在までの所、全く満足できる性能を示しており、内径8mm、セル長150mmと300mmの2種を有する。この構造により、従来のガラス等の固体レーザーロッドと同等のハウスその他の装置が使用可能となった。現在では全く1本のロッドとして取扱っている。

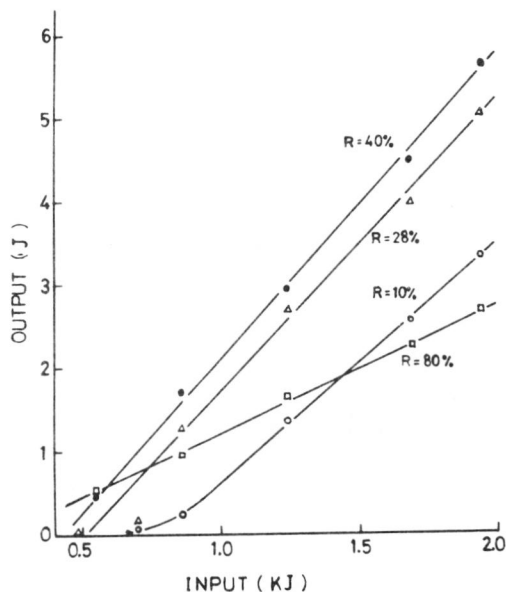
フラッシュランプの紫外光は媒質中で熱になり、熱歪をもたらすため、紫外光カットのため NaNO_2 の約 0.2 Mol/l の水溶液を冷却と兼用して流した。 NaNO_2 液は約 $3,500 \text{ \AA}$ より短い光をカットした。

以下の実験では、レーザー媒質に 0.3 Mol/l

($1.8 \times 10^{20} \text{ケ/cc}$)の Nd^{3+} 濃度をもつ $\text{POCl}_3 : \text{ZrCl}_4$ を用いた。

(2) ノーマル発振特性

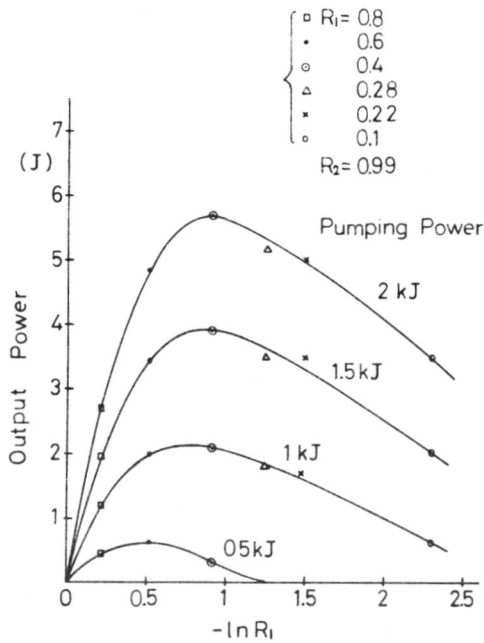
第8-7図にノーマル発振時における出力特性の一例を示す。使用セルは内径 8 mm ϕ ,長さ150mm



第8-7図 $\text{Nd}^{3+} : \text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ のノーマル発振特性

のもの、またレーザーヘッドはXeランプ(直管)2本をステンレス薄板で密閉形につつんだ構造のものであった。 $C = 350 \mu\text{F}$, $L = 250 \mu\text{H}$, ランプの発光半値幅 $400 \mu\text{s}$ である。出力はTRG 107 themopileで測定した。共振器長は40cm, また出力側のミラーを10~80%の範囲でかえた。

入力エネルギーをパラメーターにして反射率の対数と出力の関係に書き換えたのが第8-8図である。これから $\sim 2 \text{ KJ}$ 入力に対する最適ミラー反射率は30~40%と低い。これは POCl_3 レーザーの誘導放出断面積 σ がガラスに較べて、1桁大であることに関係している。すなわち大きな σ は POCl_3 レ

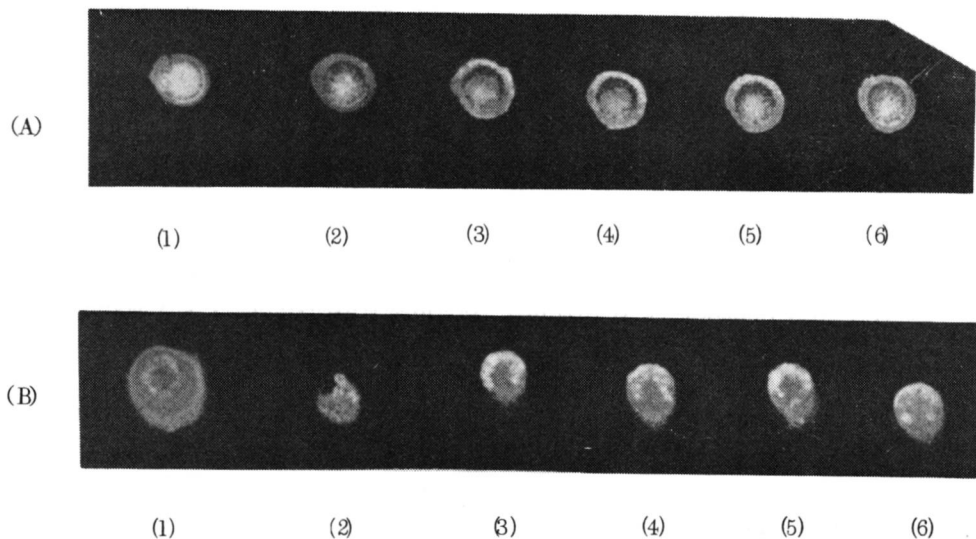


第8-8図 ミラー反射率対出力の関係
(ノーマル発振)

レーザーの1往復利得を大きなものとしており、そのため最適反射率は30~40%と低い値となるのである。

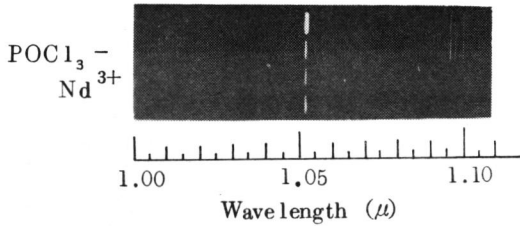
第8-9図は繰返し間隔40秒で得たノーマル発振のDirect Patternを示す。(A)は出力側ミラー($R=30\%$)より10cmの所、(B)は100cmの所である。入力は1.9kJである。これ以上速い繰返しで行なうとパターンに再現性がなくなり、リング状の発振パターンとなり、ついに発振は停止する。位置100cmの所では回折のためにわかりにくくなっているが、10cmの所では、はっきり分るように、パターンは細いフィラメント状発振をしている。この現象は液体において、しばしば見られるSelf-Trappingの現象と考えられる。⁵⁾

$\text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ のノーマル発振波長を測定すると、第8-10図のように 1.053μ となった。これをマイクロフォトメーターにかけたものが第8-

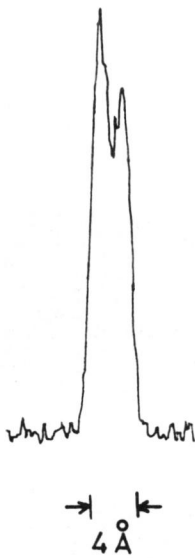


第8-9図 ノーマル発振のDirect Pattern
(A) ミラーより10cm, (B) ミラーより100cm

11図である。大体4~6 Åになっており、ガラスレーザーの~100 Å, YAGレーザーの1~2 Åの中間的な値を示している。



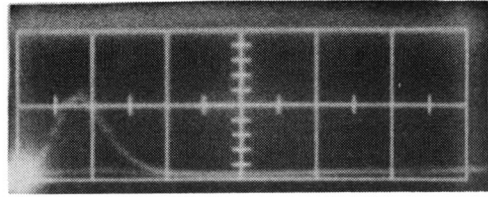
第8-10図 POCl₃ レーザーのノーマル発振スペクトル
(右端の3本の線は水銀光)



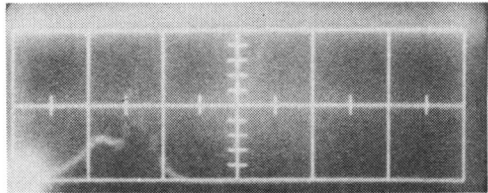
第8-11図 POCl₃ レーザーノーマル発振スペクトル

(3) Qスイッチ発振特性

Qスイッチは25,000 rpmの回転プリズムと固定ミラーによる倍角方式で行なった。レーザーハウスは前述のものと同じである。第8-12図にQスイッチパルス波形を示す。励起入力が高い場合、出力



(a)



(b)

第8-12図 Nd³⁺:POCl₃·ZrCl₄ レーザー
Qスイッチ波形 20 ns/div

- (a) 通常の場合
- (b) 異常Qスイッチング

波形が(b)のようにパルス半値幅20 nsの波形の上に4~5 nsの非常に鋭いパルスが発生する事があった。このような現象はガラス、ルビー等の固体レーザーでは観測されていない。この理由として考えられるのは、媒質が全体としてQスイッチ発振すると同時に、部分的に非常に鋭いQスイッチがかかり、その部分が filament 状に近い発振をしているということである。この現象は液体レーザーに特異な現象である。

Qスイッチ発振出力は10 MW以上のものが容易に得られた。励起を強くしてゆき、出力が40 MW以上位になると共振器内の高電界のために、回転プリズム、反射ミラー等の損傷が観測された。しかし媒質の損傷、劣化は見られず、高出力の場合における液体媒質の長所が示された。

§ 8.3 レーザーパラメーターの測定

8.3.1 まえがき

前節で液体レーザーの発振特性を現象論的にのべたが、モデルを組み立てて、Qスイッチパルスあるいは増幅のふるまい等を解析するような場合には、レーザーの諸パラメーターをまず測定する必要がある。この章では POCl_3 無機液体レーザーの蛍光寿命 τ 、損失係数 γ 、誘導放出断面積 σ_{32} 、レーザーターミナルレベルの寿命 τ_{21} 等測定した結果についてのべる。

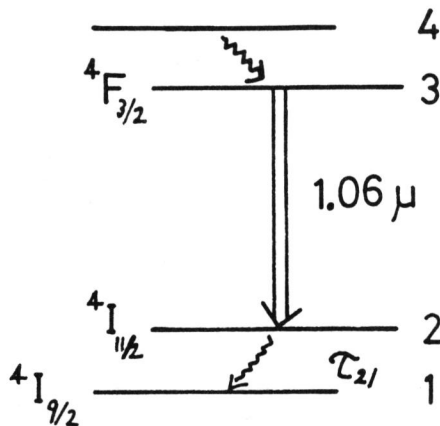
τ はレーザー上準位に貯わえられるエネルギー量のめやすになるし、 γ は特に液体レーザーでは、不純物、散乱物の量を知る上で重要である。 σ_{32} は最大利得、最大出力、Saturation Flux 等を大きく決定する。 τ_{21} は大出力レーザーシステム特に高出力、短パルスレーザーの場合に大きな影響を与えるものである。媒質は 0.3 Mol/l の $\text{Nd}^{3+}:\text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ を用いた。

8.3.2 蛍光寿命

第8-13図のような4準位レーザーエネルギー図を考える。レーザー準位の励起イオン数の緩和は

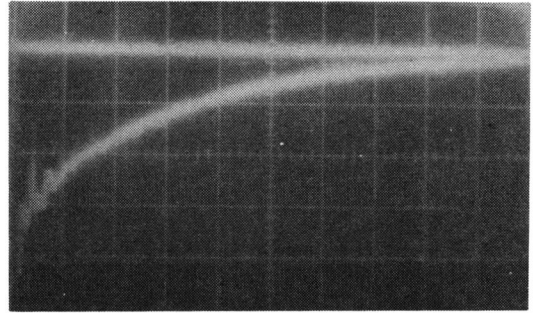
$$n_3 = n_0(t_0) \exp(-t/\tau) \quad (8-1)$$

で表わされる。 n_3 はレーザー準位からの自然放出の



第8-13図 Nd^{3+} イオンのエネルギーレベル図

蛍光強度に比例するから、蛍光強度の時間的変化より τ を測定できる。第8-14図は半値幅 $5 \mu\text{s}$ の Xe ランプで励起を行なった時の蛍光を示す。これより $\tau = 300 \mu\text{s}$ となる。



第8-14図 蛍光強度の時間変化 $100 \mu\text{s/div}$

8.3.3 損失係数の測定

損失としては、不純物による散乱、吸収、媒質の光学的歪みがある。液体レーザーの場合、作製中の蒸留、純化不十分のための不純物が大きく作用する。反応性、特に H_2O 分子との反応性は非常に高く、また H_2O 分子が 1.06μ を強く吸収し損失が増える。

レーザー発振の条件は

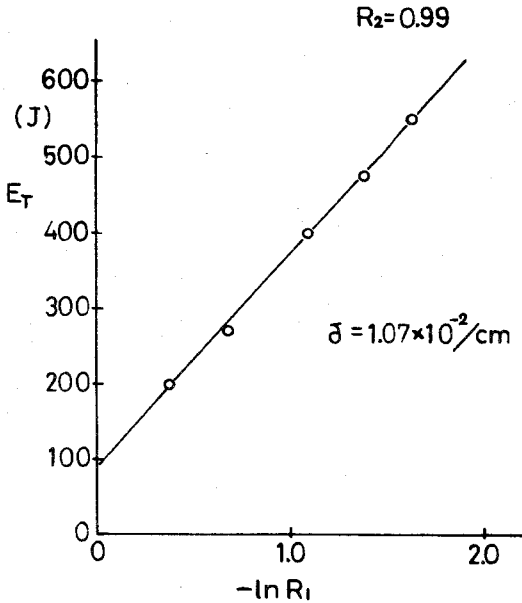
$$R_1 R_2 \exp 2(\sigma_{32} N_T - \gamma) l = 1 \quad (8-2)$$

ここで R_1, R_2 は共振器のミラーの反射率、 N_T は発振閾値でのレーザー準位のイオン密度、 l は媒質長。 N_T は入力エネルギー E_{th} に比例するとすると(8-2)式から閾値における E_{th} と γ の関係式

$$E_{th} = E_{t0} \left(\frac{1}{2\gamma l} \ln \frac{1}{R_1 R_2} + 1 \right) \quad (8-3)$$

を得る。⁶⁾ ここで E_{t0} は $R_1 = R_2 = 1$ 即ち出力0の場合の入力エネルギーである。(8-3)式から $R_1 R_2$ をパラメーターにして E_{th} を測定し、 $E_{th} \propto -\ln$

$R_1 R_2$ の比例定数から γ を求める。第8-15図に R_1 に対する E_{th} の実験結果を示す。ここで $R_2 = 0.99$ に固定した。 γ 算出において、レーザーセルの端面反射は損失となるので、石英の反射率を4%として



第8-15図 損失係数測定

(8-3) 式の $R_1 R_2$ を $(0.96)^2 \cdot R_1 R_2$ と置きかえた。結果は $E_{t0} = 90 \text{ J}$, $\gamma = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{-2} / \text{cm}$ が得られた。この値は Samelson 等が得た値とほぼ一致している。⁷⁾ 筆者がガラス等で得た値よりも5倍ほど、液体レーザーでは損失係数が大きい。これはやはり媒質中に根本的に散乱体のようなものが存在しているためと考えられ、この点ではガラスレーザーよりも現時点では劣るようである。

8.3.4 誘導放出断面積 σ_{32} の測定

(1) まえがき

レーザー媒質の σ_{32} の測定方法としては次の3つがあげられる。

(A) $4I_{9/2} \rightarrow 4F_{3/2}$ の吸収断面積を分光学的に測定することから $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ の放出断面積 σ_{32} を計算する。⁸⁾ この方法は一般的であるが、吸収を測

定しているが故に放出断面積算出時に縮退度を仮定しなければ求まらない。

(B) 媒質の温度を上げ、 $4I_{11/2}$ (ターミナルレベル) のイオン分布数を多くし、 $4I_{11/2} \rightarrow 4F_{3/2}$ の吸収断面積から σ_{32} を算出する。これは本質的には(1)と同じ方法である。⁹⁾

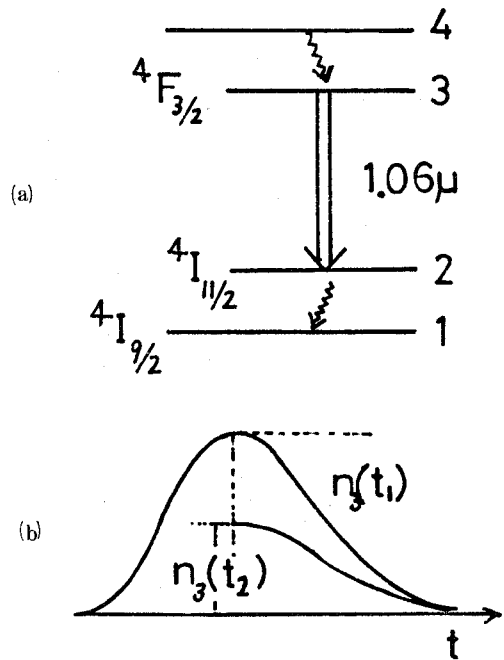
(C) レーザー動作中のレーザー準位からの蛍光強度の変化より σ_{32} を求める。

(C) の蛍光変化の測定法は Grigoryants 等によって提案された方法であり、¹⁰⁾ 縮退度を仮定する必要がなく、直接測定から求めることができる点がすぐれている。

無機液体レーザーの σ_{32} と次節にのべるターミナルレベルの寿命 τ_{21} は今までにまだ測定されていなかったため、(C) の方法を用いて測定した。以下にその方法を述べる。

(2) 理論

第8-16図にエネルギー準位と蛍光の時間的変化を示す。完全4準位のレーザーにおいてQスイッチ



第8-16図 4準位レベルと $n_3(t)$ の変化

チ動作中のポンピング効果，自然放出の効果は無視できるので，レーザー準位の rate 方程式は

$$\frac{dn_{32}}{dt} = -\sigma_{32} I(t) n_3(t) \quad (8-4)$$

となる。Qスイッチパルスの開始時，終了時を各々 t_1, t_2 とすると

$$n_3(t_2) = n_3(t_1) \exp \left\{ -\sigma_{32} \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt \right\} \quad (8-5)$$

が得られる。ここで $I(t)$ は光束密度である。出力を E_{em} ，出力側ミラーの反射率を R ，媒質断面積を S とすると

$$\int_{t_1}^{t_2} I(t) dt = \frac{1+R}{1-R} \cdot \frac{E_{em}}{h\nu S} \quad (8-6)$$

となり，結局

$$\sigma_{32} = \frac{h\nu S}{E_{em}} \cdot \frac{1-R}{1+R} \cdot \ln \frac{n_3(t_1)}{n_3(t_2)} \quad (8-7)$$

$n_3(t)$ はレーザーレベルの蛍光強度に比例するから， t_1 と t_2 の密度比は蛍光強度比 α に置換できる。従って E_{em} と α を測定すれば σ_{32} が求まる。

上の理論は媒質のスペクトルの広がり均一と仮定して進めたが，もし不均一の場合には，hole burning が生じ，測定される蛍光はある平均値となり， σ_{32} の測定値に影響を与える。¹¹⁾ イオン線の形を定める関数と媒質のスペクトル幅を導入して (8-4) 式をかきかえると

$$\frac{\partial n_3(\nu, t)}{\partial t} = -n_3(\nu, t) I(t) \sigma_i f(\nu, \nu_0) \quad (8-8)$$

ここで f はイオン線の関数 ($f(\nu_0, \nu_0) = 1$)， σ_i は $\nu = \nu_0$ での誘導放出断面積。

発振時における全光子数を $Q = \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt$ とお

くと，

$$\frac{n_3(t_2)}{n_3(t_1)} = \int_0^\infty g(\nu, \nu_0) \exp \left\{ -\sigma_i f(\nu, \nu_0) Q \right\} d\nu \quad (8-9)$$

の形に分布密度比は表わされる。ここで g は $\nu = \nu_0$ に中心を持つスペクトル分布を示す関数である。

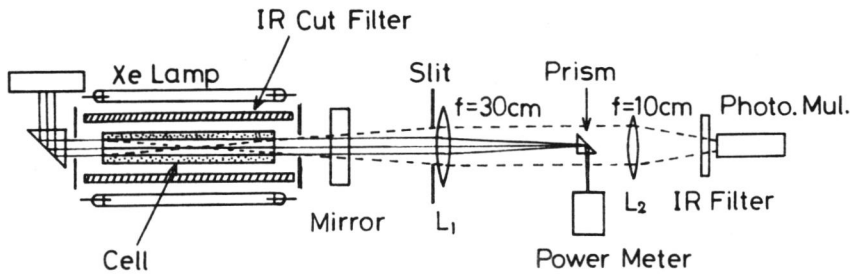
(8-9) 式から $\int_0^\infty g(\nu, \nu_0) d\nu = 1$ ， $\overline{\sigma_i f(\nu, \nu_0)}$ を平均定理から σ_{eff} とすると

$$\frac{n_3(t_2)}{n_3(t_1)} = \exp(-\sigma_{eff} Q) \quad (8-10)$$

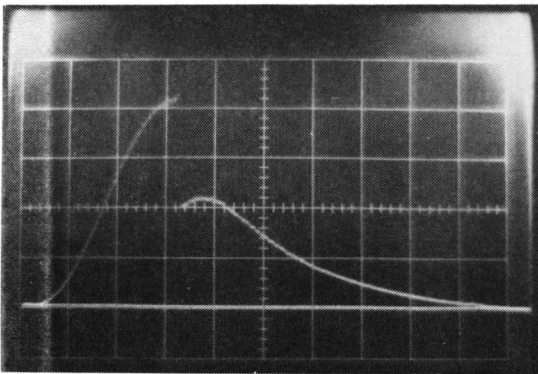
となる。 σ_{eff} は分布密度比から求まる実効値で，一般に媒質と信号の特性で変わる。即ち発振スペクトル幅と媒質のスペクトルの不均一性の度合いにより σ_{eff} は蛍光強度変化の量を定める Q の関数となる。例えば，不均一な広がりをもつ媒質では信号入射に伴ない hole burning が生じ，蛍光スペクトルに不均衡が生じる。しかしレーザー発振に寄与しないスペクトル部からの蛍光が測定される蛍光強度変化量を小さくする。即ち σ_{eff} の値が低下する。従って σ_{32} の値は $Q \rightarrow 0$ (出力 0) の時の値を見なければならぬ。また Q と σ_{eff} の関係からスペクトルの不均一の度合いを知る事が出来る。

(3) 実験

蛍光変化法の測定装置図を第 8-17 図に示す。回転プリズム Q スイッチにより発振したレーザー光はレンズとプリズムを用いて TRG 107 thermopile に導びかれ， E_{em} が測定される。 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ のレーザー光と同軸方向の蛍光を測定するためにレンズで赤外光透過用フィルター (東芝 IRD 1-A) を通じて光電子増倍管 (RCA 7102) に入れる。Xe フラッシュランプからの 1μ 近傍の光を遮断するために赤外カットフィルター管をランプに巻きランプ光の影響を防いだ。測定された蛍光変化の 1 例を第 8-18 図に示す。この蛍光強度比から式 (8-7) を用いて得た実効的な誘導放出断面積 σ_{eff} を種々の



第 8-17 図 蛍光変化を用いた σ_{32} 測定装置



第 8-18 図 蛍光強度変化 ($200\mu\text{s}/\text{div}$)

出力に対して示したのが第 8-19 図である。このグラフから $\sigma_{32} \approx 8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ の値が得られた。

(4) 考察

蛍光変化法で得た $\text{Nd}^{3+}:\text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ レーザーの σ_{32} の値は Samelson 等が吸収スペクトルから得た値⁸⁾, F. Collier らが $^4I_{11/2}$ の吸収から得た値⁹⁾ と良く一致している。(8-7) 式ではレーザーは媒質全体で均一発振していると仮定した。しかし現実には均一でなく、そのため値を出すのに単に発振面積で平均している。しかも発振閾値近傍では特に均一発振は成立しにくく、このため微少出力の測定に誤差が生じやすい。第 8-18 図で $E_{em} \rightarrow 0$ の近くでデータが大きくばらついたのはそのためである。また実験上注意すべき点は、レーザー媒

質のうち、発振をしている部分からのみの蛍光を測定しなければならない事である。これもやはり誤差をまねく原因となる。

以上のような問題点はあるが、蛍光から直接 σ を求めることができる点は簡便であり、縮退度の仮定をする必要がない点も長所である。

8.3.5 ターミナルレベル $^4I_{11/2}$ の寿命 τ_{21} の測定

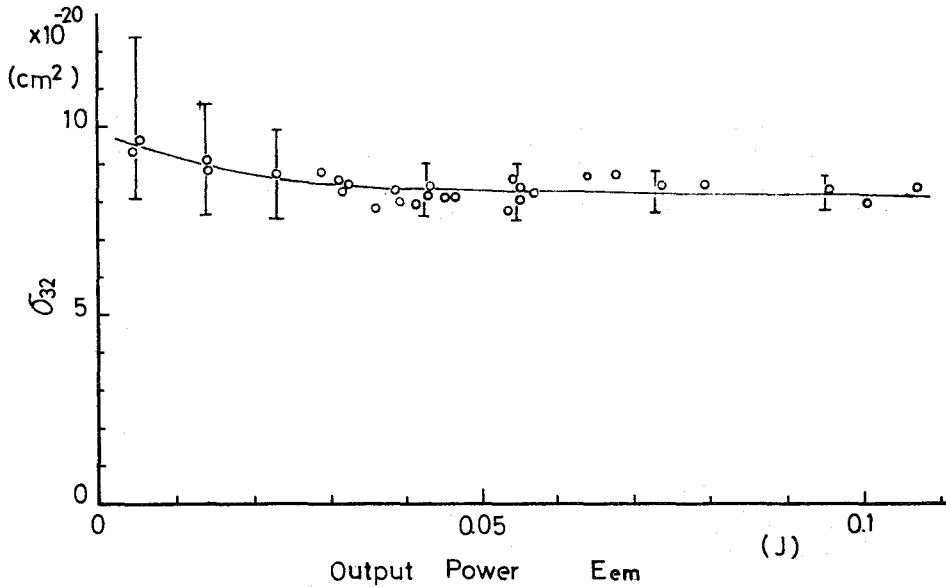
(1) まえがき

ターミナルレベルの寿命 τ_{21} の大きさは、レーザーが小出力の時には、問題にならない。すなわち小信号故に完全に四準位レーザーと見なせる。しかしレーザー出力が大きくなってくると、しかもレーザー信号が Q スイッチパルスのように短い時にはターミナルレベル τ_{21} 故にレーザーは三準位のようにふるまう。このため τ の大きさがどの程度であるか評価することは大出力レーザーを考える上で重要である。

(2) 理論

誘導放出断面積の測定に用いた蛍光変化法を利用して実験的に τ_{21} の値を評価する。¹²⁾ 今までの議論では完全四準位系 ($\tau_{21} = 0$) としていたが、ここでは τ_{21} が有限の値を持っているとする。液体レーザーはスペクトル的にみて均一とみなせるから Q スイッチパルスに対する n_3, n_2 の rate 方程式は

$$\frac{dn_3(t)}{dt} = -\sigma_{32} I(t) [n_3(t) - n_2(t)] \quad (8-11)$$



第8-19図 誘導放出断面積の決定

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = \sigma_{32} I(t) [n_3(t) - n_2(t)] - \frac{n_2(t)}{\tau_{21}} \quad (8-12)$$

$$b = \frac{T}{2\tau_{21}}$$

レーザーパルスが強度 I_0 、発振時間 T の矩形と仮定すると、

$$\frac{d^2 n_3(t)}{dt^2} + \left[2\sigma_{32} I_0 + \frac{1}{\tau_{21}} \right] \frac{dn_3(t)}{dt} + \frac{\sigma_{32}}{\tau_{21}} n_3(t) = 0 \quad (8-13)$$

となる。(8-13) 式を Q スイッチ開始時 t_1 で $n_3 = n_3(t_1)$ 、 $n_2(t_1) = 0$ の条件で解くと、

$$\begin{aligned} \frac{n_3(t_2)}{n_3(t_1)} &= \frac{1}{2\sqrt{a^2+b^2}} \left[(\sqrt{a^2+b^2}-b) \right. \\ &\times e^{-[(a+b)+\sqrt{a^2+b^2}]} \\ &\left. + (\sqrt{a^2+b^2}+b) e^{-[(a+b)-\sqrt{a^2+b^2}]} \right] \end{aligned} \quad (8-14)$$

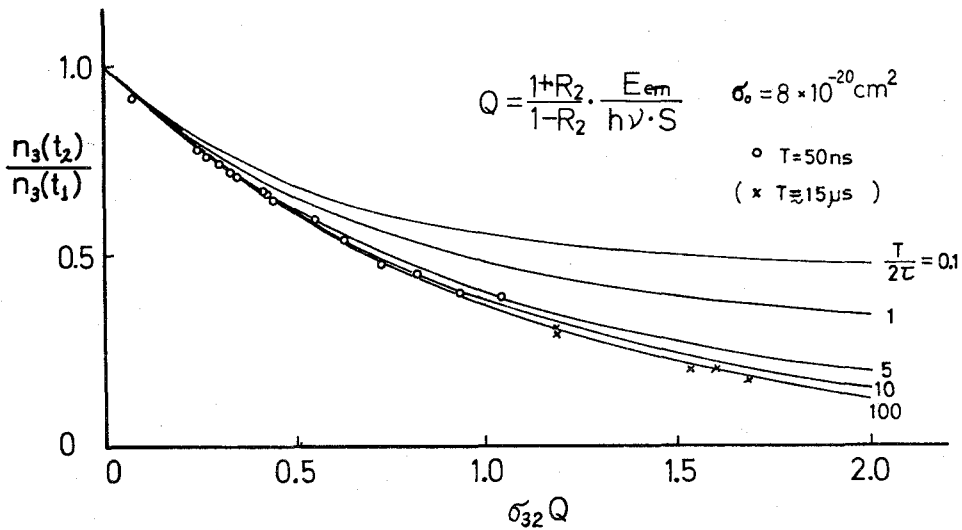
$$a = \sigma \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt = \sigma \cdot \frac{1+R}{1-R} \cdot \frac{E_{em}}{h\nu S}$$

が得られる。

蛍光変化と誘導放出の割合 σQ は $T/2\tau_{21}$ の関数となる。(8-14) 式から $b = T/2\tau_{21}$ をパラメータにした蛍光変化に対する σQ の計算結果を第8-20図に示す。これを見ると同一出力に対し短かいパルス程ターミナルレベルをイオンがみたす効果が強いため、 τ_{21} の効果が強く作用し、パルスが τ_{21} と同程度以下では3準位系として解析しなければならないことがわかる。

(3) 実験

τ_{21} の測定には σ_{32} の測定と同じ装置を用いた。(第8-17図) 回転プリズムにより $T = 50\text{ns}$ のパルスと、また共振器中の倍角用固定プリズムの方向を変えることによりノーマル発振に近い状態の $15\mu\text{s}$



第8-20図 $\sigma_{32} Q$ と $n_3(t_2)/n_3(t_1)$ の関係

持続するパルスの2つを用いて蛍光強度変化を測定した。測定結果は第8-20図に示す。50nsパルスは○印で、15 μ sパルスは×印で実験値を入れている。グラフより $\tau_{21} < 5$ nsの値が出た。

(4) 考察

理論式では均一発振矩形パルスの仮定を行なっているが、実験では常に均一発振の保証は得られず、パルス波形もQスイッチパルスはガウス形と見なした方がよく、ノーマル発振もCW発振でないため計算値との誤差が大きくなり τ_{21} の正確な決定はできなかった。 $\tau_{21} < 5$ nsの値は液体レーザーにおける緩和時間としてはそう矛盾した値とは思われない。(気体になればもっと長いと考えられる。)より正確な値を決定するには τ_{21} と同程度のパルス幅を持ったパルスで測定する必要がある。

§8.4 大出力化への応用¹³⁾

8.4.1 まえがき

前述の如く誘導放出断面積は $8 \times 10^{-20} / \text{cm}^2$ と約ガラスの4倍の値が得られた。この値はレーザー自身の効率の良さを示すものであり、増幅器として

考えた場合、魅力的なものである。ここでは、まず前節で得た、種々のパラメーターを用い、レーザー媒質の中で光がどのように増幅されるかを解析した。特にガラスレーザーとの比較も行なった。さらに大型の液体レーザー増幅器を製作し実験を行ない計算値との比較をした。増幅の計算、実験結果から、大出力レーザーへの指針を見出した。

8.4.2 計算

ガラスレーザーの章で用いた如く増幅の解析には以下のrate方程式を計算する。

光子束Iに対する変化は式(5-16)より

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c \{ \sigma_{32} [n_3(t) - n_2(t)] - \gamma \} I \quad (8-15)$$

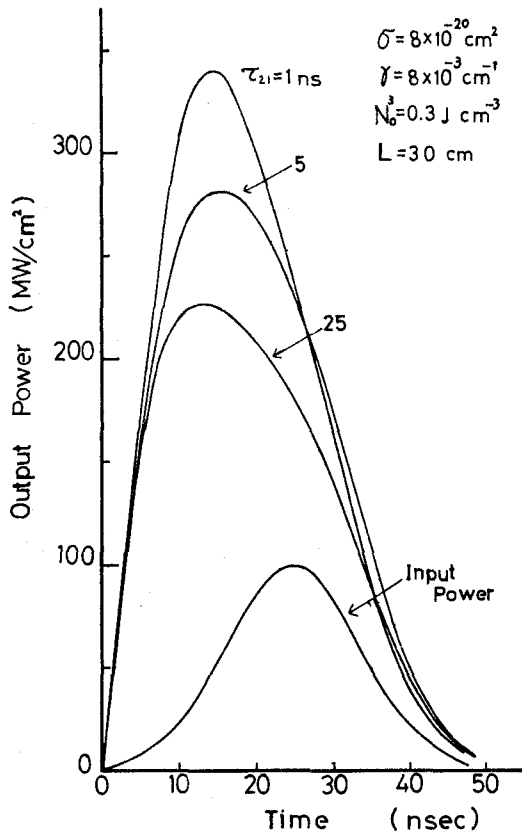
分布密度 n_3, n_2 に対する変化の式は(5-17)(5-18)より

$$\frac{dn_3(t)}{dt} = -\sigma_{32} I(t) [n_3(t) - n_2(t)] \quad (8-16)$$

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = \sigma_{32} I(t) [n_3(t) - n_2(t)] - n_2(t) / \tau_{21} \quad (8-17)$$

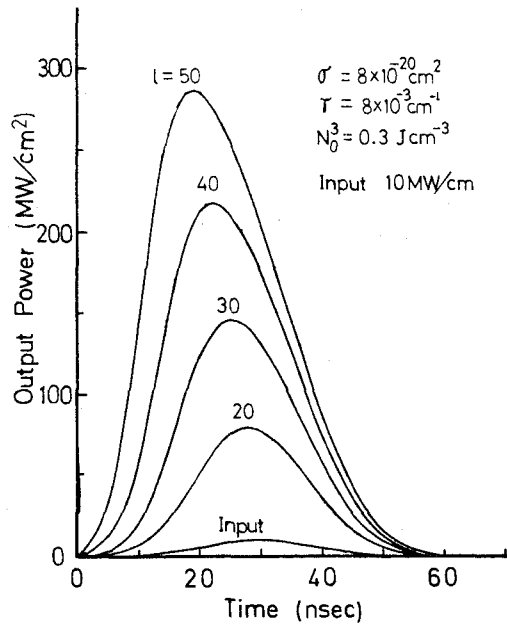
この偏微分方程式はガラスレーザーの場合と同じように差分法により計算機NEAC 2200を用いてとかれた。パラメーターには前節で求めた値を用いた。

第8-21図にはターミナルレベルの寿命 τ_{21} をパラメーターとした時の出力波形の変化を示す。入力波形は半値幅 20ns , ピーク値が 100MW/cm² の

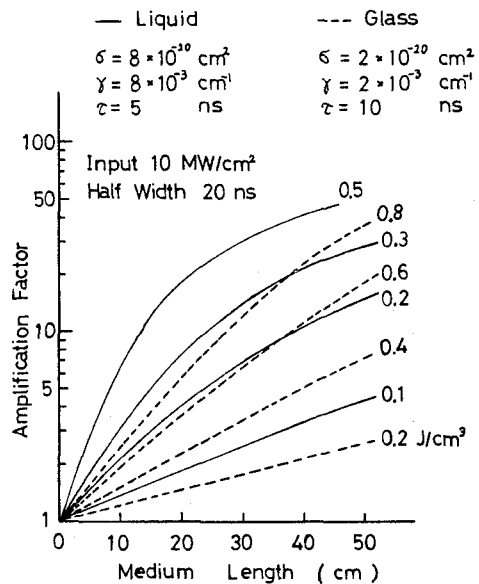


第8-21図 増幅波形に与える τ_{21} の影響

ガウス形信号である。これを見ると高出力レーザーの増幅には τ_{21} が大きく波形増幅率に作用することがわかる。前節の実験では $\tau_{21} < 5 \text{ ns}$ の値が得られたので、以下の計算では、 $\tau = 5 \text{ ns}$ として解いた。第8-22図は媒質長を変えた場合の波形変化である。入力波形には実際の実験と対応できるように半値幅



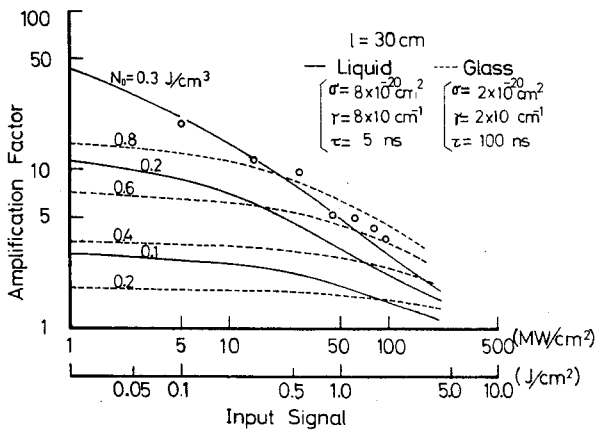
第8-22図 媒質長による波形変化



第8-23図 媒質長に対する増幅率

20ns , ピーク値 30MW/cm²を仮定した。また第8

—23 図には種々の n_3 の値をパラメーターとして媒質長に対する増幅率の変化を表わした。比較のためにガラスレーザーの場合も示した。入力波形は液体、ガラスいずれの場合もピーク値が $10\text{MW}/\text{cm}^2$ 、半値幅が 20ns のガウス形波形を仮定している。媒質長が $20\sim 30\text{cm}$ までの短い場合には、液体レーザーの方がはるかに低い蓄積エネルギーで十分増幅率が得られる事が分るのであろう。媒質長が長くなるとレーザー光は飽和をはじめる。第8-24図は飽和の効果をみるために横軸にレーザー入射強度、縦軸に増幅率をとったものである。この場合媒質長は 30cm にとった。同じくガラスレーザーの場合と比較している。これからもわかるように低い n_3 の分布密度でガラスレーザーと同じか、それ以上の増幅率が得られる。しかも媒質長は短かくてよい。しかし信号が大きくなってくると増幅率は飽和してくる。これは $\text{saturation flux } h\nu/\sigma$ を比較してみると、液体レーザーの場合で $0.424\text{J}/\text{cm}^2$ 、ガラスで $1.7\text{J}/\text{cm}^2$ と低いことからわかる。



第8-24図 レーザー入射強度に対する増幅率の変化

以上の計算が正しければ、液体レーザーで大出力レーザーを作る場合には、できるだけ媒質長を短かくし、入射パワー密度を落とすよう、すなわちビームの口径を広げつつ増幅をしてゆけばよいことがわかる。

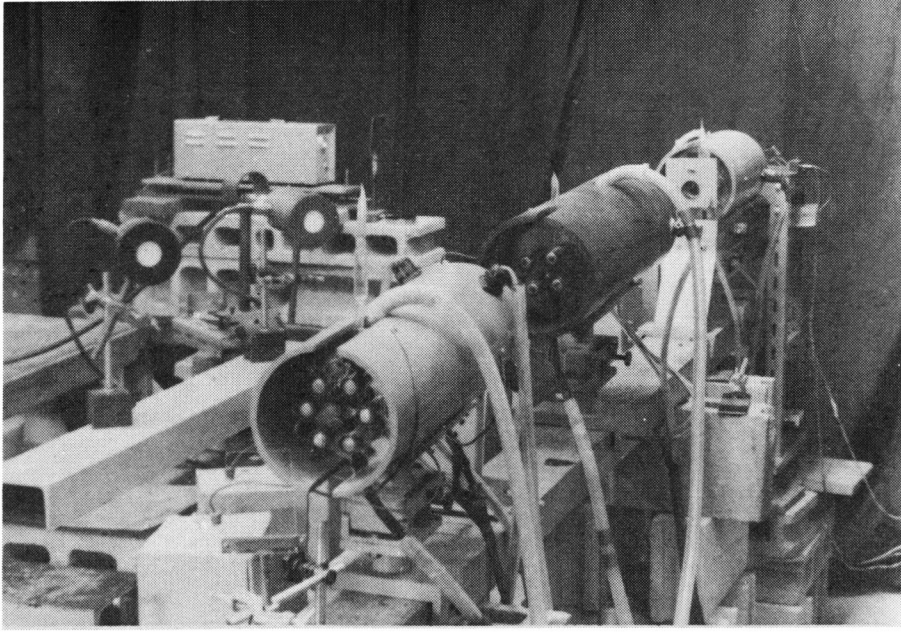
8.4.3 実験

第8-25図に増幅実験装置写真を示す。発振段はQスイッチ特性を測定した実験装置と同じで回転プリズムを用いた。増幅段は $8\phi \times 300\text{mm}^l$ を1段目、 30cm 長のランプ4本励起(1本 2KJ Max)、2段目は $16\phi \times 300\text{mm}^l$ レーザーセル、ランプ6本励起となっている。

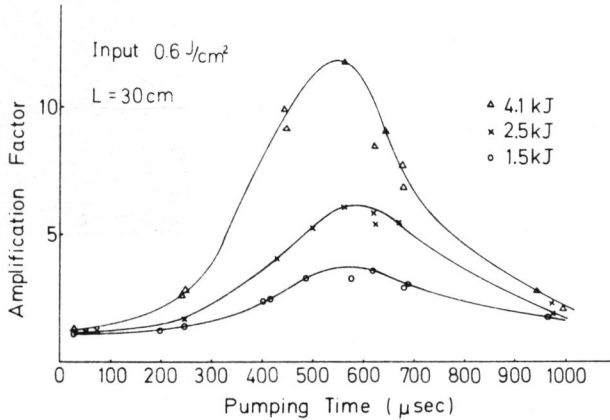
増幅率の測定には増幅器の入、出力波形をビームスプリッターで取り出し、R317パイプレーナーホトチューブとTektronix 519で観測した。それぞれのピーク値の比を増幅率とした。また出力エネルギーモニター用にTRG107 thermopileを用いた。

増幅段1段目の増幅特性を第8-26図に示す。横軸に励起時間を取り、励起エネルギーをパラメーターとして測定した。増幅器の励起用ランプの発光半値幅は $600\mu\text{s}$ 、すそで 1ms であった。入力信号は $0.6\text{J}/\text{cm}^2$ 、半値幅 20ns であった。最大励起 4.1KJ の時に増幅率 20 という高い値が得られた。増幅段への励起入力が 5KJ になった時には、増幅器と発振器がカップリングを起こし、正常なQスイッチ発振が得られなくなった。これは増幅段からの強い誘導放出光が、発振器の出口側ミラー(反射率 40%)を通じて、発振器に入り、Qスイッチがかかる以前に発振段の蓄積エネルギーを消費してしまうため、これを防止するためには、発振器と増幅器間の距離をさらにはなす、発振段の出口ミラーの反射率を高める等の手段をとる必要がある。

増幅率が計算値にありかどうかを調べるため、入力信号の変化に対する増幅率の変化(飽和のふるまい)を調べる実験を行なった。装置を第8-27図に示す。出力波形は光学的遅延回路を通して入力波形と同一のR317パイプレーナー光電管に導びいた。得られた結果は第8-24図の理論値の中に入



第 8-25 図 液体レーザー増幅装置
(発振段と増幅段 2 段からなる)



第 8-26 図 増幅率の時間変化

れている。入力信号は $5\text{MW}/\text{cm}^2$ から $100\text{MW}/\text{cm}^2$ まで変えた。また増幅段への励起は一定で 6KJ であった。実験結果は計算結果で得られた蓄積エネルギー $0.3\text{J}/\text{cm}^3$ の曲線にほぼ一致している。この

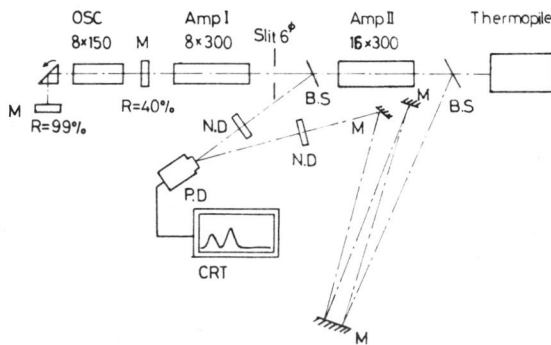
実験では独立した蓄積エネルギーの測定はしなかったため、励起 6KJ での蓄積エネルギーの値はわからないが、すくなくとも飽和の特性に関しては理論と実験が一致していると云える。

増幅実験において最大出力 $400\text{MW}/\text{cm}^2$ が得られた。

8.4.4 むすび

この節で得られた結果は以下の通りである。

- (1) 測定したレーザーパラメーターを用い、光子束、逆転密度に対する rate 方程式をとき、液体レーザーによる増幅のふるまいを解析した。
- (2) ガラスレーザーと比較した時、小信号においては、利得が大きいのが、大信号になるほど、利得の飽和が生じてくるのがわかった。この差は誘導放出断面積の大きさの差による。



第8-27図 増幅実験装置

(3) 信号の大きさに対する利得の飽和は実験によっても確かめる事ができた。

(4) 液体レーザーにより大出力レーザーを製作する場合には信号による飽和を考慮すれば、効率のよいレーザーができる。すなわちレーザー入射断面積をできるだけ大きく取り、媒質長を短かくして飽和を生じさせないようにしながら増幅を行うこと。

飽和の問題があるため、本質的には蓄積エネルギーの大きく取れるガラスレーザーの方が、大出力レーザーに適していると言える。ディスクレーザーのように大口徑で、媒質長が十分取ることができないような場合には、むしろ σ の大きい方が効率が良い。なるわけで、製作上の問題、冷却の問題はあるが、液体レーザーをディスクレーザーに用いることはレーザー特性上かかっていると思われる。

§8.5 異なったレーザー媒質間の増幅

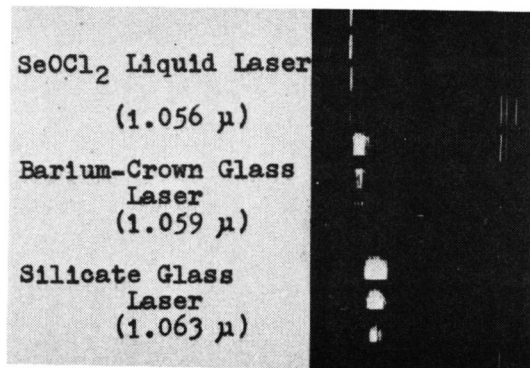
8.5.1 まえがき

レーザー増幅器としては同一媒質間の増幅が望ましい。それは蛍光のピークが一致しているため利得が最も高いからである。他方向に Nd^{3+} をドープしたレーザーでも母体の差からガラスレーザー、液体レーザー等では蛍光のピーク波長が多少共ずれる。こういったピークがずれているレーザー媒質間での増幅特性を調べることは、利得の面では大きな興味はないが、スペクトル的なふるまい、すなわち均一

とか、不均一な広がりがどの程度かを調べるには意義がある。増幅の過程を理論的に解析するには、光子束、逆転密度のrate方程式に波長依存性を入れる必要が出るし、スペクトル的な緩和も考慮する必要が出て来るので、現実には非常に複雑な式となってしまう、解析がむずかしい。このため筆者は増幅実験を直接行うことにより、実験を通じてのスペクトル的なふるまいの考察を行なった。

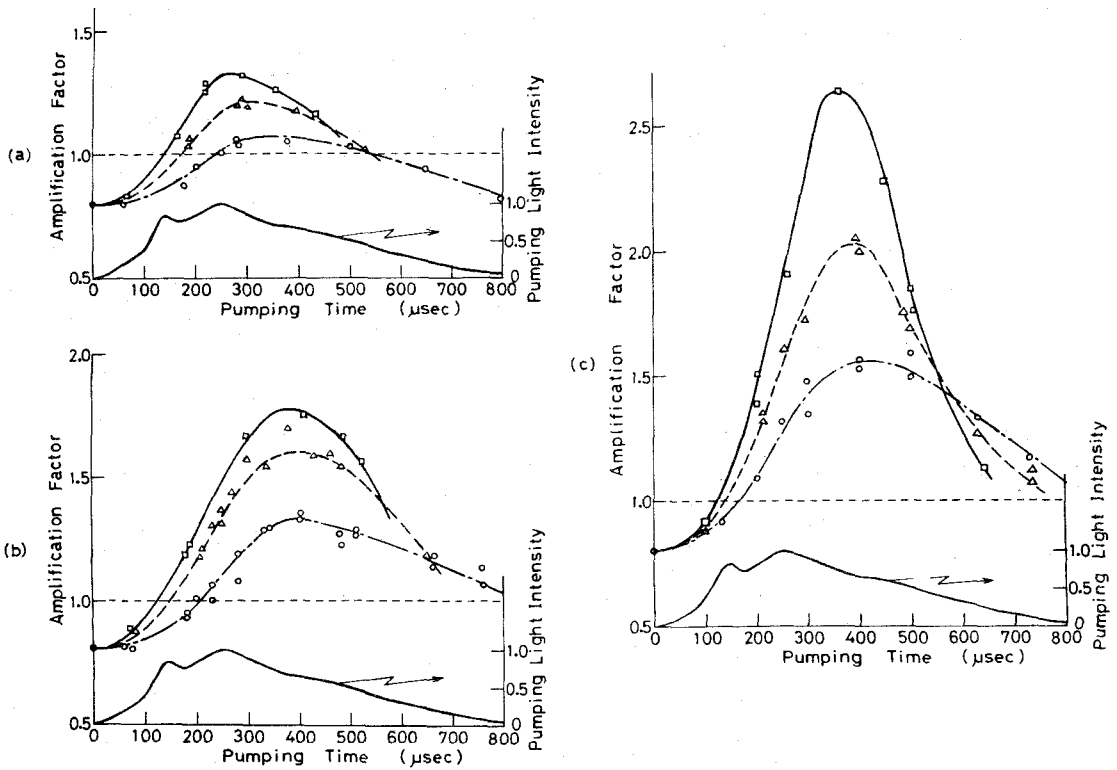
8.5.2 SeOCl_2 レーザーによるガラスレーザー光の増幅^{14),15)}

第8-28図に SeOCl_2 レーザーと2種類の組成を持つガラスレーザーの発振スペクトルを示す。第8-28図から分るように SeOCl_2 レーザーはバリ



第8-28図 SeOCl_2 、ガラスレーザーの発振スペクトル。右端の3本の線は水銀光である。

ウムクラウンガラスとシリケートガラスの両方の発振波長に overlap する発振を有していない。増幅段には媒質長が30cmの SeOCl_2 レーザーで Nd^{3+} イオンは 0.056 Mol/l 、発振段にはシリケートガラス、バリウムクラウンガラス、 SeOCl_2 、の3種のレーザーを用いた。第8-29図は得られた増幅率を示す。これから得られる興味ある結果は、



第8-29図 SeOCl₂増幅器による各種レーザー光増幅

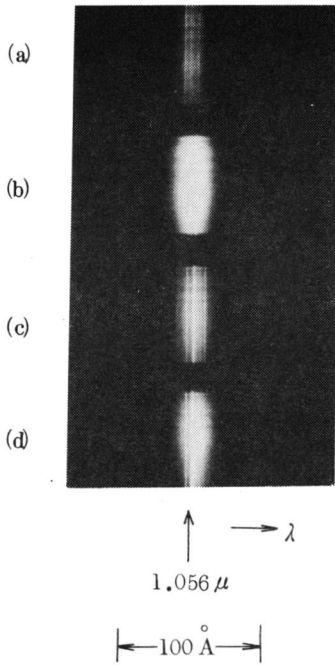
- (a) シリケートガラスの増幅
 (b) バリウムクラウンガラスの増幅
 (c) SeOCl₂ レーザー光の増幅
- 励起入力
 ○ : 3.6 KJ
 △ : 4.9 KJ
 □ : 6.4 KJ

発振のスペクトルが異なるにも拘わらず利得が得られるということである。第8-30図は増幅前後におけるレーザー光のスペクトルを示す。増幅されたレーザー光のスペクトル中には第8-30図(c), (d)のように特に強く増幅された線がみられる。発振段のみのパルス中にも存在していた線がさらに強くなっている。これは増幅器である液体レーザーのスペクトルがかなりの程度均一であり、このためにエネルギーが特にあるモードに集中するものと考えられる。

8.5.3 POCl₃レーザーによるTuning光の増幅¹³⁾

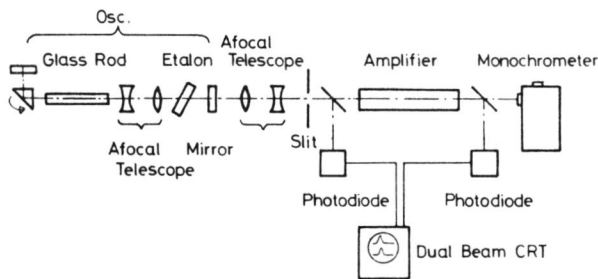
第4章で確立したガラスレーザーのTuningの技

術を用いて発振スペクトルを広範囲に変化させた増幅実験を行なった。第8-31図に装置図を示す。Tuningは25μのマイラーをスペーサーとしたエタロン板によって行なった。発振スペクトルは第4章の第4-5図(a)に示す如く発振スペクトル幅約6Åで、10MWの出力パルスを200Åにわたって発生した。共振器内のレンズ系はエタロン損傷をおさえるためである。増幅段の仕様は次の通りである。POCl₃セルは長さ30cm、有効径8mmのものを用いた。また比較のためガラスレーザー(ソーダ石灰シリケート)の20mmφ×300mm^lのものも用いた。Nd³⁺イオン濃度は各々0.3Mol/l、



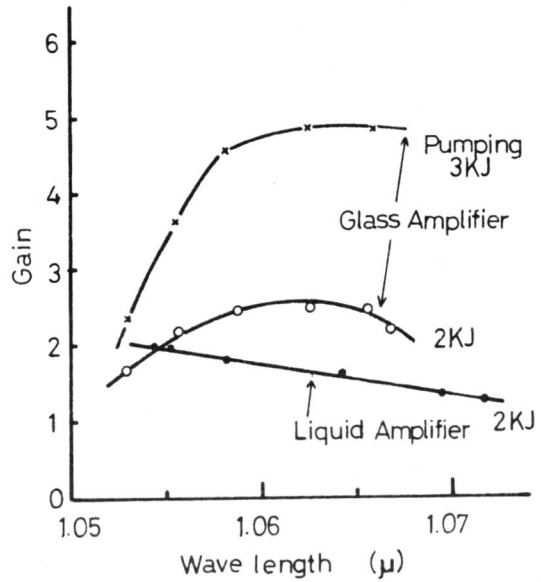
第8-30図 増幅後のレーザー光分光写真

- (a) 入射光
- (b) 増幅光 (2重写し)
- (c) 増幅段 4.9 KJ 励起
- (d) " 6.4 KJ 励起



第8-31図 Tuning 光増幅の実験装置図

1.5 wt % とほぼ同様の濃度である。第8-32図は実験結果である。一見すればガラスレーザーに比べて POCl_3 液体レーザーはその利得曲線が平坦な



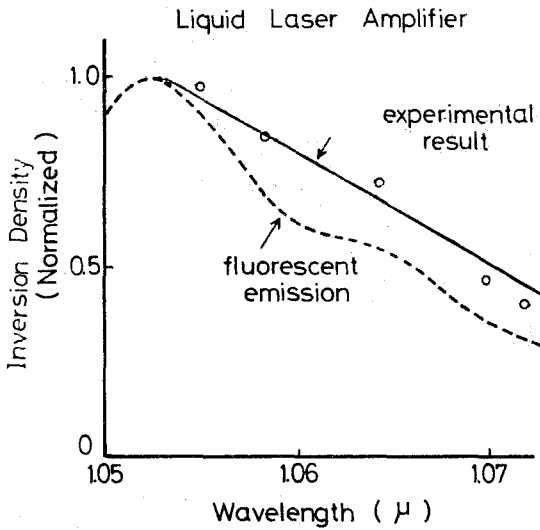
第8-32図 Tuning 光の増幅

ようにみえる。これを蛍光から求めた利得曲線と比較した結果を第8-33図 (a), (b) に示す。明らかに POCl_3 レーザーの方が平坦な利得特性を有することがわかる。同時にガラスレーザーにおいては 2 K J と 3 K J のポンピングに対する利得の波長特性が

完全に一致していることが注目される。また POCl_3 レーザーにおいては 1.065 μ の蛍光の肩も実験に表われているように実験データの信頼度が相当高いことを示すと共に、蛍光からの利得曲線にくらべて増幅利得が上まわっている。

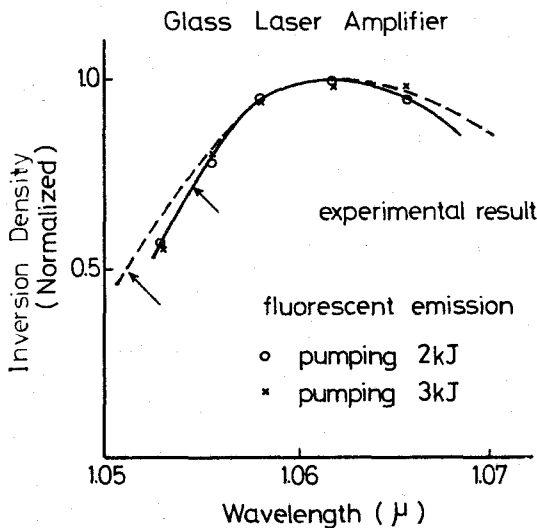
これ等2つの結果についてはレーザー媒質の根本的なイオンのエネルギー準位内の状態移動が関係していると考えられるが、本実験においては増幅器の増幅前後の蛍光から増幅時の Line

Shape を測定するといった過程を欠いているので、どのようなメカニズムが存在するかについては推測の域を出ない。しかし増幅特性の波長依存性は本実



第8-33図 増幅実験より求めた逆転密度と
蛍光曲線との比較

(a) 増幅器液体レーザーの場合



(b) 増幅器ガラスレーザーの場合

験から基本的には通常の利得曲線に沿っていることが明らかにされた。

8.5.4 むすび

以上まとめると次の通りである。

(1) 蛍光のピークが異なる Nd^{3+} レーザー間の増幅実験を行なったが、ほぼ蛍光曲線に応じた増幅率が得られた。

(2) POCl_3 液体レーザーはスペクトル的にガラスレーザーよりも均一と考えられる。

§8.6 液体レーザーにおける非線形光学現象

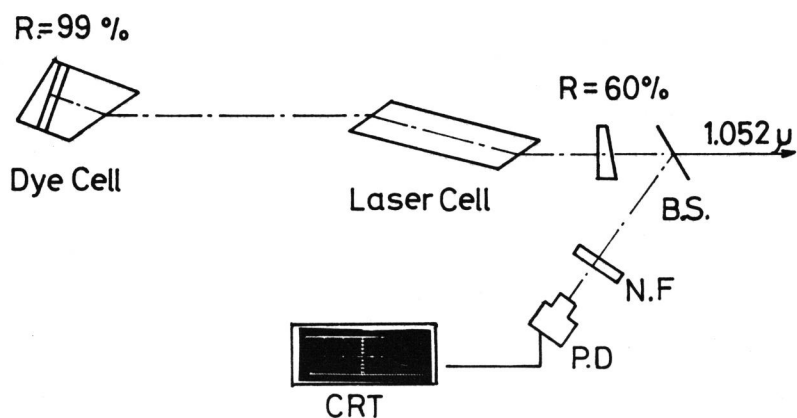
8.6.1 まえがき

この節では可飽和色素のモードロッキングによる $\text{Nd}^{3+}:\text{POCl}_3$ レーザーのピコ秒パルス発生ならびに液中の非線形効果についてのべる。モードロックパルスはピーク値が高く、レーザー媒質中で種々の非線形光学的效果をもたらす。 POCl_3 は液体であり、非線形効果はガラス等の固体より大きいと考えられ、大出力レーザーにおいては損失となる可能性が大である。このためレーザー発振時における誘導ラマン散乱について調べた。また、液の非線形屈折率 n_2 を評価した。そして非線形光学効果により生じる大出力レーザーへの問題点を明らかにした。

8.6.2 ピコ秒光パルス発生

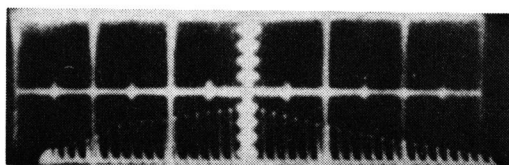
第3章でのべたように安定なピコ秒を発生するための条件は $\frac{1}{\Delta\nu} \approx \tau_p \gg \tau_b$ である。ここで τ_b は可飽和色素の上準位の寿命、 $\Delta\nu$ は発振開始時のスペクトル幅、 τ_p はスペクトル幅 $\Delta\nu$ により生じるノイズパルスのパルス幅である。 $\tau_b \approx 10 \text{ ps}$ とおこう。液体レーザーのノーマル発振幅が第8-11図より $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA}$ とすると $\Delta\nu = 1.08 \times 10^{13} \text{ Hz}$ 、 $\tau_p = 9.4 \text{ ps}$ となる。発振開始時には gain narrowing がおこり、 $\Delta\nu$ はもっと狭くなるから上の条件はほぼ満たされることになる。

実際、液体を用いてモードロックの実験を行った時にはガラスレーザーよりも安定したモードロッキング波形が得られた。第8-34図に実験装置図を



第 8-34 図 液体レーザーモードロックパルス発生装置

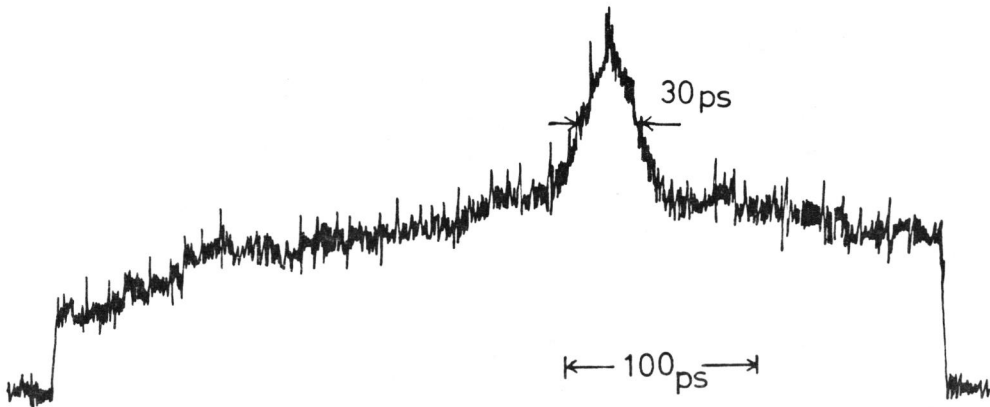
示す。可飽和色素とミラー間によって生じるサイドパルスを除くため可飽和色素セルをミラーに密着させたものを用いた。すなわちセルは片側の窓が全反射ミラーになっており、他方は外側がプリズム角になったガラスブロックを用いた。セル厚さ1mmである。光軸合わせ用のHe-Neレーザーと1.052μmの発振波長によるガラスブロックの分散との較正のために色素セルはマイクロメーターヘッドで微調可能となっている。得られたシンクロスコープ写真の一例を第8-35図に示す。特徴的な事は、YAGレーザーの場合と異なり包絡線の長さが非常に長いことであり、300ns以上パルスが経続するのが常であった。ガラスレーザーの場合は、非線形屈折率 n_2 の効果のために自己位相変調がもたらされ、これが原因で、gain limiting が起こり、包絡線が長くなると説明されている。¹⁶⁾液体レーザーに於い



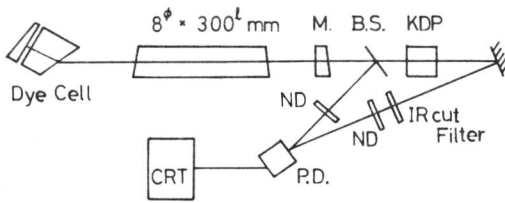
第 8-35 図 モードロックパルス列
50 ns/div

ては誘導ラマン、自己位相変調等の非線形効果がガラスよりも大きく起こるであろうことは十分予測でき、このために包絡線が長くなっているであろう。非線形効果についてはさらに次節で詳しく説明する。さてパルス幅は2光子蛍光法で測定された。これを第8-36図に示す。大体30ps位のパルスが得られた。この値は共振器の構成によりモードセレクト効果はかなり変わるために、一定なものではないが、ガラスレーザーとYAGレーザーで得られたパルス幅の間にあることは、発振スペクトルから考えても納得のゆくものである。

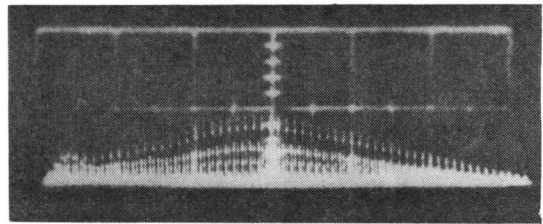
パルス幅が時間的にどのように変化をしているかを調べるには高調波発生法による方法を用いるのが便利である。¹⁷⁾実験装置図を第8-37図に示す。原理をのべる。ホトダイオード(P.D.)とシンクロスコープ(CRT)の組み合わせでは時間応答がたかだか1ns前後である。従って数10ピコ秒のパルスは積分されてしまい、シンクロスコープ上での高さはエネルギーを示すことになる。基本波、2倍高調波の強度波形を $w_f(t)$ 、 $w_s(t)$ とする。シンクロスコープ上のそれぞれのエネルギー強度を w_f 、 w_s とおくと、高調波発生の変換効率 η は次式で表わされる。



第8-36図 2光子蛍光パターン



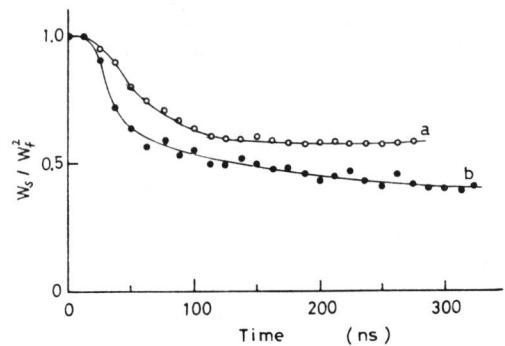
第8-37図 高調波発生装置図



第8-38図 基本波, 高調波のモードロックパルス列 (50 ns/div) 全体にピークの小さい方が高調波光である。

$$\eta \propto \frac{w_s}{w_f^2} \propto \frac{\int w_f(t) w_f(t) dt}{\left\{ \int w_f(t) dt \right\}^2} \quad (8-18)$$

η はパルス幅に逆比例することになる。従って η を各パルス毎に測定してゆくことにより, そのパルス幅の変化が推測できる。第8-38図に得られたシンクロスコープ写真を示す。基本波に対し, 高調波の方は共振器の通過時間 (L/c) だけ遅延させ同一のホトダイオードに入れた。第8-39図 a にその変換効率 w_s/w_f^2 を示す。横軸は各パルスに対する時間を示す。またべつのシンクロ写真からは b のようなものが得られた。すなわち完全な再現性はないが, 常にパルス列の前部では変換効率が高く, 後部で小さくなる傾向がみられる。これより明らか



第8-39図 モードロックパルス列に対する高調波の変換効率の変化

に前部ではパルス幅が狭く、後部にゆくほどパルス幅の広がりが出てきているように思われる。ただしガラスレーザーにおいては、Letokov等は、これはパルス幅が広がるのではなく、ピーク値の低い何本かの狭いパルスから構成されているのであると説明し、実際に高速写真でそれを示している。またその原因はガラスレーザー内部で生じる非線形損失効果のためであるとしている。筆者等の場合は高速カメラでの観測は行なわなかったため、パルス幅が広がっているのか、多重パルスから構成されているのかはいえないが、非線形損失効果は十分に考えられるため、ガラスレーザーと同様な多重パルス構造に近いのではないかとと思われる。

8.6.3 非線形光学効果

この章ではモードロックパルスを用いた無機液体レーザーの非線形光学効果の研究結果についてのべる。大出力レーザーを前提とする場合、誘導ラマン効果、自己位相変調等の効果はパワーを減少させることになる。

$\text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ 液体レーザーでは溶媒の POCl_3 が C_{3v} の対称性を持つ非等方物質であり、高い分極を示すため、非線形感受率が高いと考えられ、非線形効果については十分な検討をする必要がある。

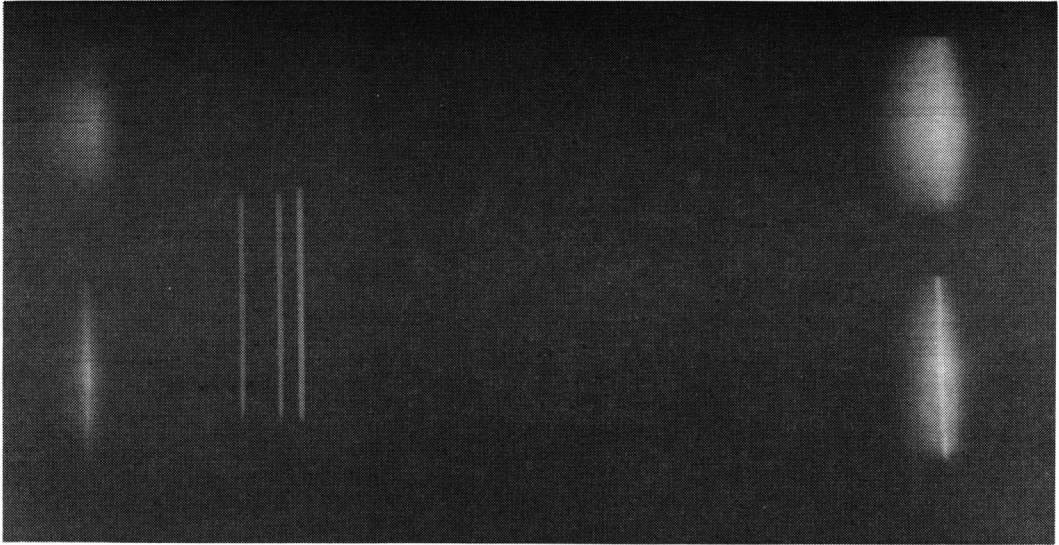
(1) 誘導ラマン散乱

無機液体レーザーの自然及び誘導ラマン散乱断面積の詳細な実験は Alfano 等によって報告されている。¹⁸⁾ また誘導ラマン、誘導ブリリアン散乱の値を求めている。筆者がここで行った実験は、実際の無機液体レーザーを可飽和色素によってモードロック発振させ、その結果発生する誘導ラマン散乱光の挙動を調べ、これがいかにモードロックパルス発生とのメカニズムと関連しているかを調べた。

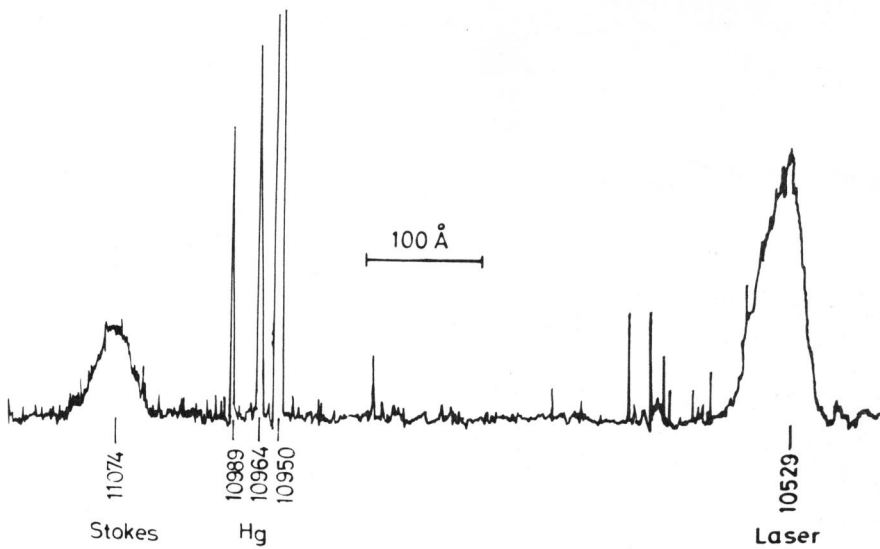
レーザーセルは第8-37図で示したもので、両端面はブリュスター角ではなく数度光軸よりはずれているものである。セル内径 8 mm ^φ、長さは 30 cm であった。共振器長は 150 cm にとった。まず誘導ラマン光を回折格子分光器と Kodak 1-Z 赤外フ

ィルムを使って測定した。写真とデンシトメーターレースを第8-40図に示す。(b)からスペクトルの半値幅を求めると、レーザー光で 51 cm^{-1} 、ストークス光で 32 cm^{-1} であった。このスペクトルの広がりや Shot 毎に異なった。しかしレーザー光の広がりやストークス光の広がりには大きな相関があった。第8-40図からストークス光の波長を測定すると 1.1074μ となり、ラマンシフト 494 cm^{-1} が得られた。これは Alfano 等の測定と一致する。¹⁸⁾ アンチストークス光、高次ストークス光は 1-Z フィルム上では得られなかった。1次のアンチストークス光の発生波長は丁度可飽和色素の吸収体にかかっているため吸収されてしまって誘導光として成長しないのではないかと考えられる。大体共振器内部でのレーザー強度が $200 \sim 400 \text{ MW/cm}^2$ 位いから、強い誘導ラマン光が得られるようであった。

次に $\text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ レーザーのモードロックパルス列におけるラマン光変換効率の時間的変化を調べるのに、第8-41図に示す装置を用いた。発振光の一部と、分光器により取り出された誘導ラマン光を光学遅延を用いて同時観測した。得られた波形を第8-42図に示す。出力パワーレベルは、(a)の場合で 1 GW/cm^2 、(b)で約 0.5 GW/cm^2 である。包絡線が時間的にはやや変化をしている方が誘導ラマン光の方である。これより、ラマン変換効率を示したのが第8-43図である。 I_R (ラマン光)、 I_L (レーザー光)をシンクロスコープ上でのピーク値(応答の都合上シグナルは積分されておりエネルギーを観測している)とし、その比 I_R/I_L を縦軸に示した。このように Shot 毎のばらつきはあるが、変換効率はパルス列の初めでは高く、終りの方では低いことで一致している。この現象は、液体セルにルビーレーザーやガラスの SHG 光を照射し、共振器外部で誘導ラマン光を発生させた時にも報告されている。¹⁹⁾ 原因としてはモードロックパルス列自体が生長するにつれて自己位相変調の効果によりスペクトルが広がり出し、この結果スペクトル当りのラマンゲインが低下するため



(a)



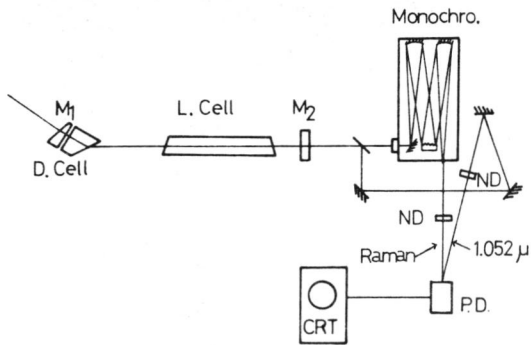
(b)

第 8-40 図 レーザー光とラマン光のスペクトル分光写真

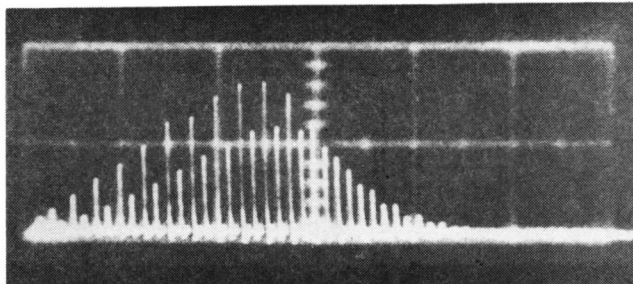
と云われている。共振器内部においても同様の現象が起っていると考えられる。

さらに注意すべきことは第 8-42 図の(c)において、パルス列の後半部では、レーザー光の方は単一のパルスに見えるのが、誘導ラマン光の方は 2つのパルスになってしまっていることである。くわしい

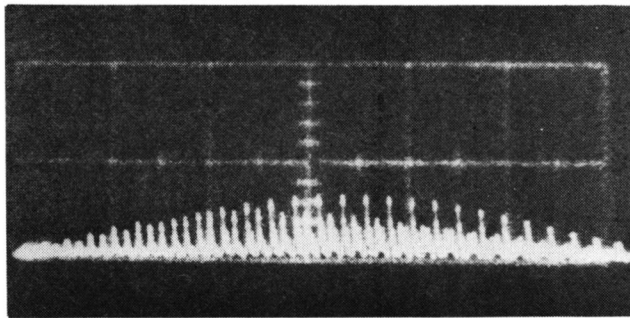
ことはわからないが、たまたまレーザー光の方は多重パルス構造を持っていてもピーク値の加減からシンクロスコープ上では積分されて 1本に見えたものが、誘導ラマン光においては、かならずしもレーザー光のピークと一致した強度にならなかったため、多重パルス構造が表面化したものと考えられる。



第 8-41 図 誘導ラマン散乱の時間的变化測定装置



(a)



(b)

第 8-42 図 レーザーパルス列とストークスパルス列 (50 ns/div)

このように誘導ラマン効果を調べることにより、液体レーザーのモードロックパルス列も、ガラスレーザー等と同様な非線形効果によるパルス幅の変化の効果を受けていることがわかった。

(2) 非線形屈折率 n_2 の測定

液体における非線形屈折率は一般に固体よりも大きく、レーザー光の自己位相変調、Self-focusing 等の問題解析に重要な値である。この節では $\text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ レーザー媒質の非線形屈折率 n_2 の測定についてのべる。

光と相互作用する物質の非線形分極 \mathbf{P}^{NL} のうち入射光と同じ ω 成分をもつ項のみ問題とすると

$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega) = \chi_3 \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}^*(\omega) \mathbf{E}(\omega) \quad (8-19)$$

で表わされる。(ただしこれより高次の項は省略) ここで χ_3 は 3 次の非線形感受率である。物質の屈

折率 n は、線形屈折率 $n_0 = \sqrt{\epsilon_0 + \chi_1}$ とおいた時

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{\epsilon} = \sqrt{\epsilon_0 + \chi_1 + \chi_3 |E|^2} \\ &\approx n_0 \left(1 + \frac{\chi_3}{2n_0} |E|^2 \right) \end{aligned}$$

で表わされ、 $n_2 = \chi_3 / 2n_0$ とおくと

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (8-20)$$

を得る。光電界と相互作用している物質中で、マックスウエル方程式

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t^2}$$

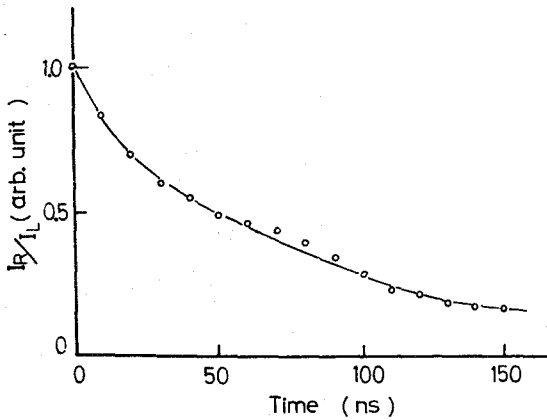
を Z 軸を光軸として電界についてとくと

$$E = E_0 \exp(i n_2 |E_0|^2 Z / n_0) \quad (8-21)$$

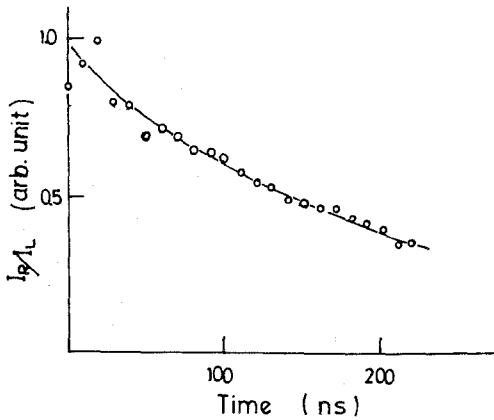
を得る。これは光の強度に比例し、位相のずれを生じることを表わしている。

即ち位相速度が光強度が高くなる程減少して物質中で光が収束してゆくことを示している。

物質中でレーザー光がセルフフォーカスするまでの距離 l と入射光との関係は次式で表わされる。²⁰⁾



(a)



(b)

第8-43図 モードロックパルス列における誘導ラマン散乱光への変換率

$$f = \frac{1}{4} D \left(\frac{n_0}{n_2} \right)^{1/2} \langle E \rangle^{-1} \quad (8-22)$$

ここでDは入射半径、 $\langle E \rangle$ は入射光電界の平均値。(8-22)からfとD、 $\langle E \rangle$ を測定すれば媒質の n_2 は求まる。しかし $\langle E \rangle$ を実験的に正確に求めることはめんどろであるから、既に n_2 が知れている物質を参照に用い、等しい入射レーザー光を照射する方法をとる。すなわち(8-22)式は f_{sample} と

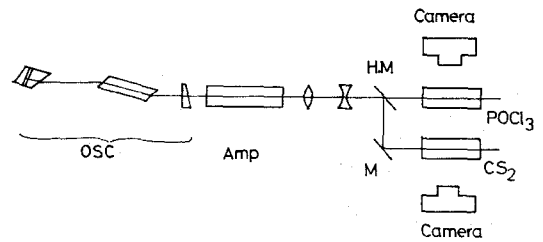
f_{Ref} の比から

$$\frac{f_{\text{sam}}}{f_{\text{Ref}}} = \left(\frac{n_0}{n_2 \text{ sam}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{n_2}{n_0 \text{ Ref}} \right)^{1/2} \quad (8-23)$$

となりセルフフォーカス長比から n_2 が求まる。

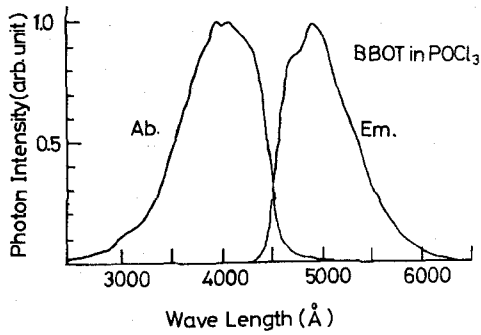
セルフフォーカス長fの測定には3光子蛍光法(3PF)²¹⁾を用いた。3PF強度はレーザー光強度の3乗に比例し、セルフフォーカスしているレーザー光強度は光の径の2乗に反比例するから、結局光径の6乗に3PF強度は反比例することになる。従って非常に感度良くセルフフォーカス長を測定できる。

実験装置図を第8-44図に示す。モードロックパルス発生には前節でのべたのと同じ発振器を用い

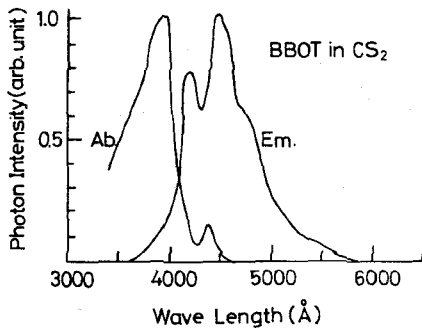


第8-44図 セルフフォーカスを用いた n_2 測定装置

た。またピークパワーを高めるため増幅器 80×300 mmを加えた。出力は約1 GWであった。3光子吸収体としては反応性の高い POCl_3 中でも安定であり、 3500 \AA に吸収帯を持つシンチレーターとして一般に用いられているBBOTを用いた。第8-45図に POCl_3 、 CS_2 にとかした時の発光及び吸収スペクトル特性を示す。なお、BBOT以外のシンチレーターも POCl_3 にとかしてみたが反応が起こり使用できなかった。参照溶液にはOptical Kerr定数Kがすでに既知である CS_2 を用いた。 CS_2 では $K = 32.6 \times 10^{-8}$ となりKと n_2 との関係は



(a) 溶媒 POCl_3



(b) 溶媒 CS_2

第8-45図 溶媒中におけるBBOの吸収、
発光特性

$$n_2 = \frac{1}{3} K \lambda \quad (8-24)$$

で表わされるから $n_2(\text{CS}_2) = 11.4 \times 10^{-12} \text{ esu}$ (at 1.052μ)となる。以上の条件で第8-44図にて POCl_3 , CS_2 にそれぞれレーザー光を入射すると、ある距離でセルフフォーカスが生じ、強い3光子吸収が起こって発光する。これを横からカメラで写して f を求めた。3PF用のセル寸法は $20 \text{ mm}^{\phi} \times 100 \text{ mm}^l$ であり、 POCl_3 , CS_2 溶解にBBOを約 10^{-3} Mol/l とかしたものを入れた。3PFパターンは Kodak 2475 Recoding Film で記録した。結果を第8-46図に示す。各々のセ

ルフフォーカス長を測定すると CS_2 で 2.9 cm , POCl_3 で 8.2 cm となった。また $n_0 = 1.63$ (CS_2), 1.47 (POCl_3) であるから、(8-23)式から POCl_3 に対し、 $n_2 = 1.33 \times 10^{-12} \text{ esu}$ が得られた。

B. Lacour等²¹⁾はガラスレーザーQスイッチパルス(40ns 半値幅)を用いて Optical Kerr定数を決める方法から POCl_3 の n_2 を求めている。²²⁾ 彼等によると $n_2 = 0.72 \times 10^{-12} \text{ esu}$ であり筆者が得た値よりやや小さい。Kerr定数から n_2 を算出する際に用いた係数の違いによるものと思われる。 POCl_3 の $n_2 = 1.33 \times 10^{-12} \text{ esu}$ の値は CS_2 の $n_2 = 11.4 \times 10^{-12} \text{ esu}$ よりは1桁小さい。しかし Duguay等がBK-7ガラスに対して測定した $n_2 = 1.8 \times 10^{-13} \text{ esu}$ より逆に1桁大きい。これは液体レーザーが、ガラスレーザーに比較して、非線形光学効果を起こしやすいことを意味している。

8.6.4 むすび

この節で得られたことがらをまとめる。

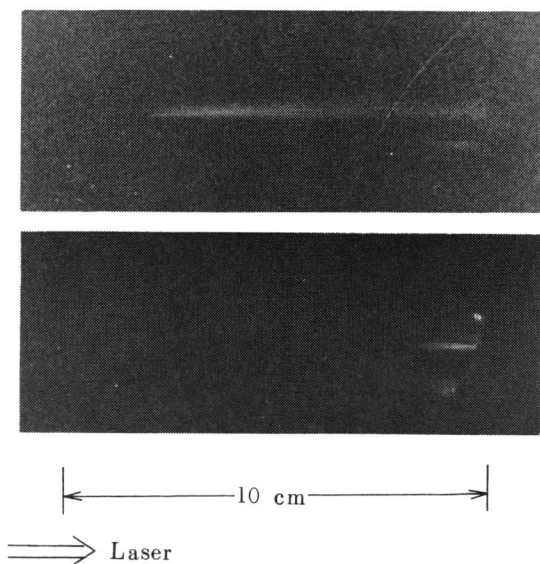
(1) $\text{Nd}^{3+} : \text{POCl}_3 \cdot \text{ZrCl}_4$ レーザーを用いて、可飽和色素によるモードロックパルス発生を試みた。パルス幅約 30 ps のものが得られた。ガラスレーザーより安定な発振であった。

(2) 高調波発生法によりピコ秒パルス列におけるパルス幅の変化を調べた。ガラスレーザーと同じようにパルス列の前半では2倍高調波発生効率が高く、後半になる程、その効率は下がった。非線形効果が作用しているためと考えられる。

(3) 共振器内部における誘導ラマン散乱光の時間的变化を測定した。ラマン光変換効率はモードロックパルス列の前半で大きく、後半になるほど小さくなった。この測定からもモードロックパルスの非線形効果による劣化(小さなピークのパルスが多発する現象)がいえる。

(4) 誘導ラマン散乱の閾値は $200 \sim 400 \text{ MW/cm}^2$ であった。

(5) 3光子蛍光法によるセルフフォーカシング



第 8-46 図 3 P F パターン

(a) CS_2 (b) POCl_3

を用いて POCl_3 の非線形屈折率 n_2 を測定した。
 $n_2 = 1.33 \times 10^{-12} \text{ esu}$ が得られた。この値は BK-7 等のガラスより 1 桁高いものであり、 POCl_3 レーザー中で非線形効果が起こりやすい事を意味する。

§ 8.7 まとめ

無機液体レーザー、特に POCl_3 を溶媒とした液体レーザーを中心にその諸特性をガラスレーザーと比較しながら調べ、大出力レーザーへの可能性を検討した。

液体レーザーはガラスに比し、誘導放出断面積が大であり、高効率なレーザーである。また液体であるから容易に大型の素子が製作可である。逆に増幅率の飽和や、非線形光学効果が、ガラスレーザーより起こりやすい。これ等のことから、単位面積当りのパワー密度が数 100 MW/cm^2 位におさえた、中型級の増幅器には効率のよいレーザーとして適していると考えられる。

(参考文献)

1. A. Heller : Appl. Phys. Letters **9** 106 (1966)
- (a) 2. E. J. Schimitscheck : J. Appl. Phys. **39** 6120 (1968)
3. C. Brecher and K. W. French : J. Phys. Chem. **73** 1785 (1969)
4. M. N. Tolstoi, E. I. Lyubimov and I. M. Batyaev : Opt. & Spect. **28** 389 (1970)
- (b) 5. E. J. Schimitscheck and J. A. Trias : IQEC 1970 Kyoto
6. D. Findilay and R. A. Clay : Phys. Letters : **20** 277 (1966)
7. H. Samelson et al : J. Appl. Phys. **41** 2459 (1970)
8. H. Samelson, A. Heller and C. Brecher : J. Opt. Societ. America **58** 1054 (1968)
9. P. Mauer : Appl. Opt. **3** 433 (1964)
10. V. R. Belan, V. V. Grigoryants and M. E. Zhabotinski ; IEEE J. Quant. Elect. **QE-3** 11 (1967)
11. V. V. Grigoryants : private communication
12. V. V. Grigoryants, M. E. Zhabotinski and V. M. Markushev : J. Appl. Spectrosc. **14** 73 (1971)
(U. S. S. R. in Russian)
13. M. Hongyo, T. Sasaki, Y. Nagao, K. Ueda and C. Yamanaka : IEEE J. Quant. Elect. **QE-8** 192 (1972)
14. C. Yamanaka, G. Yamaguchi, T. Sasaki, T. Yamanaka : 7th Int'l Conf. MOGA, Hamburg, (1968)
15. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi and C. Yamanaka : Japan J. Appl.

- Phys. **8** 1037 (1969)
16. M.A.Duguay, J.W.Hansen and S.L. Shapiro : IEEE J. Quant. Elect. **QE-6** 725 (1970)
17. W.H.Glenn and M.J.Brienza : Appl. Phys. Letters **10** 221 (1967)
18. R.R.Alfano, A.Lempicki and S.L. Shapiro : IEEE J. Quant. Elect. **QE-7** 416 (1971)
19. R.L.Carman and M.E.Mack : Phys. Rev. A **5** 341 (1972)
20. P.L.Kelly : Phys. Rev. Letters **15** 1005 (1965)
21. M.R.Topp and P.M.Rentzepis : J. Chem. Phys. **56** 1066 (1972)
22. B.Lacour and J.P.Pocholle ; IEEE J. Quant. Elect. **QE-8** 456 (1972)

第 9 章 結 論

著者は核融合プラズマ生成のための大出力レーザーの建設を目的としネオジミオンを添加した、ガラスレーザー、YAGレーザー、無機液体レーザー等について、その特性を調べ、大出力化のための工学的諸問題点を明らかにし技術開発を行なった。実験および理論的考察により得られた結果を総括すると次のようになる。

(第 2 章)

(1) ナノ秒光パルスの発生に内部変調法と外部変調法の両方を実験し比較検討した。その結果、外部変調法が安定で、パルス幅も変化させやすいことがわかった。

(2) 加圧式のレーザートリガーギャップを製作したが、立ち上り時間が 1 ns 以下でかつ $10\sim 20\text{ KV}$ に及ぶ矩形波電圧をレーザー光に同期させ発生することができた。

(3) レーザートリガーギャップとKDPポッケルセルの組み合わせによりパルス幅 2 ns から 30 ns までの任意のナノ秒光パルスを発生することができた。

(第 3 章)

(1) 可飽和色素のQスイッチ動作をWagner & Lengyel Model に従って解析した。解析の結果得られたピーク値、半値幅はほぼ、実験結果と一致していた。

(2) ガラスレーザーのピコ秒光観測に2光子吸収法と、二硫化炭素を用いた光カーシャッター法を用いた。得られたパルス幅は約 20 ps であり、両者共ほぼ同一の値が得られた。

(3) 可飽和色素によるピコ秒光発生におけるサテライトパルスの生じる原因は共振器内部のモードセレクト効果に基づいていることがわかった。単一ピ

コパルスにするにはモードセレクト作用を除去することが必要である。

(4) 超高速ストリークカメラによるピコ秒光観測を行なった。十分の時間分解を持たせるためにはストリーク管単独では不可能で、イメージインテンシファイアを付加することが必要であることがわかった。

(5) ポリメチン系の可飽和色素の改良を行なった。NDL 112 (日本感光色素社製) は、従来の Kodak 社のものよりも光劣化特性において良好な結果を示した。

(6) 可飽和色素に用いられる Ni-Complex の溶媒のうち CH_2I_2 が従来報告されていた溶媒 $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$ よりもより安定であることを見出した。

(7) 可飽和色素による安定な再現性のあるピコ秒パルス発生法について考察した。これに基づき YAlO₃ レーザーを使った安定なモードロックレーザーを作製した。短期間(数時間)にわたり再現性のよいモードロック波形が得られた。長期間(数日)にわたる場合は色素の劣化が問題となる。

(8) 種々の厚さのサファイアエタロン板を共振器内部に挿入することにより $80\sim 110\text{ ps}$ の任意のパルスを発生させることができた。

(第 4 章)

(1) 回折格子を用いガラスレーザーの発振波長の同調を行なった。 350 \AA 以上にも及ぶ広範囲のチューニングが可能であった。

(2) 回折格子のレーザー損傷閾値は約 1 MW/cm^2 (30 ns パルス)であった。

(3) エタロン板によりQスイッチモードでのチューニングを行なった。 $25\text{ }\mu\text{m}$ のスペーサーに対して Free Spectral Range (約 200 \AA) に相当する範囲でのチューニングが取れた。発振スペクト

ル幅は約 5.7 \AA であった。

(4) エタロン板による共振器のバンド幅の評価を行ない、Gain Narrowing の式と測定された発振スペクトル幅から Q スイッチパルスが発生するまでの時間を評価した。270 ns の値が得られたが、この値は計算機モデルから考えてほぼ妥当な値である。

(第5章)

(1) レーザーガラスにおける誘導放出断面積、損失係数逆転密度等の増幅パラメーターの測定を行なった。誘導放出断面積は増幅のふるまいを大きく決定するパラメーターであるので、吸収法と蛍光変化法の両方での測定を行なった。蛍光変化法は縮退度を仮定する必要がないのでより正解であると思われる。

(2) ガラスレーザーをスペクトル的に均一な広がりを持つとみなし、光子束と逆転密度に対する rate 方程式をたて求めた増幅パラメーターを用い解析した。

(3) 直径 20 mm ϕ 、長さ 300 mm l のガラスロッドを用いた増幅の実験を行なった。レーザー光の立ち上りの異なるパルスについての増幅実験を行なったが、得られた結果は理論値とほぼ一致していた。この結果からさらに大きな増幅器の解析に対しても得られた結果は適用できるといえる。

(第6章)

(1) 白金混入していないレーザーガラスの損傷にはレーザーによるガラスプラズマの発生が本質的な役割を演じる。プラズマの発生は多光子吸収で生じた初電子が、逆制動輻射により加速され電子なだれを生じることにより引き起こされる。プラズマ発生に必要なレーザーパルスの大きさの閾値はパルス幅がナノ秒以上ではパワー一定、ピコ秒以下ではエネルギー一定の特性を持つ。

(2) ガラス表面ではプラズマの膨張により衝撃波

が発生しそのために空気の電離が引き起こされる。プラズマはレーザービームの進行方向と逆の方向により強く膨張するため、ビームの出口のガラス表面に衝撃波が強く発生し、このためクラックが発生する。入口では巨視的なクラックは発生せず、顕微鏡で認められる程度の網目状のマイクロクラックが生じる。

(3) 加熱されたレーザープラズマのふるまいはガラスの内部と表面で大きく異なる。内部ではプラズマは閉じ込められ高圧化してスペクトルは帯状を呈す。表面ではプラズマの膨張が観測され、その速度は約 $5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ であった。スペクトルは線スペクトルであった。

(4) 白金混入のないガラスで最も損傷しやすいのは表面であり、表面の損傷耐力のすぐれたガラスが必要である。フッ酸による表面処理は損傷閾値を約 1.4 倍上昇させた。

(第7章)

(1) ガラスレーザー増幅の計算機解析に基づき核融合プラズマ生成用大出力ガラスレーザー装置を設計、建設した。発振段、パルス波整形器、前置増幅器 2 段、主増幅器 5 段、ブースター増幅器 (ディスクプリアンプとディスクレーザーよりなる) から構成されている。出力は 2 ns のパルスに対し 250 J であった。

(2) 増幅段間のカップリングによる蛍光増幅光を減少させるには増幅段間の距離を十分にとる必要がある。上述の装置では発振段から最終のディスク増幅段まで約 50 m の距離をとった。

(3) レーザー光が大出力化するにつれ、レーザービーム径を大きくしてゆく必要がある。均一励起を得るためとレーザーガラスの冷却上の問題から最終段 (口径 8 cm) は新型のディスクレーザーを用いた。

(4) ディスクガラス内部での蛍光増幅と寄生発振をおさえ著積エネルギーを十分に得るために、ディ

スクガラス周辺にブラックソルダーガラスをまき、螢光の吸収をはかった。ディスク周辺がすりガラス状の時には 0.3 J/cc 以上の蓄積エネルギーを得ることが不可能であったが、ブラックソルダーガラスにより 0.38 J/cc まで得ることができた。

(5) 大入力信号に対し8枚のディスクガラスで約2.3倍の利得を得た。これは設計値の約2倍の効率であった。プロトタイプディスクレーザー装置に比し、ランプ等をクローズドタイプにしたためこのような高い効率が得られたと思われる。またディスクガラスの径方向に対し一様な励起がなされていることが確かめられた。

(6) 大入力フラッシュランプの回路の最適設計を行なった。またランプの爆発破壊について考察した。特にレーザーヘッド内における多数ランプの同時点火はしばしば非常に低い電気入力で破壊を生じたが、これは音響波ショックの重なりのためと考えられる。

(7) 光アイソレーターとして、ユニガイドスリット、ファラデーローテーターを開発した。ファラデーローテーターはThin Film Polarizerを用いたので大口径 (6 cm^{ϕ}) のものが製作可能であった。Extinction Ratio は 20 dB 以上であった。

(8) フレネル回折防止用に非球面レンズと吸収体を組み合わせたソフトアパチャーを開発した。エネルギー透過率が75%と高く、しかも10mはなれた点でガウス型ビームに対し殆んどフリッジなしのパターンを作ることができた。

(第8章)

(1) 液体レーザーの螢光寿命、損失係数、誘導放出断面積 σ 、レーザーターミナルレベルの寿命 τ 等のレーザーパラメーターの測定を行なった。これ等のうち特に σ と τ は今までに測定されていなかった。共に螢光変化法を用いて測定したが、 σ は $8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ とガラスレーザーの場合の約4倍の値が得られた。また τ は 5 ns 以下と評価された。

(2) 測定したレーザーパラメーターを用い光子束

と逆転密度に対する rate 方程式をたて増幅のふるまいを解析した。その結果、ガラスレーザーと比較した時小信号時には利得が大であるが、大信号になるほど利得の飽和が大きくなる生じてくることがわかった。この差は誘導放出断面積の大きさの差による。またこの利得の飽和は実験によっても確かめることができた。

(3) 液体レーザーにより大出力レーザーを製作する場合には信号による飽和を考慮すれば効率のよいレーザーができる。すなわち設計上レーザー入射断面積をできるだけ大きく取り、媒質長を短かくし飽和を生じさせないようにしながら増幅を行うのがよい。

(4) 螢光のピークが異なる Nd^{3+} レーザー間の増幅実験を行なったが、ほぼ螢光曲線に応じた増幅率が得られた。

(5) $\text{Nd}^{3+} : \text{POCl}_3$ レーザーを用いて可飽和色素によるモード同期パルス発生を試みた。パルス幅約 30 ps のものが得られた。ガラスレーザーより安定な発振であった。

(6) 高調波発生法によりピコ秒パルス列におけるパルス幅の変化を調べた。ガラスレーザーと同じようにパルス列の前半では2倍高調波発生効率が高く、後半になる程、その効率は下がった。非線形効果が作用しているためと考えられる。

(7) 共振器内部における誘導ラマン散乱光の時間的変化を測定した。ラマン光変換効率はモードロックパルス列の前半で大きく、後半になるほど小さくなった。この測定からもモードロックパルスの非線形効果による劣化が云える。誘導ラマン散乱の閾値は $200 \sim 400 \text{ MW/cm}^2$ であった。

(8) 3光子螢光法によるセルフフォーカシング効果を用いて POCl_3 溶液の非線形屈折率 n_2 を測定した。 $n_2 = 1.33 \times 10^{-12} \text{ esu}$ が得られた。この値はBK-7等のガラスより1桁高いものであり、 POCl_3 レーザー中で非線形現象が起こりやすいことを意味する。

以上の結果により大出力レーザーの設計基準が明らかになり、技術的問題点の多くを解決することができた。

謝

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、第鞭達を賜った山中千代衛教授に深厚なる謝意を表します。大学院在学中および本学電気工学教室において御指導、御教示を戴いた、故山村豊教授、西村正太郎教授、犬石嘉雄教授、藤井克彦教授、川辺和夫教授、宅間宏教授、横山昌弘教授、木下仁志教授、鈴木胖教授に謝意を表します。

また著者が学部4年次より終始変らぬ指導、討論、激励を戴いた山中龍彦助教授、中井貞雄助教授、井沢靖和助教授、故山口元太郎助教授に謝意を表します。

さらに熱心な協力を戴いた大出力ガラスレーザー開発研究会のメンバー、大阪工業試験所第4部長上

辞

開発研究会のメンバー、大阪工業試験所第4部長上野力氏、三菱電機中央研究所所長喜連川隆氏、旭硝子研究所石山正彦氏、ウジオ電機研究室室長広井得輔氏、および保谷硝子技術研究所所長泉谷徹郎氏に謝意を表します。

また各種のモードロック用色素の提供を戴いた日本感光色素研究所伴野賢氏に感謝します。

終りに山中研究室において研究生活の苦楽を共にし、熱心を討論、激励を戴いた、吉田国雄助手、姜衡富氏をはじめ、研究室の諸氏、卒業研究に際して本研究に協力して戴いた卒業生諸氏に感謝する次第である。

発 表 論 文

題 目	発 表 機 関
(1) Self-Narrowing Pulse Laser Amplifier	電通学会 量エレ研究会 (昭和42年)2月
(2) 大出力レーザーによる電磁流体衝撃波	東大宇宙研 電磁流体シンボ p.103 (1967)
(3) High Power Nonlinear Amplification Laser	Technol. Repts. Osaka Univ. 18 169 (1968)
(4) High Density and High Temperature Plasma Produced by Large Power Laser	Technol. Repts. Osaka Univ. 18 155 (1968)
(5) Tandem Amplifier System of Glass and SeOCl_2 Liquid Lasers	7th Int'l Conf. MOGA, Hamburg, Sept. (1968)
(6) 大出力増幅段付レーザー	超高温研究 6 129 (1969)
(7) 大出力10GW ガラスレーザー	電通学会 量エレ研究会 QE 69-11 (1969-06)
(8) A Construction of the High Power Laser Amplifier Using Glass and Selenium Oxychloride Doped with Nd^{3+}	Japan J. Appl. Phys. 8 1037 (1969)
(9) Laboratory Experiments on Solar Flare Model	Solar Flares and Space Research Conf. North-Holland (1969)
(10) 100GWガラスレーザーの開発	電通学会量エレ研究会 QE69-38 (1969-10)
(11) An Investigation of Pulse Structure of Mode Locked Glass Laser Using Two photon Fluorescence Measurement Technique	Japan J. Appl. Phys. 9 228 (1970)
(12) Investigation of Plasma Generation and Heating by Laser	6th Int'l Quant. Elect. Conf., Kyoto (1970)
(13) High Power Laser System of Glass and Nonorganic Liquid Lasers	6th Int'l Quant. Elect. Conf., Kyoto (1970)
(14) Investigation of Damage in Laser Glass	Symposium. Ameri. Soci. Test. Material. 356 104

題 目	発 表 機 関
(15) Improvement of Damage Threshold of Glass Laser	(1971) J. Quant. Elect. QE-8 535 (1972)
(16) Investigation of Glass Damage by Laser	Technol. Repts. Osaka Uni. 21 537 (1971)
(17) Glass and Liquid Laserの特性	電通学会 量エレ研究会 QE-70-44 (1971)
(18) Generation and Amplification of Laser Pulse with a Variable Pulse Width Using PTM Method	Japan J. Appl Phys. 10 1643 (1971)
(19) High Power Nd ³⁺ POCl ₃ Liquid Laser System	IEEE J. Quant. Elect. QE-8 192 (1972)
(20) High Power Nd Laser	Proc. Japan US Seminar p.19 (1972)
(21) Thermonuclear Fusion Plasma by Anormalous Heating by Lasers	Proc. Japan US Seminar p.283 (1972)
(22) トーザ・トリガースパークギャップ(LTSG)とポッケルセルによるレーザーパルス整形について	電気学会誌 92-C 377 (1972)
(23) 光カー効果によるピコ秒パルス幅の測定	応用物理 41 第10号1150 (1972)
(24) レーザーガラスの損傷耐力向上に関する研究	電気学会誌 92-C 10月361 (1972)
(25) Anormalous Heating of a Plasma by a Laser	Phys. Rev. A 6 No.6. 2335 (1972)
(26) Nonlinear Effects of POCl ₃ Liquid Laser	Technol. Repts. Osaka Univ. 23 455 (1973)
(27) Measurement of Picosecond Pulse Width Using Optical Kerr Effect	Technol. Repts. Osaka Univ. 23 195 (1973)
(28) パルス励起レーザーによるピコ秒光パルス発生法	応用物理 42 1119 (1973)
(29) レーザーの異常加熱による熱核融合反応プラズマの生成	超高温研究 10 No.1 37 (1973)
(30) レーザーによる核融合の研究	電気学会プラズマ研究会資料 EP-73-11 10月 (1973)
(31) ダイによるステープルモードロックとパルス幅の伸長と収縮	電気学会電子装置研究会 EDD-74-77 (1974)
(32) 光学材料のレーザー損傷	電気学会電子装置研究会
(33) Brillouin Backscattering and Parametric Double Resonance in	Phys. Rev. Letters 32 1038 (1974)

題 目	発 表 機 関
Laser-Produced Plasma	
(34) ピコ秒計測用イメージコンバーターカメラ	画像技術 5 49 (1974)
(35) レーザーによるピコ秒光パルス発生とその計測	エレクトロニクス 19 1215 (1974)
(36) The Laser Interaction with Solid Hydrogen and Deuterium Targets - Isotope Effect	IEEE J. Quant. Elect. QE-10 716 (1974)
(37) Thermonuclear Fusion Plasma Produced by Lasers	IAEA Ext. Summaries F3-5 (1974)
(38) The Laser Interaction with Plasma Brillouin Backscattering and Isotope Shift	Proc. ICO Conf. Japan (1974)
(39) The Laser Interaction with Plasma	Proc. Fuji Seminar p.63 (1975)
(40) ニッケル新色素による安定なモードロック	応用物理 (投稿中)
(41) Liquid Apodized Aperture for High Power Laser System	Appl. Opt (投稿中)
(42) Laser Driven Fusion	9th Int'l Shock Tube Sympo. July, Kyoto (1975)

学 会 報 告

年 月 日	題 目	発 表 機 関
(1) 昭和42年 4月	GW Class Self Narrowing Laser Amplifier	第14回応物学会
(2) 42年 4月	Self-Narrowing効果を用いた大出力増幅レーザー	電気4学会連合大会
(3) 42年10月	GWレーザーによるプラズマの発生と閉じ込め	物理学会
(4) 42年10月	GW級ガラス増幅器レーザー	物理学会
(5) 42年11月	大出力レーザーによるプラズマの研究	電気学会関西支部大会
(6) 43年 3月	GW級増幅投付Ndレーザー II	第15回応物学会
(7) 43年 4月	SeOCl ₂ -Nd ³⁺ によるガラスレーザー光の増幅	物理学会第23回年会
(8) 43年 4月	巨大レーザーによる高温高密度プラズマの生成 IV	物理学会第23回年会
(9) 43年 4月	非線形増幅効果を用いた大出力Nd ³⁺ レーザー	電気4学会連合大会
(10) 43年 4月	巨大レーザーによる核融合プラズマの生成	電気4学会連合大会
(11) 43年 9月	プラズマ研究用大出力レーザー装置	物理学会秋の分科会
(12) 43年 9月	巨大レーザーによる高温高密度プラズマの生成 IV	物理学会秋の分科会
(13) 43年 9月	レーザープラズマの分光測定	物理学会秋の分科会
(14) 43年 9月	Tandem Amplifier System of Glass and SeOCl ₂ Liquid Lasers Doped with Neodimium	7th Int'l Conf. MOGA, Hamburg
(15) 43年10月	大出力Nd ³⁺ ガラスレーザー III	物理学会秋の分科会
(16) 43年11月	レーザー増幅器	電気学会関西支部大会
(17) 44年 3月	100GW ガラスレーザー(Picosec Pulse)	物理学会第24回年会
(18) 44年 3月	100GW ガラスレーザー	電気四学会連合大会
(19) 44年 6月	大出力10GW ガラスレーザー	電通学会量エレ研究会
(20) 44年 9月	Laboratory Experiments on Solar Flare Model	Solar Flares and Space Res. Conf.
(21) 44年10月	大出力Nd ³⁺ レーザー(ガラス・液体)	物理学会秋の分科会
(22) 44年10月	ガラスレーザーによるピコセカンドパルスの研究 II	物理学会秋の分科会
(23) 44年10月	100GW ガラスレーザーの開発	電気学会関西支部大会
(24) 45年 4月	Nd ³⁺ (ガラス・POCl ₃)レーザーにおけるピコセカンドパルス	物理学会春の分科会
(25) 45年 4月	1TWガラスレーザーの開発	物理学会春の分科会
(26) 45年 4月	1TWレーザーの開発	電気四学会連合大会
(27) 45年 4月	ピコセカンドパルスのパルス制御	電気四学会連合大会
(28) 45年 9月	Investigation of Plasma Generation	6th IQEC

年 月 日	題 目	発 表 機 関
	and Heating by Laser	Kyoto
(29) 昭和45年 9月	High Power Laser System of Glass and Nonorganic Liquid Lasers	6th IQEC Kyoto
(30) 45年10月	大出力ガラスレーザーの開発 IV	物理学会第25回年会
(31) 45年10月	Frequency Tuning Glass Laser	物理学会第25回年会
(32) 45年10月	高速繰返し循環発振液体レーザー	物理学会第25回年会
(33) 45年10月	100GW ガラスレーザー	第31回応物学会
(34) 45年10月	レーザー光によるガラスの破壊	第31回応物学会
(35) 45年11月	大出力ガラスレーザーの開発 (IV)	電気学会関西支部大会
(36) 45年11月	レーザー光によるガラスの破壊	電気学会関西支部大会
(37) 45年11月	Frequency Tuning Glass Laser	電気学会関西支部大会
(38) 46年 3月	大出力ガラスレーザー (II)	応用物理学会
(39) 46年 3月	大出力 POCl_3 液体レーザー	応用物理学会
(40) 46年 4月	ガラスレーザーの増幅特性	物理学会
(41) 46年 4月	大出力ガラスレーザーの開発 (V)	電気学会全国大会
(42) 46年 4月	大出力ガラスレーザーシステムの応用	電通学会シンポジウム
(43) 46年 6月	High Power Nd^{3+} POCl_3 Liquid Laser System	CLEA, (1971)
(44) 46年11月	ガラスレーザーの損傷	応用物理学会
(45) 46年11月	複合 Nd^{3+} Laser の特性	応用物理学会
(46) 46年11月	液体レーザーの動作特性	応用物理学会
(47) 47年 4月	POCl_3 液体レーザーの高出力化	物理学会
(48) 47年 4月	大出力ガラスレーザー	物理学会
(49) 47年 4月	レーザー材料の損傷	物理学会
(50) 47年 4月	Optical Kerr Effect を用いたピコ秒シャッター	応物学会 高速写真 シンポジウム
(51) 47年 4月	大出力液体レーザーの開発	応物学会
(52) 47年 4月	大出力ガラスレーザー (II)	応物学会
(53) 47年 4月	レーザー材料の損傷	応物学会
(54) 47年 4月	複屈折によるピコ秒シャッター	電気学会全国大会
(55) 47年 9月	High Power Nd Laser	Japan-US Seminar
(56) 47年10月	大出力ガラスレーザーの増幅	電気学会関西支部大会
(57) 47年10月	ガラスレーザーリング発振器	〃
(58) 47年10月	ピコ秒パルス励起による色素の誘導放出	〃
(59) 47年10月	YAG-YA1O ₃ Laser の音響光学効果によるモードロッキング	〃

年 月 日	題 目	発 表 機 関
(60) 昭和47年10月	大出力ガラスレーザー(超短光パルスとディスクレーザー)	物理学会
(61) 48年 3月	イメージインテンシファイア付イメージコンバータカメラ	応物学会高速写真 シンポジウム
(62) 48年 3月	種々の可飽和吸収体による超短光パルス発生	第28回物理学会年会
(63) 48年 3月	High-Z プラズマとX線レーザー	〃
(64) 48年 4月	イメージインテンシファイア付超高速カメラ	電気学会全国大会
(65) 48年 4月	Mode Locked YAG Laserのガラスによる増幅特性の研究	〃
(66) 48年10月	ピコ秒イメージコンバータカメラ (Ⅱ)	電気学会関西支部大会
(67) 48年10月	Black Coated Disc Glass	〃
(68) 48年10月	Disc Glass Laser (Ⅲ)	〃
(69) 48年10月	レーザービームとプラズマとの相互作用	〃
(70) 48年11月	ブラックコートディスクガラスレーザー	物理学会
(71) 48年11月	非線形効果によるピコ秒パルスの成形	〃
(72) 49年 3月	250 Jディスクガラスレーザーの開発(発振部)	電気学会全国大会
	〃 (増幅部)	〃
(73) 49年 3月	レーザー光とプラズマの相互作用	〃
(74) 49年 4月	イメージインテンシファイア付ピコ秒ストリークカメラ	応物学会高速写真 シンポジウム
(75) 49年 4月	250 Jディスクガラスレーザーシステム(発振段)	応物学会
	〃 (発振段)	〃
(76) 49年 4月	250 Jディスクガラスレーザーシステム	物理学会
(77) 49年 4月	ガラスレーザーによる核融合の研究	〃
(78) 49年10月	プラズマインプロージョンのピコ秒計測	第35回応物学会
(79) 49年10月	ガラス・レーザーによるPellet Implosion	第29回物理学会年会
(80) 49年10月	250 Jディスクガラスレーザーシステム Ⅱ	〃
(81) 50年 4月	ディスクガラスレーザーシステム Ⅲ (発振部)	応用物理学会連合大会
	〃 (増幅部)	〃
(82) 50年 4月	高速カメラによるレーザー核融合プラズマの観測	応用物理学会高速写真 シンポジウム
(83) 50年 4月	ディスクガラスレーザーシステム (Ⅲ)	第30回物理学会年会
	レーザーによる核融合の研究 (Ⅲ) (増幅特性)	〃
	レーザーによる核融合の研究 (Ⅳ)	〃
	(ペレットインプロージョン)	〃