

He-Ne0.63・1.15 μ m二波長発振レーザー

| | |
|-------|--|
| メタデータ | 言語: ja 出版者: 静岡大学 公開日: 2012-05-09 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 山田, 朋幸 メールアドレス: 所属: |
| URL | https://doi.org/10.14945/00006590 |

He-Ne 0.63・1.15 μm 二波長発振レーザー

静岡大学附属図書館

1984年 3月



000251239 0

静岡大学電子科学研究科
電子応用工学専攻

山 田 朋 幸

論文の概要

多波長発振レーザーの実現を目的に、He-Ne 0.63・1.15 μm 二波長発振レーザーの研究を行った。

これらの発振は下準位を共有し、発振が競合する。分散素子を含む光路分離型共振器を用い、0.63 μm 線と1.15 μm 線について、他の発振線が共存する時の競合現象を解明し、取り出し可能な同時発振出力を予測した。実際の同時発振出力は、この予測とほぼ一致し、予測の妥当性が実証された。

レーザー発振を縦モード同期させると、ピーク値の高い安定した周波数の光パルスが得られ、高速光通信、光検出器の試験等に利用できる。しかし、縦モード同期の研究は、多波長同時発振については、もちろん、1.15 μm 線についてもまだほとんど行われていない。そこでHe-Ne 0.63・1.15 μm 二波長発振において自己縦モード同期を得るべく研究を行った。同時発振状態で、0.63 μm 線の安定した同期が得られたが、1.15 μm 線については、十分に安定した同期は得られなかった。しかし、この過程で、1.1 μm 域で複数の波長の同時発振が起きていることを見出し、光路分離型共振器で1.1 μm 域の発振を1.15 μm 線のみ発振に限定することにより、1.15 μm 線の自己縦モード同期を安定させることができた。

(ii)

この自己縦モード同期レーザーを用いて変調波測距を行い、このレーザーを利用する場合の問題を明らかにした。

これらの研究結果を総合して、 $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線を光路分離型共振器で同時発振させ、これらを切り替えて自己縦モード同期させる用法が有利であると考えられる。

目 次

| | |
|---|----|
| 1. 序論 | 1 |
| 1.1 本研究の目的 | 1 |
| 1.2 本研究を企画した動機 | 1 |
| 1.3 本論文の構成 | 2 |
| 2. He-Ne $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 同時発振レーザー | 4 |
| 2.1 He-Ne レーザーにおける $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 同時発振 | 4 |
| 2.2 反射鏡の傾き調節が二波長発振出力に与える影響 | 7 |
| 2.2.1 共振器の分散性 | 7 |
| 2.2.2 反射鏡の傾き調節と出力の関係 | 9 |
| 2.3 $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 光の発振競合 | 14 |
| 3. 同時発振光の出力結合 | 20 |
| 3.1 出力結合 | 21 |
| 3.2 光路分離型共振器による競合現象の観測 | 24 |
| 3.2.1 光路分離型共振器 | 24 |
| 3.2.2 発振強度の放電電流依存性 | 26 |
| 3.2.3 競合現象 | 29 |
| 3.2.4 発振強度の調節法 | 30 |

| | |
|---|----|
| 3.3 出力結合条件の設計 | 33 |
| 3.4 出力結合結果 | 36 |
| 4. $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 同時自己縦モード同期 | 39 |
| 4.1 自己縦モード同期 | 40 |
| 4.1.1 まえがき | 40 |
| 4.1.2 $0.63 \mu\text{m}$ 線の自己縦モード同期 | 43 |
| 4.2 同時発振レーザーの $0.63 \mu\text{m}$ 自己 縦モード同期 | 44 |
| 4.2.1 まえがき | 44 |
| 4.2.2 実験装置 | 45 |
| 4.2.3 共振器長依存性 | 47 |
| 4.3 $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 同時自己縦モード同期 | 54 |
| 4.4 同時発振光の縦モード同期のまとめ | 57 |
| 5. $1.15 \mu\text{m}$ 自己縦モード同期の確保 | 58 |
| 5.1 二波長共振器長の整合 | 58 |
| 5.2 同位体Ne混合による利得帯域の拡大 | 61 |
| 5.3 $1.1 \mu\text{m}$ 域近赤外光同時発振の抑止による 安定性の向上 | 66 |
| 5.3.1 まえがき | 66 |
| 5.3.2 $1.15 \mu\text{m}$ 発振スペクトルの観測 | 66 |
| 5.3.3 共振器長依存性 | 70 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 5.3.4 | 1.1 μm 域の同時発振 | 72 |
| 5.3.5 | 1.1 μm 域複数波長発振の単一化による 安定性の向上 | 77 |
| 5.4 | 考察 | 80 |
| 6. | 自己縦モード同期レーザー利用における問題点 | 85 |
| 6.1 | 自己縦モード同期パルスを利用した 変調波測距 | 85 |
| 6.1.1 | 変調波測距 | 85 |
| 6.1.2 | 0.63 μm 自己縦モード同期レーザーによる 変調波測距 | 88 |
| 6.2 | 測距装置構成上の問題点 | 88 |
| 6.2.1 | 測距装置 | 88 |
| 6.2.2 | 伝送コード長差の影響 | 94 |
| 6.2.3 | 反射鏡の移動に伴う発振光束の変位 | 96 |
| 6.2.4 | 信号光の減衰 | 102 |
| 6.2.5 | その他の問題点 | 104 |
| 6.3 | 測距結果 | 106 |
| 6.4 | 縦モード間ビート周波数の安定性と予期される測距精度 | 108 |
| 6.5 | 自己縦モード同期レーザーの利用法 | 110 |
| 6.5.1 | 本測距装置の利用のしかた | 110 |
| 6.5.2 | 試作レーザーによる二波長変調波測距 の可能性 | 112 |

7. 結論

113

謝 辭

116

文 獻

118

1. 序論

1.1 本研究の目的

この研究は、He+Ne レーザーの、波長 $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ の発振線の同時発振と、これらの二つの発振線の同時自己縦モード同期に関するものである。

1.2 本研究を企画した動機

現在、多波長発振レーザーの多くは、所要入力が大きいとか、発振波長が赤外域にあって特別な光学素子を必要とする等の理由で実用的でない¹⁾。もし、これらの問題のない、小入力で安定な多波長発振を一つのレーザーで実現できれば、測定用光源としての実用性が高い。そこで、He+Ne レーザーの $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の二波長発振について研究した。これは、次の理由による。

(1) この二波長発振に関する研究^{2,3)}は、まだ、あまり行われていない。

(2) $1.15\mu\text{m}$ の光が、ほとんどの可視光用光学材料に対して透明なので、可視光用のレンズ類を利用して実験ができる。

(3) $1.15\mu\text{m}$ が $0.63\mu\text{m}$ の 2 倍に近い値であることを利用した二波長干渉測長の可能性が考えられる、

(4) 縦モード間ビートを利用した二波長変調波測距の可能性もある、

しかし、これらの2つの発振線は、下準位を共有しているため、発振が競合する。また、 $1.15\mu\text{m}$ 線については、 $0.63\mu\text{m}$ 線に比べると、まだ十分に調べられていない点がある。さらに、縦モード間ビートを利用して変調波測距を行うには縦モード同期を実現する必要があるが、モード同期の研究は、多波長同時発振についてはもちろん、 $1.15\mu\text{m}$ 線についても、まだほとんど行われていない。

$0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の二波長発振レーザーを、出力、モードなどの点で実用に供するようにするには、これらの問題について調べる必要がある。

1.3 本論文の構成

波長 $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ の二波長に対して高い反射率をもつ反射鏡を用いて、He-Neレーザーの $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の同時発振を実現し(2.1)、共振器損失-発振出力特性を測定することにより $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の競合の存在を確認する(2.3)。

次に、分散素子を含む光路分離型共振器を用い、競合現象を定量的に解明し(3.2)、この結果を用いて取り出し可能な同時発振出力を予測する(3.3)。実際の同時発振出力は、この予測とほぼ一致し、予測の妥当性が実証される(3.4)。

$0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の二波長同時自己縦モード同

期を実現することを目的に研究を行い、 $1.15\mu\text{m}$ 線の安定した自己縦モード同期は得られないが、 $0.63\mu\text{m}$ 線の安定した自己縦モード同期を実現する(4.2)。また、 $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ の同時発振が、确实ではないが、同時に、同じ周波数で自己縦モード同期する現象も観測される(4.3)。

次に、 $1.15\mu\text{m}$ 線の自己縦モード同期を确实にすることを目的に研究し、 $1.1\mu\text{m}$ 域で複数の波長の同時発振が起こっていることを見出し、光路分離型共振器で $1.1\mu\text{m}$ 域の発振を $1.15\mu\text{m}$ 線のみ発振に限定することにより $1.15\mu\text{m}$ 線の自己縦モード同期を安定させる(5.3)。また、同位体Neガスを混合して利得帯域を広げることにより縦モード同期が确实になる傾向が認められる(5.2)。

$0.63\mu\text{m}$ 自己縦モード同期レーザーを用いて変調波測距を行い、モード同期レーザーを利用する場合の問題を明らかにする(5章)。

2. He-Ne 0.63・1.15 μm 同時発振レーザー

章の序

波長1.15 μm 用 $\frac{1}{4}$ 波長交互多層膜の上に波長0.63 μm 用交互多層膜を重ねた二波長高反射鏡と0.63 μm 線用のレーザー管を用いて、0.63 μm 線と1.15 μm 線を同時発振させ、レーザー共振器の波長分散性、反射鏡の傾き調節が二波長発振出力に及ぼす影響、及び、共振器損失-発振出力特性から、0.63 μm 線と1.15 μm 線の競合の存在を確認する。

2.1 He-Ne レーザーにおける0.63・1.15 μm 二波長同時発振⁴⁾

He-Ne レーザーの発振に関するエネルギー準位図を、Fig. 2.1 に示す。よく知られているように、このレーザーには、

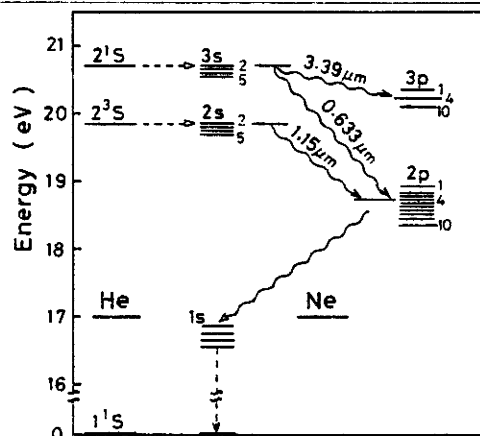


Fig. 2.1 HeとNeのエネルギー準位

波長が0.63 μm 、1.15 μm 、3.39 μm の3つの利得の高い発振線がある。これらのうち最も一般的なもの、0.63 μm の発振で、計測、科学研究などに、広く、使わ

れており、 $1.15\mu\text{m}$ のレーザーも、波長が光ファイバーの低損失領域に近いこともあって、装置化されている。また、 $3.39\mu\text{m}$ の発振は、精度の高い周波数安定化に利用されている。

これらの発振線は、封入ガスの成分比や圧力、共振器用反射鏡、ブリュースターウィンドウなどを選定することによって、選択して発振させることができる。He-Neレーザーの $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線を始めて同時発振させたのは、J.D. RigdenとA.D. Whiteで^{2,3)}、それ以後、筆者の発表⁵⁾を除いて同時発振に関する発表はない。

彼らの用いたレーザー管は、分圧比10:1のHeとNe混合ガスを全圧0.7 Torrに封入したもので、細管内径は6mmである。ブリュースター窓の材質については報告されていない。共振器は、曲率半径0.9mの高反射鏡を1.5m間隔で対向させたもので、反射面には、 $1.15\mu\text{m}$ 用 $1/4$ 波長交互多層膜の上に、transition layer¹⁾を着け、その上に $0.63\mu\text{m}$ 用 $1/4$ 波長交互多層膜を重ねてある。

筆者の行った研究では、細管内径、約2mm、有効放電長、約400mmで、厚さ4mmの硬質ガラスブリュースター窓をもつ $0.63\mu\text{m}$ 用のレーザー管を用いている。これは、 $0.63\mu\text{m}$ 用のものは、入手し易く、 $1.15\mu\text{m}$ 光は、 $0.63\mu\text{m}$ 用のレ

レーザー管のブリュースター窓を、 $0.63\mu\text{m}$ 光と同等に透過するからである。2つの反射鏡には、 $1.15\mu\text{m}$ 用 $1/4$ 波長交互多層膜の上に $0.63\mu\text{m}$ 用 $1/4$ 波長交互多層膜を重ねたものを用いた。この反射鏡は、 $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ の両波長に対して高い反射率を持つ^{2,3,5)}。これらの反射鏡の分光透過率特性を Fig. 2.2 に示す。

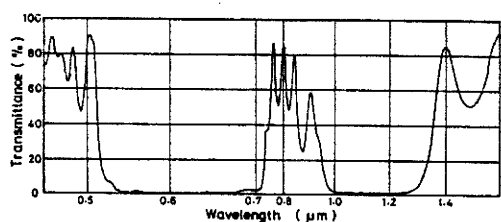


Fig. 2.2 $0.63 \cdot 1.15\mu\text{m}$ = 波長
反射鏡の分光透過率特性

これらの反射鏡の $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ のレーザー光に対する透過率は、それぞれ、 0.1% 、 0.6% であった。

$0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線を同時発振させるために構成したレーザー共振器を Fig. 2.3 に示す。共振器

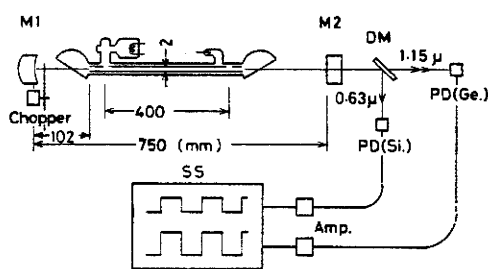


Fig. 2.3 実験装置模式図

M1, M2 : Mirrors
DM : Dichroic mirror
PD : Photo diode
SS : Synchroscope

は、曲率半径 1.0m の凹面 = 波長反射鏡 M1 と平面 = 波長反射鏡 M2 を 750mm の間隔で対向させたものである。

二つの発振線の出力は、出力ビームをダイクロイックミラー DM で分離し、

$0.63\mu\text{m}$ 光は Si フォトダイオードで、 $1.15\mu\text{m}$ 光は、Ge フォトダイオードで光電変換し、増幅した後、シン

クロスコープSSによって測定した(Fig. 2.3)。ただし、セクタで発振を断続させ、出力を発振停止時と対比して観測できるようにしてある。M2を透過する光の出力は、 $0.63\mu\text{m}$ が $500\mu\text{W}$ 、 $1.15\mu\text{m}$ が $50\mu\text{W}$ 程度であった。

2.2 反射鏡の傾き調節が二波長発振出力に与える影響⁴⁾

2.2.1 共振器の分散性

Fig. 2.3 に示した共振器において反射鏡を傾けていくと、 $0.63\mu\text{m}$ の出力が減少した時 $1.15\mu\text{m}$ の出力は増大するという現象が観測された。

この原因として、まず、共振器に波長分散性があり、波長の異なる二つの発振光について、共振光路がずれているためでないか、と考えた。使用した管球には、厚み 4mm の硬質ガラスのブリュースター窓BWがある。そこで、BWでの $0.63\mu\text{m}$ 光と $1.15\mu\text{m}$ 光の横ずれ量の違いについて検討した。これは、波長の異なる光束が斜めに置かれた平行平面ガラス板を通過すると、屈折率の波長分散のため光束が分離し、このために、凹面反射鏡の入射角に差が生じて出力が最大となる反射鏡の傾きが波長によって異なる、と考えられるからである(Fig. 2.4)。

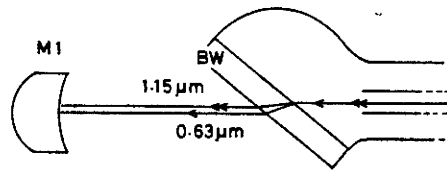


Fig. 2.4 ブリュースター窓による
0.63、1.15 μm 二波長光束の分離

0.63 μm と 1.15 μm に対する BW の屈折率 ($n_{0.63}$ と $n_{1.15}$) を BK7 ガラスの屈折率の波長分散性⁶⁾ から補間によって求め ($n_{0.63} = 1.515$ 、 $n_{1.15} = 1.505$)、屈折の法則⁷⁾ によって、0.63 μm 光と 1.15 μm 光が BW に ブリュースター角で入射した場合の二波長光束の平行移動量の差を計算すると、約 14 μm となる。この横位置の差による、曲率半径 1.0 m の凹面反射鏡 M1 に対する入射角差は、0.05' にすぎない。

ところが、二つの同時発振光について、出力が、それぞれ最大となる平面反射鏡の傾き角の差は、2' 程度であり、BW による光束のずれの差に基づいた計算から予想される値よりはるかに大きい。従って、窓板 BW による横ずれ量の違いがこの現象の原因とは考えられない。

そこで、窓板 BW の楔角による屈折角差の影響ではないかと考え、この影響が倍增、あるいは、打ち消されるように、BW と同じガラス板を、Fig. 2.5 (a) あるいは (b)

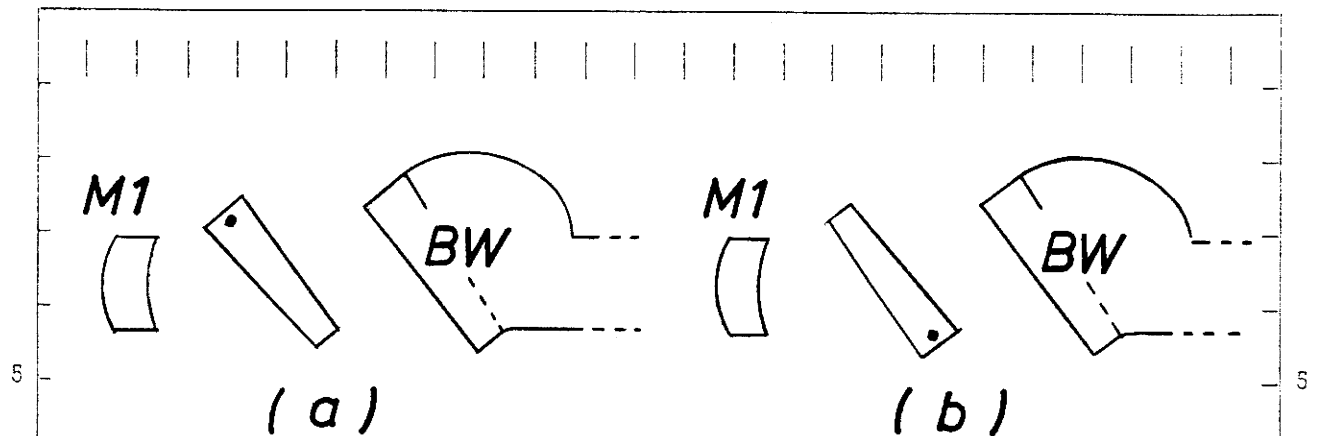


Fig. 2.5 BWの楔角の影響を調べるための実験

のように共振器内に挿入して、反射鏡の傾きに対する出力変化を測定した。しかし、結果に差は認められなかった。従って、反射鏡の傾きによる出力変化が二つの発振光について平行的でない、という現象は、窓板BWによる屈折角差によるものでもない。

2.2.2 反射鏡の傾き調節と出力の関係 4)

しかし、実験を重ねるうちに、共振器の光学調整方法によって、この現象が変化することに気づいた。そこでM2を逐次傾け それに対して出力が最大になるようにM1の傾きを調節して共振器の光軸をレーザー管の細管の中心軸(以下、単に、管軸と呼ぶ)に対して逐次傾け各傾きにおいて、平面反射鏡M2の傾きに対する二波長出力の変化を実測した。

まず、 $0.63\mu\text{m}$ 光の出力を用いて、次に述べる方法で

光学調整を行って、共振器軸を管軸に正確に一致させた。

すなわち、初期光学調整を行ってレーザーを共振状態にしてから、M1の傾きを垂直軸のまわりにゆすかにはずらし、光出力が最大となるようにM2の垂直軸の回りの傾き θ_1 (Fig. 2.6)を調節して光出力値を読み取る。この

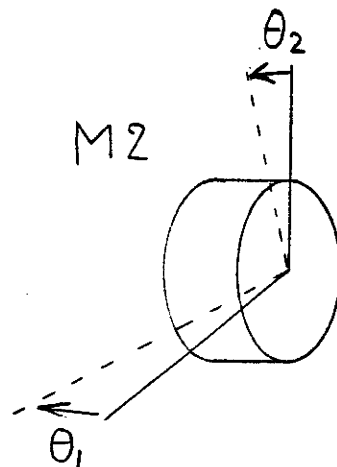


Fig. 2.6 θ_1, θ_2 の定義

操作を繰り返して、M1とM2の垂直軸の回りの傾きを光出力値が最大となる状態に固定する。次に、同様な調整を水平軸回りの傾き θ_2 について行う。この垂直軸回りの傾き調整と水平軸回りの傾き調整を、調整結果が前の調整結果と変わらなくなるまで交互に繰り返す。

この場合の、M2の傾き α と出力の関係をFig. 2.7(a) に示す。ただし、M2の傾き角 α は、共振器軸と管軸が一致する時、 $\alpha = 0$ とし、共振器に向かっている方向を正とした。

管軸と共振器軸が一致している状態にM1を保持し、M2を α の負の方向に傾けていくと、

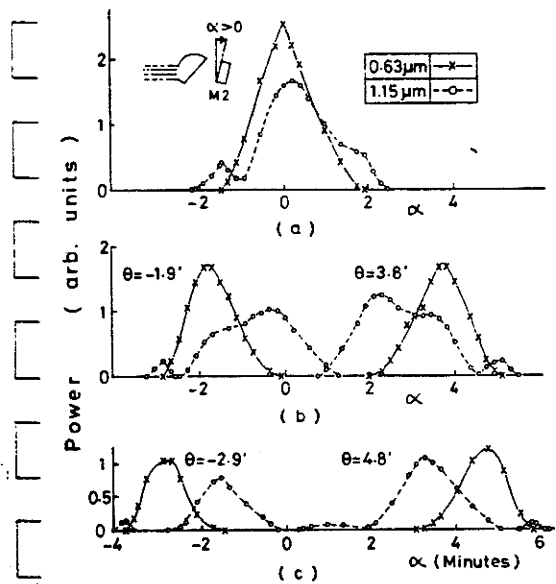


Fig. 2.7 平面反射鏡の傾きと出力の関係

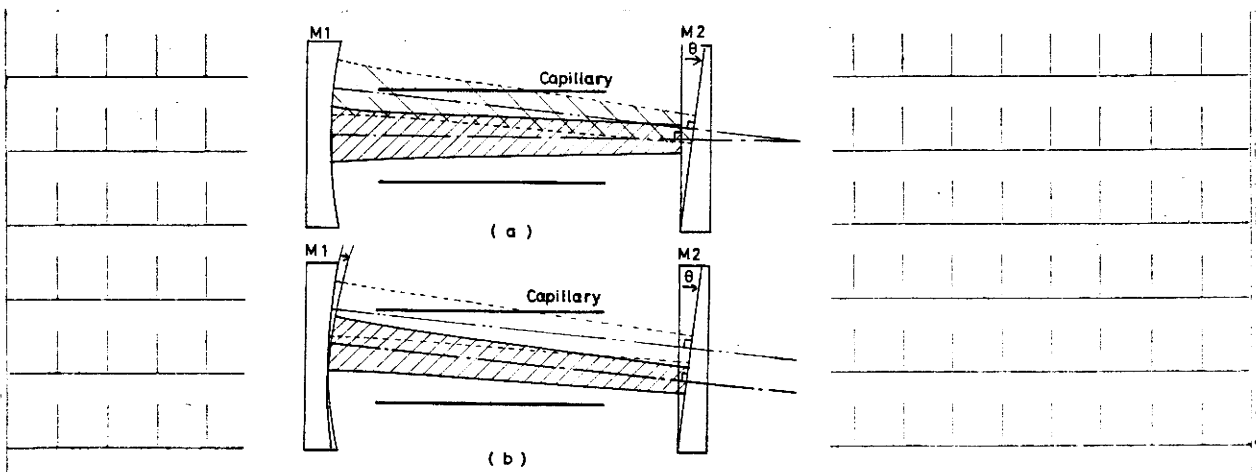


Fig. 2.8 反射鏡を傾けた時の光束の変位

どちらの波長の出力も減少し、まず、 $0.63\mu\text{m}$ 線の発振が停止する。ここで、 $1.15\mu\text{m}$ 光の出力は、一たん増し、更にM2の傾きを大きくすると、 $1.15\mu\text{m}$ 線の発振も停止する。M2を反対方向に傾けた場合もほぼ同様な変化を示し、反射鏡の傾き—出力特性は、ほぼ対称になった。

$1.15\mu\text{m}$ 線の方が大きな傾き角まで発振を持続するのは、 $0.63\mu\text{m}$ 線より $1.15\mu\text{m}$ 線の方が余裕利得が高いためと考えられる。また、 $0.63\mu\text{m}$ 線の発振が停止した時 $1.15\mu\text{m}$ 線の出力が増すか減少がゆるやかになるのは $0.63\mu\text{m}$ 線の発振が止まったために、 $0.63\mu\text{m}$ 線に抑圧されていた $1.15\mu\text{m}$ 線の発振が回復するため、と思われる。

次に、M2を θ 傾け、この状態で $0.63\mu\text{m}$ の出力が最大となるようにM1の傾きを調整して固定した。この調整による発振ビームの移動は、模式的に、Fig. 2.8のよう示せる。つまり、共振器軸が管軸と一致している時の状態(Fig. 2.8(a)の左下がり斜線部)からM2を θ だけ傾けると、ビームは、M1面の曲率中心を中心にして共振器軸がM2面に直交するように θ だけ回転する(Fig. 2.8(a)の右下がり斜線部)。そして、出力が最大となるようにM1を傾けると、ビームは、M2面に沿ってある量だけ平行移動する(Fig. 2.8(b)の斜線部)。ただし、斜線部は、強度がビームの中心軸上の値からある一定の割合まで低下している範囲を模式的に示したも

のである。また、簡単化のため、BWは、省略している。
この状態での α -出力特性 を、 θ をパラメータとし
て、Fig. 2.7 (b)、(c) に示す。

管軸に対して共振器軸を θ だけ傾かせた場合には、2
つの発振線について出力がピークになるM2の傾きが異
なってくる。この場合にも、 $0.63\mu\text{m}$ 線が発振停止する
時 $1.15\mu\text{m}$ 光の出力が増大するという現象が見られた。

He-Ne レーザーの発振に関するエネルギー準位図
を、Fig. 2.1 に示す。よく知られているように、このレーザーには、

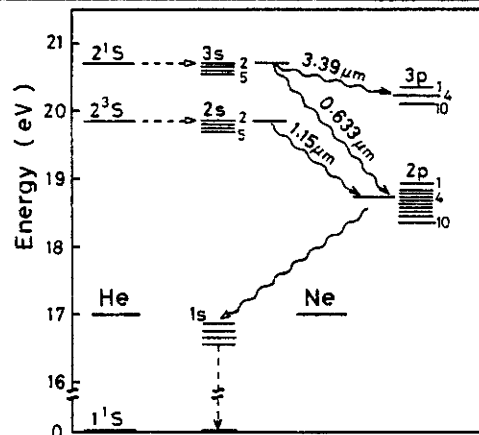


Fig. 2.1 HeとNeの
エネルギー準位

2.3 0.63・1.15 μm 光の発振競合⁸⁾

2.1では、0.63 μm と1.15 μm に対して高い反射率をもつ反射鏡を用いて二波長同時発振が得られることを述べた。しかし、このままでは、外部に光出力は取り出せない。光出力を取り出すためには、反射鏡の透過率をある程度大きくする必要がある。しかし、透過率が発振線の余裕利得の値を越えると、発振は起こらなくなる。すなわち、出力取り出し用の反射鏡には、最適な透過率がある。ところが、同時発振の場合には、発振の競合があるので状況が複雑になる。そこで、二つの発振線が同時発振している場合と単独発振している場合について、共振器損失に対する発振出力の変化を測定し、0.63 μm 線と1.15 μm 線の競合の状況を推測する。

まず、Fig. 2.9に示すように、共通光路内の共振器にフレネル反射器

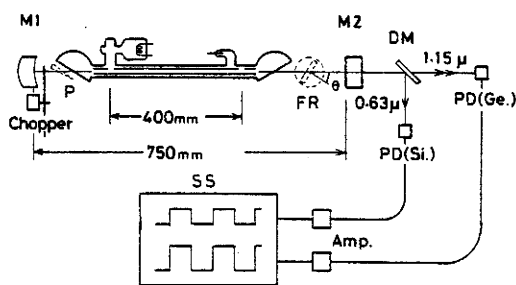


Fig. 2.9 実験装置

- M1, M2 : Mirrors
- P : Prism
- DM : Dichroic mirror
- FR : Fresnel reflector
- PD : Photo diode
- SS : Synchroscope

FR(平行平面ガラス)を挿入し、二波長同時発振状態で、FRの傾き角を変化させて共振器損失を変化させ、出力の変化を、ダイクロイックミラーDMで分離した

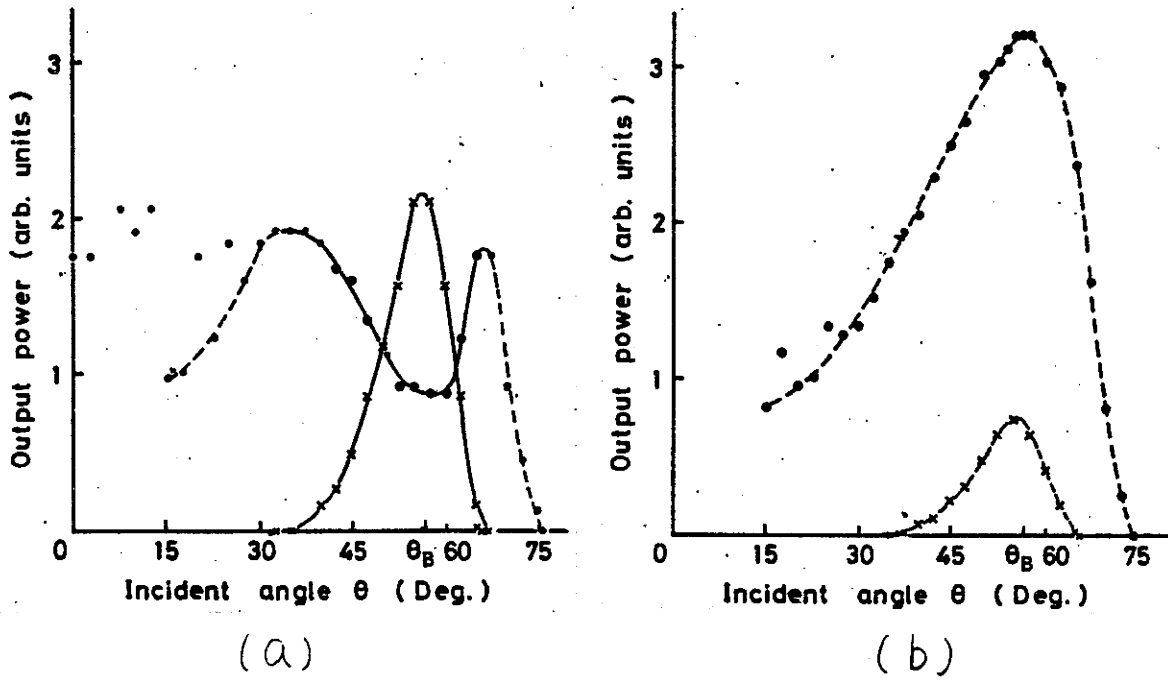


Fig. 2.10 フレネル反射器の傾き角に対する出力変化

0.63 μm 光と1.15 μm 光について測定する。FRは、厚さ1mmの平行平面ガラスを回転台に取り付けたものである。

この結果、Fig. 2.10 (a) 実線のように、0.63 μm の出力(—x—)は、FRの傾き角 θ がブリュースター角 θ_B に近づくにつれて大きくなり θ_B で最大になるが、1.15 μm の出力(—●—)は、この時、顕著な出力の低下を示した。 θ の小さい範囲で測定値がばらついているのは、ガラス板が光路に対して垂直に近くなり、ガラス板の表面と裏面で反射する光が干渉して損失が変化するためである。従って、この範囲の測定結果は除外する。

次に、共振器内に頂角約 3° の薄いプリズムPを挿入して(Fig. 2.9)二つの発振線の光路を分離し、反射鏡M1を調節することによって二つの発振線のうちのひとつを選択して発振させ、この状態で、FRの傾きに対する出力変化を測定した。

この結果は、Fig. 2.10 (b)のように、0.63 μm の出力(---x---)も1.15 μm の出力(---●---)も、共に、FRの傾き θ が θ_B の時、最大になった。

これらの結果から、Fig. 2.10 (a)のFRの傾き角 θ_B 付近に見られる1.15 μm 光出力の低下現象は、同時発振に特徴的な現象と考えることができる。

ここで変化しているものは、FRの傾き角変化によるフレネル反射、すなわち、共振器損失の変化と、共振器

内に挿入された硝子板の傾き角の変化である。これらのうち、後者については、先に、2.2.1で示したように厚いブリュースタ窓硝子BWでも分散効果はないと考えられるから、この時の、BW(厚さ5mm)より薄い1mmの厚さの硝子板の回転の影響は無視できる、と考えられる。そこで、出力低下の原因は、共振器損失の変化による発振競合状態の変化である、と考えられる。

共振器損失を調節した時の発振競合を取り上げるに先立ち、フレネル反射器で導入される共振器損失を定量的に求める。

Fig. 2.11において、反射鏡M2(エネルギー-反射率

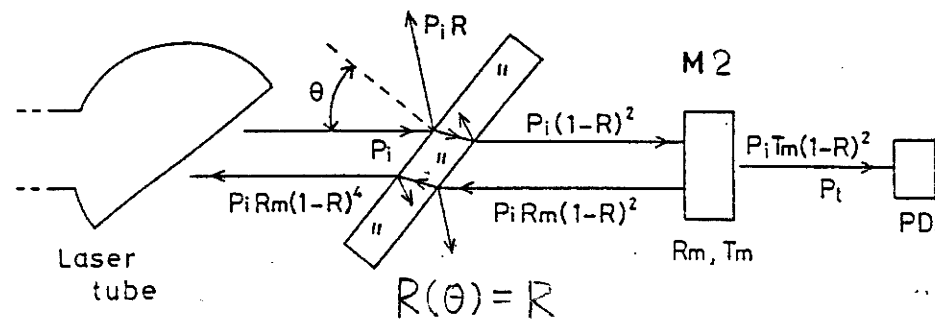


Fig. 2.11 平行平面ガラスが挿入された光共振器

R_m)とフレネル反射器FRを組み合わせた系を考える。ガラス板に対する入射角が θ の時のフレネル反射率を $R(\theta)$ とする。フレネル反射器に入射する光パワーを P_i とすると、これを透過した光のパワーは、 $P_i \{1 - R(\theta)\}^2$ 、反射鏡M2で反射されて $P_i R_m \{1 - R(\theta)\}^2$ となり、再びフレネル反射器を通過して戻る光パワーは、

$P_i R_m \{1 + R(\theta)\}^4$ となる。従って、組み合わせ系により加えられる損失は、

$$\frac{P_i - P_i R_m \{1 + R(\theta)\}^4}{P_i} = 1 - R_m \{1 + R(\theta)\}^4 = 1 - R_c \quad (2.1)$$

となる。 R_c は、ガラス板とM2を合成した系の実効反射率⁹⁾である。

実際に使用した反射鏡の透過率 T_m を実測し、 $1 - T_m$ の値を式(2.1)における反射鏡M2の反射率 R_m として、フレネル反射器の傾き角に対する共振器損失を、 $1.15 \mu\text{m}$ 線について計算した結果を、Fig. 2.10 (a)、Fig. 2.10 (b)に重ねて、Fig. 2.12 に示す。

Fig. 2.12 に見られる特徴的なことは、同時発振における

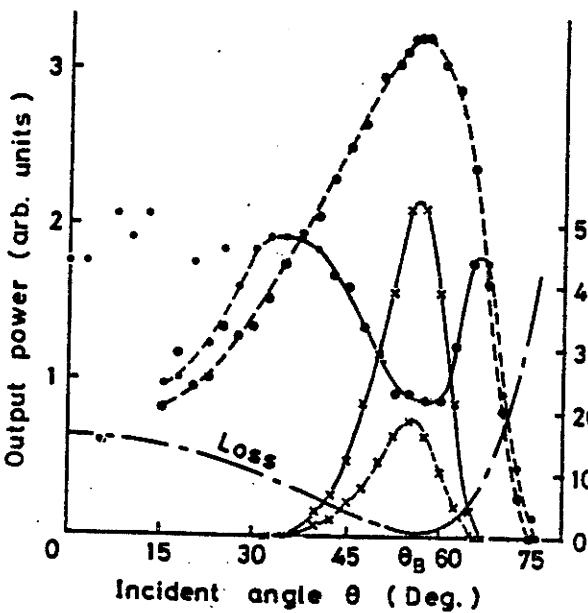


Fig. 2.12 フレネル反射器の傾き角に対する出力変化と損失変化

| | 0.63 μm | 1.15 μm |
|--------------------------|--------------------|--------------------|
| Simultaneous Oscillation | — x — | — • — |
| Single Oscillation | - - - x - - - | - - - • - - - |

ける $1.15 \mu\text{m}$ 線の振舞である。単独発振の場合には、 $0.63 \mu\text{m}$ 線も $1.15 \mu\text{m}$ 線もフレネル反射器に対する入射角 θ がブリュースター角 θ_B に近づき共振器損失が減少すると、出力が増大し θ_B で最大になる。これに対し、同時発振の場合には、 θ が θ_B に近づくと、

0.63 μm 光出力は大きくなるが、1.15 μm 光出力は、逆に、減少する。

薄プリズムを用いて単独発振させた時と薄プリズムを用いない同時発振の場合の光出力の大きさに着目すると、0.63 μm 光出力は、薄プリズムを入れることにより減少するのに対し、1.15 μm 光出力は、薄プリズムを入れて単独発振させると、出力が大きくなる。この違いは、0.63 μm 線については、この発振線の利得が低いために、薄プリズム挿入による損失の増加によって、出力が小さくなるのに対し、1.15 μm 線は、利得が高いので、薄プリズム挿入による損失の増加があってもあまり影響されず、0.63 μm 線との競合がなくなる効果が現われて、薄プリズムを用いない同時発振の時より出力が大きくなる、と考えられる。同時発振における二つの発振線の出力変化については、共振器損失が少なくなる時、0.63 μm の出力は増大し、1.15 μm の出力は減少することから、0.63 μm 線は、共振器損失が小さくなることにより出力が増し、1.15 μm 線は、0.63 μm 線の同時発振に抑制されて出力が低下する、すなわち、競合の影響を受け易い、と考えることができる。

余裕利得の値は、発振が停止する時の共振器損失から求められる。この値は、0.63 μm 線では、単独発振と同時発振で殆ど差がなく、共振器片道当たり、約4%、1.15 μm 線では、単独発振の時、約20%であった。

3. 同時発振光の出力結合

章の序

0.63 μm 線と1.15 μm 線は下準位を共有し発振が競合する。これらの発振線の出力を、望ましい比率で、できるだけ多く取り出すためには、この競合現象を明らかにしなければならぬ。そこで、分散プリズムを含む光路分離型共振器を用い、同時発振している一方の発振線の強度を変化させ、これに伴う他方の発振線の発振強度変化を測定するという方法で競合現象を定量的に調べた。この結果から、1.15 μm 線は、0.63 μm 線の同時発振の影響を強く受けるが、0.63 μm 線は、1.15 μm 線の同時発振にほとんど影響されないことがわかった。

この結果を用いて、取り出し可能な同時発振出力を予測した。この予測結果は、実際の同時発振出力測定結果とほぼ一致し、予測の妥当性が実証された。

また、光路分離型共振器を用いて発振強度の放電電流依存性を測定し、J. D. Rigden らの報告と定性的に一致する結果を得た。

3.1 出力結合

2.1では、 $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ の二つの波長について高い反射率を持つ反射鏡を用いて、 $0.63 \cdot 1.15\mu\text{m}$ 二波長同時発振を実現したが、反射鏡の透過率が小さいため、共振器の外部に光出力を取り出すことはできなかった。

反射鏡の透過率に対して出力がどのように変化するかがというのが、出力結合の問題である。

反射鏡に入射する共振器内発振パワー P_1 は、反射鏡の透過率 T が大きくなると損失が増すため、単調に減少する。この様子を模式的に、Fig.3.1(a)に示す。しかし

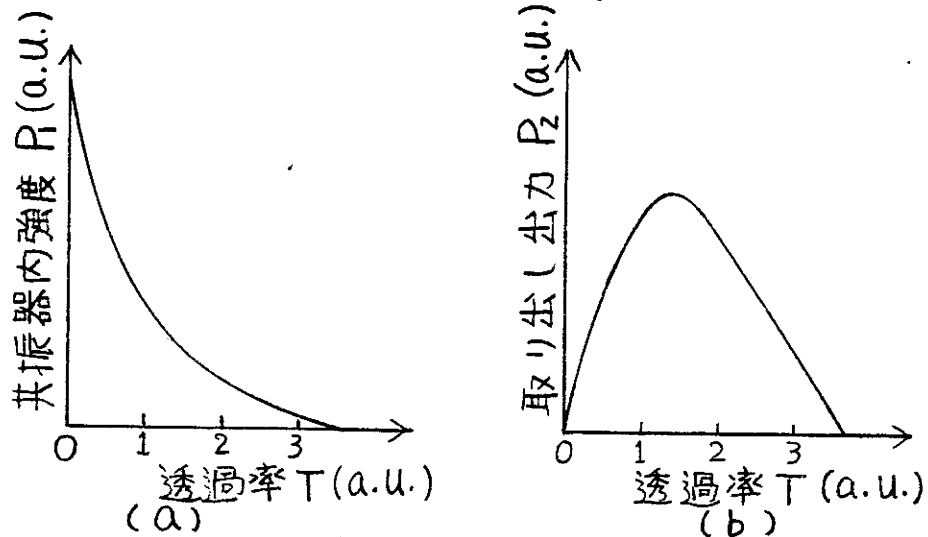


Fig.3.1 反射鏡の透過率 T に対する共振器内強度と取り出し出力

反射鏡から取り出せる出力 P_2 は、 P_1 と T の積となるため、 T のある値で最大になる(Fig.3.1(b))。この透過率の値は、普通、 T の異なる反射鏡のシリーズを作り、それらを用いて実際に出力を測定することによって決められている。しかし、 $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の同時発

振のように、競合の存在する二波長同時発振の場合、二波長に対して透過率が異なる反射鏡のシリーズを作る必要があるため、その数が多くなって経済的でない。そこで、出力反射鏡のシリーズに相当するものを、平行平面ガラスFRと高反射鏡Mで形成することを考える(Fig. 3.2)。

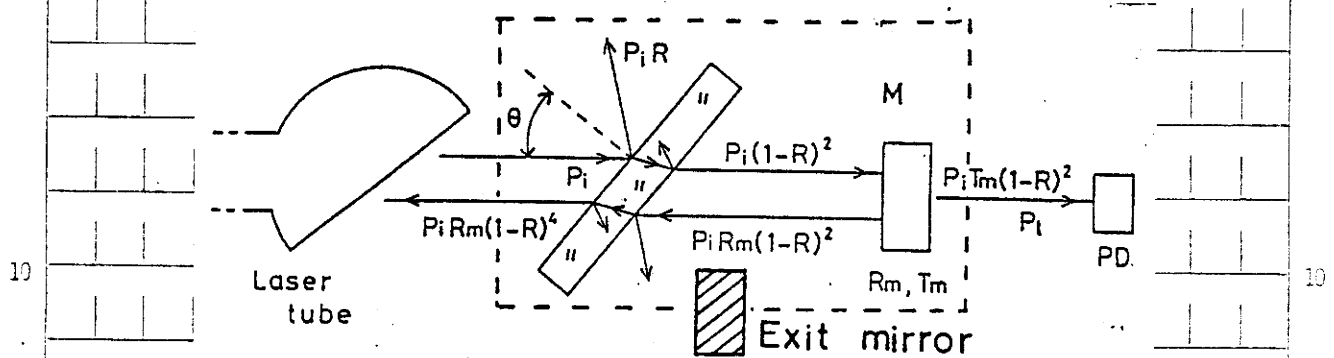


Fig. 3.2 FRとMの組み合わせと等価反射鏡

FRとMを合成したものの、つまり、Fig. 3.2の破線で四角にくくったものにより発振線に与えられる損失は、式(2.1)で表わされ、式(2.1)の R_c は、FRとMを合成した系の実効反射率であった。従って、FRとMの組み合わせは、反射率が R_c 、従って、透過率が式(2.1)で表わされる反射鏡と考えることができる。

この、FRとMの組み合わせに等価な反射鏡から取り出せるパワー P_0 は、FRに入射するパワー P_i からレーザー管に戻るパワー $P_i R_m (1-R)^4$ を差し引いた値となるから、次式のようになる。

$$P_o = P_i \{ 1 - R_m (1 - R)^4 \} \quad (3.1)$$

P_i : FRに入射するパワー

R_m : Mの反射率

$R = R(\theta)$: フレネル反射率

一方、反射鏡Mを透過するパワー P_t は、

$$P_t = P_i T_m (1 - R)^2 \quad (3.2)$$

T_m : Mの透過率

である。式(3.2)から P_i を求め式(3.1)に代入すると、 P_o は、次のようになる⁹⁾。

$$P_o = \frac{P_t \{ 1 - R_m (1 - R)^4 \}}{T_m (1 - R)^2} \quad (3.3)$$

($R = R(\theta)$)

従って、FRの傾き角 θ を変え発振強度を変化させて P_t を測定し、 $R(\theta)$ をフレネル反射の式から計算すれば、式(3.3)を用いて取り出し可能な出力 P_o を予測でき、その結果から、出力反射鏡の最適透過率を決定できる。

3.2 光路分離型共振器による競合現象の観測

3.2.1 光路分離型共振器

2.3で、共通光路型共振器で同時発振している発振線の共振器損失-発振出力特性を測定することによって競合現象の存在を確認した。また、薄いプリズムを共振器に挿入して発振を一つの波長に限定し、それぞれの発振線について余裕利得を求めることができた。しかし、同時発振している二つの発振線の出力を最大に取り出す条件を得るため、同時発振する発振線の強度を調節し競合現象を詳細に調べることは行われていない。そこで、同時発振しているそれぞれの発振線に独立に損失が与えられるように、共振器内に分散プリズムを入れ $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線の光路を分離した¹⁰⁾。

使用したプリズムは、SF2ガラス製の頂角約 63° で最小偏角の時、 $0.63\mu\text{m}$ 光に対する入射角がブリュースター角となる。

まず、SF2ガラスの屈折率の波長依存性⁶⁾から、補間により $0.63\mu\text{m}$ に対する屈折率 1.644 を、補外により $1.15\mu\text{m}$ に対する屈折率 1.626 を求めた。次に、これらの値を用い、 $0.63\mu\text{m}$ 光と $1.15\mu\text{m}$ 光が $0.63\mu\text{m}$ に対するブリュースター角 58.7° で入射した場合の光路を計算により求めた(Fig. 3.3)。 $0.63\mu\text{m}$ 光と $1.15\mu\text{m}$ 光の偏角差は、 2.0° である。

このように分離された光路の一端に、独立に、 $0.63\mu\text{m}$

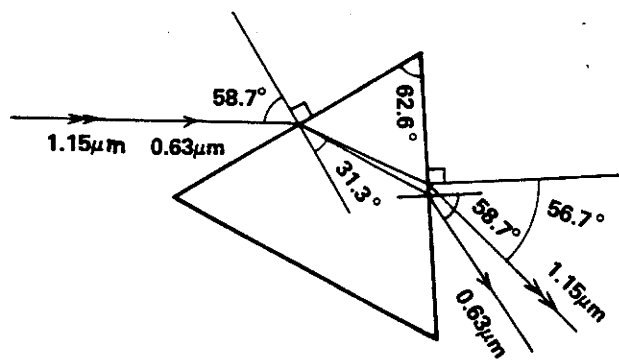


Fig. 3.3 予測光路

用と1.15μm用平面反
射鏡を取り付け、光路
分離型共振器を構成し
(Fig. 3. 4)、0.63
μm線と1.15μm線を
同時発振させた。二波
長光束の偏角差の実測

値は、2.2°となり、
計算値 2.0°と

よく一致した。

偏角差が小さいため、

二つの独立した共振系を
構成し独立のフレネル反
射器を挿入するためには、

プリズムから平面反射鏡まで最低200 mm程度の距離
が必要となり、共振器長は、2.1の共通光路共振器の場
合の750 mmから950 mmとなった。フレネル反射器
FRのガラス板の厚さは2 mmである。M1は、0.63
μm、1.15μmに対する透過率が、それぞれ、0.1%と
0.7%、曲率半径が1.9 mの二波長反射鏡で、M2は、
0.63μm用の、M3は、1.15μm用の透過率0.1%以下
の高反射平面鏡である。

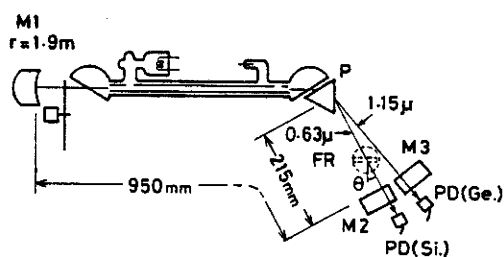


Fig. 3.4 光路分離型共振器

3.2.2 発振強度の放電電流依存性⁴⁾

共振器内発振強度は、共振器損失と放電電流に依存する。そこで、ここでは、共振器損失に対する発振強度変化を調べる前に、発振強度の放電電流依存性について調べる。

共振器は、光路分離型 (Fig. 3.5) であり、一方の光路をさえぎることにより単独発振の特性も調べられる。プリズム P、反射鏡 M1、M2、M3 は、3.2.1 で述べたものと同じである。

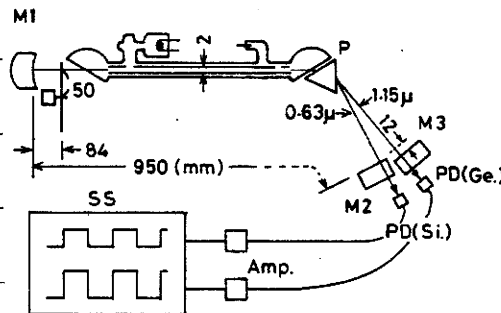


Fig. 3.5 光路分離型共振器による、発振強度の放電電流依存性の測定

測定結果を Fig. 3.6 に示す。ただし、図に示したパワ

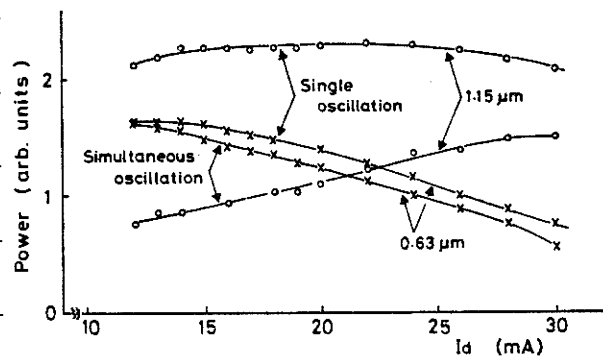


Fig. 3.6 発振強度の放電電流依存性

一の尺度は、 $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ 、それぞれに対し、任意目盛となっている。

0.63 μm 出力(\times 印)は、単独発振と同時発振で大差なく、放電電流 I_d が増すと減少する。これに対して、1.15 μm の出力(\circ 印)は、単独発振時の出力が同時発振時の出力より大きい。また、単独発振時は、 I_d を変えてもほぼ一定であるのに対して、同時発振時は、 I_d が増すと増大する。この変化は、0.63 μm 線の変化と逆である。従って、放電電流を変えることによって2つの波長の出力比を変えることが可能である。なお、この論文で述べた、他の同時発振の実験は、すべて、0.63 μm の出力が最大となるように I_d を調節して行った。

以上の結果より、0.63 μm 線の発振は、1.15 μm 線の発振にあまり影響されないが、1.15 μm 線の発振は0.63 μm 線の発振に強く影響されることがわかる。

なお、同時発振時の出力変化は、実験条件は異なっているが、J. D. Rigden⁵⁾の報告²⁾と定性的に一致した。

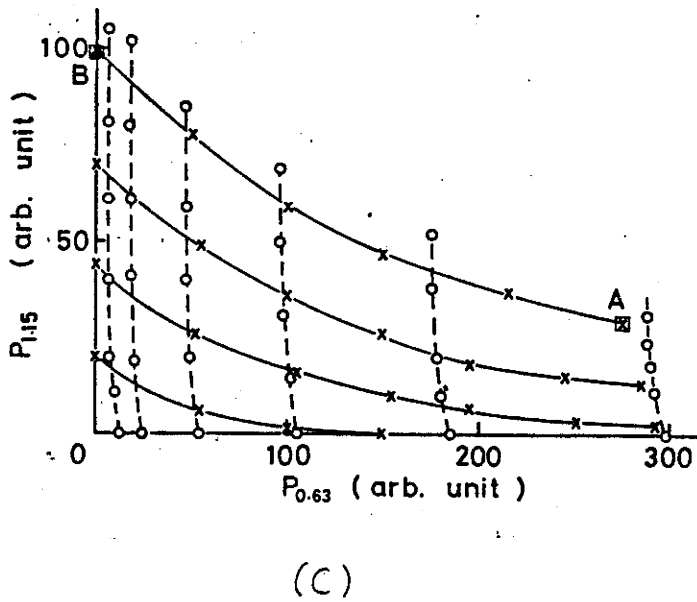
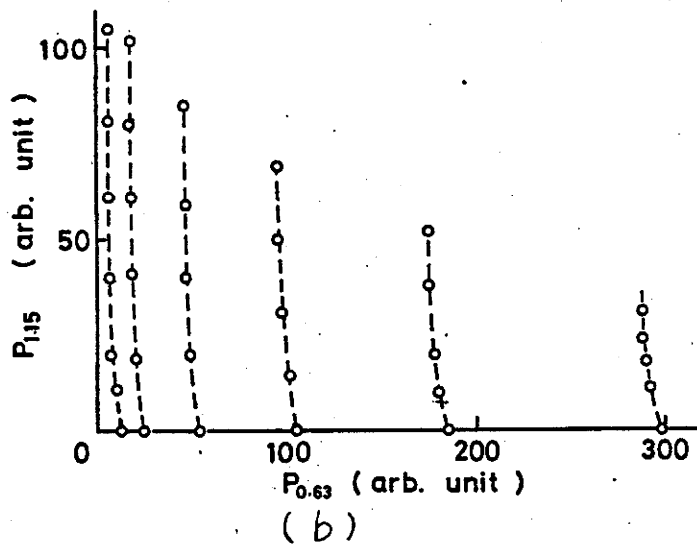
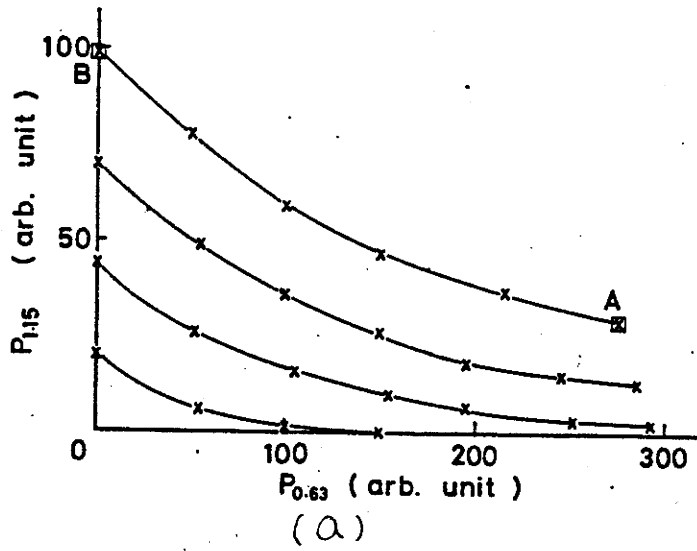


Fig. 3.7 同時発振における $0.63\mu\text{m}$ 発振出力 $P_{0.63}$ と $1.15\mu\text{m}$ 発振出力 $P_{1.15}$ の関係

3.2.3. 競合現象

まず、Fig. 3.4 において、M1とM2を調整して0.63 μm 線を発振させ、レーザー管軸と共振器軸が合うように反射鏡の傾き角を調整して(2.2.2 参照)、出力を最大にする。M2の面を覆って0.63 μm 線の発振を止め、M3を調整して1.15 μm 線を発振させ、その出力を最大にする。M2の覆いを除いて0.63 μm 線を同時発振させると、1.15 μm の発振出力は、競合によって小さくなる。この状態(Fig. 3.7(a) A点)を起点として0.63 μm の発振出力を変化させ、これに伴う1.15 μm の発振出力変化を測定する。1.15 μm の発振出力は、同時発振する0.63 μm 線の発振が弱まると、増大する。この関係を、1.15 μm の発振出力 $P_{1.15}$ を縦軸にとり、同時発振する0.63 μm の発振出力 $P_{0.63}$ を横軸にとってプロットすると、Fig. 3.7(a)の曲線ABが得られる。

1.15 μm 発振の共振器を構成する反射鏡M3の傾きを調節して1.15 μm 線の発振を逐次弱くした状態で、同時発振する0.63 μm 線の発振強度を変化させた結果が、B\Aの下の子本の曲線である。これらの曲線は、横軸に対して大きく傾いている。これは、1.15 μm 線の発振が、0.63 μm 線の同時発振の影響を受け易いことを示している。このために、1.15 μm 線に対する損失が最も多い四本目の曲線では、同時発振する0.63 μm 線の発振出力が150目盛となるとき、1.15 μm 線の発振が停止し、縦軸

値が0となる。

この測定手順を逆に、すなわち、反射鏡M2を調整して0.63 μm 線の発振水準を決定し、同時発振する1.15 μm 線の発振強度を反射鏡M3の傾きにより変化させて0.63 μm 発振出力を測定すると、その結果は、Fig. 3.7 (b)の破線曲線のようになる。この破線の曲線は、縦軸にほぼ平行である。これは、0.63 μm 線の発振が、1.15 μm 線の同時発振に殆ど影響されないことを示している。

以上の2つの実測データを横軸に0.63 μm の発振出力を取り縦軸に1.15 μm の発振出力を取って一つにまとめると(Fig. 3.7 (c))、競合の様子を一目で知ることができる。

3.2.4 発振強度の調節法

以上のような実験では、発振強度の調節を、共振モードの軸を傾けることなく行うのが本来である。しかし、Fig. 3.7の実験においては、着目している発振線の発振水準の設定も、同時発振線の発振強度調節も、共振器の右側の反射鏡M2、M3を傾けることによって行っている。それゆえ、この調節方法による共振光軸の傾きの影響がないかと疑われる。そこで、一方の発振線が付加損失なしで最も強く発振している時、他方の発振線

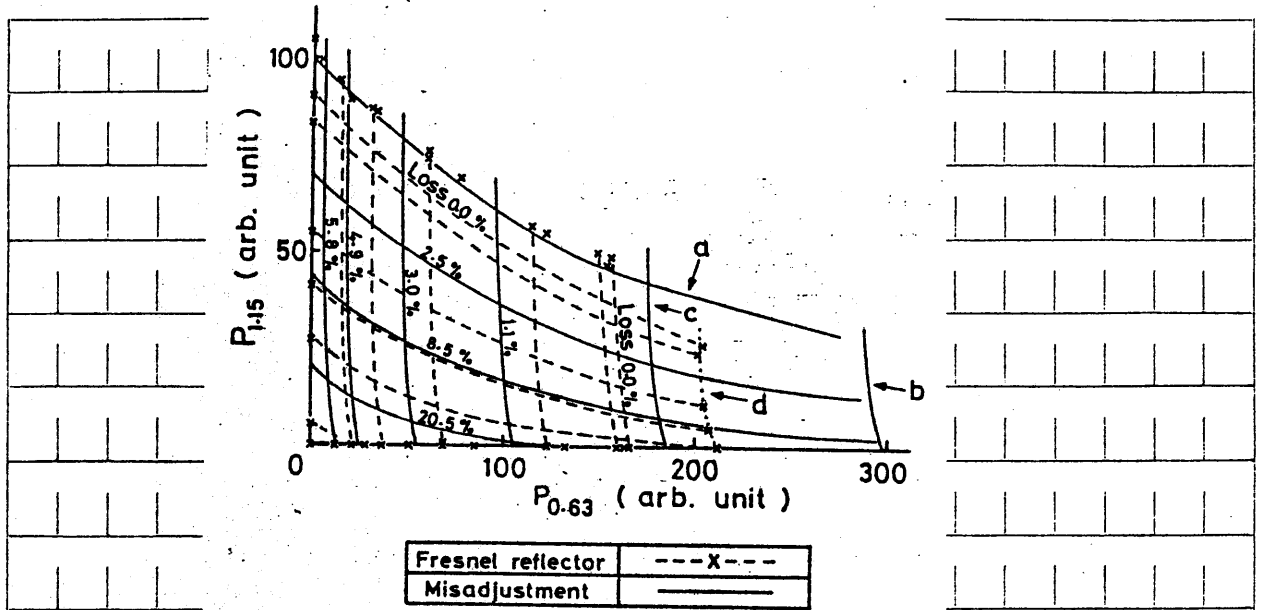


Fig. 3.8 発振強度の調節における光学調整ずらしとフレネル反射減衰法の比較

の強度をフレネル反射器FRで調節して、二波長発振出力を測定した(Fig. 3.4)。また、 $0.63\mu\text{m}$ 、 $1.15\mu\text{m}$ 、それぞれの単独発振について、発振強度をFRで調節して、FRの傾き角に対する発振出力変化を測定した(Fig. 3.4)。

これらの測定結果をFig. 3.8にX印で示す。この図には、Fig. 3.7の結果が実線で再録してある。軸上の測定値は、単独発振出力を示す。これらは、同じ入射角の、対応する同時発振出力と、実線によく沿う曲線(破線)で結ぶことができた。実線と破線がよい“平行”関係にあることは、この実験に用いた共振器においては、どちらの方法で発振強度を調節しても同時発振するもう一方の発振線への影響に変わりがないことを示している。これゆえ、ここに示した実験では、発振強度の調節を共

共振器の調整をずらすという、実施しやすい方法で行ってよいと言える。

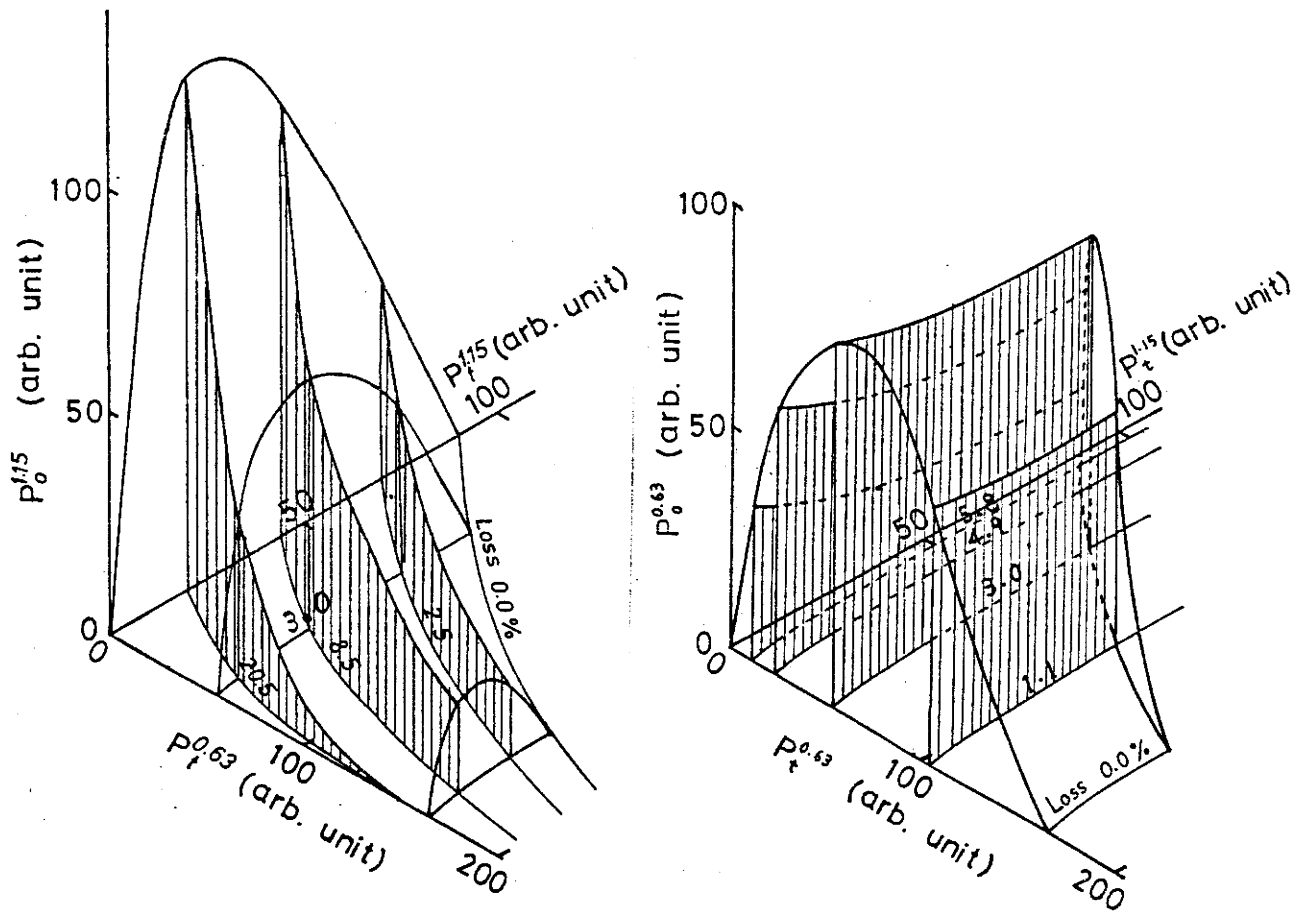
フレネル反射器を用いて損失を与えることの利点は、与えた損失が入射角から定量的に求められることである。つまり、Fig. 3.8の破線は、一方の発振線にフレネル反射器で一定の損失を与えた場合の特性を示すが、この損失は、式(2.1)により計算することができる。入射角がブリュースター角の場合の破線曲線には、対応する損失として0.0%が付記してある。これに対し、共振器の調整をずらすことにより求めた実線曲線については、計算によって損失を求めることはできない。しかし、実線曲線をはさむ破線に対する損失を補間することによりその曲線に対する損失値を求めることができる。a、b、cを除いた実線曲線に付記した値は、こうして求めたものである。曲線a、b、cは破線曲線群の外側に位置するので、外挿によって損失を求めると、この値は負になる。これは、破線曲線に対する損失を計算するのに、フレネル反射による損失だけを損失と考え、フレネル反射器による散乱、吸収損失を無視しているため、と考えられる。なお、Fig. 3.8の曲線bとdが重なっていないのは、これらの測定日が異なり、気温差による共振器の熱変形等の原因で、共振器損失がわずかに変化したためと考えられる。

3.2 出力結合条件の設計

3.2.3 の発振出力測定結果から、式(3.3)を用いて $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ の取り出し可能な出力を計算する。ただし、実験に使用した反射鏡 M2、M3 は、透過率が 0.1% 以下の高反射鏡であるから、反射率 R_m を 1 で近似し、 P_t は、その代わりに、実測した相対出力値 (Fig. 3.7) を用いた。また、式(3.3)の $(1-R)$ の値は、前節 3.2.4 で補間により求めた、実線曲線に対する損失値 L が、式(2.1)に対応することから、 $L = \{1 + R_m(1-R)^4\}$ とおき、この関係式から求めた。そうして得られた出力 P_0 は、Fig. 3.7 (c) または、Fig. 3.8 に垂直な方向の高さとして 3 次元的に示すことができる。

Fig. 3.9(a) は、 $1.15\mu\text{m}$ 線の取り出し出力 $P_0^{1.15}$ の計算結果で、 $0.63\mu\text{m}$ 線の発振出力が大きくなると、 $P_0^{1.15}$ は、急激に減少する。 $0.63\mu\text{m}$ 線に対する損失、つまり、3.1 で述べた等価反射鏡の透過率が 3.0% の時は、 $1.15\mu\text{m}$ 線に対する等価反射鏡透過率が、2.5、8.5、20.5% と変わると、 $P_0^{1.15}$ は、弧状に変化し、8.5% 付近で最大になる。

同様に、 $0.63\mu\text{m}$ の取り出し出力 $P_0^{0.63}$ を 3 次元的に表わすと、Fig. 3.9(b) のようになる。



(a)

(b)

Fig. 3.9 取り出し可能出力

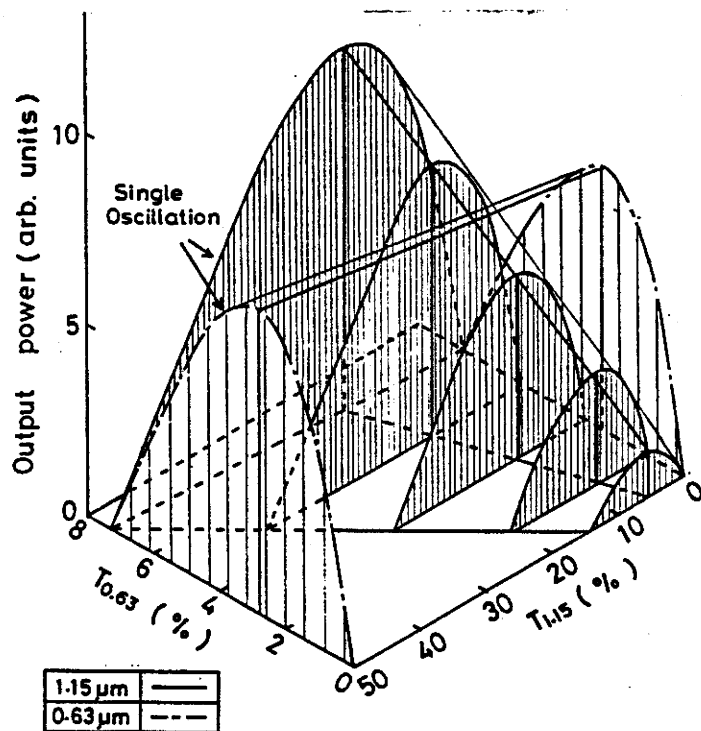


Fig. 3.10 予測取り出し出力

以上の2つの結果 Fig. 3.9 (a)、(b) を等価反射鏡の透過率に対して描くと、Fig. 3.10 のようになる。ただし、 $0.63\mu\text{m}$ の取り出し出力は、両極端の、 $0.63\mu\text{m}$ 線のみが発振している場合と $1.15\mu\text{m}$ 線が最も強く同時発振している場合のみを図示してある。

Fig. 3.10 から、 $0.63\mu\text{m}$ に対する最適透過率は、単独発振の場合、 2.7% 、 $1.15\mu\text{m}$ 線が最も強く同時発振している場合、 2.5% となり、大差ないことがわかる。また、取り出せる出力も、単独発振と同時発振で大差ない。これらのことは、 $0.63\mu\text{m}$ 線が $1.15\mu\text{m}$ 線の同時発振にほとんど影響されないためである。これに対して、 $1.15\mu\text{m}$ に対する最適透過率は、単独発振の場合、 $16\sim 17\%$ であるが、 $0.63\mu\text{m}$ 線の同時発振が強くなるに従って直線的に減少し、 $0.63\mu\text{m}$ の取り出し出力が最大になる $0.63\mu\text{m}$ に対する透過率 $T_{0.63}$ が 2.6% のときは、 $8\sim 9\%$ 、 $T_{0.63}$ が 0% のときは、 $5\sim 6\%$ となる。この場合に取り出せる $1.15\mu\text{m}$ の出力は、 $T_{0.63}$ を小さくすると、急激に、直線的に減少する。従って、 $1.15\mu\text{m}$ 光をできるだけ強くしたいという場合には、 $T_{0.63}$ を最適値より大きくとり $0.63\mu\text{m}$ 線の共振器内強度を抑えなければならぬ。

3.3 出力結合結果

前節の取り出し出力予測の妥当性を確かめるため、共振器を再び共通光路型に戻し、出力側反射鏡として $0.63\mu\text{m}$ と $1.15\mu\text{m}$ に対する透過率を系統的に変えて作った二波長平面反射鏡を用いて、光出力を測定した。測定は共振器を共通光路型としたこと以外、Fig. 3.4の実験と同じ条件で行った。使用した二波長反射鏡の透過率をTable 3.1に示す。

Table 3.1 二波長反射鏡の透過率

| Mirror No. | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|------------|-------|-------|------|------|-----|-----|
| T (%) | 0.072 | 0.087 | 0.47 | 0.85 | 1.9 | 5.7 |
| | 0.73 | 0.77 | 1.8 | 4.3 | 8.7 | 13 |

一方の発振線の出力をその波長に対する透過率を横軸に取ってプロットすると、 $0.63\mu\text{m}$ 線についてFig. 3.11が、 $1.15\mu\text{m}$ 線についてFig. 3.12が得られる。これらの図の破線の曲線は、前述の予測結果を、Fig. 3.11では、 $T_{0.63} = 1.9\%$ 、Fig. 3.12では、 $T_{1.15} = 4.3\%$ で予測結果が測定結果と一致するように描いたものである。

実測と予測結果は、 0.63 、 $1.15\mu\text{m}$ ともに、ほぼ、

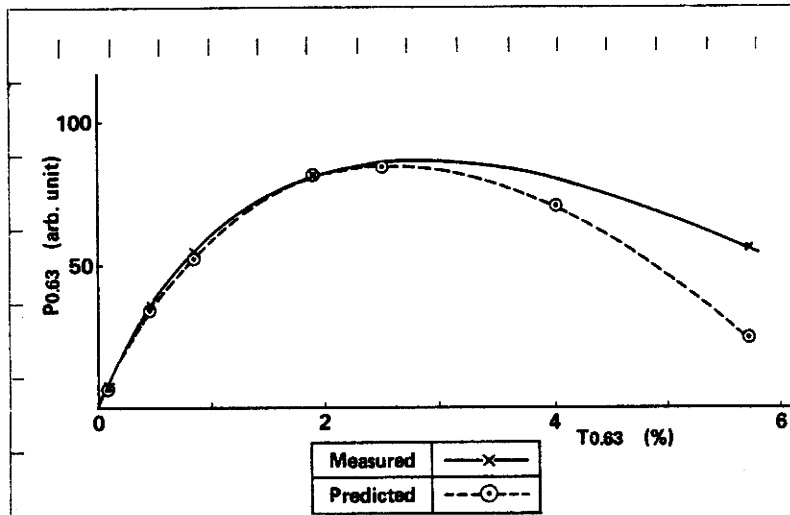


Fig. 3.11 0.63 μ m光の予測出力と測定出力

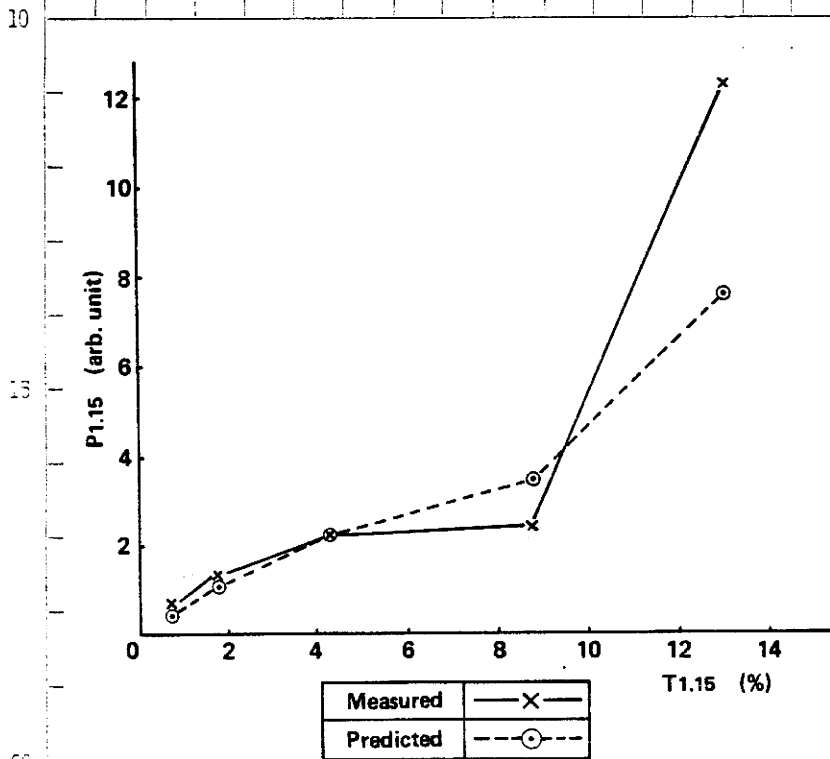


Fig. 3.12 1.15 μ m光の予測出力と測定出力

一致した。それゆえ、3.2の予測は、最大出力条件を求めるといふ目的には十分に有用である、と言える。

この測定は、光路分離型共振器を用いた実験の条件を

できるだけ変えないように、共振器長を950mmにして行っている。

しかし、共通光路共振器で同時発振させるだけならば共振器長を更に短くすることができる。共振器長を

650mmにした場合、Table 3.1のNo.5の二波長反射鏡を用いて、

Table 3.2 に示す出力が得られた。

Table B.2 $T_{0.63} = 1.9\%$,
 $T_{1.15} = 8.7\%$ の出力反射鏡に
 対する同時発振出力
 ($l = 650 \text{ mm}$)

| Laser tube | Power (mW) | |
|------------|--------------------|--------------------|
| | 0.63 μm | 1.15 μm |
| No. 1 | 4.2 | 0.24 |
| No. 2 | 3.3 | 0.48 |

二つのレーザー管は、
 同じ仕様のもので、No.1
 が、上述の実験に用いら
 れたものである。管球に
 より二つの波長の出力比
 が違うのは、個々の管で
 細管の曲がり異なり、
 これが矯正されていない
 ため、と考えられる。

4. $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 同時自己縦モード同期

章の序

レーザー発振の縦モードを同期させると、ピーク値の
 高い、周波数の安定した光パルスが得られる。この縦モ
 ード同期の研究は、多波長同時発振については、勿論、
 $1.15 \mu\text{m}$ 線についても、また、ほとんど行われていない。
 そこで、He-Ne $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 二波長発振における自
 己縦モード同期について研究を行った。この結果、共振
 器長 $l = 0.9 \sim 1.1 \text{ m}$ 、 $0.63 \mu\text{m}$ 線の共振器内発振強
 度 $P_{0.63}^i = 210 \sim 230 \text{ mW}$ の時、同時発振状態で、
 $0.63 \mu\text{m}$ 線の安定した自己縦モード同期が得られた。
 $0.63 \mu\text{m}$ と $1.15 \mu\text{m}$ の同時発振が、同時に、同じ周波数
 で自己縦モード同期する現象も観測された。しかし、こ
 の同時自己縦モード同期は、非常に限られた条件下でし
 か得られず、確実とは言えなかった。

4.1 自己共振モード同期

4.1.1 まえがき

低圧力の気体レーザーによる光の増幅は、主に原子や分子のドップラー広がりで決まる周波数範囲で起こる。

この範囲は、He-Ne レーザーの場合、 $0.63\mu\text{m}$ 線で 1200MHz 、 $1.15\mu\text{m}$ 線で約 800MHz である¹¹⁾。

一方、共振器の共振は、共振器の中に定在波が立つ波長で起こる。この定在波の分布状態は縦モードと呼ばれ、縦モードの間隔周波数 $\Delta\nu$ は、共振器長を l 、光速を c とすると、 $c/2l$ で表わされる。この $\Delta\nu$ が、発振線の発振周波数範囲に比べて小さい場合、縦モードは複数になる。

Fig. 4.1 は、 $l=1\text{m}$ のときの、 $0.63\mu\text{m}$ 線のレーザー

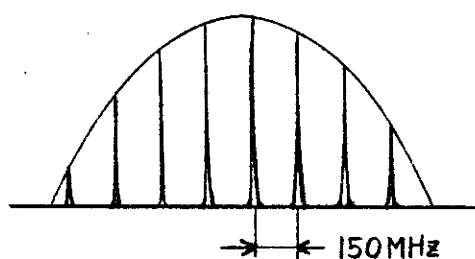


Fig. 4.1 利得幅 1200MHz
縦モード間隔 150MHz
のレーザーの縦モード状態
模式図

一の縦モードを模式的に描いたものである。

これらの縦モードは、ほぼ、 $\Delta\nu$ の間隔で並んでいるが、各モードの位相は、一定にはなっていない¹²⁾。このため、レーザーの出力は、時間と共に、ゆっくりと、ラ

ンダムに変動する。これに対し、縦モードの間の相対位相が一定になると、レーザーの出力光は、Fig. 4.2 のように、パルスになり、その半値幅は、発振縦モード数

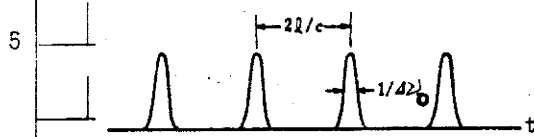


Fig. 4.2 縦モード同期パルス

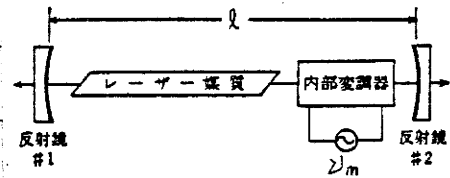


Fig. 4.3 強制モード同期

が十分大きい場合、発振帯域 $\Delta\nu_0$ の逆数とみなされ³⁾ パルスの周波数は、モード間隔周波数に等しくなる。これが、縦モード同期、あるいは、位相同期と言われる現象である。

縦モード同期レーザーは、このような特徴を持つため、レーザーの低雑音化、光通信、超高速写真、非線形光学、周波数標準などの分野に、広く、利用されている。

縦モード同期は、Fig. 4.3 のように、共振器に振幅変調器、または、位相変調器を入れて強制的に起こさせることができるが、レーザー媒質の非線形性を利用して発振条件を適当にすれば、自発的に起こさせることもできる。この縦モード同期は、自己縦モード同期と呼ばれ、モード間隔のばらつきが小さくなる時に実現しやすい。

気体レーザーの場合、このモード間隔のばらつきを支配しているものは、モード引張り効果⁴⁾ とモード反

発効果¹⁴⁾である。モード引張り効果は、発振強度には直接依存しないが、励起に依存する¹⁴⁾。また、モード反発効果は、モード間隔と発振強度に依存し、発振が弱いと小さく発振が強いと大きくなる¹⁴⁾。

なお、モード同期の研究は、複数の波長の同時発振については、もちろん、 $1.15\mu\text{m}$ 線についても、ほとんど行われていない。

4.1.2 0.63 μm 線の自己縦モード同期

0.63 μm He-Ne レーザーのモード同期については、多くの実験が行われ、その特性は、よく理解されている。そのうちの自己縦モード同期は、内田によって詳しく調べられた^{15,16)}。

彼は、レーザー管として、細管内径3mm、実効長74cm、封入ガス圧 $P_{\text{He}} = 0.9 \text{ Torr}$ 、 $P_{\text{Ne}} = 0.2 \text{ Torr}$ のものを用い、共振器は、半球面型、反射鏡は、反射率99.6%、透過率0.1%のものを用いた。

彼は、放電電流を一定に保ち、共振器長を約1mから5.85mまでの範囲で変化させ、各共振器長で発振強度を変化させて、自己縦モード同期現象を観測した。

4.2 同時発振レーザーの $0.63\mu\text{m}$ 自己縦モード同期

4.2.1 まえがき

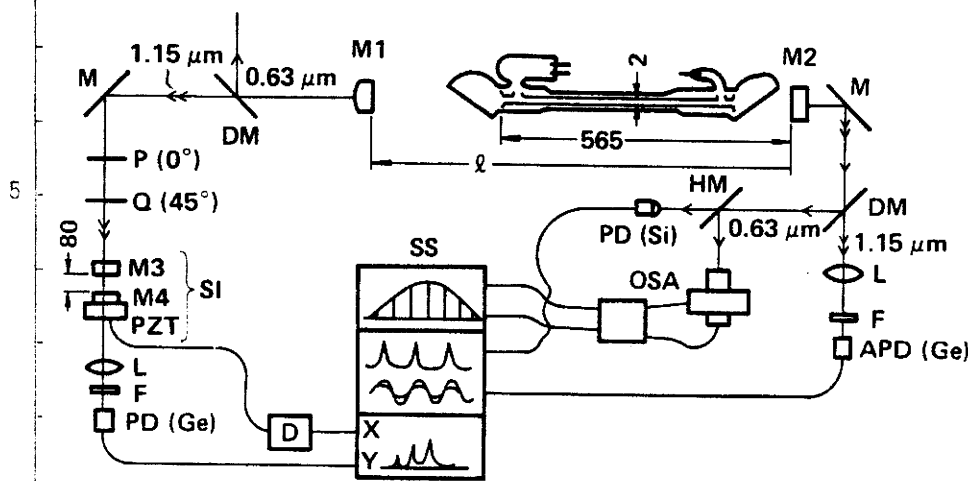
4.1 で述べた通り、自己縦モード同期を実現するためには、モード引っぱりとモード反発の両効果を釣り合わせる必要がある。この両効果のうち、モード引っぱり効果は励起に依存するが、直接、発振強度には依存せず、モード反発効果は、発振強度、及び、モード間隔、つまり、共振器長に依存する。

今、共振器長のある範囲で自己縦モード同期が起これば、その範囲で共振器長を変えることにより、縦モード同期光パルスの同波数を連続的に変化させることができる。

そこで、 $0.63 \cdot 1.15\mu\text{m}$ 二波長同時発振について、励起、つまり、放電電流を一定にしてモード引っぱり効果を一定状態に保ち、共振器長 l を変えることによりモード反発効果を変化させて、 l のどのような範囲で安定した縦モード同期が得られるかを調べた。この結果、 $1.15\mu\text{m}$ 線の安定した自己縦モード同期は得られなかったが、 $0.63\mu\text{m}$ 線については、 $l = 0.9 \sim 1.1\text{m}$ 、 $0.63\mu\text{m}$ 線の共振器内発振強度 $P_{0.63}^i = 210 \sim 230\text{ mW}$ の時、安定した自己縦モード同期が得られた。

4.2.2 実験装置

実験装置の模式図を、Fig 4.4 に示す。反射鏡M1



は、曲率半径 $1.9m$ の二波長反射鏡で、 $0.63\mu m$ 光に対する透過率 $T_{0.63}$

Fig 4.4 モード同期実験装置の模式図

が 0.1% 、 $1.15\mu m$ 光に対する透

過率 $T_{1.15}$ が 0.6% 、M2は、 $T_{0.63} = 2\%$ 、 $T_{1.15}$

$= 9\%$ の出力用二波長反射鏡である。出力光を、ダイク

ロイックミラーDMで $0.63\mu m$ 光と $1.15\mu m$ 光に分離

する。 $1.15\mu m$ 光は、レンズL、赤外透過フィルタFを

通し、Optitron社のGeアバランシフォトダイオード

GA-1-M (APD) で光電変換し、岩通(株)のSS-5421 広

帯域シンクロスコープSSを用いて観察すると、モード間ビ

ートが観測できる。SSの入力抵抗は、同軸ケーブルの

特性インピーダンスと整合するように 50Ω にしてあ

る。

DMで分離された $0.63\mu m$ 光は、更に、ハーフミラー

HMで二分し、透過光を浜松ホトニクス(株)のS1188-01

高速 Si pin フォトダイオード PD(Si)で光電変換して SS
 でモード間ビートを観測し、反射光を用いて Tropel
 社のモデル 240 光スペクトラムアナライザ OSA に
 より発振スペクトルを観測する。ただし、OSA で反射
 する光がレーザーに戻るとモード同期の状態が著しく変
 化する¹⁴⁾ので、これを避けるため、OSA を入射光束
 に対してわずかに傾けてある。

1.15 μ m 発振スペクトルは、共振器の左側の反射鏡
 M1 から出る二波長光を DM により分離し、偏光子 P(0°)
 と 1/4 波長板 Q(45°) で構成した光アイソレータに通し
 て自作の掃引型ファブリペロー干渉計 SI によって観測
 した。自作ファブリペロー干渉計は、平行平面鏡型で、
 鏡面間隔は約 80 mm、反射鏡 M3、M4 の透過率は、
 約 1% である。光アイソレータ用の偏光子の方位は、レ
 ーザー出力光の偏光方位と同じで、1/4 波長板の方位
 は、それと 45° をなしている。

4.2.3 共振器長依存性 (17)

まず、共振器長 l を変化させて、 $0.63\mu\text{m}$ 光と $1.15\mu\text{m}$ 光の縦モード間ビート、及び、発振スペクトルを観測する。放電電流は、 14mA に保った。

l は、M1 を移動させることにより、 0.65m 、 0.7m 以下 1.3m までは、 0.1m おきに变化させた。

$l = 0.65\text{m}$ の時の観測結果を Fig. 4.5 に示す。上

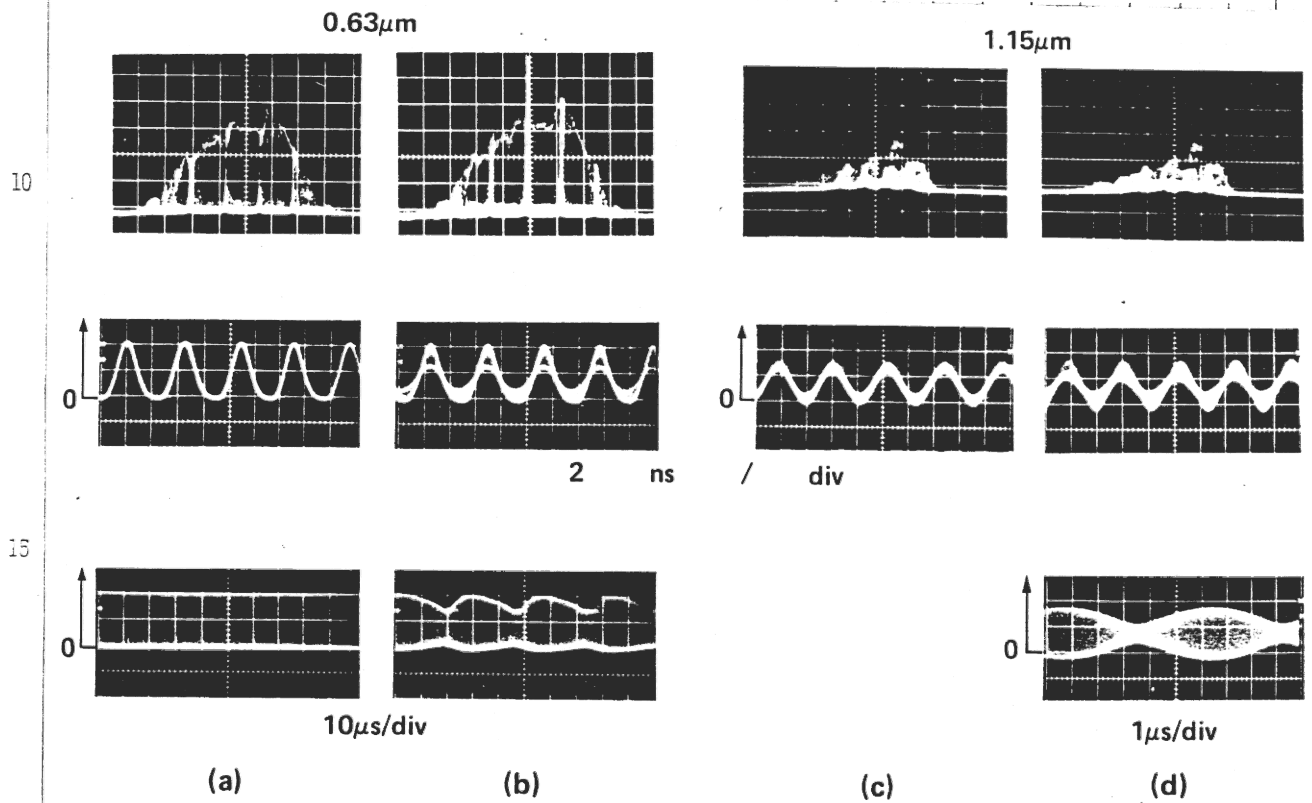


Fig. 4.5 発振スペクトルとモード間ビート波形 ($l = 0.65\text{m}$)

段が、発振スペクトルとその変動を蓄積して得られる利得プロファイル、中段が、モード間ビート波形、下段は

モード間ビートをシンクロスコープSSの掃引時間を長くして観測した結果で、モード間ビートの振幅変化を表わしている。

(a)の発振スペクトルの写真からは、 $0.63\mu\text{m}$ 線が6つの縦モードで発振しているのがわかる。この場合、ビート波形を表わす輝線は細く(中段の写真)、周期は

$$\frac{2nl}{c} \doteq \frac{2l}{c} \doteq \frac{2 \times 0.65}{3 \times 10^8} \doteq 4.3 \text{ (ns)}$$

に、ほぼ等しくなっており、振幅は一定で(下段の写真)、ビート信号は安定している。つまり、 $0.63\mu\text{m}$ 光は、縦モード同期の状態にある。しかし、共振器の熱変形などで共振器長が変化し、利得プロファイルに対するスペクトルの位置がFig. 4.5 (b)の上段の写真のようにある範囲に入ると、各縦モードの強度は激しく変動するようになる。この場合、ビート波形の輝線は太くなり(中段の写真)、その振幅は一定でなくなる(下段の写真)。すなわち、縦モード同期が崩れる。

これに対して、 $1.15\mu\text{m}$ のビート信号は、ほとんどの条件で不安定で、ビート波形の輝線は太く(同図(d)中段)、振幅も一定しない(同図(d)下段)。これは、縦モード同期が完全に得られていないことを示すが、時には、同図(c)のように、ビート波形の輝線が細くなることがあった。ただし、この結果は、 $0.63\mu\text{m}$ 線が自己縦モード同期を起こしている時に得られたものである。

縦モード間ビートの周波数は、 $0.63\mu\text{m}$ 光についても $1.15\mu\text{m}$ 光についても、 $c/2l$ となる。Fig. 4.5 中段の写真の同期は、写真を見たところでは、ほぼ等しく、 $2l/c$ から予想される同期 4.3ms に近い。しかし、厳密には同じでなかった。これを示す観測結果を、Fig. 4.6 に示す。一つの写真の上側は、 $0.63\mu\text{m}$ 光のビー

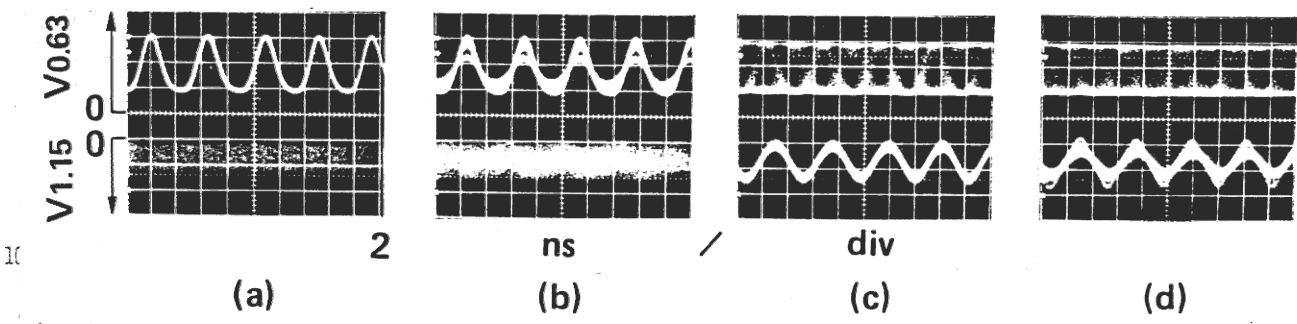


Fig. 4.6 $0.63\mu\text{m}$ 系と $1.15\mu\text{m}$ 系のモード間ビート

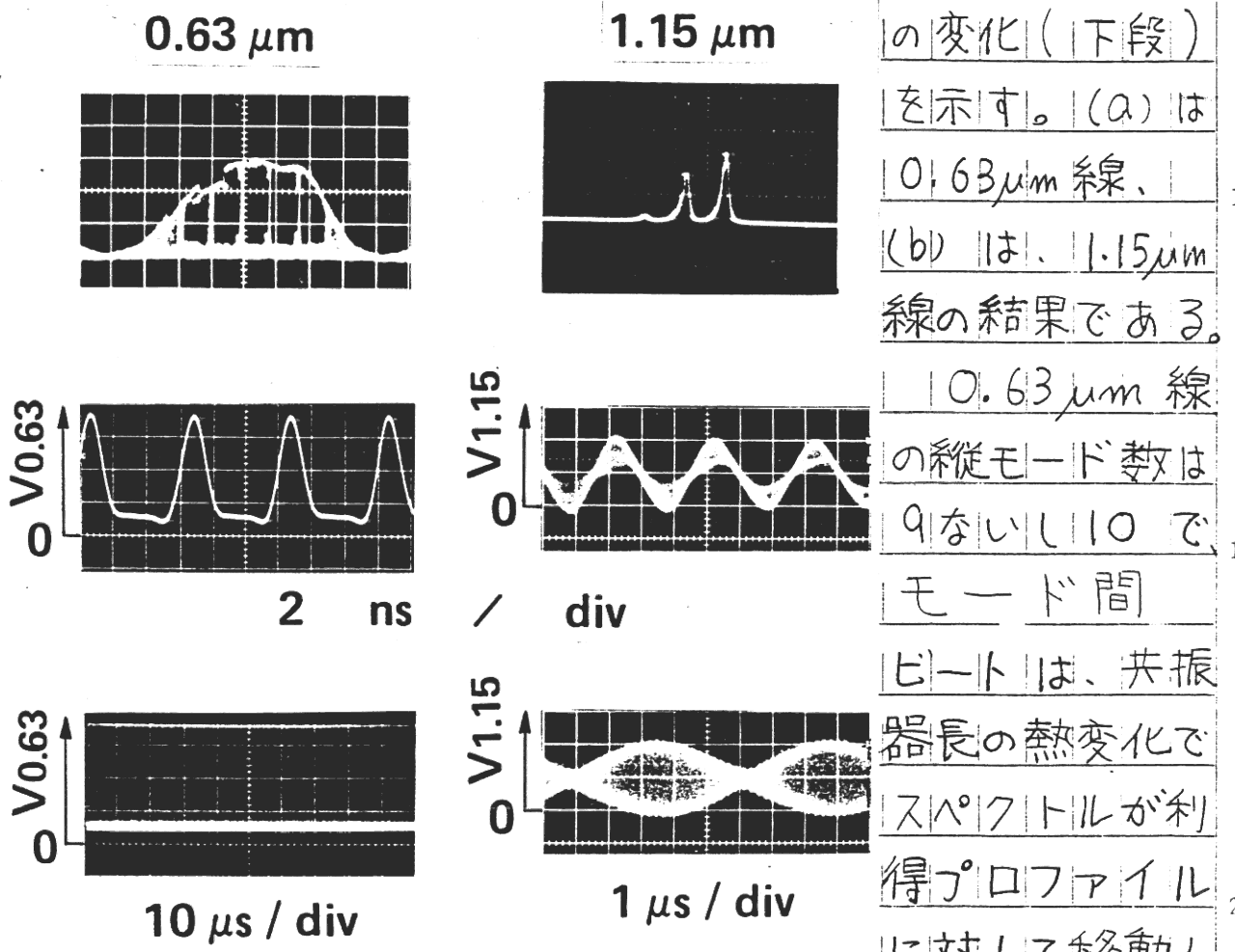
ト波形、下側は、 $1.15\mu\text{m}$ 光のビート波形で、(a)~(d) は、Fig. 4.5 の (a)~(d) に対応している。(a) は、 $0.63\mu\text{m}$ のモード間ビートが安定な場合、(b) は不安定な場合で、掃引の同期を $0.63\mu\text{m}$ のビートで行っている。 $1.15\mu\text{m}$ のビートは、周波数が異なるため静止しない。(c) は $1.15\mu\text{m}$ のモード間ビートが安定な場合、(d) は不安定な場合で、掃引同期を $1.15\mu\text{m}$ のビートにかけてある。やはり、二つのビートの周波数が異なるため、 $1.15\mu\text{m}$ のビートは止まるが、 $0.63\mu\text{m}$ のビートは静止しない。

共振器長 l を 0.65m から 0.7m 、 0.8m と長

くしてゆくと、 $0.63\mu\text{m}$ のビートは安定するようになる。
しかし、それ以外は、 $l=0.65\text{m}$ の時の結果と、定性的には、ほとんど同じであった。

共振器長をさらに長くすると、 $0.63\mu\text{m}$ の自己縦モード同期は、より完全なものになる。

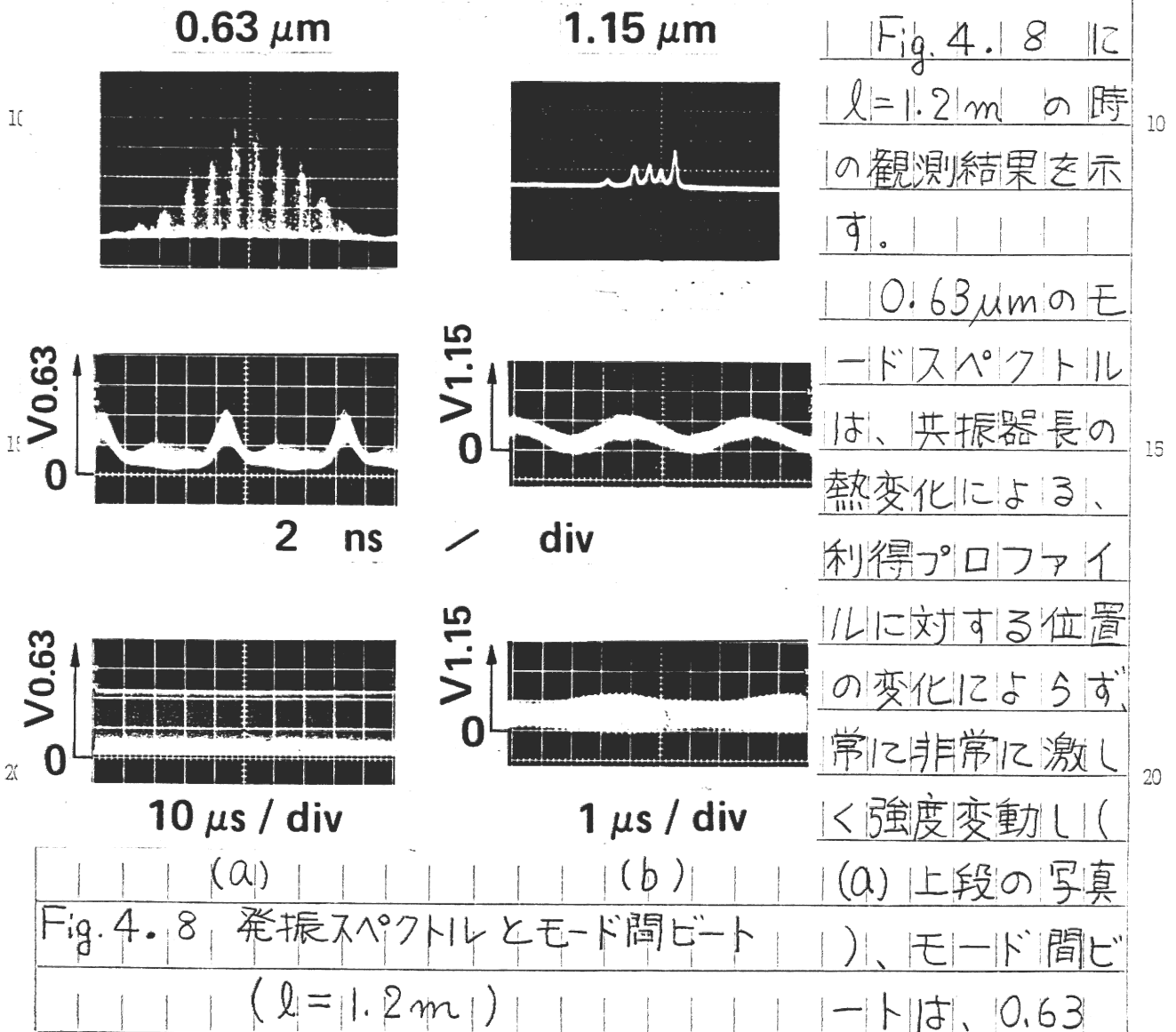
Fig. 4.7に、 $l=0.9\text{m}$ の時の発振スペクトル(上段)、モード間ビート波形(中段)、及び、ビート振幅



(a) (b)
Fig. 4.7 発振スペクトルとモード間ビート波形
($l=0.9\text{m}$)
ても安定していた。これは、共振器長が 0.9m

より短い時の利得プロファイルに見られた、スペクトル強度の激しい変動を示す槍状の突起 (Fig. 4.5 (b) 上段の写真参照) が、この場合は見られなことから推察できる。これに対し、 $1.15\mu\text{m}$ 線のビート信号は不安定であった (Fig. 4.7 (b) 中、下段の写真)。

この状態は共振器長 l が 1.1m になるまで続く。しかし、 l が 1.2m 、 1.3m となると、 $0.63\mu\text{m}$ 線のモード同期の安定性も悪くなる。



μm 、 $1.15\mu\text{m}$ とも、安定することがなかった。また、 $0.63\mu\text{m}$ 線のビートには、 $l \leq 0.8\text{m}$ の場合に見られた、数十 μs の周期の振幅変化 (Fig. 4.5 (b) 下段の写真参照) は観測されなかった (Fig. 4.8 (a) 下段の写真)。

以上の実験から、 $0.63\mu\text{m}$ 線は、 l が 0.9m と 1.1m の間で自己縦モード同期を起こし、縦モード間ビートが安定するが、 $1.15\mu\text{m}$ 線のモード間ビートは、実験を行った共振器長の全範囲 0.65m から 1.3m までのどこでも不安定なことがわかった。

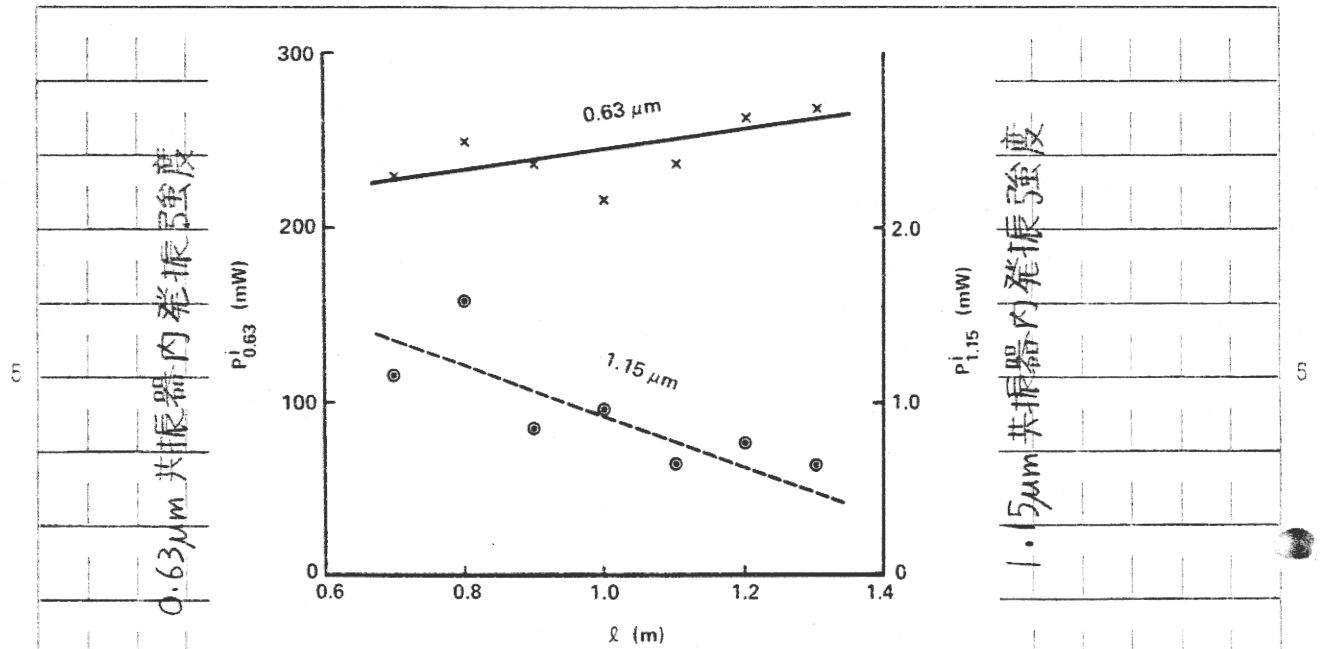


Fig. 4.9 $T_{0.63} = 2\%$, $T_{1.15} = 9\%$ の反射鏡を用いた時の共振器内発振強度

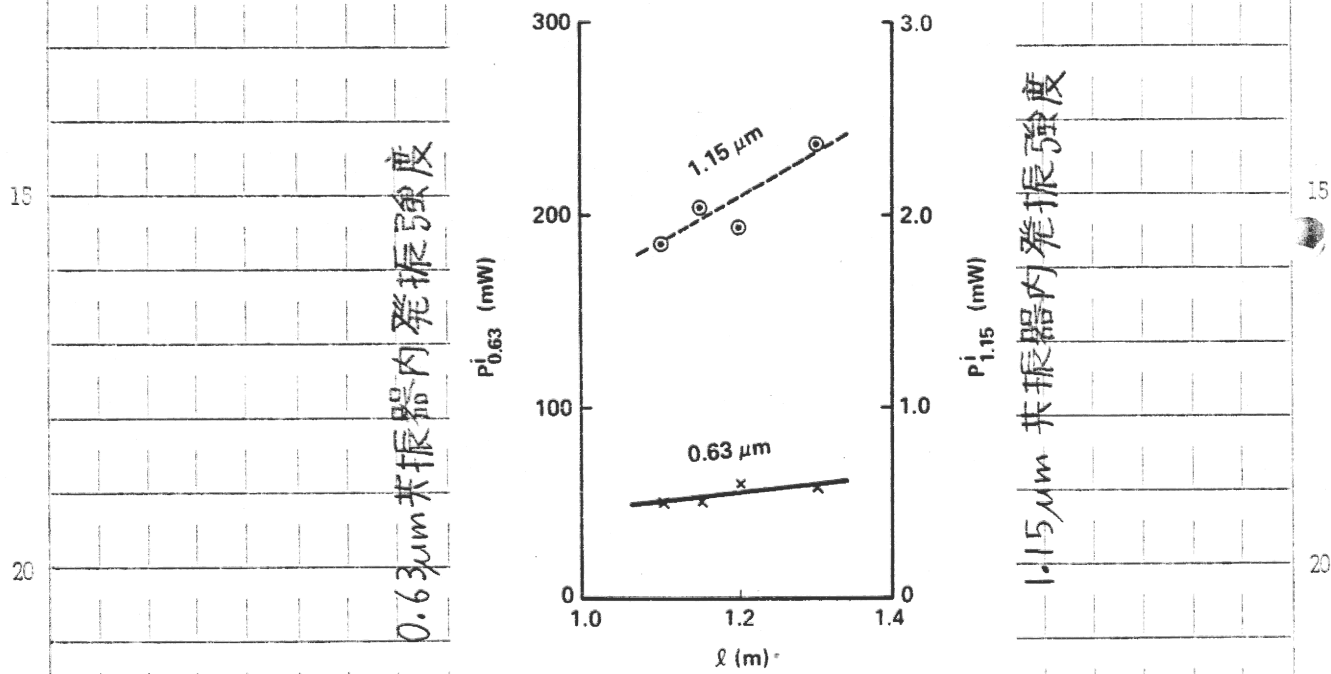


Fig. 4.10 $T_{0.63} = 6\%$, $T_{1.15} = 13\%$ の反射鏡を用いた時の共振器内発振強度

4.3 0.63・1.15 μm 同時自己縦モード同期

4.1.1 で述べたように、モード反発効果は、共振器長 l ばかりでなく、発振線の強度にも依存する。また、1.15 μm 線の発振強度は、0.63 μm 線の発振が弱まると競合が弱まるため、増大する(3.2.3参照)。そのため、出力用反射鏡として0.63 μm に対する透過率が大きいものを用いると、0.63 μm の発振が弱くなり競合により抑圧されていた1.15 μm の発振が強くなって、1.15 μm 線の縦モード同期がかかり易くなることが期待される。

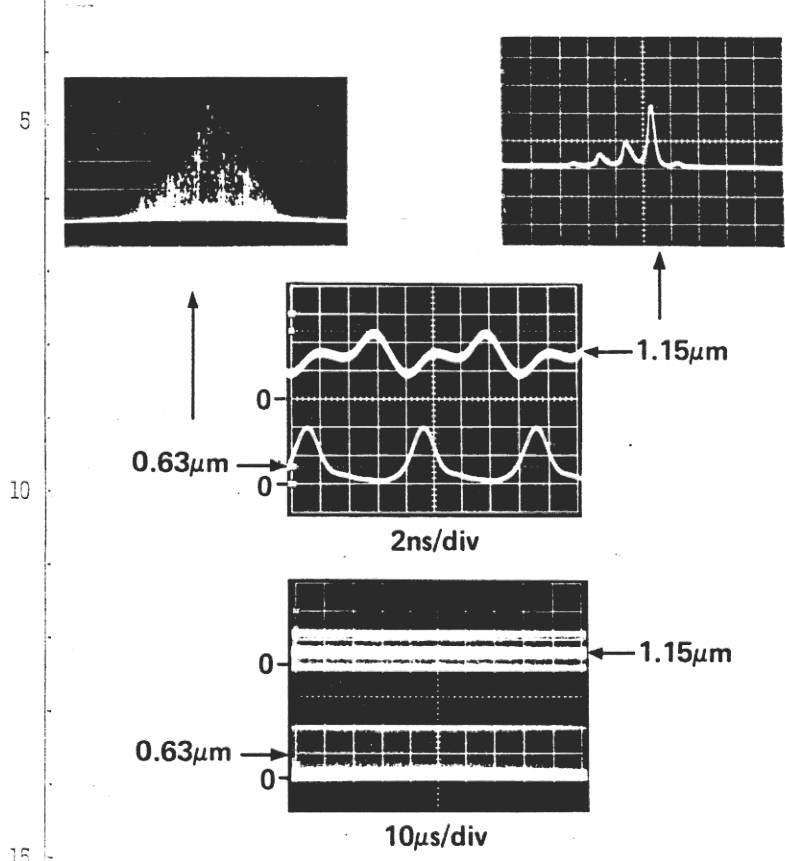
先の実験で用いた出力用反射鏡は、0.63 μm に対する透過率 $T_{0.63} = 2\%$ 、1.15 μm に対する透過率 $T_{1.15} = 9\%$ のものである。この時の共振器内発振強度を共振器長 l を変えて実測した結果をFig. 4.9 に示す。共振器内発振強度は、出力用反射鏡を透過する光の強度を実測し、これを反射鏡の透過率で割った値として求めた。共振器内発振強度は、0.63 μm では共振器長が増すに従って強くなり、1.15 μm では弱くなる。

これに対して、出力用反射鏡を0.63 μm に対する透過率が大きい $T_{0.63} = 6\%$ 、 $T_{1.15} = 13\%$ のものに交換すると、発振強度は、Fig. 4.10 のように、0.63 μm 線は約 $1/4$ になり、1.15 μm 線は約2倍になった。また、共振器長による1.15 μm 線の強度の変化傾向が反転した。

この状態で、共振器長 $l = 1.1 \sim 1.3 \text{ m}$ の範囲で縦モード同期状態を観察したところ、 $l = 1.15$ と 1.2 m

で数分間ではあるが、二つの発振光について同時に自己縦モード同期が得られることがわかった。

$l = 1.2m$ における結果を Fig. 4.11 に示す。上段の



2つが発振スペクトルで、中、下段の写真の上側が、 $1.15\mu m$ のビート信号、下側が $0.63\mu m$ のビート信号である。

二波長同時縦モード同期が得られていることは、掃引同期を $0.63\mu m$ のビートでとった中段の写真で、 $1.15\mu m$ のビート波形が静止して

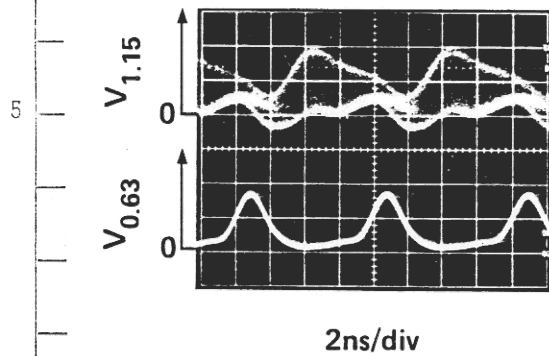
Fig 4.11 二波長同時自己縦モード同期時の発振スペクトルとモード間ビート波形 ($l = 1.2m$)

いることと、下段のビート振幅がどちらの波長についても

一定であることから知られる。しかし、この二波長同時モード同期は、光スペクトラムアナライザOSA、及び、掃引型ファブリペロー干渉計SI (Fig. 4.4 参照) からのトークバックに、特に、敏感であった。

また、 $0.63\mu m$ 線は自己縦モード同期しているが

1.15 μm 線は自己縦モード同期していない状態で、0.63 μm のビートでシンクロスコープの掃引同期をとった時、1.15 μm のビートが、Fig. 4.12 のように、移動はしな



いが幅を持つ状態になることがあった。同様な現象は、 $l = 1.15\text{ m}$ でも観測された。

Fig. 4.12 0.63 μm と 1.15 μm のモード間ビート波形 ($l = 1.2\text{ m}$)

1.15 μm 線のビート信号波形は、一つの曲線を左右にずらして得られる形になっていない。従って、これは、1.15

μm 線のビート周波数が安定した 0.63 μm 線のビート周波数をはさんで微小変動し、1.15 μm 線のビート振幅も変動している、あるいは、1.15 μm 線のビート周波数が安定した 0.63 μm 線のビート周波数に等しくて 1.15 μm 線のビート振幅が変動しているため、と考えられる。

このような状態は、二波長同時自己縦モード同期の前段階状態と考えられる。

4.4 同時発振光の縦モード同期のまとめ

$0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ ニ波長同時発振レーザーの自己縦モード同期について調べた。

$0.63 \mu\text{m}$ の共振器内発振強度が強いと考えられる、 $0.63 \mu\text{m}$ に対する透過率 $T_{0.63} = 2\%$ の反射鏡を用いた場合、 $0.63 \mu\text{m}$ の発振については、安定した自己縦モード同期を実現することができた。しかし、 $1.15 \mu\text{m}$ の発振は、自己縦モード同期させることができなかった。

共振器反射鏡の $0.63 \mu\text{m}$ に対する透過率を大きく、 6% 、 $1.15 \mu\text{m}$ に対する透過率を 13% とすると、 $0.63 \mu\text{m}$ の共振器内発振強度が小さくなり $1.15 \mu\text{m}$ の発振強度が大きくなって、短時間ではあったが、二つの同時発振光を同時に自己縦モード同期させることができた。この時、二つの縦モード同期は互いに同期しており、縦モード間ビート周波数は同一である。

5. 1.15 μm 自己縦モード同期の確保

章の序

0.63 μm 線と1.15 μm 線の二波長自己縦モード同期を目標に研究し、短時間ではあるが、同時自己縦モード同期を実現できた。しかし、1.15 μm 線については、同期が確実になかった。そこで、1.15 μm 線の自己縦モード同期を確実にするため研究を行った。この結果、同位体Neガスを混合して利得帯域を拡げることにより、縦モード同期が確実になる傾向が認められた。また、共通光路共振器においては、1.1 μm 域で複数の波長の同時発振が起こっていることがわかり、1.1 μm 域の複数の発振を光路分離型共振器で1.15 μm 線に限定して1.15 μm 線の自己縦モード同期を確実にすることに成功した。

5.1 二波長共振器長の整合

これまでの実験において使用した二波長反射鏡は、1.15 μm 用 $\frac{1}{4}$ 波長交互多層膜の上に0.63 μm 用 $\frac{1}{4}$ 波長交互多層膜を重ねた構造をしている。従って、これらに向かい合わせて構成した共振器は、わずかではあるが、1.15 μm 線に対して長く0.63 μm 線に対して短い。従って、共振器長で決まる縦モード間隔周波数が1.15 μm と0.63 μm とで異なり、これが同時縦モード同期状態にな

ることを妨げているのではないかと考えられる。そこで、二つの発振線に対する共振器長の差を小さくすることを考えた。このために、これまで実験に用いてきた二波長反射鏡の一つを $0.63\mu\text{m}$ 用交互多層膜の上に $1.15\mu\text{m}$ 用交互多層膜を積んだものに交換し、自己縦モード同期について調べた。

用いたレーザー共振器の模式図を Fig. 5.1 に示す。

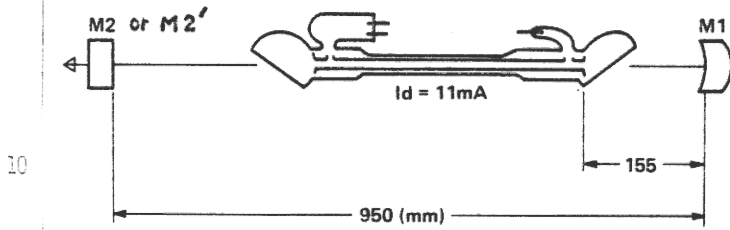


Fig. 5.1 使用レーザー共振器

使用した平面反射鏡は M2 が凹面反射鏡 M1 と同じく基板に $1.15\mu\text{m}$ 、 $0.63\mu\text{m}$ の順に多層膜を付けたもの、M2' が $0.63\mu\text{m}$ 用多層膜の上に 1.15

Table 5.1 使用反射鏡の透過率

| | | T0.63(%) | T1.15(%) |
|-----|------------------------|----------|----------|
| M1 | 基板 1.15μ 0.63μ | 0.1 | 0.7 |
| M2 | 基板 1.15μ 0.63μ | 1.9 | 8.7 |
| M2' | 基板 0.63μ 1.15μ | 2.0 | 7.3 |

μm 用多層膜を付けたもので、透過率は、どちらも、ほぼ、同じである (Table 5.1)。

観測結果を、Fig. 5.2 に示す。(a) は多層膜の積み重ね方が同じ反射鏡を用いた場合、(b) は、積み重ね方が反対の反射鏡を組

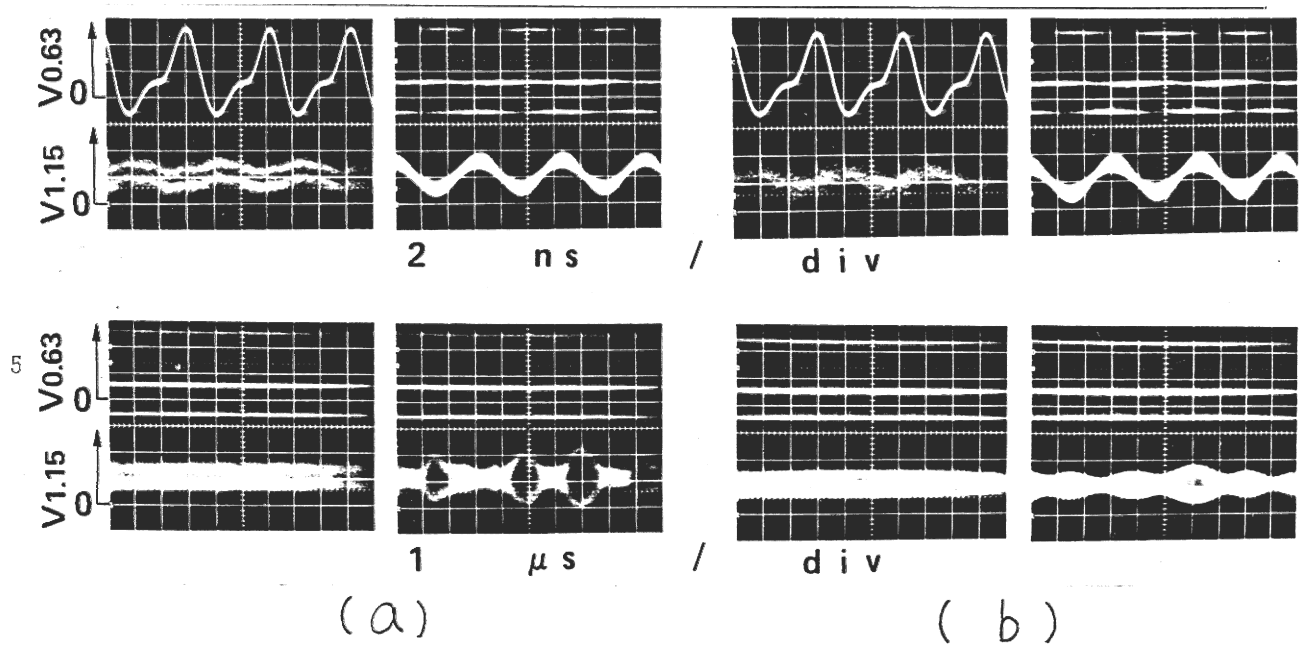


Fig. 5.2 反射鏡二重多層膜の重ね方がモード同期に及ぼす影響

にして用いた場合で、上段はビート波形、下段がその振幅変化である。各組の左側の写真は、 $0.63\mu\text{m}$ 線のビート信号でシンクロスコープSSの掃引同期を取った場合、右側は、 $1.15\mu\text{m}$ 線のビートでSSの掃引同期をとった場合で、上側が $0.63\mu\text{m}$ 線のビート信号、下側が $1.15\mu\text{m}$ 線のビート信号である。

(a)と(b)の結果を見比べ、反射鏡の一方の多層膜の積み順を逆にした効果は、全く見られない。

5.2 同位体Ne 混合による利得帯域の拡大

縦モード同期は、発振縦モード数が多い時に得やすいことが知られている。そこで、縦モードスペクトルの数を増して縦モード同期をより確実に得ることを考える。

縦モード間隔周波数は、共振器長 L が決まれば $c/2L$ で与えられるから、ある共振器長で縦モード数を増すためにはレーザー媒質の利得幅を増さなければならぬ。

これまで使用してきたレーザー管に封入されているNeガスは、自然Neである。自然Neには、 ^{20}Ne と ^{22}Ne が、ほぼ9:1の圧力比で混在している。 $0.63\mu\text{m}$ の発振に関する利得中心周波数は、 ^{22}Ne の方が ^{20}Ne より約900MHz高い¹⁸⁾。従って、 ^{20}Ne と ^{22}Ne の混合比を変えれば、発振周波数帯域幅 $\Delta\nu_0$ が変化し、混合比1:1で帯域幅は最大になる。

そこで、排気、ガス充てん系と連結された自作レーザー管を用いて、封入ガスのうちのNeガスを ^{20}Ne 、自然Ne、 ^{20}Ne と ^{22}Ne の圧力比が1:1のものとした時の縦モード同期状態を比較した。

Table 5.2 封入ガス圧

| ^{20}Ne content (%) | 100 | 90 | 50 |
|--|-------|-------|-------|
| He, Ne Total pressure (Torr) | 2.4 | 3.0 | 2.4 |
| Pressure ratio $P_{\text{He}} : P_{\text{Ne}}$ | 8 : 1 | 7 : 1 | 8 : 1 |

レーザー管は、細管内径、約3mm、有効放電長、約400mmである。封入したHeとNeの全

圧と圧力比をTable 5.2 に示す。反射鏡は、4.2 の実験に用いたものである。放電電流は、それぞれのNeガスについて0.63 μm 光出力が最大となるように設定したが、その値に差はなく9mAであった。

これらの条件でレーザーを発振させると、細管内径が3mmと比較的大きいため、高次の横モードが発振する。そこで、平面反射鏡を良好な光学調整状態から少し傾けて発振を最低次横モード(TEM₀₀)に調整してから実験を行った。

²⁰Neに対する観測結果をFig. 5.3 に示す。上段が0.63 μm 線の発振スペクトル、中段が、0.63 μm 線と1.15 μm 線のモード間ビート信号波形、下段がビート信

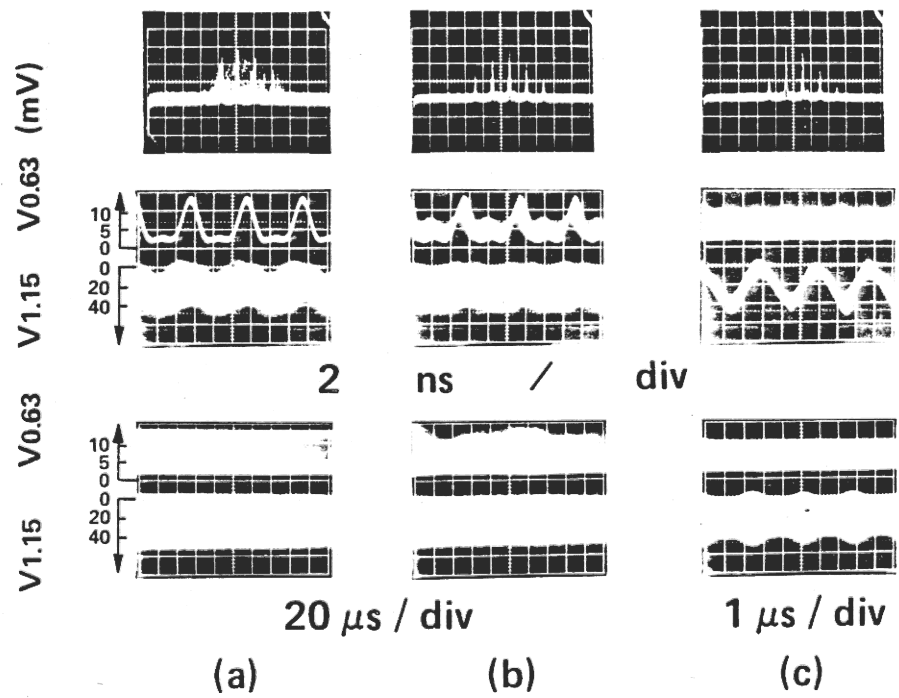


Fig. 5.3 ²⁰Ne単体の場合の0.63 μm 発振スペクトルと0.63 μm 、1.15 μm ビート信号

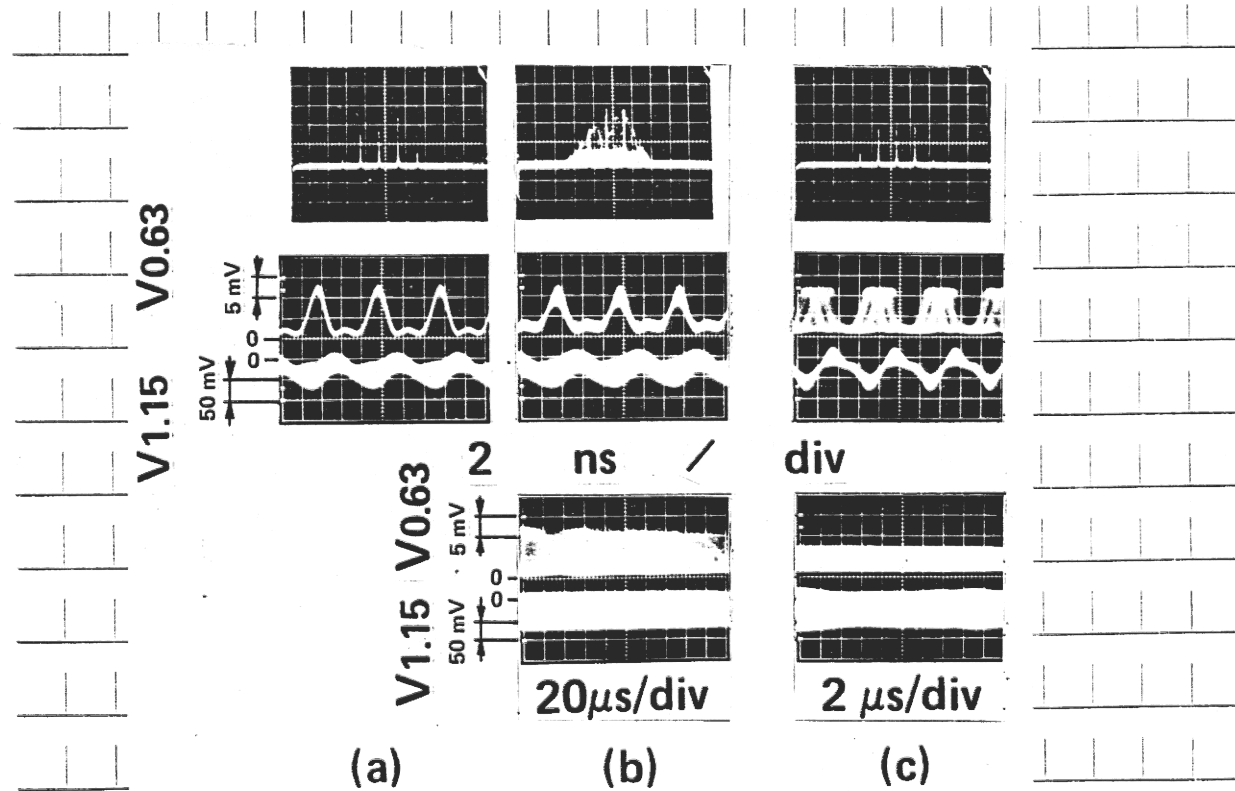
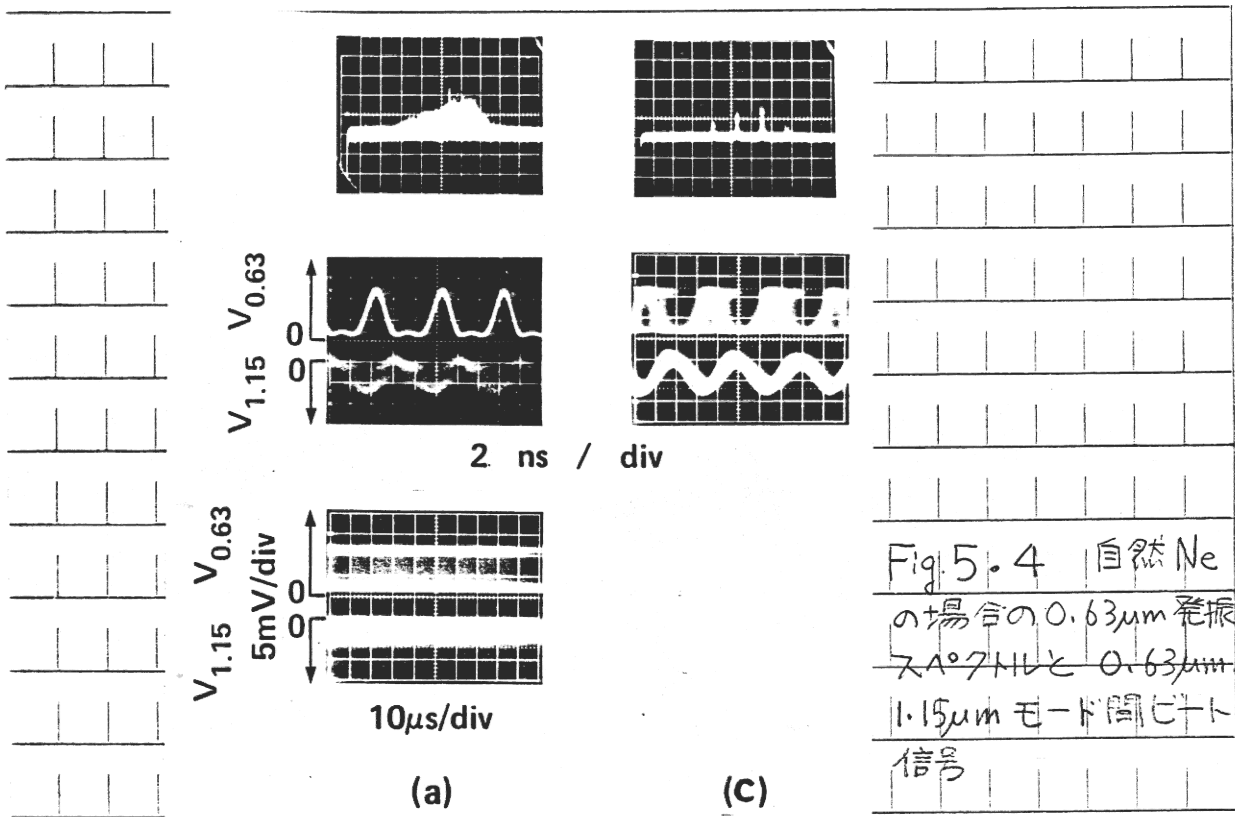


Fig. 5.5 ^{20}Ne , ^{22}Ne の圧力比 1:1 の場合の 0.63 μm 発振スラップと 0.63, 1.15 μm のモード間ビート信号

号の振幅変化で、一つのビート信号写真の上側が $0.63\mu\text{m}$ 線、下側が $1.15\mu\text{m}$ 線の信号である。(a)は、 $0.63\mu\text{m}$ 線のビートが安定している場合、(b)は不安定な場合である。シンクロスコープSSの掃引同期は、 $0.63\mu\text{m}$ 線のビート信号でとってある。(c)は、SSの掃引同期を $1.15\mu\text{m}$ 線のビート信号でおこなった。中段の写真からは、 $1.15\mu\text{m}$ 線のモード間ビートが、一見、安定して見える。この信号を掃引を遅くして観察すると、下段の写真のように振幅が周期的に変化し、 $1.15\mu\text{m}$ 線の縦モード同期が完全には得られていないことがわかる。

Fig. 5.4 は、同じ観測を自然 Ne について行った結果である。写真は一部欠けているが、各写真の配置と(a)、(c)等の記号の意味はFig. 5.3と同じである。

Fig. 5.3 と対比して、大きな違いは、(c)列の $1.15\mu\text{m}$ のビートでSSの同期をとった二段目の写真で、 $0.63\mu\text{m}$ のビートがFig. 5.3では完全に流れているのに対し、Fig. 5.4では広がりをもってはいるが波形が見られるようになってきていることである。

この傾向は、 ^{20}Ne と ^{22}Ne の圧力比が1:1の場合の観測結果Fig. 5.5でさらに明瞭になる。すなわち、(c)列二段目の $1.15\mu\text{m}$ のビートで掃引同期した $0.63\mu\text{m}$ のビート波形が、2つの波形が不安定に往復する形となり、ビート波形の振幅変化を観察した下段の写真では、Fig. 5.3の $1.15\mu\text{m}$ のビートに見られた振幅のうねりが小さ

くなっている。また、 $0.63\mu\text{m}$ 線がよく縦モード同期した時 $0.63\mu\text{m}$ のビートで掃引を同期した (a) 中段の写真において、 $1.15\mu\text{m}$ のビート波形が、Fig. 5.3 では大きく広がっているのに対し、Fig. 5.5 では、いくつかの波形の重なり、あるいは、それらの間の交番を示す幅をもったものではあるが、静止している。

以上のように、同位体 Ne ガスを混合し利得幅を広げることによって、縦モード同期状態が多少とも改善されることが確かめられた。しかし、二波長同時縦モード同期を確実なものにするには致らなかった。

5.3 1.1 μm 域近赤外光同時発振の抑止による安定性の向上

5.3.1 まえがき

ここでは、1.15 μm 線の自己縦モード同期をより確実にするために、1.15 μm の単独発振にもどり、この発振を自己縦モード同期させる場合の問題点を明らかにする。なお、1.15 μm 線のモード同期については、ほとんど調べられていない。

5.3.2 1.15 μm 発振スペクトルの観測

まず、1.15 μm 線のモードスペクトルの観測に用いた自作の掃引型ファブリー・ペロー干渉計とこれを用いた発振スペクトルの観測方法について述べる。

自作掃引型ファブリー・ペロー干渉計 S I を Fig. 5. 6

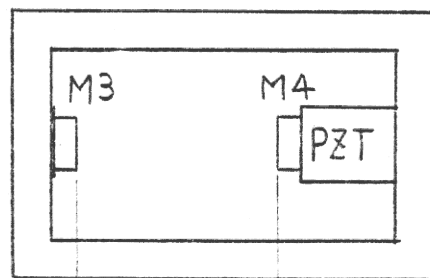


Fig. 5. 6 掃引型ファブリー・ペロー干渉計

に示す。SIの鏡面間隔 l_e は、約80 mm、反射鏡M3、M4は、透過率1%の平面鏡である。

従って、透過特性の半値全幅¹⁹⁾ $\Delta\nu_{1/2}$ は、

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c}{2\pi l_e} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} = \frac{3 \times 10^8}{2\pi \times 0.08} \times \frac{1-0.99}{\sqrt{0.99}}$$

$$\approx 6.0 \times 10^6 \text{ (Hz)} = 6.0 \text{ (MHz)}$$

c : 真空中での光速

R : M3, M4の反射率

と計算される。この値は、SIの分解能の目安となる。

また、自由スペクトル間隔¹⁹⁾ $\Delta\nu_F$ は、

$$\Delta\nu_F = \frac{c}{2nl_e} = \frac{3 \times 10^8}{2 \times 0.08} = 1875 \text{ (MHz)}$$

n : 媒質、この場合、空気の屈折率

となる。

従って、 l_e を半波長だけ変化させれば、共振周波数は、 $\Delta\nu_F$ だけ掃引され、この範囲にあるスペクトルを観測することができる。さらに、半波長以上変化させると、共振は、次の次数に移り、同じスペクトルを繰り返して観測できる。

共振器長 $l = 0.9$ mの $1.15 \mu\text{m}$ レーザー発振光を、Fig. 5.7の光学配置によってSIに導き、PZTに、

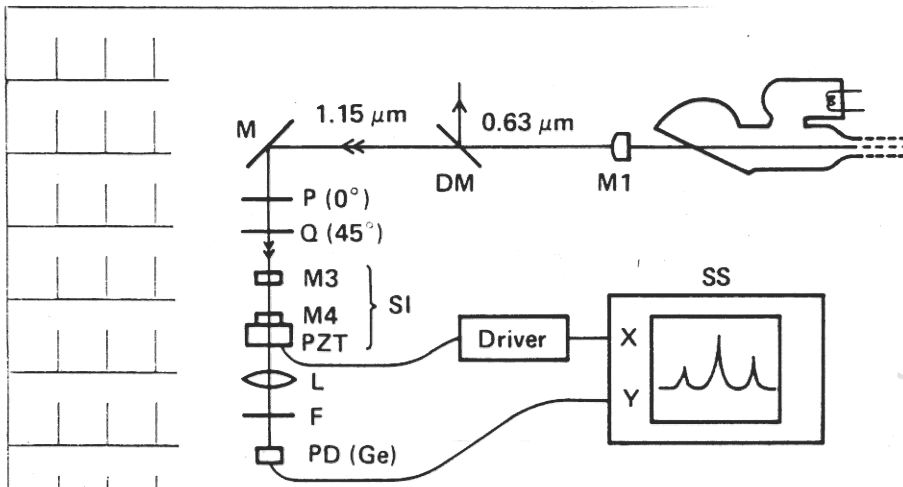


Fig. 5.7 1.15 μm 発振スペクトルの観測装置

正弦波電圧を加えて、 l_e を繰り返り返し変化させる。オシロスコープの X 軸に PZT に加える電圧を、Y 軸に SI を透過した光強度の光電変換信号を加えると、Fig. 5.8

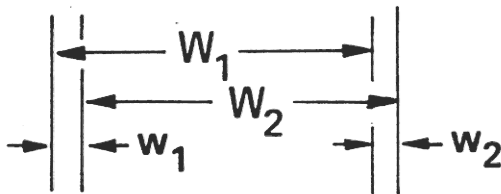
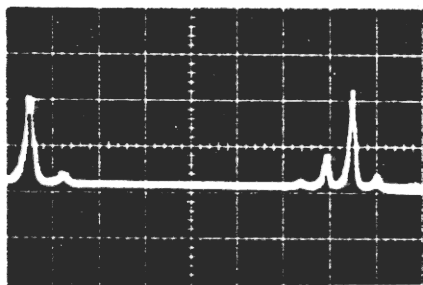


Fig. 5.8 発振スペクトルの繰り返り観測

のような図形が得られる。この図の横座標は、共振周波数に比例する。

左右両端のスペクトルは、共振次数が一つ異なる、同一光の共振スペクトルで、対応するスパイクの間隔 W_1 、 W_2 は、SI の次数が一次変化したことに対応する共振周波数の差、すなわち、

自由スペクトル領域 $\Delta\nu_F$ に対応し、発振が最低次横モードに調整されているとして、隣り合うスパイクの間隔

ω_1, ω_2 は、縦モード間隔周波数に対応する。

SS の X 軸に加えた正弦波が多少変形しているため左右のスペクトル図の広がりも異なっているが、 W を W_1 と W_2 の平均とすると、69 目盛、 ω を ω_1 と ω_2 の平均とすると 6.3 目盛となり、これらの比 ω/W は、0.091 となる。一方、SI の共振器長 l_e から求める自由スペクトル間隔 $\Delta\nu_F = c/2l_e$ とレーザー共振器長 l から求められる縦モード間隔周波数 $\Delta\nu = c/2l$ の比 $\Delta\nu/\Delta\nu_F$ は、

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_F} = \frac{c}{2l} \div \frac{c}{2l_e} = \frac{l_e}{l} = \frac{0.08}{0.9} \doteq 0.089$$

となり、Fig. 5.8 から求めた $\omega/W \doteq 0.091$ とほぼ一致している。このことから、Fig. 5.8 の一連のスパイクは、縦モードスペクトルと考えることができる。図の右のスペクトル図から、縦モード数は 4 ないし、たかたか 5 であるので、このレーザーの利得帯域幅は、 $\Delta\nu$ の 3~4 倍、つまり、500~670 MHz と見積もられる。

5.3.3 共振器長依存性

1.15 μm 発振線の自己縦モード同期状態を、1.15 μm 域のみを発振させて詳細に調べる。

実験装置は、Fig. 4.4 に示したものと同様である。

ただし、スペクトルの観測に、自作の掃引型
ファブリー・ペロー干渉計だけでなく、Trope のモ
デル 240、1.15 μm 用スペクトラムアナライザも使用した。

共振器長 L は、1.0 m から、1.2 m まで変化させ
た。これは、二波長同時自己縦モード同期を追求した

4.3 の実験で、0.63・1.15 μm 二波長同時縦モード同
期がこの範囲の共振器長で実現される可能性がみられた
からである。また、反射鏡 M1 には、1.15 μm 線を単
独発振させるために、透過率 1%、曲率半径 1.9 m の
1.15 μm 専用反射鏡を使用したか、出力反射鏡 M2 には
4.3 の実験に用いたものを使用した。

0.63 μm 線の同時発振による競合がないため、共振器
内発振強度は、0.63 μm に対する透過率を大きくして
1.15 μm の発振強度を強くした二波長同時発振時の共振
器内発振強度 ($P_{1.15}$) (Fig. 4.10 参照) の約 2 倍にな
った。 L に対する $P_{1.15}$ の変化を Fig. 5.9 に示す。

1.15 μm 線の自己縦モード同期は、0.63・1.15 μm 二
波長同時発振の場合に比べ、かなり確実になった。

この安定した縦モード同期がかかっている時の様子を
Fig. 5.10 (a)、5.11 (a) に示す。これまでの図と同様

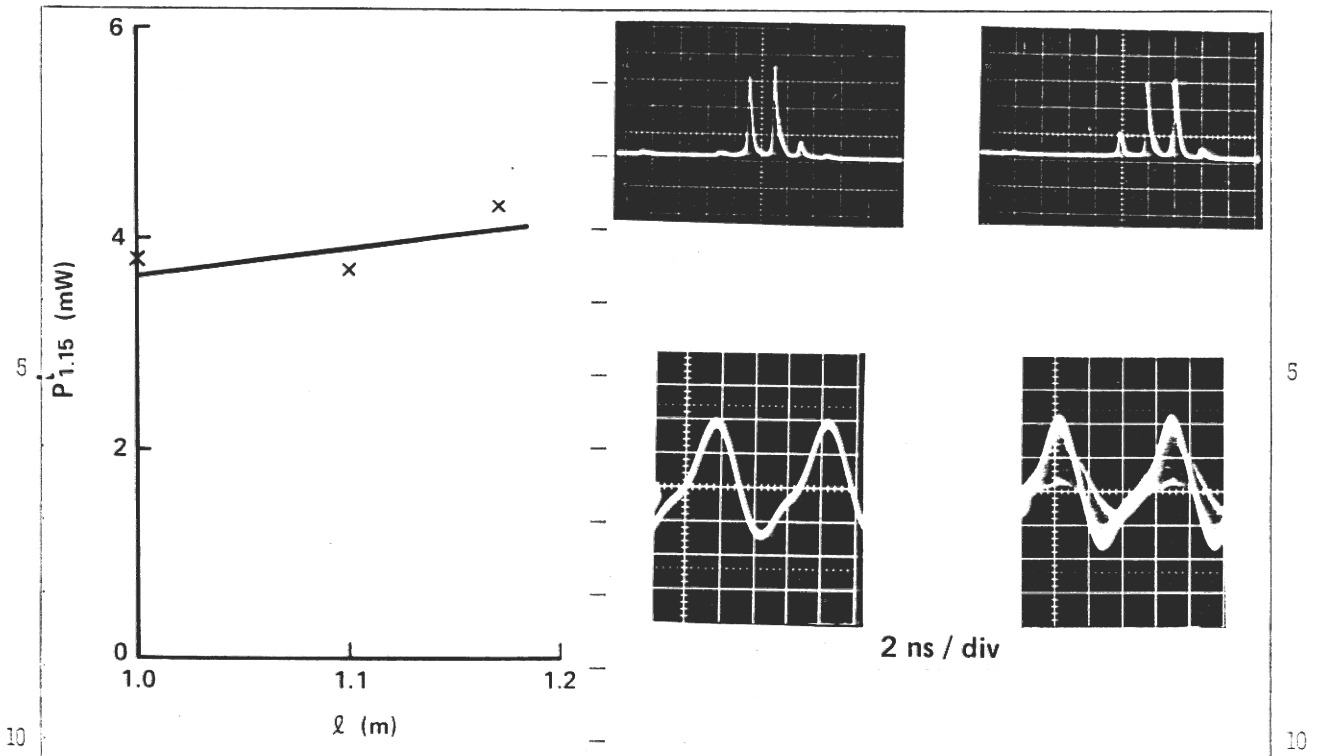


Fig. 5.9 1.15 μ m共振器内
発振強度 $P_{1.15}$ の l 依存性

上段が発振スペクトル
中段がビート信号波形
下段がその振幅変化で
ある。

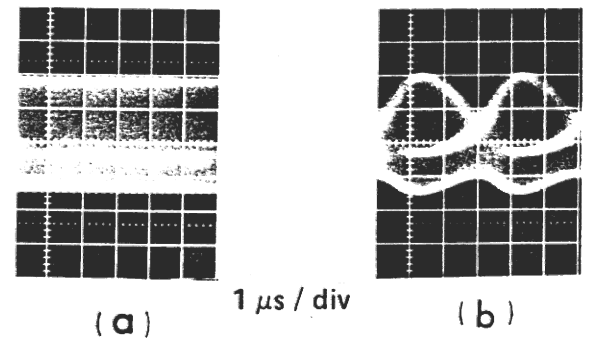


Fig. 5.10 1.15 μ m発振スペクトルと
モード間ビート波形($l=1.0$ m)

しかし、この1.15 μ m域単独発振の場合にも、共振器
の熱変形により利得プロファイルに対するスペクトルの
位置が変化すると、ビートが不安定になることがあった。
この時の状況を、Fig. 5.10 (b)、Fig. 5.11 (b) に示す。

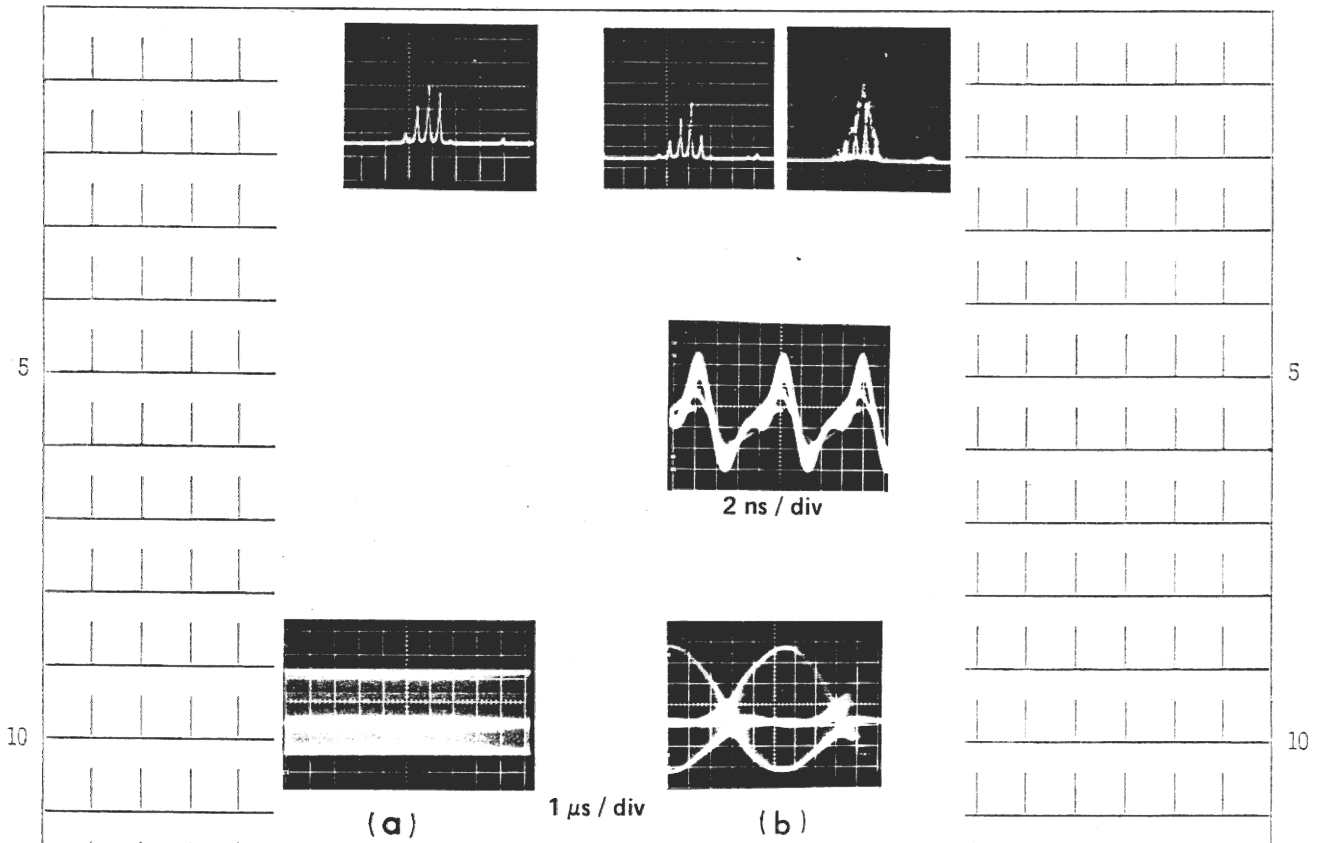


Fig. 5.11 $1.15\mu\text{m}$ 発振スペクトルとモード間ビート波形 ($l=1.17\text{m}$)

5.3.4 $1.1\mu\text{m}$ 域の同時発振

前節の実験で、これまで一つの波長の発振と考えていた $1.15\mu\text{m}$ 域の単独発振が、実は単一波長の発振ではないのではないかと疑わせる事実が観測された。Fig. 5.11 上段のスペクトル写真の右端に見られる小さなノッチの存在である。

既に、内径 15 mm、He と Ne の圧力比 1 Torr : 0.1 Torr のレーザー管と $1.1\mu\text{m}$ から $1.2\mu\text{m}$ に渡る反射率が 98.9% の平面反射鏡を用いた時、 $1.15\mu\text{m}$ 線の他に、波長が近接した 1.12 、 1.16 、 1.20 、 $1.21\mu\text{m}$ 線

が同時に発振することが報告されている²⁰⁾。

従って、前節の実験に使用し $1.15\mu\text{m}$ 域単一波長発振と考えていたレーザーでも、 $1.15\mu\text{m}$ 線の他に、 1.16 、 $1.20\mu\text{m}$ 線などが同時に発振している可能性がある。そこで、これを確認するための実験を行った。

Fig. 5.12 に示すように、共振器内に分散プリズムを

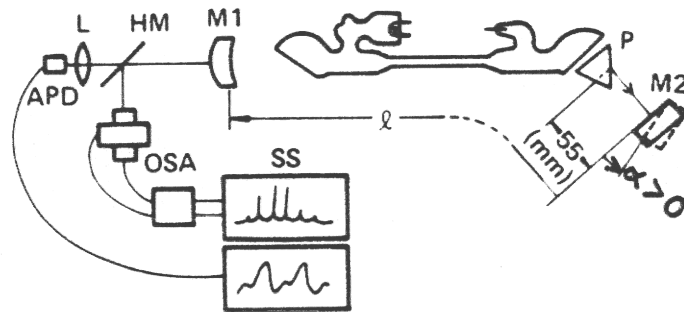


Fig. 5.12 光路分離型共振器

挿入し、平面反射鏡 $M2$ の傾き α を変化させることにより共振器の調整を $1.15\mu\text{m}$ 域の発振線に逐次にずらしていく、光路分離型共振器を構成した。

用いたプリズムは、3.2 で述べた SF2 ガラス製の頂角 63° のものである。共振器長は 1.38m 、反射鏡 $M1$ は、 $r=1.9\text{m}$ 、 $T_{0.63}=2\%$ 、 $T_{1.15}=7\%$ の二波長出力反射鏡、 $M2$ は、 $T_{1.15}$ が 0.1% 以下の $1.15\mu\text{m}$ 用高反射平面鏡である。

発振スペクトルと、この移動を蓄積して得られる利得プロファイルを、平面反射鏡 $M2$ の傾き α をパラメータとして Fig. 5.13 に示す。また、利得プロファイルの

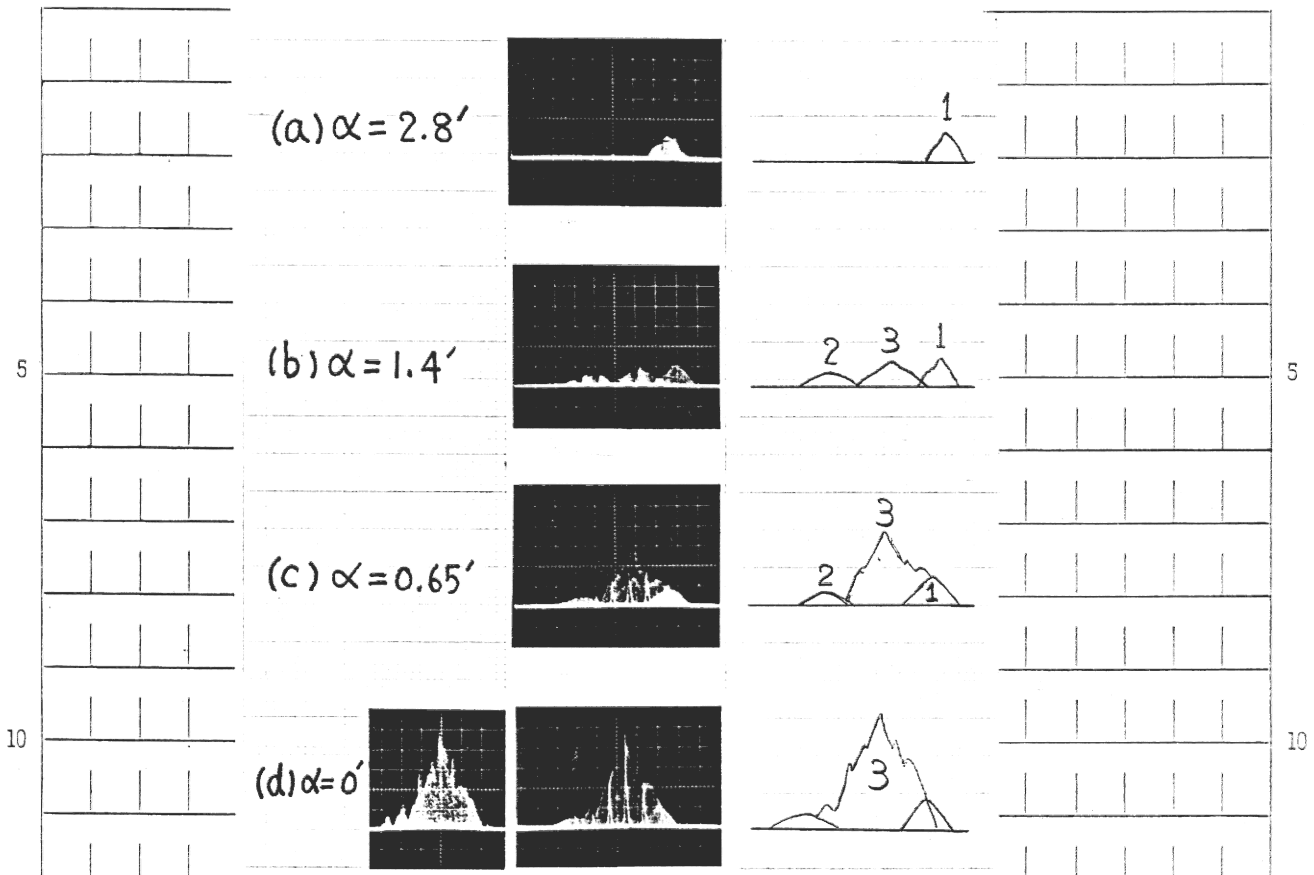


Fig. 5.13 光路分離型共振器による $1.1\mu\text{m}$ 域の
発振線の確認

重なりを、模式的に、各写真の右側に示す。ただし、 α は、 $1.15\mu\text{m}$ 線の出力がほぼ最大となる場合を $0'$ とした。 α が大き過ぎてレーザー発振が起こっていない状態から α を小さくしていくと、 $\alpha = 3.7'$ の時、ある発振線がレーザー発振を開始する。この発振線は、 $\alpha = 2.8'$ の時、出力が最大となり、その時のスペクトルは2本である(Fig. 5.13 (a))。 α をさらに小さくしてゆくと、第1の発振線は、出力を除々に弱めて発振停止し、これに代わって第2、第3の発振線が発振を開始する。この状態を Fig. 5.13 (b)

に示す。上述の発振線との強度比較のため、この写真に第1の発振線の利得プロファイルを残してある。

波長が短い程、プリズムによる偏角は大きくなる(Fig. 5.14)から、これらの第2、第3の発振線は、第1の発振線より波長が短いと考えられる。

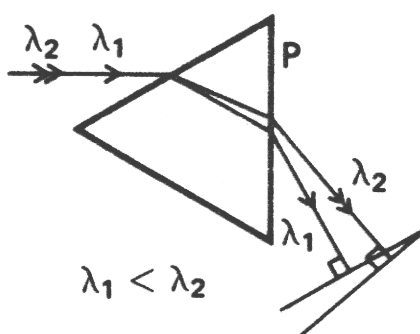


Fig. 5.14 プリズムによる
2波長光束の分離

引き続き α を小さくしていくと、これらの2つの発振線のうち第3の発振線は、急激に出力を増して(Fig. 5.13 (c))、 $\alpha=0$ で出力が最大となる(同図 (d) の中央)が、第2の発振線は、写真(c)の時、出力を増して、第3の発振線の出力が最大になる(d)の状態になる前に、発振停止する。(c)及び(d)の右側の写真は、 α を傾けながらスペクトルの変化をSSで蓄積し続けた結果であるため、3つの発振線の利得プロファイルが重なっている。(d)の左側の写真は、第3の発振線の利得プロファイルのみの写真である。

α をさらに0以下にしても、第3の発振線の強度が減少するだけで、新たな発振線は観測できなかった。

観測した3つの発振線の出力は、第3の発振線が最も大きいため、第3の発振が波長 $1.15\mu\text{m}$ の発振と考えられる。発振する反射鏡の傾き角から、この発振線の波長は、最も短い。従って、第1、第2の発振線の波長は、ともに $1.15\mu\text{m}$ より大きく、特に、第2の発振波長は、 $1.15\mu\text{m}$ に非常に近いと考えられる。

以上の実験から、従来 $1.15\mu\text{m}$ の発振と呼ばれていた発振が $1.15\mu\text{m}$ の他に、これよりわずかに波長の長い二つの発振線の同時発振を伴う可能性のあるものであることがわかった。

そして、この発見を引き継いで、筆者が研究を行った高崎研究室で、現在市販されているNeo Arc (株)の $1.15\mu\text{m}$ He-Ne レーザー Neo R2 が $1.15\mu\text{m}$ 線の他に、波長、 $1.16\mu\text{m}$ と $1.20\mu\text{m}$ の発振線を発振していることが確認された²¹⁾。

5.3.5 1.1 μm 域複数波長発振の単一化による安定性の向上

5.3.3では、構成した共振器では比較的安定した自己縦モード同期が得られ、5.3.4では、その共振器で1.15 μm 線以外の発振線が同時発振していると考えられることを述べた。

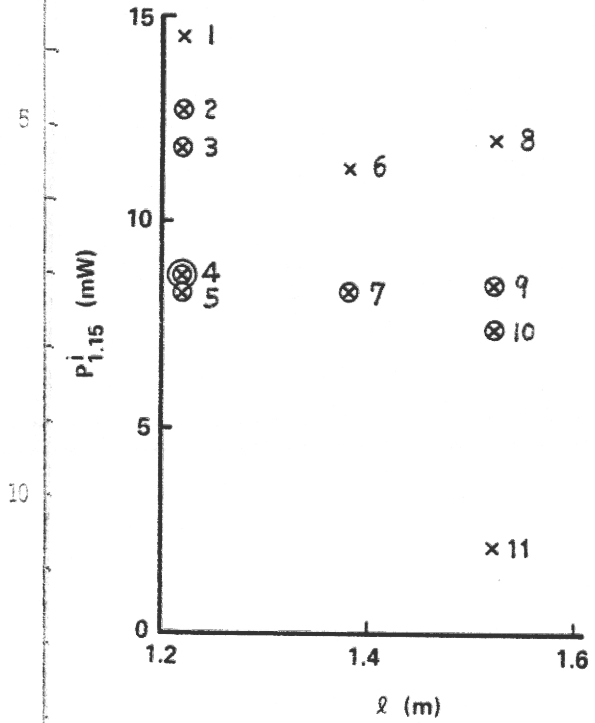
1.15 μm 線と波長が近接した発振線が同時発振していれば、もし、1.15 μm 線が縦モード同期しているとしても、別の発振線が縦モード同期していなければ、検出されるビート信号は不安定になる。

これまで共通光路型共振器で行った二波長同時発振や1.15 μm の発振で1.15 μm 線の縦モード同期が確実にわからなかったのは、波長が1.15 μm に近い発振線の同時発振の影響ではないか、と考えられる。もしそうならば、共振器を光路分離型とし1.15 μm の発振を完全に単一波長発振にすればこの発振の縦モード同期はより確実になる、と予想される。そこで、Fig. 5.12の光路分離型共振器で1.15 μm 線を単一波長発振させ、縦モード同期の状態を調べた。

共振器長は、1.22、1.38、1.50 mとした。M1としては、主に、曲率半径 $r=1.9\text{m}$ 、透過率 $T_{1.15}=7\%$ のものを用いたが、 $r=1.9\text{m}$ 、 $T_{1.15}=1\%$ のものも使用した。反射鏡M2としては、 r 、 $T_{1.15}$ の異なる種々の反射鏡を用いた。これは、反射鏡を適当に組み合わせて

共振器内強度 $P_{1.15}^i$ を変化させるためである。

反射鏡の種々の組み合わせにより得られた $P_{1.15}^i$ の値を三つの共振器長について Fig. 5.15 に示す。測定点に記



した番号は、反射鏡の組み合わせを示す。各組み合わせを Table 5.3 に示す。なお、横モードは、すべて、最低次 TEM₀₀ に調整してある。

測定点のマークは三種あり、⊗ は、縦モード同期の确实性が非常に良いことを示し、⊙ は、确实性が 5.3.3 の実験で得られた确实性と同程度かそれより高いことを示す。⊗ で示した 4 の場合の确实性は

Fig. 5.15 モード同期実験領域と同期の安定性

Table 5.3 発振強度調節のために用いた反射鏡

| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|----|-----------------------|-------|---|-----|-----|-----|-------|---|---|---|----|-----|
| M1 | r (m) | 1.9 | | | | | | | | | | |
| | T _{1.15} (%) | 1 | 7 | 7 | 7 | 7 | 1 | 7 | 1 | 7 | 7 | 7 |
| M2 | r (m) | 3 | 3 | 5.6 | 1.9 | 1.9 | ∞ | ∞ | ∞ | ∞ | 3 | 1.9 |
| | T _{1.15} (%) | < 0.1 | | | | 1 | < 0.1 | | | | | |

高く、例えば、数十分の観測時間中、縦モード同期は、一度も不安定に落ちなかった。この時のスペクトルと縦モード間ビートの状態を Fig. 5.16 に示す。

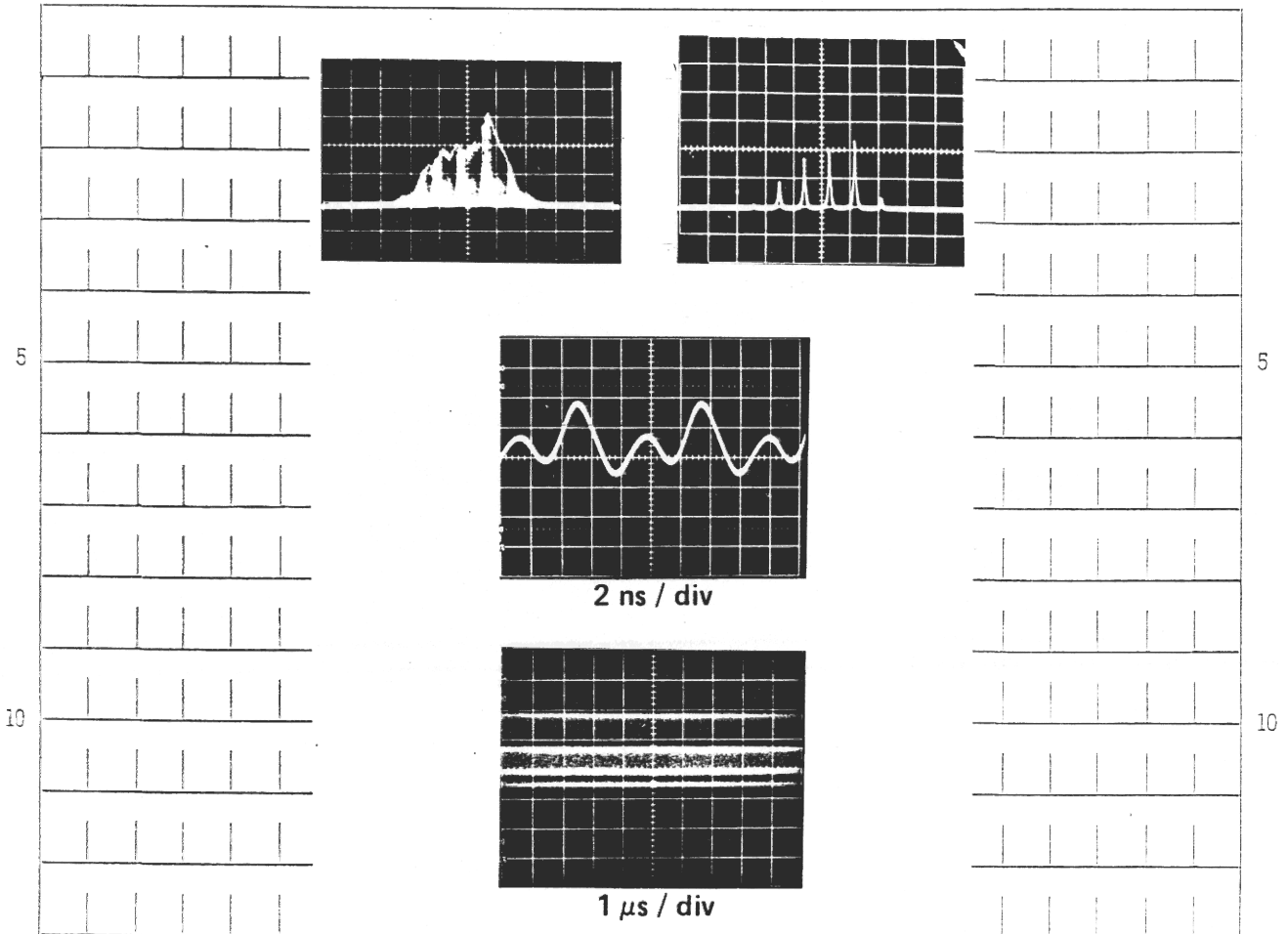


Fig. 5.16 自己縦モード同期状態の発振スเป
クトルと縦モード間ビート信号
($P_{115}^L = 8 \text{ mW}$, $l = 1.22 \text{ m}$)

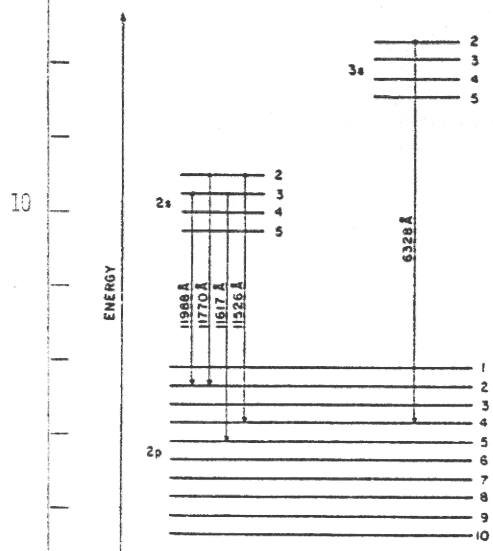
ビート信号は、波形も振幅も、極めて安定している。

5.4 考察

ここでは、 $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 二波長発振の自己縦モード同期について考察する。

1962年、J. D. Rigden と A. D. White は、 $0.63 \mu\text{m}$ 線と $1.15 \mu\text{m}$ 線を始めて同時発振させた²⁾。

その場合の発振波長は、 0.6329 、 1.1526 、 1.1617 、 1.1770 、 $1.1988 \mu\text{m}$ であった (Fig. 5.17)。



彼らは、これらの発振線の放電電流-出力特性を測定し、 0.6329 、 $1.1526 \mu\text{m}$ 線についてはその全容を示しているが、その他の発振線については、出力のピーク値しか述べていない。

参考のため、各発振線のピーク出力を比較すると、

Fig. 5.17 観測された発振線

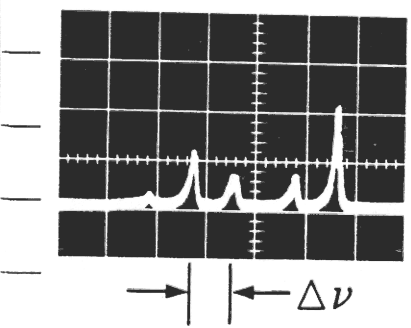
$$\begin{aligned}
 P_{0.63} &: P_{1.15} : P_{1.16} : P_{1.18} : P_{1.20} \\
 &= 0.11 : 0.50 : 0.15 : 0.10 : 0.10 \text{ (mW)} \\
 &\div 2 : 10 : 3 : 2 : 2
 \end{aligned}$$

となる。

筆者が主に使用したレーザー管と反射鏡は、種々の点で、彼らの使用したものと異なっている (2.1 参照) た

め、発振する波長も、その出力も、彼らの結果と同じとは考えられない。しかし、分散素子を含まない共振器では $1.15\mu\text{m}$ 線以外の近赤外線が同時発振すること (5.3.4) と、 $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線以外の近赤外線とは共有するエネルギーレベルはないので直接的な相互作用はないということ を考慮すれば、 $0.63 \cdot 1.15\mu\text{m}$ = 二波長同時発振の状態によらず、 $1.15\mu\text{m}$ 以外の近赤外線の同時発振に大きな変化はない、と考えられる。一方、 $0.63 \cdot 1.15\mu\text{m}$ 同時発振において、 $0.63\mu\text{m}$ 線の強度が強いと $1.15\mu\text{m}$ 線の発振は弱められ他の近赤外線の強度に近くなり、このような場合には、 $1.15\mu\text{m}$ と考えられている光の振舞いに近赤外の他の波長の光の影響が大きく混入することが予想される。

4.2 の二波長同時発振の自己縦モード同期の実験において観測された $1.15\mu\text{m}$ の発振スペクトルを Fig. 5.18



に示す。 $\Delta\nu$ は、レーザー共振器長 650mm と、スペクトル観測用掃引型ファブリペロー干渉計 SI の鏡面間隔 $l_e = 80\text{mm}$ から予想される縦モード間隔である (5.3.2

Fig. 5.18 $1.15\mu\text{m}$ 線の発振スペクトル ($l = 0.65\text{m}$)

参照)。このスペクトルは、いくつかの点で、単純な縦モードスペクトルとは見難い。すなわち、利得プロ

ファイバがきれいな釣鐘型とならず、連続するスペクトルの強度が大きくなったり小さくなったりする。さらにモード間隔が予想される縦モード間隔と対応しない場合がある。

ここで、SIの le を数mm変化させると、観測されるスペクトル図形は、Fig. 5.19のように変化する。この

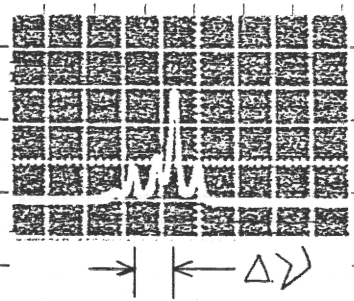


Fig. 5.19
1.15μm発振スペクトル

図形は、Fig. 5.18の左側の3つのスパイクから成るスペクトルと右側の2つのスパイクから成るスペクトルを異なる発振線のスペクトルと考え、SIの

鏡面間隔が変化したために、それぞれが発振光に対する干渉次数が変化し、二つのスペクトルの相対位置関係がFig. 5.20のように変化したもの、と考えて説明できる。

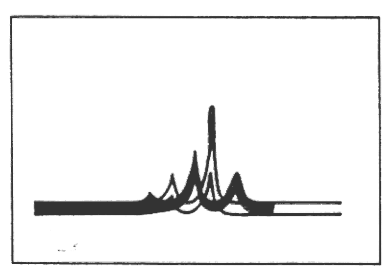


Fig. 5.20
2つのスペクトル群の重ね合わせ

ここで用いた出力用反射鏡の $0.63\mu\text{m}$ に対する透過率 $T_{0.63}$ は2%で、 $0.63\mu\text{m}$ の共振器内強度は大きく、 $1.15\mu\text{m}$ 線の発振は、大きく抑圧された状態

(Fig. 4.9参照)になっている。このために、同時発振する他の近赤外光の強度が $1.15\mu\text{m}$ 光の強度と比較

できる程度になり、ここに説明した現象が生じた、と考えられる。同時発振している他の近赤外光は、 $1.1\mu\text{m}$ 域の同時発振で述べた第1の発振 (Fig. 5.13 参照) である。

以上の考え方から、出力用反射鏡の $0.63\mu\text{m}$ に対する透過率を大きくすれば、 $0.63\mu\text{m}$ の共振器内強度が下がり、 $1.15\mu\text{m}$ 発振の抑圧が小さくなって、 $1.15\mu\text{m}$ の発振強度は、他の $1.1\mu\text{m}$ 域同時発振光に比べ充分大きな値をもつようになる、と予想される。

出力用反射鏡として、 $T_{0.63} = 6\%$ 、 $T_{1.15} = 13\%$ の反射鏡を用いた、 $l = 1.15\text{m}$ の場合のスペクトルを、

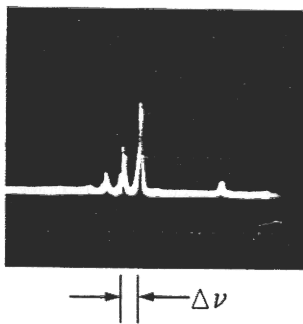


Fig. 5.21 に示す。左側3本のスパイクから成るのが $1.15\mu\text{m}$ 光のスペクトル、右側に1本離れて見えるスパイクが $1.1\mu\text{m}$ 域同時発振光のスペクトルである。予想通り、

Fig. 5.21 共通光路型共振器における近赤外線の発振スペクトル

り、 $0.63\mu\text{m}$ 発振の共振器内強度を下げることにより、 $1.15\mu\text{m}$ の出力を $1.1\mu\text{m}$ 域の同時発振光出力に比べ大きくできた。

5.3.3 の実験において、Fig. 5.11 上段写真の右側に見られる小さなノッチから、 $1.1\mu\text{m}$ 域の同時発振が生じていることが改めて確認される。(しかし、この線の強度は非常に微弱である。この時を用いた反射鏡の 1.15

μm に対する合計透過率は、14%で、この時かろうじて発振している同時発振光に対しても、ほぼ同じ透過率である。従って、この発振線の余裕利得は、共振器片道当たり、14%程度と考えられる。従って、透過率が

5 $1.1\mu\text{m}$ 域同時発振線に対する余裕利得より大きくて

5 $1.15\mu\text{m}$ 線に対する余裕利得値より小さい反射鏡を用いれば、 $1.1\mu\text{m}$ 域の同時発振を止め、 $1.15\mu\text{m}$ 線だけを発振させることができる。

10

15

20

6. 自己縦モード同期レーザー利用における問題点

章の序

自己縦モード同期レーザーを利用する場合の利点と問題点を明らかにして、このレーザーに適した用法を見出すために、 $0.63\mu\text{m}$ 線の自己縦モード同期パルスを用いた測距の実験を行った。この結果、自己縦モード同期範囲でレーザー反射鏡を移動させることによりパルス周波数を $160\sim 170\text{MHz}$ にわたり変化させることができこの時のパルス周波数の変動は 5×10^{-6} 以下であることがわかった。この周波数変動による測距誤差は、測定距離が 1km の時、 5mm 以下になる。この値は、市販装置の性能に匹敵するものである。しかし、反射鏡を移動させることが種々の問題の原因となることも知られた。

6.1 自己縦モード同期パルスを利用した変調波測距

6.1.1 変調波測距

機械的寸法や二地点間の距離を測定する光学的方法は、大別して3つある。

第1は、光の波長を長さの基準とする光波干渉法である。光波長は赤色光で $0.6\mu\text{m}$ であるから、非常に分解能の高い測定ができるが、測定長さは、数十 m までである。

第2は、光の強度や偏光状態をマイクロ波周波数で変

調し、変調光波の波長を基準として行う変調波測距法である。この方法の変調波波長は、変調周波数を10MHzとして30mとなり、約100kmまでの距離を測定対象にしている。

第3は、光の往復時間を測定して距離を求める方法でレーザーレーダーと呼ばれている。この方法は、月までの距離のような非常に長い距離を測定するのに用いられている。

変調波測距は、1949年に、Bergstrandにより Geodimeterと呼ばれる装置として発表され、その後様々な改良がなされて現在では市販品もあり^{22,23)}、土木建設や測地測量に広く利用されている。

この測距では、光源から出た光を強度変調し、ハーフミラーで参照光と信号光に分け、信号光を基準点と目標点の間で往復させ、戻ってきた信号光と参照光の位相差 ϕ を測定する (Fig. 6.1)。

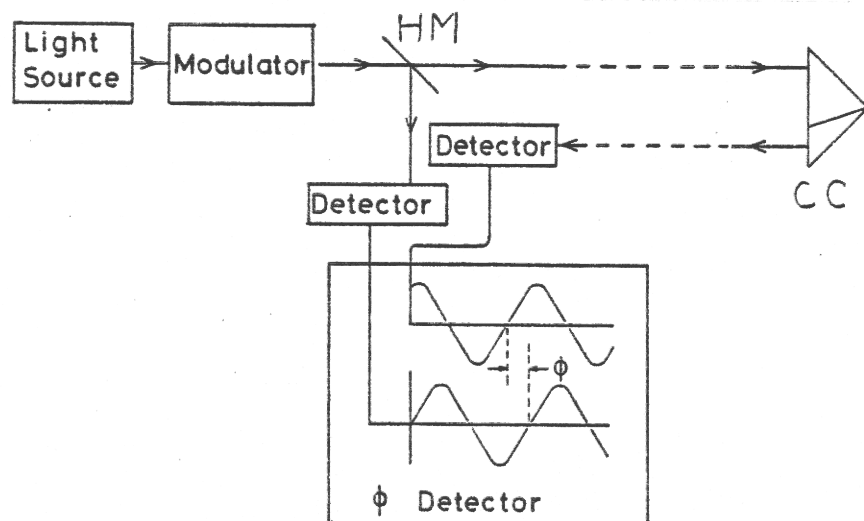


Fig. 5.1 変調波測距説明図

CC: Cube Corner Prism

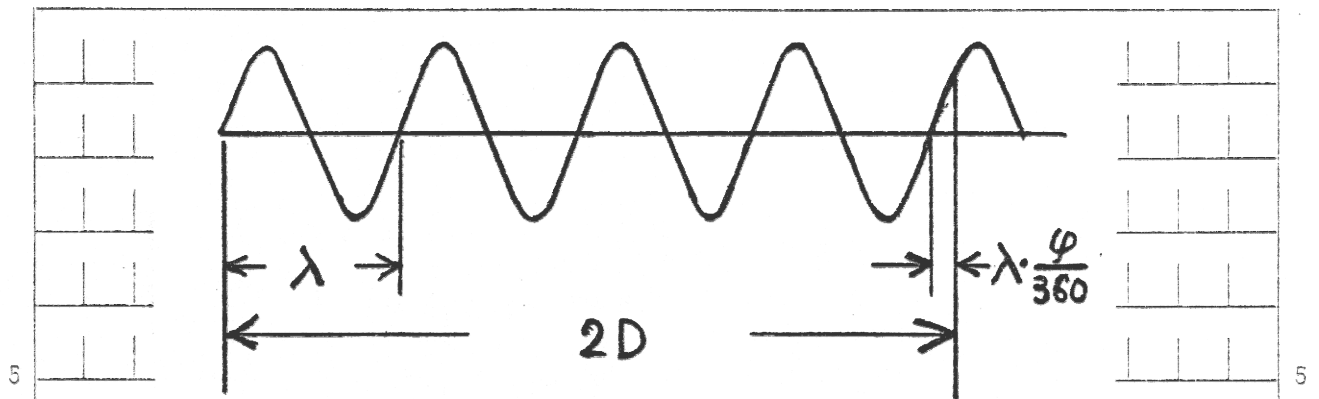


Fig. 6.2 変調波測距原理説明図

位相差 ϕ を deg. で表わすと、 $\phi/360$ は、次の第1

$$\frac{\phi}{360} = \frac{2D}{\lambda} - N = D \cdot \frac{2n\lambda}{c} - N \quad (6.1)$$

λ : 変調周波数

n : 大気屈折率

c : 真空中の光速

式のように、測定距離を D として、 $2D$ を変調波長 λ で割った $2D/\lambda$ から整数 N を差し引いたものになる (Fig. 6.2 参照)。これを変調周波数で表わすと、第2式のようになる。変調波測距は、変調周波数 λ を幾通りかに変えて ϕ を測定することによって整数 N を決定し、式 (6.1) から、距離 D を求めるものである²⁴⁾。

さらに、近年では、光路に沿って変化する気象条件が測距に及ぼす影響を軽減するために、上述の測距を2ないし3つの波長の光で行う、多波長変調波測距が行われている^{24~28)}。

6.1.2 0.63 μ m 自己縦モード同期レーザーによる 変調波測距

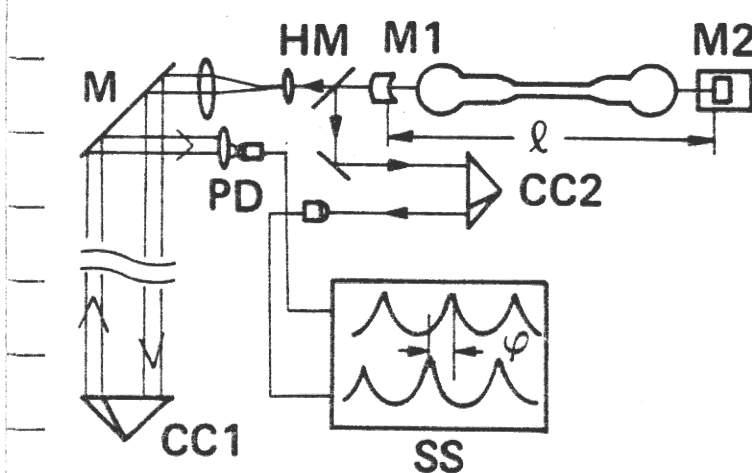
変調波測距では、従来、偏光変調器、偏光子を使用し
て光を強度変調している。今、もし、縦モード同期レ
5 ザーのパルス変調された光を変調波として利用できれば
変調器が不要になり、レーザー共振器長 l を変えること
によって変調周波数を変化させることができる。

そこで、0.63 μ m 自己縦モード同期レーザーを用いて
測距の実験を行った。これは、縦モード同期パルスを変
10 調波として利用して変調波測距が可能であることを実証
することと、この実験を通して、このレーザーの欠点を
回避した利用のしかたを明らかにするためである。

6.2 測距装置構成上の問題点²⁹⁾

6.2.1 測距装置

Fig. 6.3 に、測距装置の模式図を示す。



M1は、曲率半径
1.9mの二波長出力
反射鏡、M2は、二
波長高反射平面鏡で
ある。M2を送り台
で移動でき、共振器
長 l を0.881mか

Fig. 6.3 測距装置の模式図

ら0.941mまで、

ビート周波数では、170 MHz から 159 MHz まで変えることができる。0.63 μm 線は、この範囲で自己縦モード同期し、安定した縦モード同期パルスが得られた。出力は、0.63 μm が 4 mW、1.15 μm が約 0.2 mW で、偏光方位は紙面に垂直である。

レーザーの出力光は、ハーフミラー HM で二分され、反射光は参照光路に、透過光は信号光路に送られる。参照光は、光路長可変の参照光路を通った後、フォトダイオード PD で光電変換される。信号光は、2つのレンズで構成されたビームエキスパンダーによって 20 倍程度に拡大され、測定光路を往復した後、フォトダイオードで光電変換される。この測定光路を通った光強度変化信号と、参照光路を通った光の強度変化信号を広帯域シンクロスコープ SS に並べて表示し位相差を測る。測定光路と参照光路の長さは、それぞれ、コーナーキューブ CC1、CC2 を移動させることにより変えられる。信号光の光束を拡げるのは、回折による広がりを小さくするためである。

フォトダイオードには、レンズ付高速 Si フォトダイオード HTV S1188-01 を用いた。光検出器の回路を Fig. 6.4 に示す。SS の入力インピーダンスが 50 Ω であるから、信号伝送には、特性インピーダンス 50 Ω の同軸ケーブルを用いた。

参照信号と、測定光路を通った後の信号とを対比し

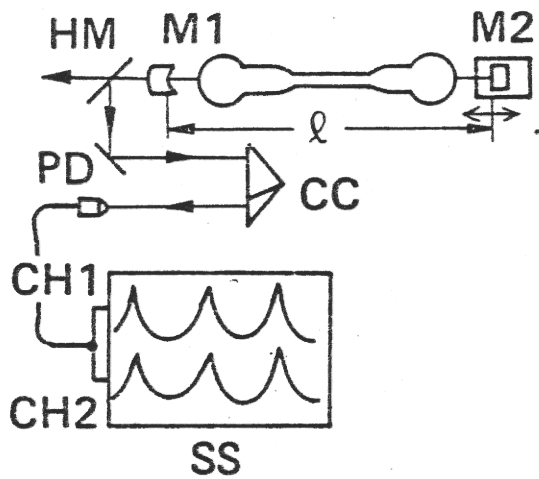


Fig. 6.6 測定装置

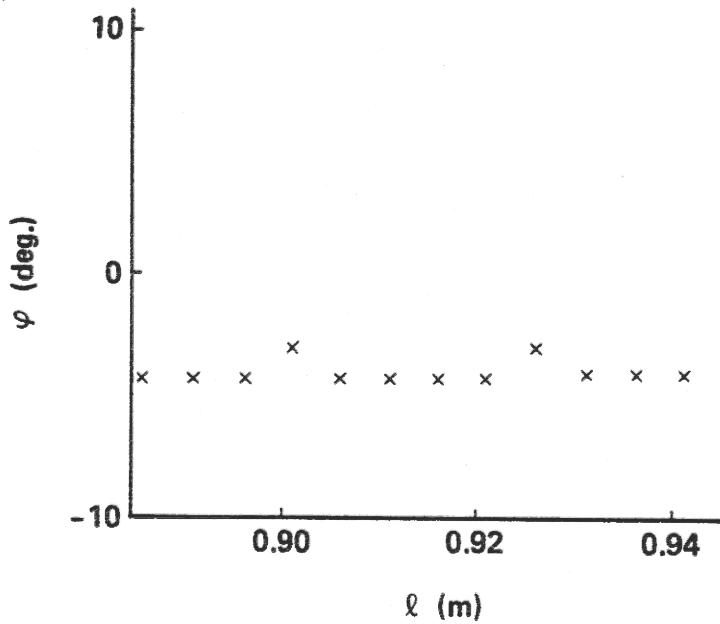


Fig. 6.7 シンクロスコープの2つのチャンネルの周波数-位相特性の差

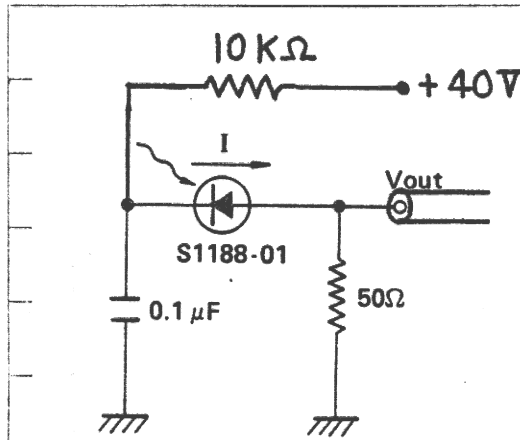


Fig. 6.4 光検出器の回路

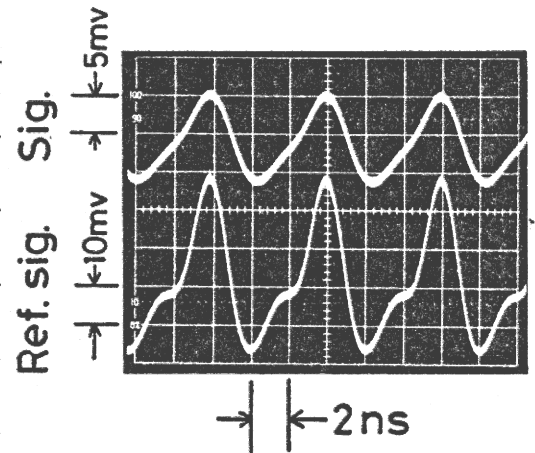


Fig. 6.5 縦モード間ビート信号波形

て、Fig. 6.5 に示す。上が信号、下が参照信号である。位相差 ϕ は、これらのパルス波形のピークの位置ずれから読み取った。パルス周波数は、HP の 5391 A システムを用いて計数する。

この操作を共振器長を変えて複数回行って測定距離を求める。

まず、シンクロスコープ SS の 2 つの表示に周波数により位相ずれが生じないかを調べるために、一つの Si フォトダイオードの出力を分割して SS の 2 つのチャンネルに加え、M2 を移動させてパルス周波数を変化させた (

Fig. 6.6) 。

結果は、Fig. 6.7 に示すように、表示された 2 つの信号に位相ずれは認められなかった。しかし、SS の電圧レンジを換えると、表示された信号の位相が一定量ずれる。このずれは、SS のチャンネルの電圧レンジを

5mV/div から 10mV/div に換えた場合、約 10° であった。このため、位相差測定の中でシンクロスコープの電圧レンジを切り換えないうよう注意した。

次に、SS による位相差の読み取り精度を測定した。すなわち、Fig. 6.3 の実験系で、コーナーキューブ CC2 を動かして 2 つの信号位相を SS スクリーン上で合致させ CC2 の位置を読み取ることを繰り返し、繰り返して設定のひろがりを探め、これを位相に変換した。

10 回の測定した結果、反射器位置の繰り返し設定精度は、標準偏差で、 1.7mm 、位相角に換算して、 0.7° であった。

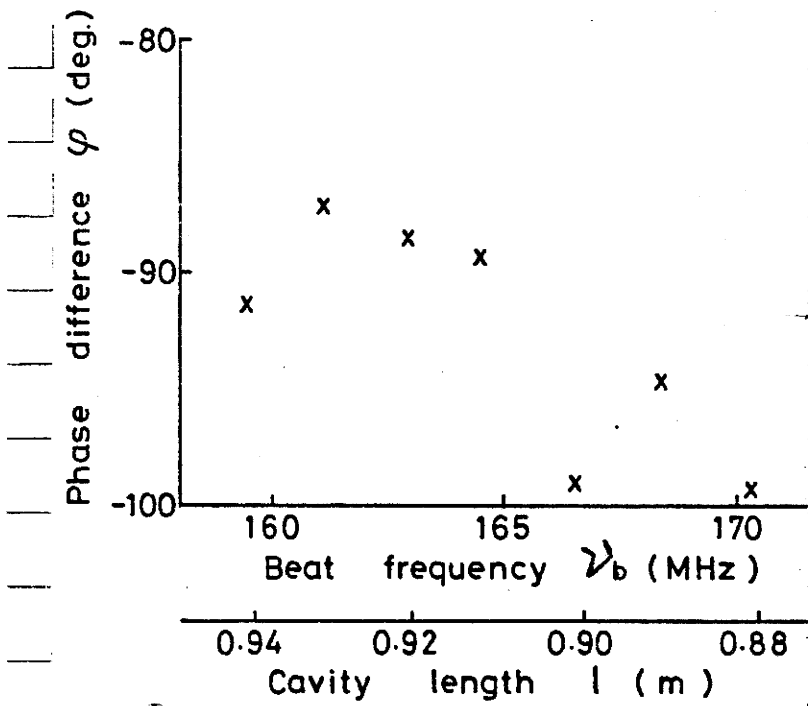


Fig. 6.8 伝送コード長差30cmのときの
変調周波数一位相差特性

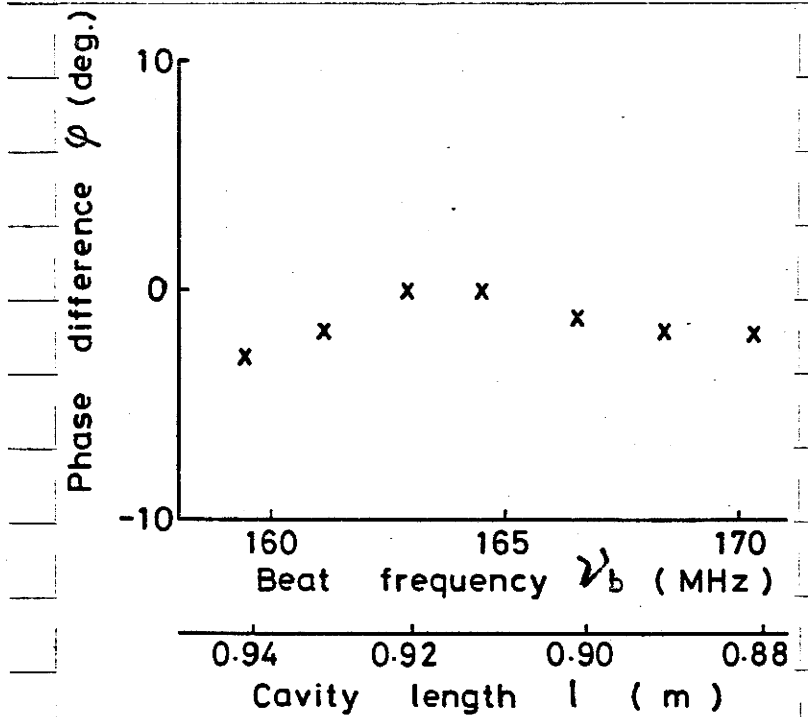


Fig. 6.9 伝送コード長が等しい時の
変調周波数一位相差特性

6.2.2 伝送コード長差の影響

扱っている信号が160~170MHzの高周波信号であるため、伝送コード(同軸ケーブル)の長さによる伝送の時間遅れが問題になる。

まず、PDとSSを結ぶ伝送コードに30cm、長さの異なるものを用い、共振器長 L を変えて、ビート周波数 ν_b と位相差 φ の関係を測定した。測定光路と参照光路の光路長は、目測でほぼ同じにしてある。

Fig. 6.8が、その結果である。 φ は、変調周波数が変化すると変化した。なお、図のビート周波数は、5秒間隔で50回計数した値の平均値である。

伝送コードを同じ長さにして同じ実験を行うと、 φ は、標準偏差 1.0° で、ほぼ一定になった(Fig. 6.9)。位相差の 1.0° の誤差は、光路長に換算すると、5mm程度になる。

従って、当然のことではあるが、パルス周波数を変えて測距するためには、信号伝送路における伝送時間遅れを極力とらえておく必要があることがわかる。

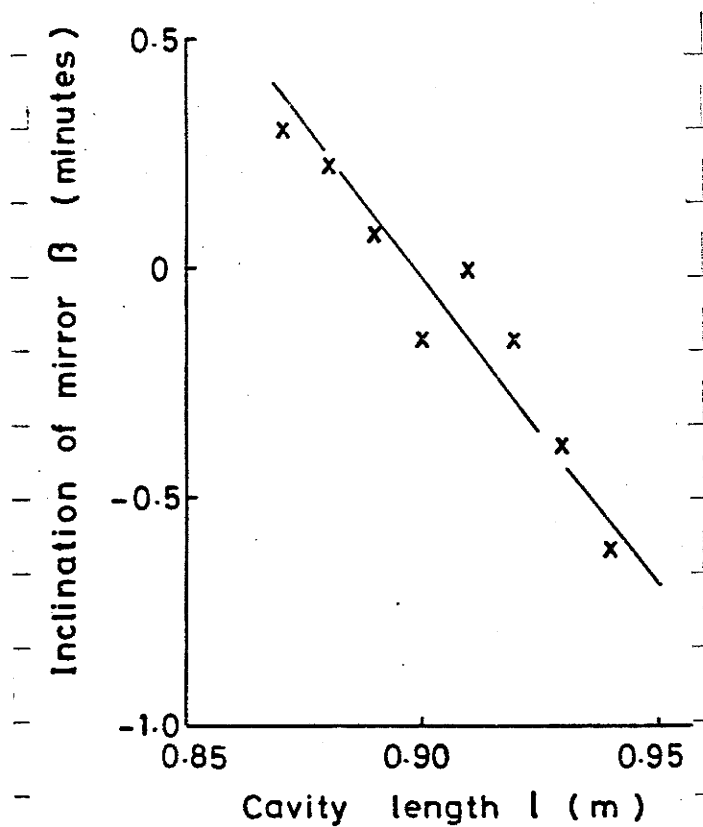


Fig. 6.11 反射鏡の移動に伴う
傾き変化

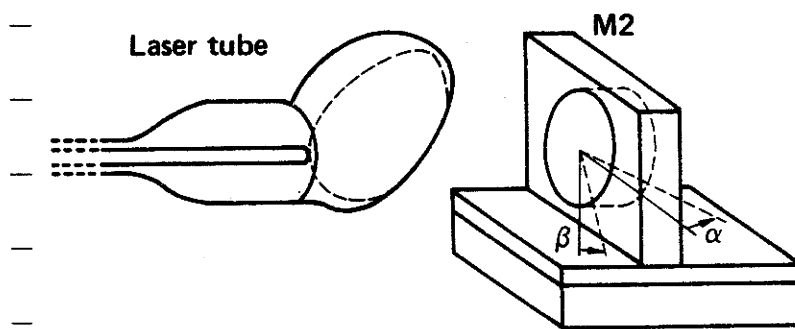


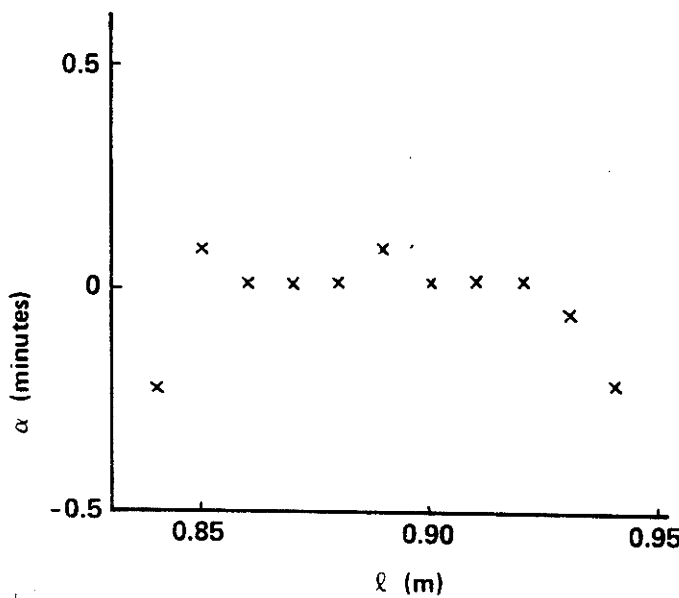
Fig. 6.12 反射鏡の傾き α , β の定義

6.2.3 反射鏡の移動に伴う発振光束の変位

パルス周波数を変化させるために平面反射鏡M2を移動させると、移動に伴ってM2の傾きが変化し、発振光束が変位する。この変位は小さいが、フォトダイオードへの光束入射位置の変位となり、信号位相が予想以上に大きく変化することが知られた。

そこで、まず、移動に伴うM2の傾き変化を測定した。測定には、まず、0.63 μm 光出力が最大となるようにM2の傾きを調節する。次に、M2を移動させた状態で、再び、出力が最大となるようにM2の傾きを再調節して、最初調節した基準傾きからの変化を求めた。

この測定結果を、Fig. 6.10, 6.11に示す。M2の傾き



α , β の定義は、Fig. 6.12に示してある。

Fig. 6.10から、左右の振れ α は、移動によってあまり変化しないが、上下の振れ β は、M2の移動7cmで約1'変化する (Fig. 6.11) ことがわかった。

M2の傾きが変化すると発振光束が傾く。

使用している凹面反射鏡基板は、X = スカス凸レンズ

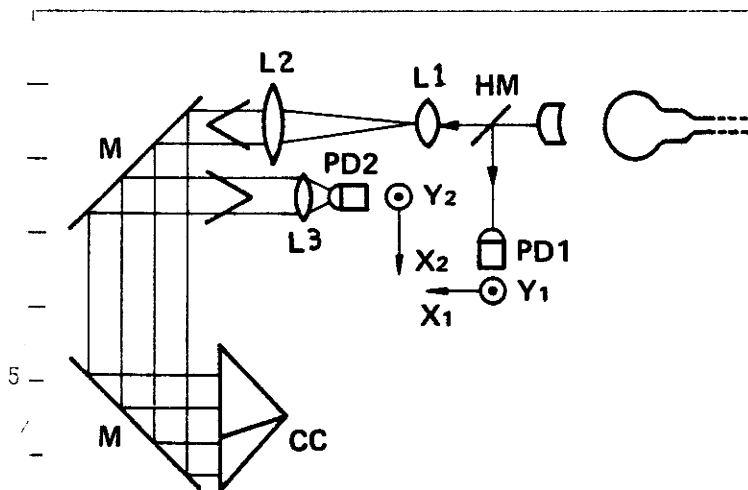


Fig. 6.13 フォトダイオードの移動方向の定義

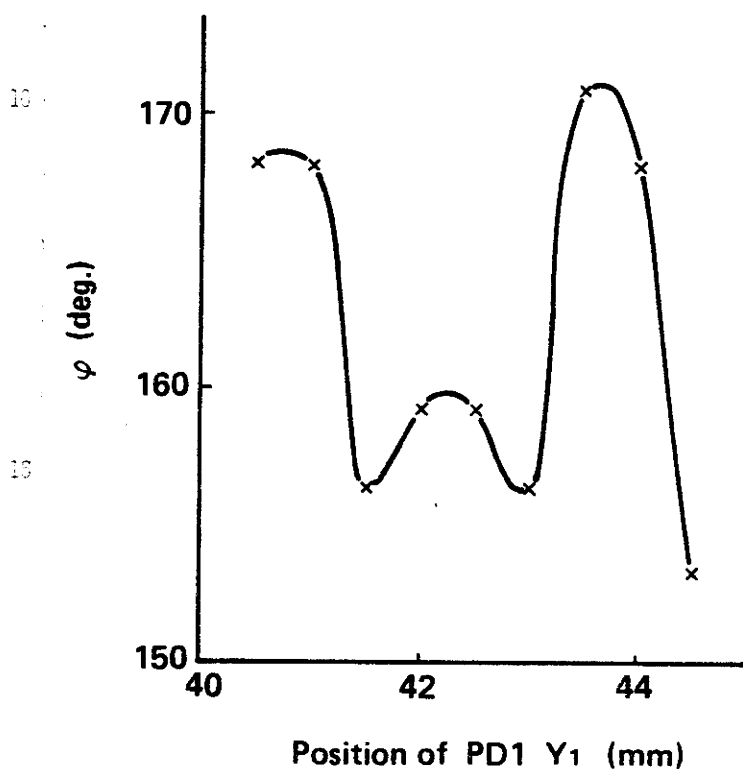


Fig. 6.14 フォトダイオードPD1の上下移動による位相変化

1.5 mm 程度 PD1 が変位すると、約十数度の位相変化が起こる。

PD1 を左右方向に移動させた時の位相変化も、上下

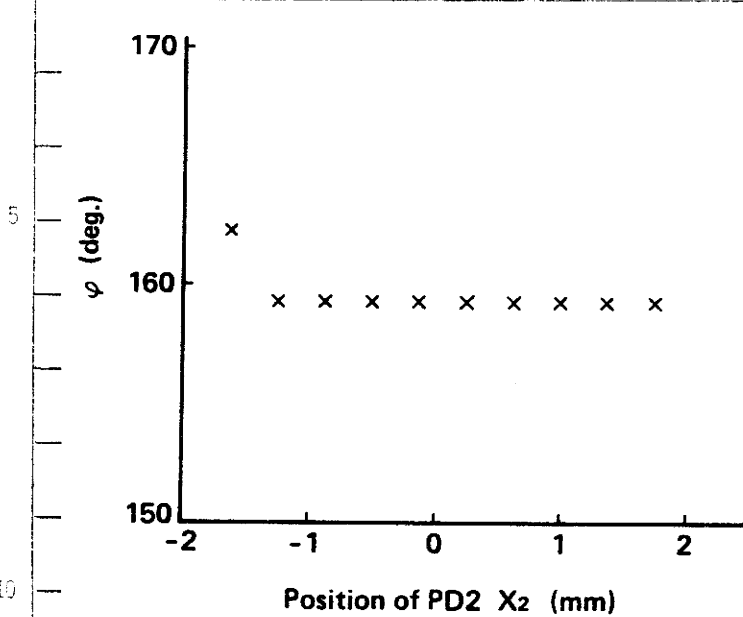
であるため、発振光束が傾くと出力光束は横にずれ、出力光束のフォトダイオードPDへの入射位置が変位する。そこで、PDの位置を動かして、入射位置変化が電気信号の位相に及ぼす影響を調べた。

PDの移動方向を Fig. 6.13 のように、光を迎えるように見て左へ X_1 、 X_2 、上方へ Y_1 、 Y_2 と約束する。PD1の上下方向への移動による位相変化を Fig. 6.14 に示す。

この場合には、光束入射位置が受光面の中央と思われる位置（約42.3 mm）から約

方向の移動による位相変化と同様であった。

PD2の左右方向の移動による位相変化は、Fig. 6.15

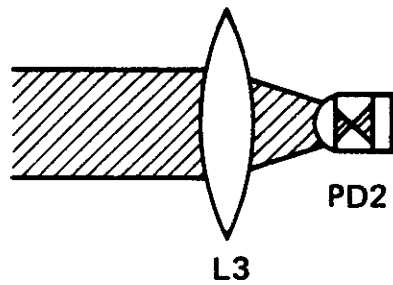


のように非常に小さく、上下方向に移動させた時の位相変化も、同様に小さかった。

このPD2の位置に対する寛容性は、信号平行光束が、

Fig. 6.15 フォトダイオードPD2の移動による位相変化

Fig. 6.13、6.16のように、レンズL3



である程度集光され、さらにPD2自身のレンズで受光面の前で一点に絞られてから広がって受光面に達しているため、と考えられる。

Fig. 6.16 信号光束の受光状態模式図

この光束入射位置の変化による電気信号の位相変化は、フォトダイオードの前に拡散板を置

き光を拡散させることによって軽減させることができた。例として、PD1の前面に拡散板を置いた場合の電気位相と光束入射位置の関係を Fig. 6.17 に示す。

以上は、光束は固定し受光器を移動させた模擬実験で

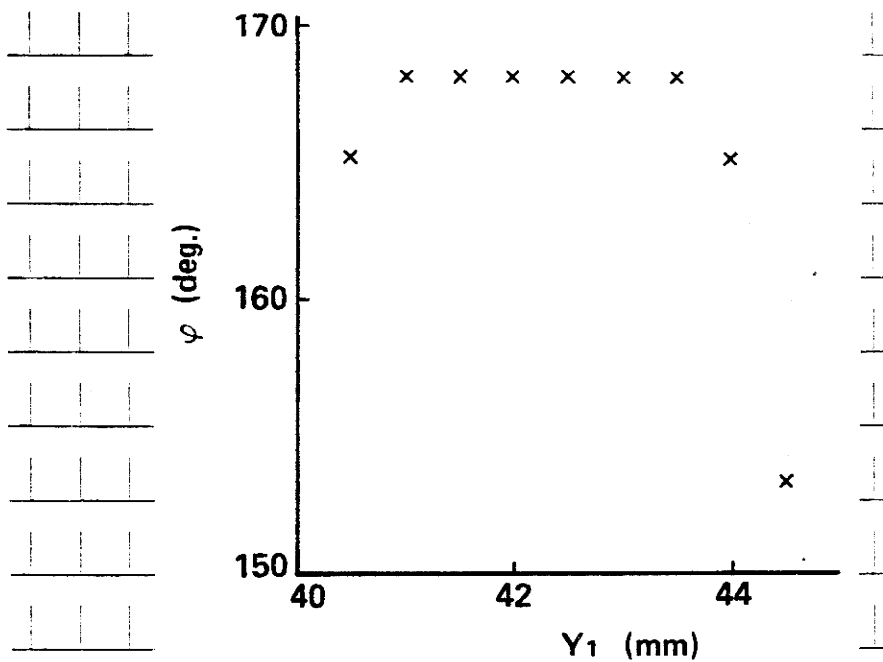


Fig. 6.17 受光位置変化による位相変化の、
光拡散による軽減

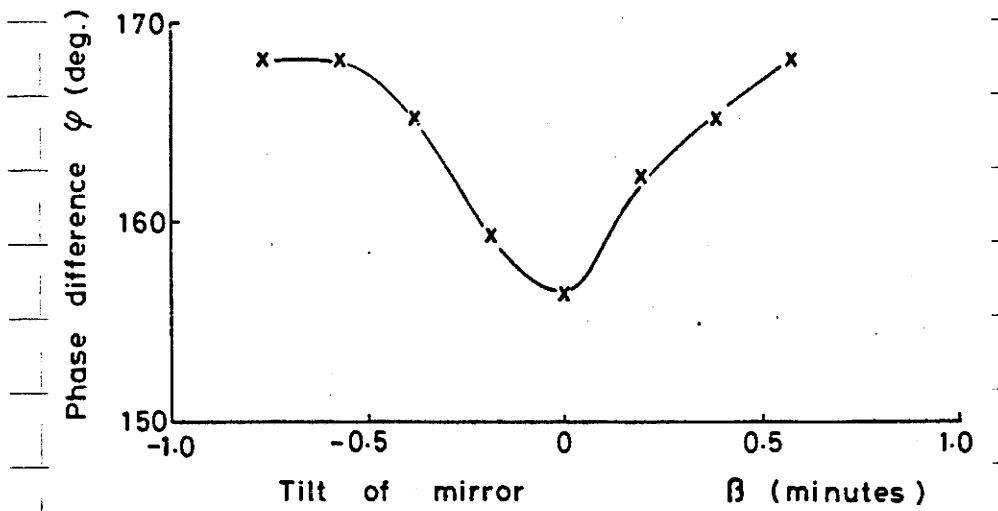


Fig. 6.18 反射鏡の傾き変化による位相差変化

あった。そこで、次に、レーザー反射鏡M2を上下に傾けてPD1とPD2の信号位相の差にどう影響するかを調べた。

この結果、M2の0.5'の傾き変化につき、最大で15°程度の顕著な位相差変化があった(Fig. 6.18)。しかし、この変化も、拡散板を使うとFig. 6.19のよう

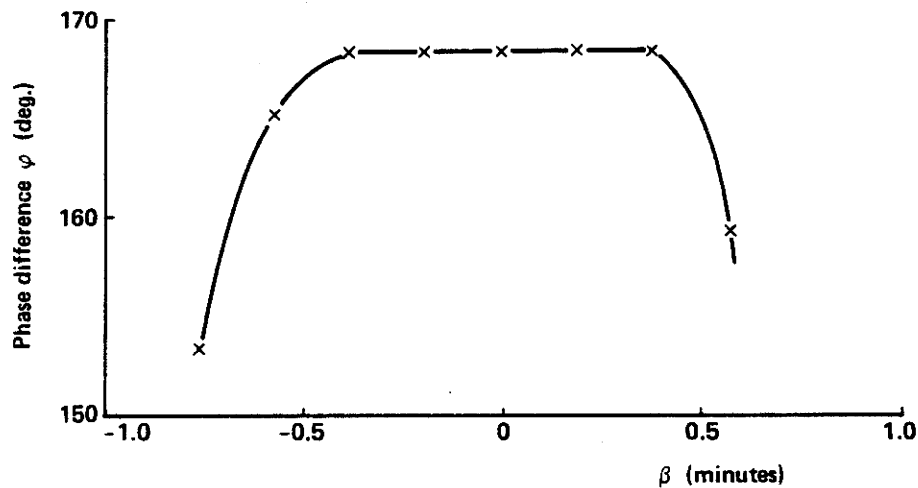


Fig. 6.19 拡散板使用時の反射鏡の傾きと位相差の関係

に、-0.4'から+0.3'までの傾き変化に対し、ほぼ一定にすることができた。

反射鏡を左右に傾けた場合の位相差変化も同様であった。

これらの知見に基づいて、実験は、すべて、フォトダイオードの前に拡散板を入れ、共振器長を変えた時は、出力が再び最大になるように平面反射鏡M2の傾きを再調整して行った。

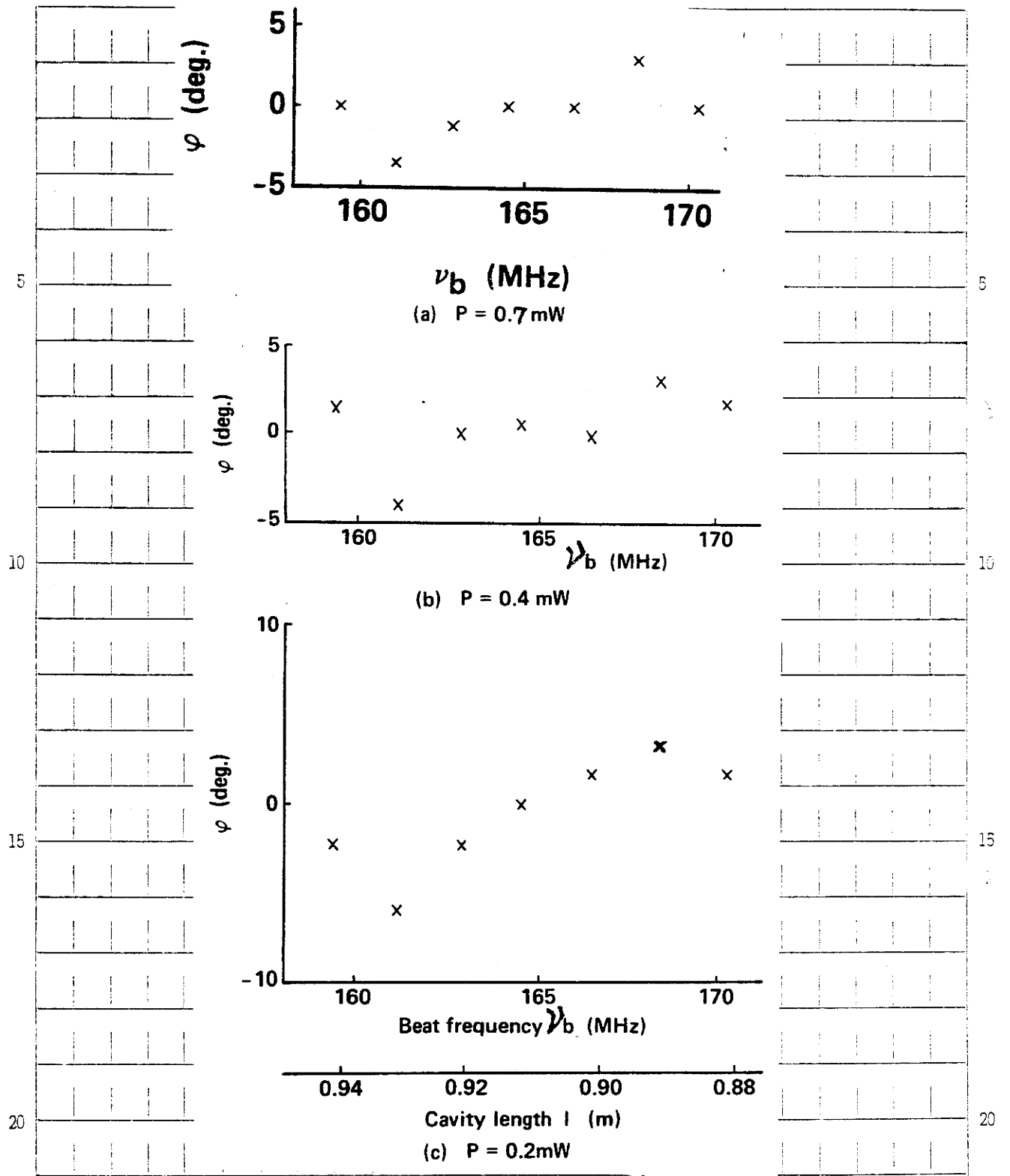


Fig. 6.20 信号光強度 P を変化させた時の
変調周波数 - 位相差特性.

6.2.4 信号光の減衰

測定光路が長くなると、光束のひろがり、大気による吸収・散乱などで、測定光路を往復して受光される信号光は、かなり減衰する²⁶⁾。

信号光が減衰すると、SN比が悪くなり位相差の測定誤差も大きくなる。そこで、信号光の減衰が位相差測定に及ぼす影響を調べるため、信号系と参照系の平衡を、光路長についても信号伝送ケーブルの長さについても、できるだけよく合わせた上で、反射鏡M2を移動させた時、本来0であるべき信号位相差がどう変化するか、という測定を、信号光を光減衰器で段階的に弱めて行った。

共振器長 $l = 0.91\text{m}$ の時に測定光路受光器に入射する光量が 0.7mW 、 0.4mW 、 0.2mW の場合の測定結果を、Fig. 6.20 (a)、(b)、(c)に示す。

到達光量 0.2mW の(c)の場合、位相差の変化は、到達光量がより大きい(a)、(b)の場合より大きくなっているが、そのばらつきは $\pm 5^\circ$ 程度で、この程度の信号光の減衰が位相差測定に及ぼす影響は顕著ではない、と言える。

なお、信号振環の共振器長依存性は、Fig. 6.21のようになつた。従って、Fig. 6.20 に記した到達光量は $l = 0.91\text{m}$ の時の値であるが、 $0.88\text{m} \leq l \leq 0.94\text{m}$ で到達光量は、ほぼ、一定である。

Fig. 6.20 に示した、種々の到達信号光量における

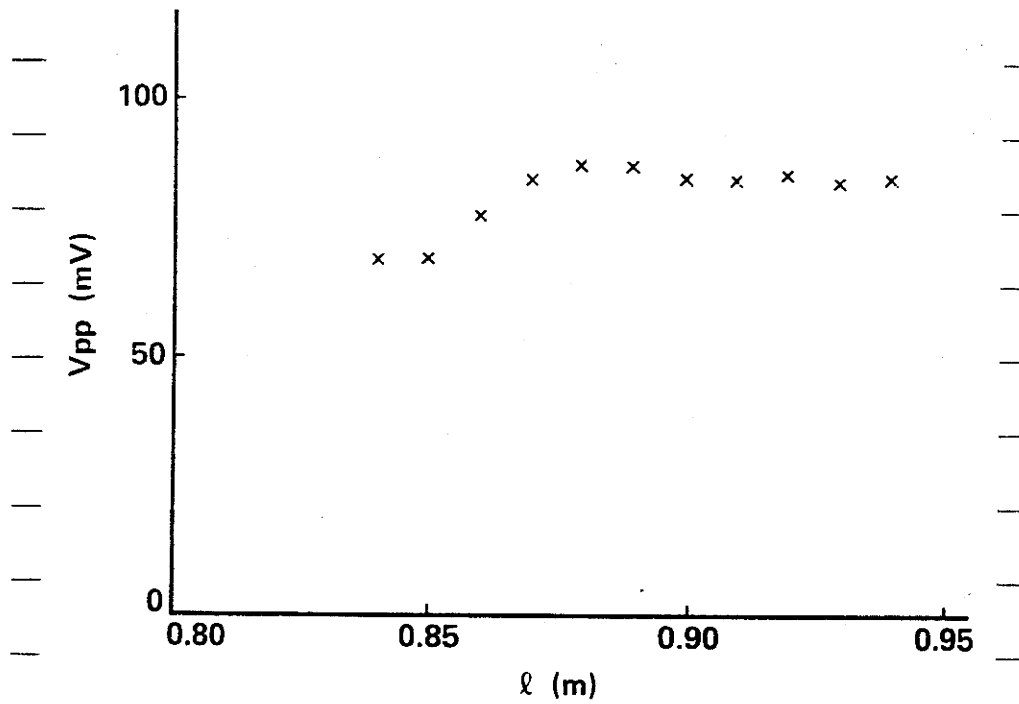


Fig. 6.21 ビート信号振幅の共振器長依存性

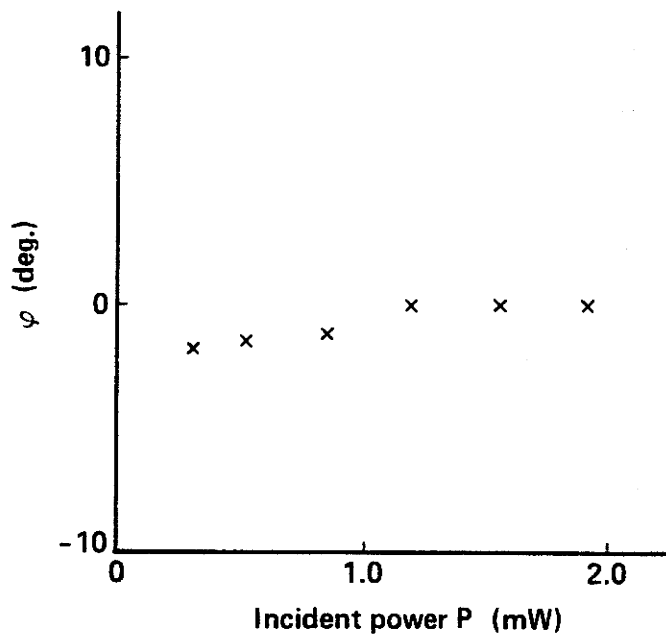


Fig. 6.22 信号光強度と位相の関係

共振器長変化対信号位相差変化の実験には、到達信号光量の変化だけでなく、共振器長を変化させることによる信号周波数の変化の影響を含んでいる。そこで、到達信号光の強度変化の影響だけを取り出して調べるために、共振器長を 0.91m 、参照光の強さを約 0.7mW に固定し、信号光の強度だけを 0.2mW から 2mW まで変化させて、信号位相の変化を調べた。

測定結果をFig. 6.22に示す。この測定範囲内では、信号光の減衰による信号位相変化は小さい、とみることができる。

6.2.5 その他の問題点

実験の過程で、検出器とバイアス用DC電源とを結ぶコード(Fig. 6.4参照)を動かすと位相差が変化することが経験された。そこで、測定に当たっては、バイアス用コードを固定した。バイアス用コードをシールドすることまではしなかったが、これは、改良すべき点である。

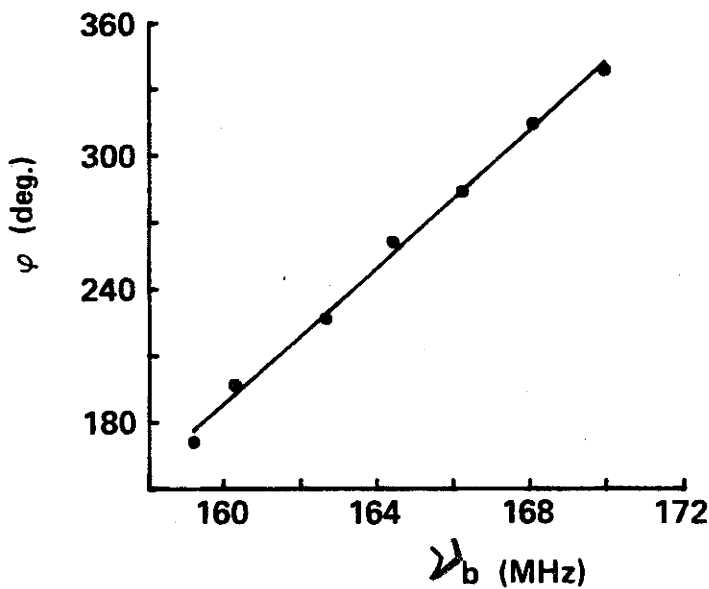
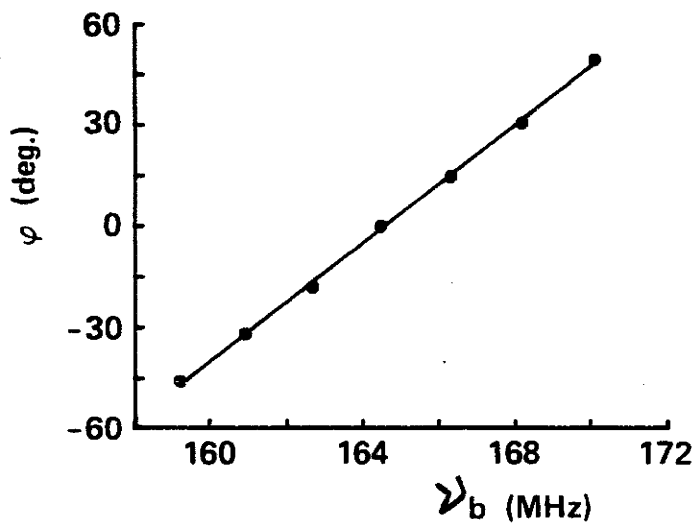
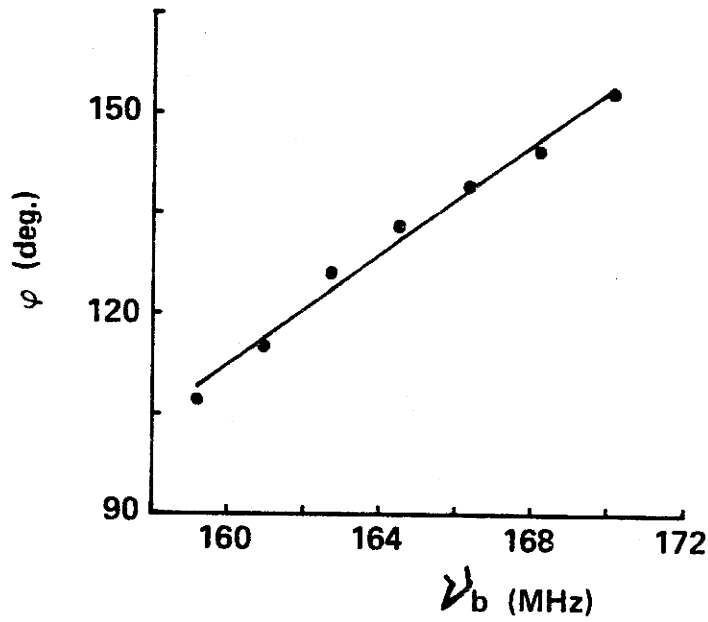
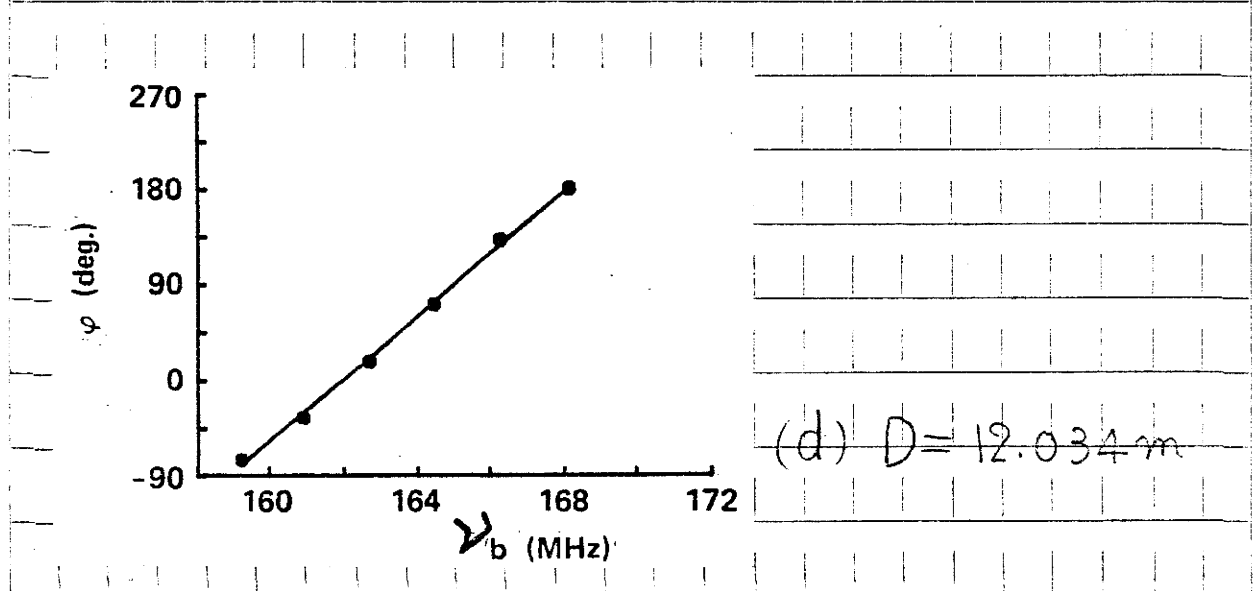


Fig. 6.23 測定距離Dに対する変調周波数一位相差特性

6.3 測距結果

6.1.1で述べたように、位相差 φ と変調周波数 ν (本実験ではビート周波数 ν_b)の間には、式(6.1)のような線形関係があり、 φ と ν_b の関係を示す直線の傾きは $2nD/c$ である。そのため、変調周波数 ν_b に対する位相差 φ の測定結果に最もよくフィットする直線の傾きを求め、その値から、測定距離 D を求めた。ただし、測定距離が短い場合には、大気の屈折率 n を1で近似しても問題がないため、 $n=1$ とした。また、 $\nu_b-\varphi$ 特性の直線の傾きは、最小二乗法によって求めた。

2~12 mの距離に対する $\nu_b-\varphi$ 特性の測定結果と最小二乗法により求めた近似直線をFig. 6.23 (a)~(d)に示す。 D は、Xジャーを用いて測った距離で、この値には、標準偏差0.3mm程度のばらつきがあった。ただし、この距離は、共振器長 l が0.91 mの時、信号と参照信号



(d) $D = 12.034 \text{ m}$

の位相が合致するように CC1 を移動させ、この CC1 の位置を基準にして測定したものである。なお、 $D = 7.019\text{ m}$ と 12.034 m の場合については、シンクロスコープの電圧レンジ(6.2.1)、バイアスコードの配置(6.2.5 参照)などの実験装置の設定条件が同一であるが、他の場合にこれらの条件は、すべて異なっている。

測距結果を Table 6.1 に示す。 D_m は、Fig. 6.23

Table 6.1 測距結果

| D (m) | D_m (m) | Corrected value | Error |
|---------|--------------|--------------------|-----------------------------|
| | $D_m(o)$ (m) | $D_m - D_m(o)$ (m) | $\{D_m - D_m(o)\} - D$ (mm) |
| 12.034 | 11.556 | 12.030 | -4 |
| | -0.474 | | |
| 7.019 | 6.542 | 7.016 | -3 |
| | -0.474 | | |
| 3.647 | 3.595 | 3.666 | 19 |
| | -0.071 | | |
| 2.179 | 1.742 | 2.185 | 6 |
| | -0.443 | | |

D : メジャーで測定した距離
 D_m : 変調波測距法で求めた距離
 $D_m(o)$: 変調波測距法で求めた測距基準位置までの距離

の直線の傾きから求めた距離、 $D_m(o)$ は、反射鏡 CC1 (Fig. 6.3) を測距基準位置に置いた時に同様の方法で求めた距離である。 D_m から $D_m(o)$ を差し引き、基準位置から目標位置までの距離を求めた。この

値 $D_m - D_m(0)$ と X ジャーによる測定値 D との誤差は、右端の欄のように、 $-4 \sim 19 \text{ mm}$ となった。市販装置で得られる測距誤差は、標準偏差で 5 mm 程度であり²²⁻²⁴⁾、本装置による誤差も標準偏差で 5 mm となるから、市販装置使用の場合と比較して遜色がない結果が得られた、と言える。

6.4 縦モード間ビート周波数の安定性¹⁷⁾ と予期される測距精度

測距誤差は、一般に、測定距離 D に比例する誤差と比例しない定数誤差の和と考えられている^{24, 26)}。いくつかの市販装置の性能を Table 6.2 に示す。

Table 6.2 市販測距装置の性能²⁴⁾

| Instrument | Maker | Range | Accuracy | Modulation frequency | Light source |
|------------|---------------|-------|-------------------------------------|----------------------|---------------------------|
| 3808A | HP | 10 km | $5 \text{ mm} + 1 \times 10^{-6} D$ | 15 MHz | GaAs laser diode |
| RM-II | K+E | 60 | $5 + 1 \times 10^{-6} D$ | 15 | He-Ne gas laser |
| Geodl. 8 | AGA | 60 | $5 + 1 \times 10^{-6} D$ | 30 | He-Ne gas laser |
| MA-100 | TELLURO METER | 3 | $1.5 + 2 \times 10^{-6} D$ | 75 | GaAs luminescence diode |
| MND-3 | NHON KOGAKU | 2.5 | $10 + 5 \times 10^{-6} D$ | 15 | GaAlAs luminescence diode |
| SDM-2 | SOKKISHA | 4 | $5 + 5 \times 10^{-6} D$ | 15 | GaAs luminescence diode |

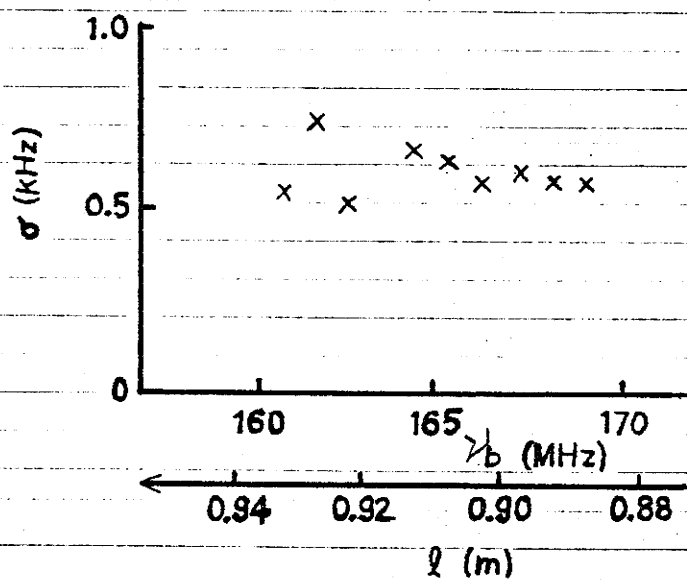
この表の精度の欄から、 D に比例する誤差は $1 \sim 5 \times 10^{-6} D$ 、定数誤差は $2 \sim 10 \text{ mm}$ である。従って、 $2 \sim 10 \text{ km}$ の短距離測定の場合には、定数誤差が主となる。定数誤差は、位相差測定精度、測距装置及び反射鏡の設置誤差などで定まる²⁴⁾。

測定距離 D が 10 km 以上になると、 D に比例する誤

差が主になる。この誤差は、変調周波数の誤差と大気の屈折率の誤差で決められる。これらのうち、大気の屈折率の変化による誤差は、すべての変調波測距に共通な問題である。この誤差を軽減するため光路に沿う大気の屈折率の平均値を求めて距離を測るのが多波長変調波測距であるが、ここでは、変調周波数の安定性に基き誤差についてのみ考える。

前述の測距実験における測定距離は、2~12 mの短距離であるため、その誤差は、主に、上記の定数誤差と思われる。この誤差が生じる原因は、電気位相差の測定誤差と変調(縦モード同期パルス)周波数の変動にあると考えられる。そこで、HPの5391Aシステムを用い、0.63 μm 光の縦モード間ビート周波数の変動を測定した。測定は、5秒間隔で、50回行った。

ビート周波数の標準偏差σは、ビート周波数を横軸に取り



り、Fig. 6.24 のようになった。測距に用いた周波数 160 ~ 170 MHz で、σ は 0.8 kHz 以下であるから、相対変動は、 5×10^{-6} より小さい。

Fig. 6.24 モード間ビート周波数計数値の標準偏差

変調周波数の変動による測距誤差は、この変動に測定距離を乗じたものになるから、測定距離が12 m の時は、 $6 \times 10^{-5} \text{ m}$ 以下、つまり、 $60 \mu\text{m}$ 以下となる。前節で述べた実際の測距誤差は、標準偏差で5 mm であつたから、この測距実験の誤差において変調周波数変動の影響は、無視できる程小さく、信号位相の測定に対する定数誤差が主になっていることがわかる。

6.5 自己縦モード同期レーザーの利用法

6.5.1 本測距装置の利用のしかた

$0.63 \mu\text{m}$ 自己縦モード同期レーザーの縦モード同期パルスを利用して変調波測距が可能であることを示した。測距精度は、市販装置のカタログ値と同程度であつた。

縦モード同期パルス周波数の変動を測定し、相対変動が 5×10^{-6} 以下であることを確かめた。この変動による測距誤差は、距離10 m 以下では、 $50 \mu\text{m}$ 以下であり、測距実験の誤差が、主に、測定距離に関係しない定数誤差であることを明らかにした。

測距の定数誤差は、電気信号位相測定の定数誤差により生じる。測距実験の過程で、信号光路と参照信号光路の光路長を同じにした場合にも共振器長を変化させて変調周波数を変化させると、測定される位相差が標準偏差 1.0° でばらつくことを経験した。共振器長を変えることによつて変調周波数が変わらぬことは、変調器を必

要としない点で有利で、これは当初、縦モード同期パルス測距の特長と考えた点であるが、これが、一方で問題を引き起こしており、軽々に、特長とは言えないことがわかった。しかし、反射鏡を移動させず、発振光束の横ずれとパルス周波数変化がないようにして位相合致の繰り返し測定を行うと、標準偏差で 0.67° 、光路長に換算して 1.7mm で、繰り返し測定ができた。

信号と参照信号の位相を合致させることは、並置された信号波形のずれを読み取って位相差を測定するより、精度よくできる。前述の測距実験においては、共振器長を変化させて縦モード同期パルス周波数を調節したが、このために、光線束の横ずれや測定周波数の変化による信号位相測定の誤差が避けられなかった。しかし、レーザー共振器を固定し、位相差を、二つの信号位相が合致するよう参照光路の光路長を調節してその調節量から、測定すれば、光線束の横ずれ、測定周波数の変化、電気信号測定系の状態変化をすべて回避して、合致判定と同程度の精度 (1.7mm) で距離を測定できる、と考えられる。

縦モード同期して光をパルス化することについても、利点と欠点がある。すなわち、パルス化により光電場の位置変化を大きくできる一方、光路の状態により波形の変化を受け易く、波形変化があると、正確な位相測定が困難になる。しかし、光路の状態により波形が変化する

ということは、その変化の原因となっている光路内の状態を検出していることになり、新しい測定の手段となり得る可能性も意味している。

6.5.2 試作レーザーによる二波長変調波測距の可能性

縦モード同期パルス測距の実験は、 $0.63\mu\text{m}$ の発振についてしか行ってない。これは、当初考えた二波長同時発振縦モード同期光で行うには、 $1.15\mu\text{m}$ の縦モード同期が十分に確実でなかったからである。しかし、第5章の研究によって、共振器にプリズムを挿入した光路分離型共振器を用いて波長選択を行えば、 $1.15\mu\text{m}$ 単一波長発振の自己縦モード同期も確実にできることがわかってから、光路分離型共振器を用いれば、二つの発振光について、それぞれに縦モード同期発振させ、これを切り換えて2つの波長で測距を行う可能性がある。

7. 結論

本研究は、 $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 二波長発振レーザーを実用的な測定用二波長光源として実現することを目的としたものである。この結果、次の成果が得られた。

He-Ne レーザーの $0.63 \mu\text{m}$ 線と $1.15 \mu\text{m}$ 線の同時発振を確実にし、発振強度比を調節して、できるだけ多くの出力光を取り出す方法を確立した。この結果は、次の基礎的研究に基づいている。

(1) 分散素子を含む光路分離型共振器を用いた、 $0.63 \mu\text{m}$ 線と $1.15 \mu\text{m}$ 線の競合現象の解明

(2) (1)の結果を用いた、取り出し可能な同時発振出力の予測。実際の同時発振出力は、この予測とほぼ一致し、予測の妥当性が実証されている。

次に、二波長発振レーザーの同時自己縦モード同期を目標に研究を行い、短時間ではあるが、 $0.63 \cdot 1.15 \mu\text{m}$ 二波長同時発振の自己縦モード同期を実現した。これは、従来報告されていない結果である。

しかし、 $1.15 \mu\text{m}$ 線については、同期が確実にできなかった。そこで、 $1.15 \mu\text{m}$ 線の縦モード同期に関する基礎研究を行い、自己縦モード同期を確実にする、次の条件を明らかにした。

(1) 同位体 Ne ガスの混合により利得帯域を広げる。

(2) 共振器を光路分離型として、 $1.15\mu\text{m}$ 線以外の
 $1.1\mu\text{m}$ 域の発振線の同時発振を停止させる。
 以上の自己縦モード同期に関する研究から、 $0.63\cdot 1.15$
 μm 二波長同時自己縦モード同期を確実化する、次の方
 針を得た。

(1) 光路分離型共振器を用いて、 $1.1\mu\text{m}$ 域の近赤外線
 の同時発振を抑止する。

(2) 共振器内の $0.63\mu\text{m}$ 同時発振強度を弱めて $1.15\mu\text{m}$
 の同時発振強度を増す

(3) 光路分離型共振器の一方の反射鏡の曲率半径と位置
 を、二つの波長について独立に最適値に調節する。

次に、自己縦モード同期レーザーがどのように利用で
 きるか、と、このレーザーの弱点を回避して利用する方
 法を見出だすために、自己縦モード同期レーザーの連続
 光パルスを実際に用いて変調波測距を行い、問題の所在
 を明らかにした。この研究により、次のことが明らかにな
 った。

(1) 距離 $2\sim 12\text{m}$ の測定に 5mm の精度を得た。この
 値は、製品化されている変調波測距装置のカタログ性
 能に匹敵する。

(2) 当初有利な条件と予想した、共振器長の変化による
 パルス周波数の掃引は、次の理由で望ましくないこと
 がわかった。

a. 反射鏡の移動による光線束の振れが、光電変換さ

れたパルス信号の位相測定に影響する。

b. 共振器状態を変化させるので、自己縦モード同期が変化しやすい。

(3) 自己縦モード同期レーザーを利用する場合の留意点を明らかにした。

a. 共振器は最適状態に調節し固定して利用する。

b. 測定系からの戻り光の防止に留意する。

以上の研究成果を総合して、 $0.63\mu\text{m}$ 線と $1.15\mu\text{m}$ 線を光路分離型共振器で同時発振させ、これらを切り替えて自己縦モード同期させることにより、新しい計測用二波長レーザーが実現できると考えられる。

なお、筆者が見出した、通常 $1.15\mu\text{m}$ 単一波長を意図して製造された $1.15\mu\text{m}$ He-Ne レーザーも近赤外線同時発振が生じている場合があるという事実は、電子工学研究所高崎研究室で引き継がれ、 1.15 、 1.16 、 $1.20\mu\text{m}$ 三波長周波数安定化レーザーに発展し³⁰⁾、同時発振線の波長も決定された³⁰⁾。

謝 辞

本研究は、1979年4月から1983年3月まで静岡大学大学院電子科学研究科博士課程電子応用工学専攻に在学した4年間と、沖電気工業(株)入社後の約1年間に

行われたものです。この間、静岡大学電子工学研究所の高崎宏教授には終始適切な御指導と御助言を賜わり、公私にわたってお世話頂きました。ここに、謹んで感謝致します。

また、日頃ひとかたならぬ御指導と適切な御助言を頂いた梅田倫弘助手、及び、援助して下さった電子工学研究所電子計測部門の皆様方に、深く感謝致します。

また、御助言を頂き、種々の装置を利用させて頂いた水品静夫教授をはじめとする静岡大学電子科学研究科ならびに電子工学研究所の諸先生方や多くの皆様方に深く感謝致します。

また、二波長反射鏡を製作して下さった朝日分光(株)の浅沼廣氏、装置の試作に協力して下さった付属工場の諸氏に深く感謝致します。

さらに、本論文を執筆するに当たり、沖電気工業(株)基盤技術研究所の仲矢茂長所長、及び、佐久田昌明部長川井義雄室長をはじめとする光デバイス部の諸氏の寛大な御処置と御協力を受けました。ここに記して深く感謝する次第です。

最後に、恩師高崎宏教授の御健康と今後の御活躍を心
から祈ると共に同教授に重ねて感謝の意を表わす次第で
す。

5

5

10

10

15

15

20

20

文献

- 1) 松本弘一: O plus E, 12月号(1982), 71.
- 2) J.D. Rigden and A.D. White: Proc. IRE, 50(1962) 2366.
- 3) J.D. Rigden and A.D. White: Proc. IEEE, 51(1963) 943.
- 4) 山田朋幸: 静岡大学大学院電子科学研究科研究報告, 4(1983) 31.
- 5) 山田朋幸, 高崎宏: 第41回応用物理学会学術講演会予稿集(1980) 130.
- 6) 東京天文台編: 理科年表(丸善, 1979) 514.
- 7) M. Born and E. Wolf(草川徹, 横田英嗣訳): 光学の原理I(東海大学出版会, 1977) 1.5.1
- 8) 山田朋幸, 浅沼廣, 高崎宏: 光学, 11(1982) 382
- 9) H.G. Heard: Laser Parameter Measurement Handbook (John Wiley & Sons, New York, 1968) P. 277.
- 10) 山田朋幸, 高崎宏: 第28回応用物理学関係連合講演会予稿集(1981) 155.
- 11) 稲場文男, 伊藤弘昌: レーザーハンドブック(朝倉書店 1972) 256.
- 12) 例えば, A. Yariv(多田邦雄, 神谷武志訳): 光エレクトロニクスの基礎(丸善, 1974) 6.6
- 13) 稲場文男, 伊藤弘昌: レーザーハンドブック(朝倉

- 書店 (1972) 15.6
- 14) 内田禎二：電子通信学会誌, 51 (1968) 457
- 15) T. Uchida : IEEE J., QE-3 (1967) 7
- 16) T. Uchida, A. Ueki : IEEE J., QE-3 (1967) 17
- 17) 山田朋幸, 高崎宏：第29回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1982) 244
- 18) 高崎宏, 梅田倫弘：Q plus E, 6月号 (1981) 74
- 19) 例えば、A. Yariv (多田邦雄, 神谷武志訳)：光エレクトロニクスの基礎 (丸善、1974) 第3、4章
- 20) A. Javan et al. : Phys. Rev. Letters, 6 (1961), 106
- 21) 梅田倫弘, 高崎宏：第30回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1983) 187
- 22) 須田教明：光学技術コンタクト, 2 (1979) 15
- 23) 須田教明：光学技術コンタクト, 1 (1981) 31
- 24) 須田教明, 吉村好光：応用物理, 48 (1979) 237
- 25) P. L. Bender and J. C. Owens : J. Geophys. Res., 70 (1965) 2461
- 26) J. C. Owens : Laser Applications in Metrology and Geodesy (McGraw-Hill, New York, 1970) 96
- 27) G. Shipley : Survey Rev. XXIII, 179 (1976) 210
- 28) J. B. Abshire : Appl. Phys., 19 (1980) 3436

29) 山田朋幸, 高崎宏 : 第43 回応用物理学会 学術講演
会予稿集 (1982) 61

30) 梅田倫弘, 高崎宏 : 第30 回応用物理学関係連合講
演会予稿集 (1983) 187

5

5

10

10

15

15

20

20