

光周波数領域リフレクトメトリーによる  
光導波路評価技術に関する研究

1996年3月

吉澤 貞 男



①

光周波数領域リフレクトメトリーによる

光導波路評価技術に関する研究

目次

第1章 序論 ..... 1

1.1 研究の背景 ..... 1

1.2 光導波路評価技術の発展と長期的展望 ..... 2

1.3 博士の研究 ..... 3

1.4 本研究の内容と構成 ..... 3

第2章 光周波数領域リフレクトメトリー ..... 10

2.1 導入 ..... 10

2.2 OFDR法 ..... 20

2.3 1次元OFDR ..... 20

2.3.1 測定原理 ..... 27

2.3.2 測定装置 ..... 27

2.3.3 測定結果 ..... 27

2.4 2次元OFDR ..... 28

2.5 3次元OFDR ..... 28

2.6 結論 ..... 27

1996年3月

吉澤 明男



# 光周波数領域リフレクトメトリーによる 光導波路評価技術に関する研究

## 目次

第1章 序論	4
1. 1 研究の背景	4
1. 2 光導波路評価法の特徴と技術的課題	5
1. 3 従来の研究	5
1. 4 本研究の内容と構成	8
第2章 光周波数領域リフレクトメトリー	10
2. 1 まえがき	10
2. 2 OFDR法	10
2. 2. 1 測定原理	10
2. 2. 2 距離分解能	17
2. 2. 3 測定範囲	21
2. 3 システム構成法	23
2. 4 雑音	25
2. 5 まとめ	27



第3章 ステップ可変光周波数掃引器	29
3.1 まえがき	29
3.2 周波数制御法	29
3.2.1 比例帰還法	29
3.2.2 微分帰還法	36
3.3 実験	41
3.4 まとめ	46
第4章 反射測定法	48
4.1 まえがき	48
4.2 組合せ法	48
4.2.1 解析方法	48
4.2.2 像劣化と測定条件	51
4.3 実験	53
4.4 考察と将来展望	60
4.5 まとめ	61
第5章 ステップ可変光周波数掃引器の計測への応用	62
5.1 まえがき	62
5.2 測定原理	63
5.3 ステップ可変光周波数掃引器	65
5.4 実験	67
5.5 考察	69
5.6 まとめ	70
第6章 結論	71



付録

付録1 式 (2. 28) の導出 . . . . . 72

付録2 式 (2. 33) の導出 . . . . . 73

付録3 式 (3. 3) - (3. 5) の導出 . . . . . 74

付録4 式 (4. 6) - (4. 10) の導出 . . . . . 76

付録5 表4. 1の検討 . . . . . 82

謝辞 . . . . . 85

参考文献 . . . . . 86

本論文に係る論文 . . . . . 90



## 第1章 序論

### 1. 1 研究の背景

半導体レーザ，光導波路，光ファイバ等を基本構成デバイスとする現代の光通信ネットワークは情報化社会の中核的存在であるが，今後とも飛躍的に増大する情報量に対しては，中継，処理，維持保存等の効率化，高速化，大容量化が急務となっている。

このため，構成デバイスの信頼性，及び，諸特性に対する評価も，高精度化，高分解能化が求められ，各種デバイスに最適な評価法の確立が重要な課題となっている．例えば，光ファイバのような長尺デバイスでは，光パルスを伝搬させて，その反射光を時間軸で検出する光時間領域リフレクトメトリー(OTDR : Optical Time Domain Reflectometry)が，欠陥，損失，及び，障害点探査等の診断評価法として開発されている<sup>1-3)</sup>．このとき，光パルスがファイバ中を伝搬するため，パルス幅より狭い領域の変化は周辺部と区別されずに平均化されてしまう．但し，数m程度の距離分解能を得るために必要な光パルス幅は発光ダイオード等の光源を利用して比較的容易に実現できるため，光時間領域リフレクトメトリーは既に実用化され，ファイバ中の欠陥，損失，及び，障害点探査等を実時間で評価している．現在，光ファイバの損失は光伝送媒体としての理論限界にほぼ到達しているが，これは，評価技術の進歩や製造過程の改善によるものである．

光導波路も基本的に光ファイバと同様の診断評価が必要である．但し，デバイスないしは構成システムの大きさを考慮すると，ミリメートルないしはサブミリメートル程度の距離分解能を持つ光リフレクトメトリーが必要になる．光時間領域リフレクトメトリーは長尺ファイバを評価対象とした光リフレクトメトリーとして広く普及しているが，ミリメートルないしはサブミリメートル程度の距離分解能を実現するために必要な短パルス発生は容易でなく，光導波路のような短尺デバイス用に光時間領域リフレクトメトリーを用いることは困難である．また，仮に，超短光パルスが実現されたとしても，障害点からの反射光となる超短光パルスの検出には高速応答の受光器が必要となるから，測定系が複雑・高価となる恐れがある．このため，短尺デバイスに有効な評価法，すなわち，高距離分解能を持つ光リフレクトメ



トリーの開発が急務とされている。

## 1. 2 光導波路評価法の特徴と技術的課題

デバイスないしはシステムの大きさを考慮すると、光導波路（例えば、 $\text{LiNbO}_3$  光変調器、光集積回路）では、ミリメートルないしはサブミリメートル程度の距離分解能を持つ光リフレクトメトリーが必要である。また、半導体レーザのような超短尺デバイスでは、レーザ共振器長が数mm以下となるから、数十 $\mu\text{m}$ 程度の距離分解能が必要になる。一般に、長尺ファイバ用の光時間領域リフレクトメトリーで実現されている距離分解能は数十cm～数mであるため、光導波路や半導体レーザを評価対象とする光リフレクトメトリーでは千倍から一万倍程度、距離分解能の改善が必要となる。但し、長尺ファイバと比較すると測定範囲は短く、光導波路で数十cm程度、半導体レーザでは数mm程度でよい。仮に、光パルスが光導波路を伝搬し、反射を時間軸で検出する光時間領域リフレクトメトリーについて検討すると、ミリメートルないしはサブミリメートルの距離分解能に対応する光パルス幅は数ps程度になる。このため、検出系にもパルス幅を考慮した高速応答の受光器が求められる。また、半導体レーザでは数十 $\mu\text{m}$ 程度の距離分解能が要求されるから、パルス幅も一層細くなり、受光器が応答限界に達することも想像される。結局、光時間領域リフレクトメトリー的な測定方法では短尺デバイス評価は困難であると考えられる。

このように、短尺デバイス用光リフレクトメトリーの実現に必要な技術的課題は、超短パルス光源や高速応答の受光器など複雑な光学・電気部品を必要としないシステム構成法の開発、及び、高距離分解能を持つ光リフレクトメトリーの実現にあると言える。

## 1. 3 従来の研究

光導波路や半導体レーザを評価する場合、評価項目は、欠陥、損失、障害点探査などの内部構造パラメータの診断から、波長分散、周波数応答特性まで多岐に渡るが、本論文では、研究テーマを内部構造診断を主たる目的とする光リフレクトメトリーに限定する。この場合、従来の研究例を、低コヒーレンスOTDR、光コヒーレンス領域リフレクトメトリー、FM-CW (Frequency Modulation -Continuous



Wave) 法, 光周波数領域リフレクトメトリーに分類することができる. いずれも, マイケルソン干渉計を基本構成とした光リフレクトメトリーであり, 光源にはパルス光の代わりに連続光が用いられる. 内部構造診断, 欠陥, 損失等は反射光強度分布測定により実現される.

#### (1) 低コヒーレンスOTDR法<sup>4-6)</sup>

光時間領域リフレクトメトリーの一種であるが, パルス光源の代わりにスペクトル線幅の広い(≒数十nm)発光ダイオードやスーパーluminescentダイオードなどの連続光を光源として用いる. このとき, 光源の低コヒーレンス性(低可干渉性)から参照光と可干渉な光は鏡の位置と等価な距離にある反射光に限定されるため, 参照鏡の走査により生ずる干渉信号強度変化が反射光強度分布に対応する. 距離分解能はスペクトル線幅に比例し, 数十 $\mu\text{m}$ 程度(屈折率=1)が報告されている. 但し, 測定中に参照鏡が走査されるため, 振動等への対策が必要となり, 可動部を含む干渉計を安定に構成する必要性から, 測定システムは複雑, 高価になり易い.

#### (2) 光コヒーレンス領域リフレクトメトリー<sup>7)</sup>

低コヒーレンスOTDRと測定原理は類似しているが, 参照鏡の走査と等価なコヒーレンス制御を半導体レーザの直接変調を用いた周波数の階段状掃引により実現している. 光コヒーレンス領域リフレクトメトリーでは干渉計から可動部が除去されるため, システム構成が簡素化される. 但し, 距離分解能は掃引幅に比例するが, 半導体レーザの直接変調時に発生するモードジャンプ等による掃引幅の制限や階段状掃引に伴う強度変化, 更に, 非線形性(注入電流を階段状に変化させても, 周波数変化が理想的な変化と異なる現象)などが誤差要因となるため, 現状では, 十分な掃引幅が確保されず( $\leq$ 数十GHz), 距離分解能も数mm程度(屈折率=1)である. 非線形性の補正等による周波数掃引幅の改善も試みられているが<sup>8-9)</sup>, 諸特性は同種の半導体レーザ間でも大きく異なるため, 個々に補正が必要となり, 補正作業も大変複雑である.



### (3) FM-CW法<sup>10)</sup>

FM-CW法はレーザの周波数を鋸波状に変調して検出される干渉信号の周波数分析から反射光強度分布を求める光リフレクトメトリーである。光コヒーレンス領域リフレクトメトリーの階段状周波数掃引に比べて変調（掃引）波形は単純であり、干渉計に可動部は存在しない。鋸波発生は市販のファンクションジェネレータを利用すれば簡単に実現できる。距離分解能は周波数掃引幅と掃引速度に比例し、0.75mm（屈折率=1）が報告されている。但し、半導体レーザの直接変調を利用するため、非線形性（注入電流を鋸波状に変調しても周波数変化が理想的な鋸波とやや異なる現象）等の補正作業が必要である。文献[11]では歪波形電流変調による補正法を提案しているが、補正作業の繁雑さは残る。更に、数十 $\mu\text{m}$ 程度の距離分解能を実現するためには、THz幅の掃引が必要となる。これは、半導体レーザの直接変調では実現困難な掃引幅であり、距離分解能の改善は望めない。

### (4) 光周波数領域リフレクトメトリー

光周波数領域リフレクトメトリーはレーザ光の周波数の離散的掃引を用いた光リフレクトメトリーであり、干渉信号の周波数分析に離散フーリエ変換などの数値的解析法を利用して反射光強度分布を測定する。従って、干渉信号は等周波数間隔毎に検出され、周波数は階段状に掃引される。距離分解能は掃引幅に比例するが、半導体レーザの直接変調を利用した階段状の周波数掃引では光コヒーレンス領域リフレクトメトリーと同様に非線形問題等が生じる。文献[12]では直接変調法の代わりにLD励起YAGレーザの共振器長制御による階段状の周波数掃引法を提案しているが、報告されている掃引幅は20GHzと狭く、距離分解能も7.5mm（屈折率=1）である。

以上、4種類の光リフレクトメトリーについて簡単に説明した。光周波数領域リフレクトメトリーは周波数の掃引を利用した光リフレクトメトリーの総称であるから、光コヒーレンス領域リフレクトメトリーもFM-CW法も光周波数領域リフレクトメトリーの一種と考えられる。但し、本論文では、周波数の離散的掃引と数値的処理（例えば、離散フーリエ変換）を利用する光リフレクトメトリーに限定して“光周波数領域リフレクトメトリー”を使用する。



現状では、ミリメートルないしはサブミリメートルの距離分解能が実現されている光リフレクトメトリーは極めて少ない。また、大部分の光リフレクトメトリーは半導体レーザの直接変調を用いるため、非線形性等、誤差要因も多い。距離分解能として数十 $\mu\text{m}$ 程度を達成している低コヒーレンスOTDRでも、干渉計に機械的な可動部（参照鏡の走査）を含むため、簡便で実用的なシステムを構成するための障害となる。

#### 1. 4 本研究の内容と構成

本論文では、光導波路の評価を目的とした短尺デバイス用光リフレクトメトリーの新しい構成法、及び、反射光強度分布測定法について述べる。本光リフレクトメトリーもレーザの周波数の階段状掃引と干渉信号分析に数値的処理を利用するため、光周波数領域リフレクトメトリーに分類されるが、以下に示すような特徴を持っている。

- A. 干渉計が可動部で構成されない。つまり、参照鏡の走査は不要である。
- B. 直接変調による周波数掃引が不要である。従って、直接変調が持つ非線形性は誤差要因とならない。
- C. 直接変調と原理が異なる半導体レーザ周波数の階段状掃引器を開発し、これを、本リフレクトメトリーの光源に用いた。例えば、半導体レーザのヒートシンクの単純加熱で階段状掃引が実現できる。
- D. 非線形性に対する補正作業等は不要である。
- E. 同タイプの半導体レーザを用いる場合、直接変調より広帯域な階段状掃引を実現できる。
- F. DBR (Distributed Bragg Reflector)レーザや外部共振器型半導体レーザのような広帯域波長可変レーザの使用により、数十 $\mu\text{m}$ 以下の距離分解能を実現することも可能である。
- G. 反射光強度分布測定に有効な干渉信号解析法として開発した『組合せ法』により、距離分解能の改善が可能である。

本論文の構成は以下の通りである。第2章では短尺デバイス用光リフレクトメト



リーとして、半導体レーザ周波数の階段状掃引による光周波数領域リフレクトメトリーを提案し、測定原理を明らかにする。また、必要とされる掃引幅と周波数変化幅について検討する。第3章ではこのような掃引を実現する『ステップ可変光周波数掃引器』について説明する。本掃引器では半導体レーザに簡単な変調（例えば、時間に比例する温度変化）を与えることにより階段状掃引が実現される。従って、本掃引器を光源として用いることにより半導体レーザの直接変調を用いない新しいタイプの光周波数領域リフレクトメトリーを構成することができる。第4章では本光リフレクトメトリーに有効な反射測定法として『組合せ法』を提案し、本測定法の有効性を実験により確認する。また、第5章では、『ステップ可変光周波数掃引器』を用いた光応用計測の一例として光導波路実効群屈折率測定法について述べる。最後に、第6章では、本研究で得られた成果を総括する。



## 第2章 光周波数領域リフレクトメトリー

### 2. 1 まえがき

障害点探査を目的とする光リフレクトメトリーでは、評価対象となるデバイスないしはシステムの大きさを考慮した距離分解能が必要である。距離分解能は、『検出される障害点位置の精度』を評価する量として定義されるが、実際の障害点探査では、光導波路（例えば、 $\text{LiNbO}_3$  光変調器、光集積回路など）で、ミリメートルないしはサブミリメートル程度、半導体レーザで、数十マイクロン程度の分解能が求められている。しかしながら、光パルスファイバ中に伝搬させて時間領域で反射（障害）点を測定する光時間領域リフレクトメトリーでは、距離分解能が数m程度であるから、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーとしては距離分解能が不十分であり、反射測定は困難である。

本章では、短尺デバイス評価を主たる目的とする光リフレクトメトリーとして半導体レーザ周波数の階段状掃引を利用した光周波数領域リフレクトメトリー（OFDR: Optical Frequency Domain Reflectometry）を提案する。また、測定原理、距離分解能、システム構成法、システム雑音について検討する。

### 2. 2 OFDR法<sup>1,3)</sup>

#### 2. 2. 1 測定原理

半導体レーザ周波数の階段状掃引による光周波数領域リフレクトメトリーでは、各周波数毎に検出される干渉信号のスペクトル解析により反射光強度分布を測定する。但し、通常、時間領域信号や空間分布をフーリエ変換等により解析した周波数領域の分布をスペクトルと呼ぶが、周波数領域反射測定では逆に周波数領域のデータが解析されるので、ここでは、『スペクトル』を空間（距離）分布の意味で用いる。

基本的な光周波数領域リフレクトメトリーは図2.1に示すようにマイケルソン干渉計で構成される。信号光軸（ $z$ 軸）上には反射体となる評価対象物（光導波路、半



導体レーザ等) が設置され, 参照光軸上には鏡が固定される. 光検出器は障害点から戻ってくる反射光と参照光による干渉信号を検出するが, 内部に複数の障害点が存在する場合, 検出器の出力は各反射光による干渉信号を多重化した信号となる. 従って, 反射点の位置と強度の測定には多重化された干渉信号のスペクトル解析(例えば, フーリエ変換)が必要になる.

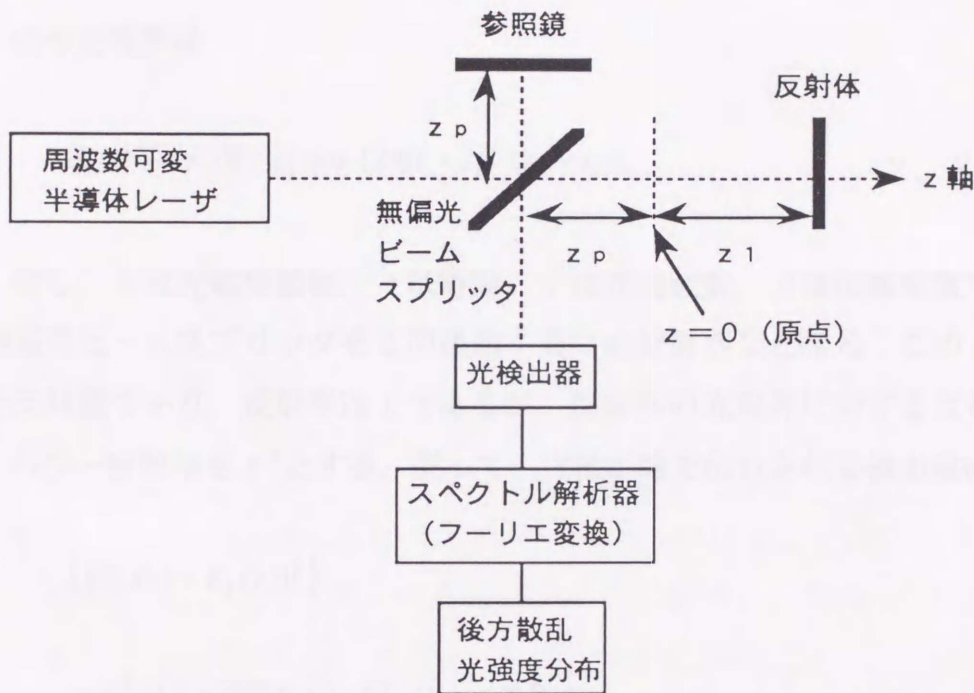


図2. 1 光周波数領域リフレクトメトリーの基本構成

簡単のため, まず, 上図に示すように, 1 個の反射点が  $z = z_1$  の位置に存在する場合について検討する. 但し, 原点 ( $z = 0$ ) は参照光と光路長が等しい  $z$  軸上の点とする. また,  $z_p$  を無偏光ビームスプリッタ (無偏光) の中心から参照鏡までの距離とする.

さて, レーザ光は無偏光ビームスプリッタにより参照光と信号光に等分割される. その後, 参照光は鏡で反射され, 信号光は, その一部が反射され無偏光ビームスプリッタに再入射される. ここで, レーザ光電界を



$$E_{rs}(t) = E \cos(2\pi ft) \quad (2.1)$$

とすれば、再入射される参照光電界は

$$E_r(t) = (E/2) \cos(2\pi ft - 2\beta z_p) \quad (2.2)$$

となり、信号光電界は

$$E_s(t) = r (E/2) \cos\{2\pi ft - 2\beta(z_p + z_1)\} \quad (2.3)$$

となる。但し、 $E$ は光電界振幅、 $t$ は時間、 $f$ は光周波数、 $\beta$ は伝搬定数である。また、無偏光ビームスプリッタを2回通過するため分母が2となる。このとき、参照鏡は全反射鏡であり、反射率は1であるが、反射体の光電界に対する反射率を $r$ として、パワー反射率を $r^2$ とする。従って、光検出器で出力される検出電流は

$$\begin{aligned} & \langle \{E_r(t) + E_s(t)\}^2 \rangle \\ &= E^2/8 + r^2 E^2/8 + (r E^2/4) \cos(2\beta z_1) \end{aligned} \quad (2.4)$$

に比例する。但し、 $\langle \quad \rangle$ は光周期にわたる平均値を示す。さて、干渉信号は上式右辺の第3項に等しく

$$i_{nt} = (E^2/4) r \cos(2\beta z_1) \quad (2.5)$$

である。そこで、干渉信号をフーリエ変換すると

$$I_{nt} = \int_{-\infty}^{\infty} i_{nt} e^{-j2\beta z} d\beta \quad (2.6)$$



$$\begin{aligned}
 &= (E^2/4) r \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\beta z_1) e^{-j2\beta z} d\beta \\
 &= (E^2/8) r \delta(z - z_1) + (E^2/8) r \delta(z + z_1)
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

のようなフーリエスペクトルを得る。但し、

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\beta z} d\beta = \delta(z) \tag{2.8}$$

はデルタ関数である。実際の反射は  $z = z_1$  であるが、 $z = -z_1$  にも反射を示すスペクトルが現われる。従って、反射を  $z \geq 0$  に限定し、 $z < 0$  で反射が存在しないように反射位置を調整すれば、干渉信号のフーリエ変換により求められるスペクトル分布 ( $z \geq 0$ ) から反射測定が可能になる。さて、時間領域信号では、フーリエ変換が周波数と時間の変換を記述するが、光周波数領域リフレクトメトリーによる反射測定では、フーリエ変換が伝搬定数  $\beta$  と反射位置  $z$  の変換を記述する。

次に、反射が  $z$  軸上に分布している場合について検討する。障害点からの反射が微弱であるものとし、デバイス内部で生じる多重反射を無視すると、光検出器により検出される干渉信号は、式(2.5)を参考にすれば、

$$h(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} i_{nt}(z) dz = (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r(z) \cos(2\beta z) dz \tag{2.9}$$

となる。但し、第2章3節で述べるように、実際に検出される干渉信号と本来の干渉信号では位相が  $\pi/2$  異なるため、

$$h(\beta) = (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r(z) \sin(2\beta z) dz \tag{2.10}$$

のように、余弦項を正弦項に書き替える。以後、上式の  $h$  を干渉信号と呼ぶことに



する。但し、 $z \geq 0$ に反射を限定し、 $r(z) = 0$  ;  $z < 0$ とする。この結果、 $z = 0$ で不連続となるため、ここでは、

$$r(0) = \{r(0^+) + r(0^-)\} / 2 \quad (2. 11)$$

とする。ここで、 $r(0^+)$ は $z > 0$ からの極限值であり、 $z = 0$ に存在する実際の反射率に対応する。また、 $r(0^-)$ は $z < 0$ からの極限值であり、零と考える。従って、 $r(z)$ は、 $z = 0$ において実際の反射率の半値を持つ。

次に、伝搬定数 ( $= \beta$ ) を周波数可変半導体レーザの光周波数 ( $= f$ ) で書き替える。そこで、 $\beta$ を $f = f_0$ を中心にテーラー展開すれば

$$\beta(f) = \beta(f_0) + \frac{\beta'(f_0)}{1!} (f - f_0) + \frac{\beta''(f_0)}{2!} (f - f_0)^2 + \dots \quad (2. 12)$$

となる。但し、 $\beta'$ 、 $\beta''$  は第1次、第2次導関数である。周波数  $f$  を

$$f = f_0 + n \cdot \Delta f \quad (2. 13)$$

で掃引すると上式は

$$\beta(n) = \beta(f_0) + \beta'(f_0) n \Delta f + \frac{\beta''(f_0)}{2} (n \Delta f)^2 + \dots \quad (2. 14)$$

で書き替えられる。但し、 $f_0$ は掃引開始時の光周波数であり、 $n$ は実数、 $\Delta f$ は周波数変化係数である。更に、上式を、 $\beta' = d\beta / df = r_g / c$ ,

$$r_g = r_p - \lambda \frac{dr_p}{d\lambda} = r_p + f \frac{dr_p}{df} \quad (2. 15)$$

で定義される群屈折率 ( $= r_g$ ) を用いて書き替えると



$$\beta(n) = \beta(f_0) + \frac{r_g(f_0)}{c} 2\pi n \Delta f + \frac{r_g'(f_0)}{2c} (2\pi n \Delta f)^2 + \dots \quad (2.16)$$

となる。但し、 $c$ は真空中の光速、 $r_p$ は(位相)屈折率、 $\lambda$ は波長( $= 2\pi/f$ )である。群屈折率分散( $= r_g$ )が無視できる範囲で発振周波数を掃引すると、

$$\beta \approx \beta(f_0) + \frac{r_g(f_0)}{c} 2\pi n \Delta f \quad (2.17)$$

の近似が有効となる。従って、 $\beta(f_0) = \beta_0$ 、 $r_g(f_0) = r_g$ に置き換えると、式(2.10)で示した干渉信号は、変数  $n$  の関数

$$h(n) = (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r(z) \sin \{ 2z\beta_0 + 2z(r_g/c)(2\pi n \Delta f) \} dz \quad (2.18)$$

となる。但し、位置  $z$  を実数  $m$  と

$$\Delta z = c / (2r_g \cdot \Delta f \cdot N) \quad (2.19)$$

で定義する  $\Delta z$  を用いて、 $z = m \cdot \Delta z$  を式(2.18)に代入すると

$$\begin{aligned} h(n) &= (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r_m \sin \left( 2\beta_0 m \Delta z + \frac{2\pi m n}{N} \right) d(m \cdot \Delta z) \\ &= (E^2/4) \Delta z \int_{-\infty}^{\infty} r_m \cos \left( \frac{\pi}{2} - 2\beta_0 m \Delta z - \frac{2\pi m n}{N} \right) dm \\ &= (E^2/4) \Delta z \int_{-\infty}^{\infty} r_m \cos \left( \frac{2\pi m n}{N} + \theta_m \right) dm \end{aligned} \quad (2.20)$$



を得る。但し、

$$r_m = r(z) = r(m \cdot \Delta z) \quad (2.21)$$

$$\theta_m = 2\beta_0 m \Delta z - \pi/2 \quad (2.22)$$

である。式(2.20)で使用している  $m$  を  $m'$  とし、同式をフーリエ変換すると

$$\begin{aligned} H(m) &= \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} h(n) \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn \\ &= \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn \left[ (E^2/4) \Delta z \int_{-\infty}^{\infty} r_{m'} \cos\left(\frac{2\pi m'n}{N} + \theta_{m'}\right) dm' \right] \\ &= \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j \frac{2\pi mn}{N}} dn \left[ (E^2/8) \Delta z \int_{-\infty}^{\infty} r_{m'} e^{j\theta_{m'}} e^{j \frac{2\pi m'n}{N}} + r_{m'} e^{-j\theta_{m'}} e^{-j \frac{2\pi m'n}{N}} dm' \right] \\ &= (E^2/8) \Delta z \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ r_{m'} e^{j\theta_{m'}} \delta(m - m') + r_{m'} e^{-j\theta_{m'}} \delta(m + m') \right\} dm' \end{aligned} \quad (2.23)$$

となり、結局

$$H(m) = (E^2/8) \Delta z r_m e^{j\theta_m} + (E^2/8) \Delta z r_{-m} e^{-j\theta_{-m}} \quad (2.24)$$

となる。このとき、 $j$  は虚数単位、 $r_m$  は  $m=0$  不連続であるが、式(2.11)で示すように不連続性を定義することにより、デルタ関数  $\delta(m)$

$$\frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn = \delta(m) \quad (2.25)$$

を含む積分を実行した。そこで、 $m > 0$  の領域で  $H(m)$  を評価すれば



$$H(m) = (E^2/8) \Delta z r_m e^{j\theta_m} \quad (m > 0) \quad (2.26)$$

となる。但し、 $m=0$ では、式(2.24)が零となるため反射スペクトルは再生されない。これは、式(2.10)で余弦項を正弦項に書き替えたことによる。従って、評価対象物（反射体）を $m > 0$ 、すなわち、 $z > 0$ に設置する必要がある。仮に、 $m=0$ の位置で非零のスペクトルが再生されるなら、これは、検出システムの直流雑音のように、反射以外の原因によるものと考えられる。また、パワー反射率 $r_m^2$ は式(2.26)から $|H(m)|^2$ を、 $m, z > 0$ の領域で評価すればよい。ここで、式(2.23)をフーリエ変換と考えれば、フーリエ逆変換より、干渉信号 $h$ は

$$h(n) = \int_{-\infty}^{\infty} H(m) \cdot \exp\left(j \frac{2\pi mn}{N}\right) dm \quad (2.27)$$

となる。

## 2. 2. 2 距離分解能

式(2.23)の積分範囲は無限である。つまり、半導体レーザーの周波数掃引も無限に実行する必要がある。しかしながら、一般に、無限掃引は不可能である。そこで、次のような窓関数 $g(n)$ を考える。

$$\begin{aligned} g(n) &= 1 & |n| < N/2 \\ &= 0.5 & |n| = N/2 \\ &= 0 & |n| > N/2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

そして、干渉信号 $h$ に窓関数 $g$ を掛け合わせることにより、 $h(n)$ の範囲を有限にする。従って、



$$\dot{H}(m) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \{h(n) \cdot g(n)\} \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn \quad (2.29)$$

となる。但し、畳込み積分を“\*”とすると

$$\dot{H}(m) = H(m) * \text{sinc}(m) \quad (2.30)$$

$$\text{sinc}(m) = \sin(\pi m) / (\pi m) \quad (2.31)$$

である。結局、掃引幅が有限である場合には反射光強度分布が  $|H|^2$  と異なるため、像劣化により、反射点の位置測定の精度（距離分解能）が低下する。例えば、位置  $m = 0$  に  $H = 1$  の強度を持つ反射が存在する場合、 $|\dot{H}(m)|^2 = |\text{sinc}(m)|^2$  となる。図2.2に関数  $|\text{sinc}(m)|^2$  を示す。像劣化のために再生像では反射が  $m = 0$  を中心に分散し、反射が存在しない領域にもサイドローブ状の反射が分布している。そこで、同図に示した主ビーム幅の半値を用いて距離分解能を定義すると<sup>14-15)</sup>、フーリエ変換では距離分解能は  $\Delta z$  と等しくなる。従って、式(2.19)は距離分解能の定義式となるが、 $\Delta z$  が全周波数掃引幅（ $= N \Delta f$ ）に依存する。付録1には、式(2.28)で表される窓関数のフーリエ変換  $G(m)$  の導出過程を示した。

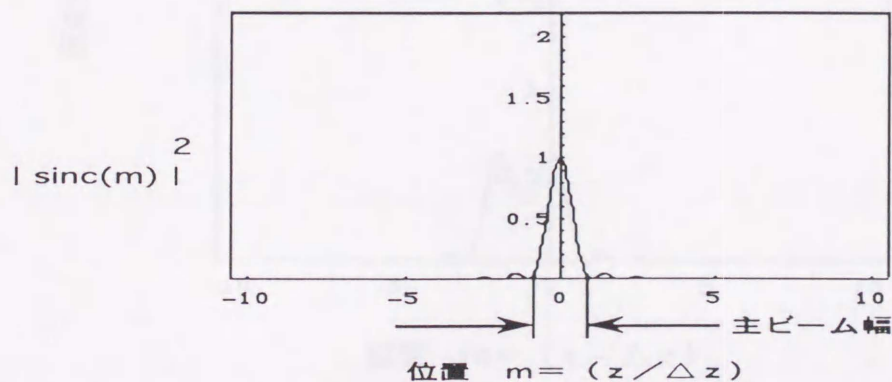
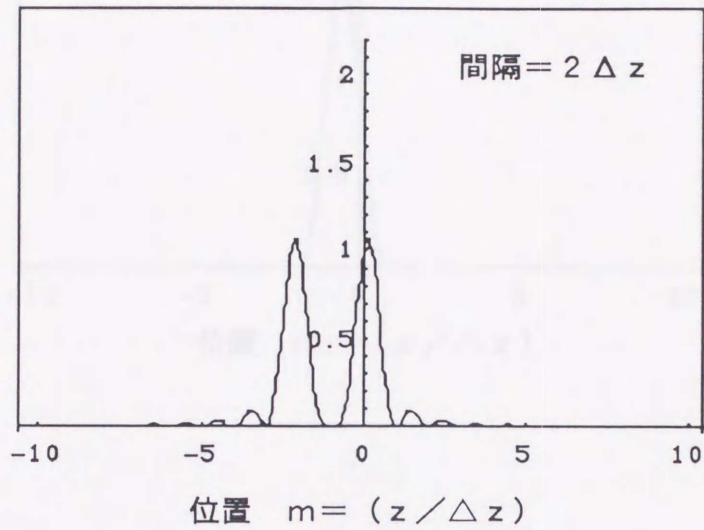


図2.2 関数  $|\text{sinc}(m)|^2$



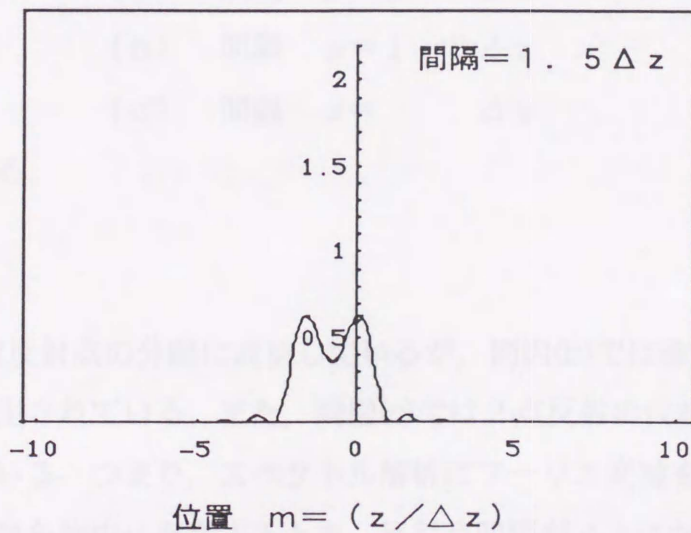
さて、図2.3は、フーリエ変換により再生される2点反射の反射光強度分布である。但し、両反射強度は等しく、強度=1で規格化されている。また、間隔は、それぞれ、 $2\Delta z$ 、 $1.5\Delta z$ 、 $\Delta z$ である。

反射強度分布



(a)

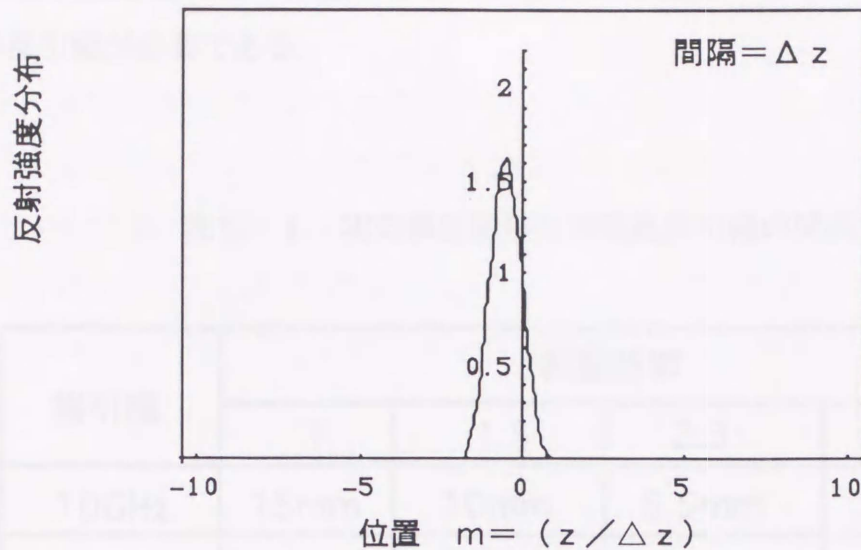
反射強度分布



(b)

(次のページへ続く)





(c)

図2.3 反射強度分布 (2点反射)

$$\text{関数 } | \text{sinc}(m) + \text{sinc}(m + \alpha / \Delta z) |^2$$

- 但し,
- (a) 間隔  $\alpha = 2 \Delta z$
  - (b) 間隔  $\alpha = 1.5 \Delta z$
  - (c) 間隔  $\alpha = \Delta z$

である。

同図(a), (b)では反射点の分離に成功しているが, 同図(b)では像劣化のため, 不正確な反射強度が再生されている。また, 同図(c)では2点反射の代わりに1点反射が誤って再生されている。つまり, スペクトル解析にフーリエ変換を用いた場合, 複数の反射点が評価対象物中に存在するとき, 反射点間隔が $\Delta z$ に対して十分離れている場合に限り, 複数の反射点を精度良く検出できる。

距離分解能 $\Delta z$ と周波数掃引幅 $N \cdot \Delta f$ の関係を表2.1に示す。但し, 群屈折率は空気(=1), ガラス(=1.5), LiNO<sub>3</sub>(=2.3), AlGaAs(=4)に対応している。ミリメ



ートルないしは、サブミリメートルの距離分解能を実現するためには、周波数掃引幅が数百GHz必要であり、数十ミクロン程度の距離分解能を実現するためには数THzの掃引幅が必要である。

表2. 1 実効群屈折率と周波数掃引幅の関係

掃引幅	群屈折率			
	1	1.5	2.3	4
10GHz	15mm	10mm	6.5mm	3.75mm
100GHz	1.5mm	1mm	0.65mm	0.375mm
1000GHz	150 $\mu$ m	100 $\mu$ m	65 $\mu$ m	37.5 $\mu$ m
10000GHz	15 $\mu$ m	10 $\mu$ m	6.5 $\mu$ m	3.75 $\mu$ m

### 2. 2. 3 測定範囲

次に、測定範囲について検討するが、スペクトル解析に離散フーリエ変換等の数値的処理を用いるため、干渉信号をデータ列として離散的に検出する。そこで、式(2.18-19)において、 $\Delta f$ を測定周波数間隔（サンプリング間隔）、 $N$ をサンプリング総数とみなすと、式(2.29)から

$$\hat{H}(m) \approx \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} h(n) \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) \quad (2.32)$$

を得る。但し、区間  $[-N/2, N/2]$  に対する積分近似を  $n = -N/2 \sim N/2 - 1$  の級数和で行う。ここで、離散化に伴うエイリアジングを避けるために、 $|m| < N/2$  となり、測定範囲は、 $|z| < z_{max}$ ,



$$z_{max} = c / (4r_g \cdot \Delta f) \quad (2.33)$$

となる。但し、前節で述べたように、反射は  $z > 0$  に限定され、 $z = 0$  に存在する反射は測定されないため、実際の測定範囲は  $0 < z < z_{max}$  である。付録2では、標本化定理と測定範囲の関係について検討しているが、以後、 $z_{max}$  で測定範囲を表すことにする。表2.2に周波数間隔  $\Delta f$  と  $z_{max}$  の関係を示すが、光導波路のような短尺デバイスでは、 $\Delta f$  を数GHz程度に設定し、 $z_{max}$  を数十mm程度にすればよい。

表2.2 測定範囲 ( $z_{max}$ )

周波数間隔	群屈折率			
	1	1.5	2.3	4
0.1GHz	750mm	500mm	326mm	187mm
1GHz	75mm	50mm	32.6mm	18.7mm
10GHz	7.5mm	5mm	3.26mm	1.87mm

これまでは、 $m$  を実数としてきたが、これを整数として扱えば式(2.32)は離散フーリエ変換となり、高速フーリエ変換のアルゴリズム<sup>16)</sup>も使用できる。但し、この場合、パワースペクトル分布も離散値となり、像点間隔が式(2.19)の  $\Delta z$  となってしまうので、高速フーリエ変換を使用するとスペクトル分解可能条件が  $\Delta z$  よりはるかに大きくなってしまい、距離分解能が低下する。一方、高速フーリエ変換を使わなければ  $m$  を実数として扱うことができる。



## 2. 3 システム構成法

システム構成を図2.4に示す。但し、次章で説明する『ステップ可変光周波数掃引器』を用いて階段状の周波数掃引を実現し、干渉信号をファブリーペロー共振器の透過信号を利用して等周波数間隔毎にサンプリング測定する。このとき、マイケルソン干渉計によるシステム構成では、光検出器は非干渉光と干渉光を同時に検出する。一般に、反射光は微弱であり、このままでは、干渉信号は大きな直流近傍の雑音に埋もれてしまうことになる。そこで、光検出器からの出力信号から干渉信号を分離するために参照鏡をピエゾ素子で正弦波状に微動して干渉光を位相変調する。

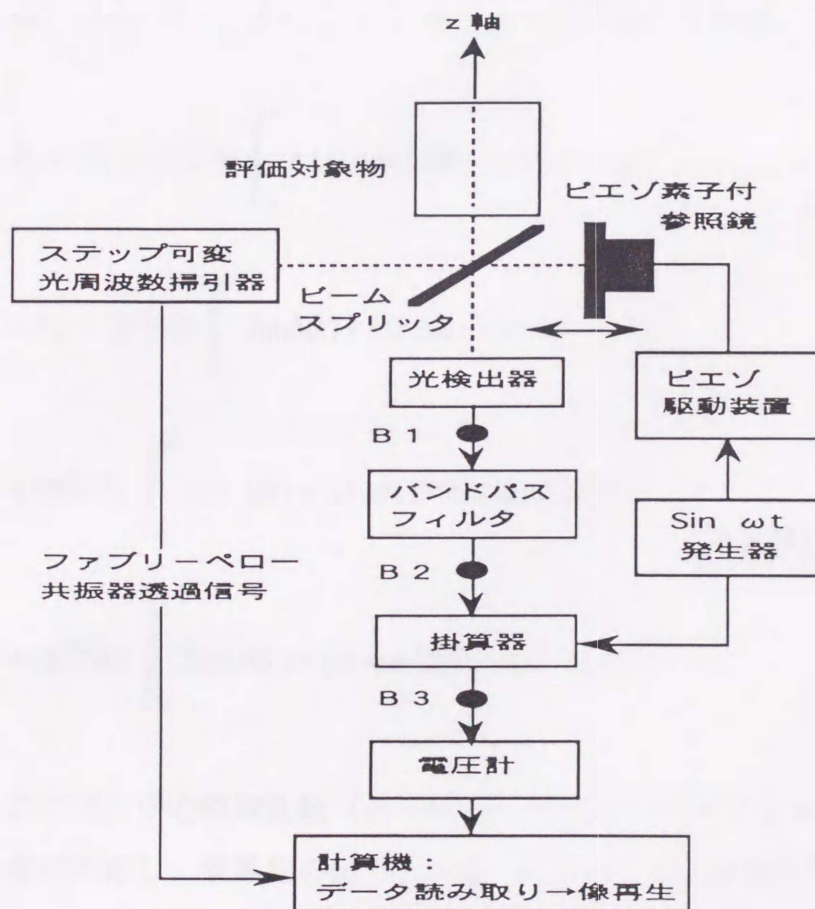


図 2. 4 光周波数領域リフレクトメトリーシステムの構成法



このとき、式(2.9)から、光検出器は干渉信号  $h$

$$h(\beta) = (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r(z) \cos(2\beta z) dz \quad (2.34)$$

に比例した検出電流を出力する。但し、 $E$ はステップ可変光周波数掃引器の光電界振幅、 $\beta$ は伝搬定数であり、 $r(z)$ は位置  $z$  における光電界振幅の反射率であるが、ここでも、 $z$  軸は原点( $z=0$ )で参照光と光路長が等しい。また、前節で示したように、反射を  $0 < z < z_{max}$  の範囲に限定する。但し、実際には、光検出器は干渉信号と直流近傍に存在する非干渉光強度  $E_d^2$  ( $\gg rE^2/4$ ) も同時に検出するため、 piezo素子による位相変調の深さを  $\Delta\theta$ 、変調角周波数を  $\omega$  とすれば光検出器の出力は信号  $B_1$  は、 $J_0, J_1, J_2, \dots$  をベッセル関数とすれば、

$$B_1 = E_d^2 + (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r(z) \cos(2\beta z - \Delta\theta \sin \omega t) dz \quad (2.35)$$

$$= E_d^2 + (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} J_0(\Delta\theta) r(z) \cos(2\beta z) dz$$

$$+ (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} 2J_1(\Delta\theta) r(z) \sin(2\beta z) \sin(\omega t) dz \quad \underline{\text{(第3項)}}$$

$$+ (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} 2J_2(\Delta\theta) r(z) \cos(2\beta z) \cos(2\omega t) dz + \dots \quad (2.36)$$

に比例する。ここで、中心角周波数 ( $\omega_c = \omega$ ) のバンドパスフィルターの出力  $B_2$  は上式の第3項に対応し、乗算器の出力  $B_3$  は、これと piezo駆動信号の積

$$B_3 = (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} 2J_1(\Delta\theta) r(z) \sin(2\beta z) \sin(\omega t) dz \times \sin(\omega t) \quad (2.37)$$



となり，直流成分から

$$(E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} r(z) \sin(2\beta z) dz$$

に比例した検出信号が出力される。従って，本来の干渉信号と検出される信号では位相が $\pi/2$ 異なる。このため，式(2.10)では余弦項を正弦項に書き替えている。この結果， $z=0$ の位置に存在する反射は測定不可能となるが，位置 $z>0$ に反射が限定される場合，位相の相違 $\pi/2$ は問題にならない。

## 2. 4 雑音

本システムに含まれる雑音には，レーザ光源自体の振幅および位相の揺らぎによるものもあるが，ここでは，光検出に際して発生する雑音について考察し，本光リフレクトメトリーによる反射光測定の検出限界，SN比について検討する。光検出器は式(2.35)を光電変換した電気信号を出力するが必要となる信号成分は式(2.36)の第3項

$$B_2 = (E^2/4) \int_{-\infty}^{\infty} 2J_1(\Delta\theta) r(z) \sin(z) \sin(\omega t) dz \quad (2.38)$$

である。以下では，簡単のため，1個の孤立した反射が $z_1 (>0)$ に存在する場合を考える。但し，反射率 $r_1$ を定数とし， $r(z) = r_1 \delta(z - z_1)$ ；但し， $\delta$ はデルタ関数とする。このとき，

$$\begin{aligned} B_2 &= 4 (rE^2/8) J_1(\Delta\theta) \sin(2\beta z_1) \sin(\omega t) \\ &= 4 A_i J_1(\Delta\theta) \sin\theta \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (2.39)$$

となる。但し，上式では， $A_i = rE^2/8$ ， $\theta = 2\beta z_1$ である。角周波数 $\omega$ を光ヘテロダイン方式<sup>17)</sup>により検出された中間周波数成分と考え， $B_2$ 信号の自乗平均値から検出電流分を求めると



$$\langle i_{B2}^2 \rangle = 4 (\eta e / hf)^2 A_i^2 J_1^2(\Delta\theta) \sin^2\theta \quad (2.40)$$

となる。但し、 $\eta$ は量子効率、 $e$ は電子の電荷量、 $h$ はプランク定数、 $f$ は光周波数である。また、参照光強度 $P_L$ を局部発振光強度と考え、信号光強度 $P$ を反射光によるものと考え、 $A_i^2 = P_L P$ となり、

$$\langle i_{B2}^2 \rangle = 4 (\eta e / hf)^2 P_L P J_1^2(\Delta\theta) \sin^2\theta \quad (2.41)$$

を得る。一方、ショット雑音電流は、 $P_L \gg P$ の場合

$$\langle i_n^2 \rangle = 2eB_w \{ (\eta e / hf) P_L + I_B + I_D \} \quad (2.42)$$

である。但し、 $B_w$ はシステムの帯域幅であり、背景光によるものを $I_B$ 、暗電流によるものを $I_D$ とする。このとき、光検出器に並列に接続される抵抗素子中におけるキャリアの熱運動に起因する熱雑音の電力は、 $\langle i_T^2 \rangle = 4 k T_e B_w / R$ となるが、 $R$ は抵抗、 $T_e$ は抵抗体の等価雑音温度、 $k$ はボルツマン定数である。従って、SN比は、光検出器の電流増幅率を $M$ とすれば

$$\frac{S}{N} = \frac{4 (\eta e / hf)^2 P_L P J_1^2(\Delta\theta) \sin^2\theta}{2eB_w \{ (\eta e / hf) P_L + I_B + I_D \} + 4kT_e B_w / M^2 R} \quad (2.43)$$

となる。局部発振光（参照光）が反射光に比べて十分大きい場合には、 $I_B$ 、 $I_D$ 、および熱雑音の寄与は、 $P_L$ によるショット雑音に比べて無視できるから、SN比は

$$\frac{S}{N} = \frac{2\eta P}{hf} \cdot \frac{J_1^2(\Delta\theta) \sin^2\theta}{B_w} \leq \frac{2\eta P}{hf} \cdot \frac{J_1^2(\Delta\theta)}{B_w} \quad (2.44)$$

と近似できる。 $S/N = 1$ では、 $P \geq \{ B_w / J_1^2(\Delta\theta) \} (hf/2\eta)$ であり、右辺の量を本システムにおける反射光の検出限界強度とする。例えば、光検出器の感度 $= 0.5$ の場合、出力電流 $i = \eta (eP/hf)$ に対して



$$\begin{aligned} (1/2) hf/\eta &= (1/2) eP/i = e/(2 \times 0.5) \\ &= 1.60219 \times 10^{-19} / (2 \times 0.5) = 1.6 \times 10^{-19} \end{aligned}$$

を得る。システムの帯域幅を  $B_w = 1$  MHz とし、位相変調の深さを  $\Delta\theta = \pi/4$  とすれば、 $J_1(\Delta\theta) = 0.363188$  であるから、

$$\frac{B_w}{J_1^2(\Delta\theta)} \frac{hf}{2\eta} = \frac{10^6}{0.363188^2} \times (1.6 \times 10^{-19}) = 1.212 \times 10^{-12} \text{ [W]}$$

となり、 $P \geq 1.212$  [pW] を得る。障害点から戻ってくる反射光の大部分は、フレネル反射（反射率4%）によるものと考えられるから、半導体レーザの光強度が数mW程度であれば、結合損失を考慮しても、障害点検出において十分なSN比を確保することができる。次に、光検出器（増幅器も含む）、バンドパスフィルター、掛算器による検出システムの電氣的雑音について検討する。そこで、光検出器を外して、検出器入力端を開放状態にし、掛算器にあるローパスフィルターの時定数を実際に測定で用いる値（=30m秒）に設定する。このとき、検出システムの単位周波数当たりの電氣雑音強度は0.08 [pW/Hz] である。従って、等価雑音帯域幅は2.886 Hz であるが、これを、10 Hz 程度と考えると、本検出システムの雑音強度は0.8 pW である。これは、検出器入力端が短絡状態でも変わらない。ここで、反射率4%程度の反射は電氣的に数十mWの強度で検出される。従って、検出システムの電氣的雑音に対しても、障害点検出において干渉信号は十分なSN比を確保することができる。これは、階段状の周波数掃引を用いた干渉信号のサンプリング計測では、各周波数位置で測定される干渉信号が一定となり、掛算器側にあるローパスフィルターの時定数を大きくして、検出システムの等価雑音帯域幅を狭くすることが容易であることに起因する。

## 2. 5 まとめ

光導波路、半導体レーザのような短尺デバイスの障害点探査を目的とする光リフレクトメトリーとして、半導体レーザ周波数の階段状掃引を利用した光リフレクト



メトリーを提案し、本光リフレクトメトリーの測定原理、距離分解能、測定範囲、システム構成法について検討した。距離分解能は周波数掃引幅に依存し、測定範囲は周波数変化幅に依存するため、短尺デバイス評価で求められる半導体レーザ周波数の階段状掃引について検討した。また、システム雑音について評価し、本システム構成では、デバイス内部に存在する障害点探査に対してSN比を十分確保できることを明らかにした。



### 第3章 ステップ可変光周波数掃引器

#### 3. 1 まえがき

本論文で提案する光周波数領域リフレクトメトリーは光源の発振周波数を階段状に変化させる。このため、『ステップ可変光周波数掃引器』を開発し、半導体レーザー周波数を階段状に掃引する。特徴は、周波数間隔を数GHz程度に設定できること、掃引中の周波数間隔揺らぎが極めて小さいことなどにある。また、本掃引器は短尺デバイス評価用光周波数領域リフレクトメトリーが要求する周波数掃引幅と変化幅を持った階段状の周波数掃引を簡単な変調（例えば、時間に比例するような温度変化）を半導体レーザーに与えることで容易に実現できる。これは、注入電流を階段状に変化させるような直接変調とは全く原理が異なる。本章では、ステップ可変光周波数掃引器の周波数制御法とシステム構成法、実験について述べる。

#### 3. 2 周波数制御法<sup>18-21)</sup>

##### 3. 2. 1 比例帰還法

半導体レーザーによるステップ可変光周波数掃引器を図3.1に示す。半導体レーザーからの光の一部をファブリーペロー共振器に入射させ、透過光を検出して得られた電気信号を半導体レーザーに帰還している。このようなシステムは、レーザーの周波数安定化に使われるものと似ているが<sup>22)</sup>、強制的に温度変化を与えている点で異なる。但し、それぞれ、図(a)はファブリーペロー形半導体レーザー、図(b)は3電極形DBR(Distributed Bragg Reflector)レーザー、図(c)は外部共振器形半導体レーザーによる構成例である。以下に、各制御法の要点を示す。

##### 1. ファブリーペロー形半導体レーザーの場合

時間に比例した温度変化を無帰還時の半導体レーザー、すなわち、フリーランニング時の半導体レーザーに与えると周波数は直線的に変化するが、この帰還によってファブリーペロー共振器の共振周波数の近傍では共振特性に従っ



た電気信号が温度変化による発振周波数のシフトを抑制するように注入電流を制御する。階段状の周波数掃引は時間に比例する温度変化を半導体レーザに与えることにより実現される。

## 2. DBRレーザの場合

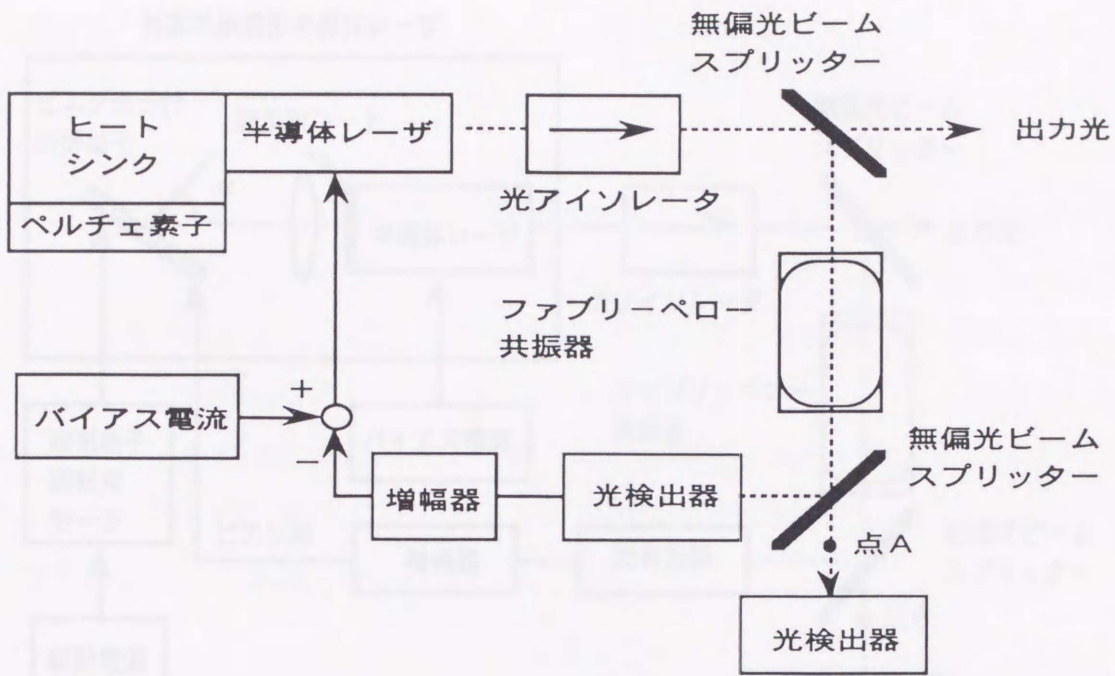
時間に比例した電流変化を変調電流  $I_m$  に与えるとき、無帰還時の半導体レーザ、すなわち、フリーランニング時のDBRレーザでは周波数変化は直線的であるが、この帰還によってファブリーペロー共振器の共振周波数の近傍では共振特性に従った電気信号がバイアス電流  $I_a$  に帰還され、変調電流  $I_m$  による発振周波数のシフトを抑制する。階段状の周波数掃引は時間に比例する電流変化を変調電流  $I_m$  に与えることにより実現される。

## 3. 外部共振器形半導体レーザの場合

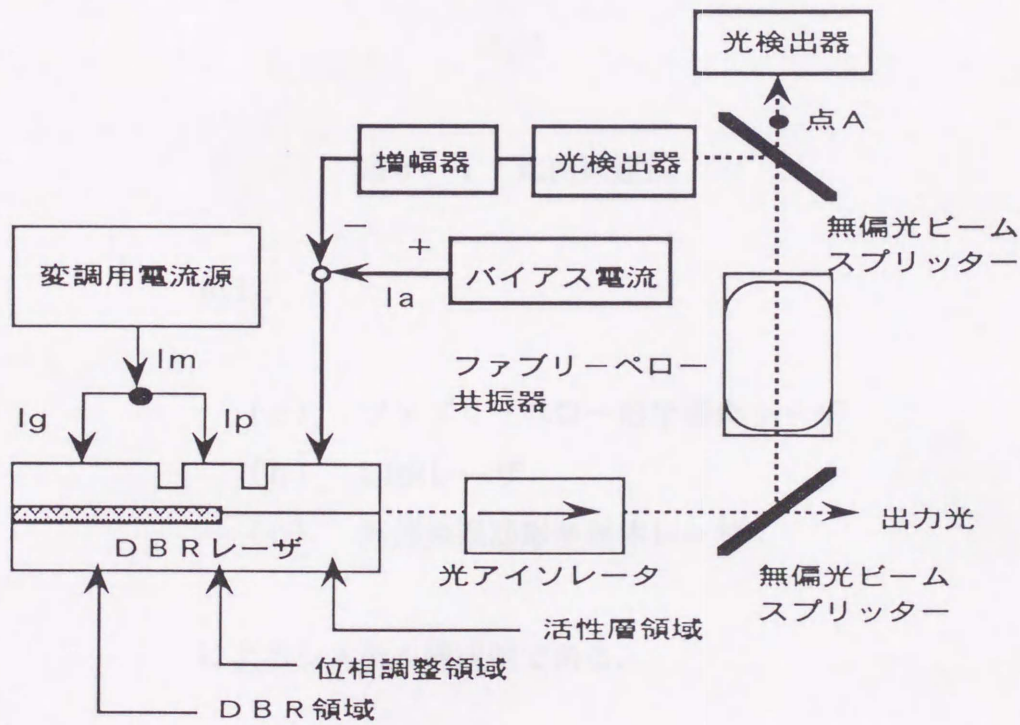
時間に比例した回折格子の角度変化  $\alpha$  を無帰還時の半導体レーザ、すなわち、フリーランニング時の外部共振器形半導体レーザに与えるなら周波数は直線的に変化するだけであるが、この帰還によってファブリーペロー共振器の共振周波数の近傍では共振特性に従った電気信号が角度変化による発振周波数のシフトを抑制するようにピエゾ素子を駆動し外部共振器長を微調する。階段状の周波数掃引は時間に比例する角度変化を回折格子に与えることにより実現される。

このように、光源に用いるレーザの種類によって無帰還時の周波数掃引法が異なるが、各半導体レーザとも、ファブリーペロー共振器の共振特性に従った電気信号を半導体レーザ周波数制御に用いる電氣的負帰還法を用いている。そこで、以下では、一例として、ファブリーペロー形半導体レーザによるステップ可変光周波数掃引器の動作を解析する。但し、ファブリーペロー共振器の透過光強度に比例した電流が直接帰還されるこのような周波数制御を、『比例帰還法』と呼ぶことにする。





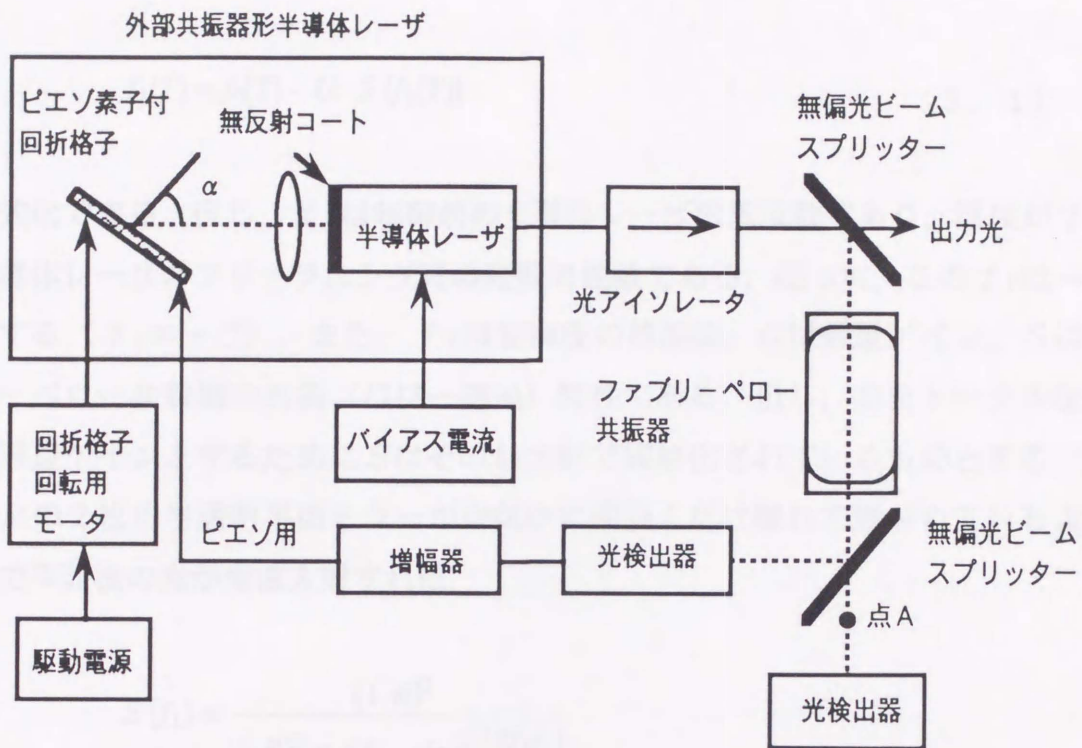
(a)



(b)

(次ページへ続く)





(c)

図3. 1 比例帰還法

但し、

- (a) ファブリーペロー形半導体レーザー
- (b) DBRレーザー
- (c) 外部共振器形半導体レーザー

によるシステム構成例である。



さて、比例帰還法は

$$f_1(T) = f_0(T) - G \cdot S(f_1(T)) \quad (3.1)$$

で定式化できる。但し、 $f_0$ は制御前の半導体レーザの周波数であり、温度が $T$ である半導体レーザのフリーランニング時の発振周波数である。従って、この $f_0$ は $T$ に比例する( $f_0 \propto T$ )。また、 $f_1$ は制御後の周波数、 $G$ は帰還ゲイン、 $S$ はファブリーペロー共振器の共振(パワー透過)特性である。但し、 $G$ をトータルな意味での帰還ゲインとするために $S$ はその最大値で規格化されているものとする。反射係数 $R$ の2枚の半透明平面ミラーが空気中に間隔 $L$ だけ離れて置かれているような構成で平面波の光が垂直入射すれば、

$$S(f_1) = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi f_1 L}{c}\right)} \quad (3.2)$$

と表わされる<sup>23)</sup>。ここで、 $c$ は共振器中の光速度である。

付録3に示すように、ある隣り合った二つの共振周波数の平均値を基準とした $f_0$ と $f_1$ の変化量を、それぞれ、 $\Delta f_0$ と $\Delta f_1$ とすると、式(3.1)は

$$\Delta f_0 = \Delta f_1 + G \cdot S(\Delta f_1) \quad (3.3)$$

と書き替えられ、このとき、関数 $S$ は

$$S(\Delta f_1) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Gamma}{\pi}\right)^2 \cdot \sin^2 x} \quad (3.4)$$

であり

$$x = \left(\frac{\Delta f_1}{F_s} + \frac{1}{2}\right) \pi \quad (3.5)$$



となる。但し、 $\Gamma = \pi\sqrt{R/(1-R)}$ は共振器のフィネスであり、 $F_s = c/2L$ は周波数表示のフリースペクトラルレンジである。

一例として、 $\Gamma = 16$ 、 $F_s = 2\text{GHz}$ 、 $G = F_s/3$ を式(3.3)、(3.4)、(3.5)に代入すると、図3.2の曲線1のような $\Delta f_0$ 対 $\Delta f_1$ 曲線を得る。このとき、 $\Delta f_0$ が増加するような温度変化を半導体レーザに与えると、 $d \rightarrow b$ は負帰還であるが、 $b \rightarrow c$ は正帰還であるから発振周波数は $b$ から $c$ へジャンプする。つまり、 $d \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d' \rightarrow b' \rightarrow c'$ を通過して $\Delta f_1$ は変化するから、共振周波数付近（例えば、 $d \rightarrow b$ 付近）では周波数変化が他の部分に比べて非常に小さくなる。逆に、 $\Delta f_0$ が減少するような温度変化を与えると、 $c' \rightarrow a' \rightarrow d' \rightarrow c \rightarrow a \rightarrow d$ のように $\Delta f_1$ は変化するが、共振周波数付近で周波数が保持されることはない。従って、比例帰還法では階段状の周波数変化が実現される温度変化の向きは一方向に限られる。

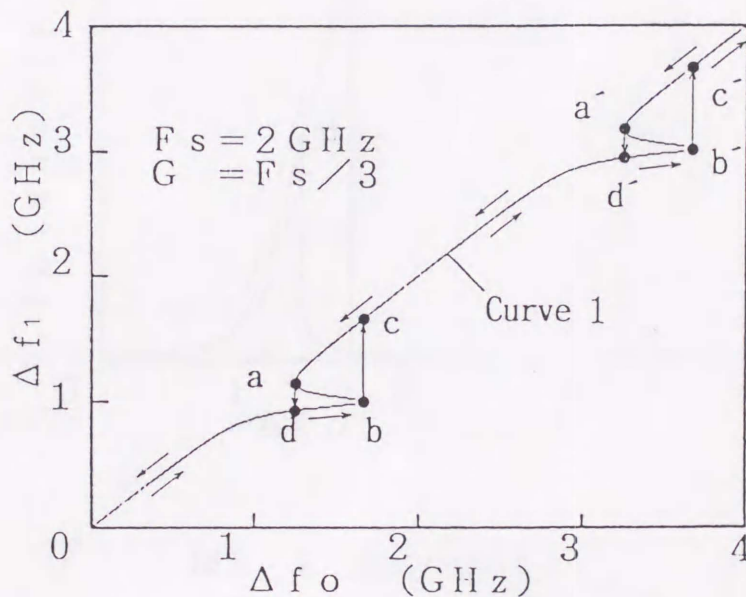


図3.2  $\Delta f_0$ 対 $\Delta f_1$ 曲線（比例帰還法）

次に、このような周波数変化の様子を確認する手段について検討するが、図3.1(a)のA点で観測できる共振器の透過光強度は $\Delta f_0$ の変化すなわち温度変化に対して図3.3のような鋸波の変化を生じる。これは帰還が行われない場合に観測される鋭いスパイク状の共振器の透過光強度変化に比べてずっと緩やかな変化である。発振がほ



ば一定に保持される掃引と階段状の周波数掃引ができない掃引では点bとdに相当する大きさの強度差が生じるから、共振器の透過光強度の検出によって周波数変化の様子を確認することができる。ここで、b、d等はそれぞれ図3.2の記号に対応している。

さて、発振を共振周波数付近で長く保持するためには帰還ゲインが大きいほうが望ましい。しかし、階段状の周波数変化が共振ごとに生じるためには、負帰還による制御が外れる図3.2の曲線1中の点bにおける $\Delta f_0$ が点d'における $\Delta f_0$ より小さくなるようにGを設定する( $G < F_s$ )必要がある。

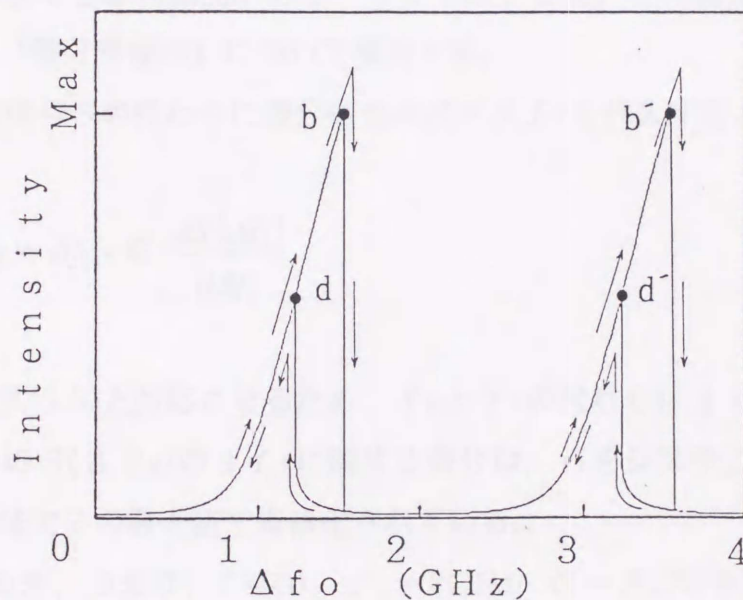


図3.3 透過光強度変化

以上はファブリーペロー形半導体レーザーの場合であるが、他の種類の半導体レーザーでも同様の周波数掃引が可能である。但し、前述の通り、制御前の半導体レーザーの周波数 $\Delta f_0$ の掃引法が異なる。このとき、周波数変化幅はファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジと一致するが、階段状の周波数掃引が実現される温度変化が一方向に限定されたように、変調電流変化や回折格子の角度変化も一方向に限定される。



### 3. 2. 2 微分帰還法

前節で検討した比例帰還法では階段状の周波数掃引が実現される掃引方向が一方向に限定された。この原因は、ファブリーペロー共振器の透過光強度を検出して作成される帰還信号の極性が正または負のどちらか一方となることに起因している。注入電流を制御する半導体レーザの周波数安定化法では、ファブリーペロー共振器の透過光強度を直接帰還する代わりに周波数に関する微分信号を半導体レーザに帰還する方法が広く用いられている<sup>24)</sup>。この場合、微分信号は共振周波数で零となり、その両側で正負の両極性をとるから、これを帰還すれば掃引が一方向に制限されるという問題を解決できる可能性がある。そこで以下では、この微分信号を帰還する方法、つまり、『微分帰還法』について検討する。

式(3.1)の透過信号  $S$  の代わりに微分信号  $dS/df_1$  を代入すると

$$\Delta f_0 = \Delta f_1 - G \cdot \frac{dS(\Delta f_1)}{d\Delta f_1} \quad (3.6)$$

を得る。但し、式(3.3)と対応させるため、 $f_0$ と $f_1$ の代わりに $\Delta f_0$ と $\Delta f_1$ を用いている。上式中の $S(\Delta f_1)$ の $\Delta f_1$ に関する微分は、 $G$ をシステムのトータル帰還ゲインとする意味でその最大値で規格化されている。

図3.2と同じ条件、つまり、 $\Gamma=16$ 、 $F_s=2\text{GHz}$ 、 $G=F_s/3$ を式(3.3)、(3.4)、(3.6)に代入すると、曲線2 (図3.4参照) のような $\Delta f_0$ 対 $\Delta f_1$ 曲線を得るが、この曲線では $\Delta f_0$ が増加する場合、 $d \rightarrow a \rightarrow c \rightarrow f \rightarrow h \rightarrow d' \rightarrow a' \rightarrow c' \rightarrow f' \rightarrow h'$  を通って $\Delta f_1$ が変化し、逆に $\Delta f_0$ が減少する場合、 $f' \rightarrow e' \rightarrow g' \rightarrow b' \rightarrow d' \rightarrow h \rightarrow e \rightarrow g \rightarrow b \rightarrow d$  を通って $\Delta f_1$ が変化する。いずれの場合でも、周波数 $\Delta f_1$ は共振周波数付近 (例えば、 $c-f$  付近) で保持され、微分帰還法では階段状の周波数変化が実現される掃引方向が一方向に限定されないという期待どおりの結果を得た。曲線1が共振周波数付近 (例えば、 $d-b$  付近) でもつ傾きと曲線2が共振周波数付近 (例えば、 $c-g$  付近) でもつ傾きを式(3.3)、(3.6)より比較すると、後者は前者の約1/4程度である。つまり、帰還ゲインが同じ場合、微分帰還法は比例帰還法より共振周波数付近の周波数変化を抑える効果大きい。ところで、階段状の周波数変化が共振ごとに生じるためには、帰還ゲイン $G$ は点 $f$ における $\Delta f_0$ が



点  $e'$  における  $\Delta f_0$  より小さくなるように設定される必要があり、これは比例帰還法と同様であり、 $G < F_s$  であればよい。

以上、微分帰還法には、掃引方向が一方向に限定されないこと、共振周波数付近の周波数変化が比例帰還法よりも小さいなどの優れた点があることが分かった。

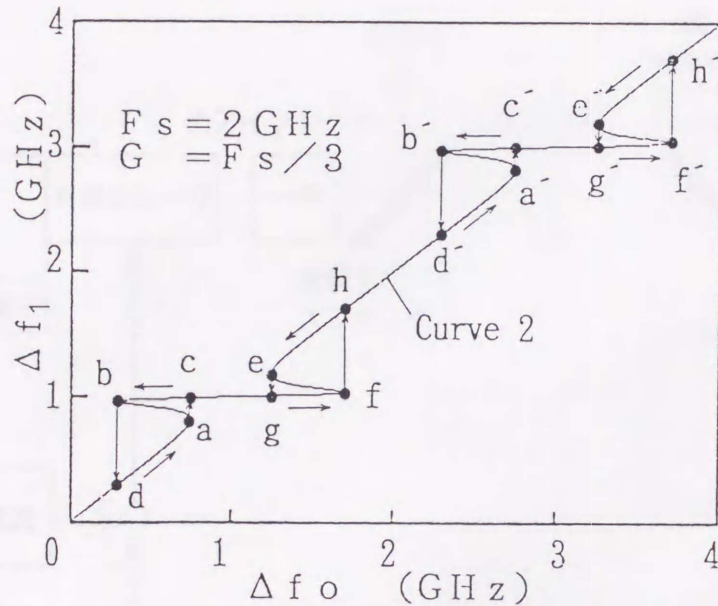


図 3. 4  $\Delta f_0$  対  $\Delta f_1$  曲線 (微分帰還法)

このとき、微分帰還法による階段状の周波数掃引は

1. ファブリーペロー形半導体レーザの場合；時間に比例する半導体レーザの温度変化
2. DBRレーザの場合；時間に比例する変調電流  $I_m$  の変化
3. 外部共振器形半導体レーザの場合；時間に比例する回折格子の角度  $\alpha$  の変化

で実現される。周波数に関する微分  $dS/df_1$  を実現するためにレーザの周波数安定化ではファブリーペロー共振器の間隔をピエゾ素子などを用いて変調している<sup>25)</sup>。



しかし、共振器の透過光強度も同時に変調されるため、この方法では周波数保持が正常に実現されているかどうかのチェックが困難になる。そこで、共振器の間隔を変調しないでも同様の機能を果たすようなシステム構成を検討する。

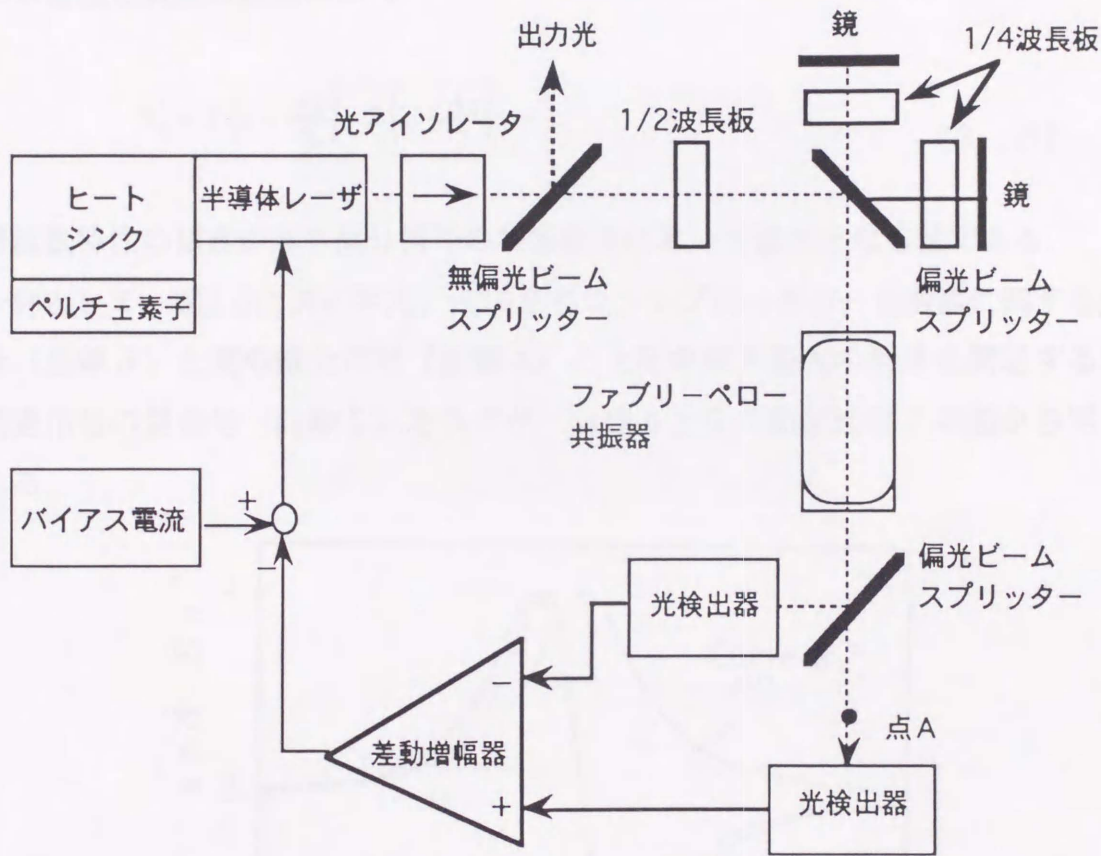


図3.5 微分帰還法のシステム構成

図3.5がここで提案する微分帰還法のシステム構成である。ファブリペロー形半導体レーザーを光源とする構成であるが、他の種類の半導体レーザーを用いてもシステムの基本構成は変わらない。さて、本構成では微分そのものを行う代わりに、わずかに共振位置が異なる2つの透過信号の差を帰還する<sup>26)</sup>。これは、



$$\Delta f_0 = \Delta f_1 - G \cdot \left[ S \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) - S \left( x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \quad (3.7)$$

のように定式化できる。但し、ここでも、 $f_0$ と $f_1$ の代わり $\Delta f_0$ と $\Delta f_1$ を用いている。上式中の $\Delta x$ は二つの透過信号の $x$ 軸上における共振位置のずれを意味し、2つの透過光強度の差信号 $S'_q$

$$S'_q = S \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) - S \left( x - \frac{\Delta x}{2} \right) \quad (3.8)$$

の周波数特性の傾きが真の微分信号の共振位置において最大となる値である。

一例として、図3.6にフィネス $\Gamma=16$ をもつファブリーペロー共振器に関する透過信号（曲線3）と真の微分信号（曲線4）と上記の傾き最大の条件を満足する二つの透過信号の差信号（曲線5）を示すが、曲線4と5の類似性はこの図から明らかである。

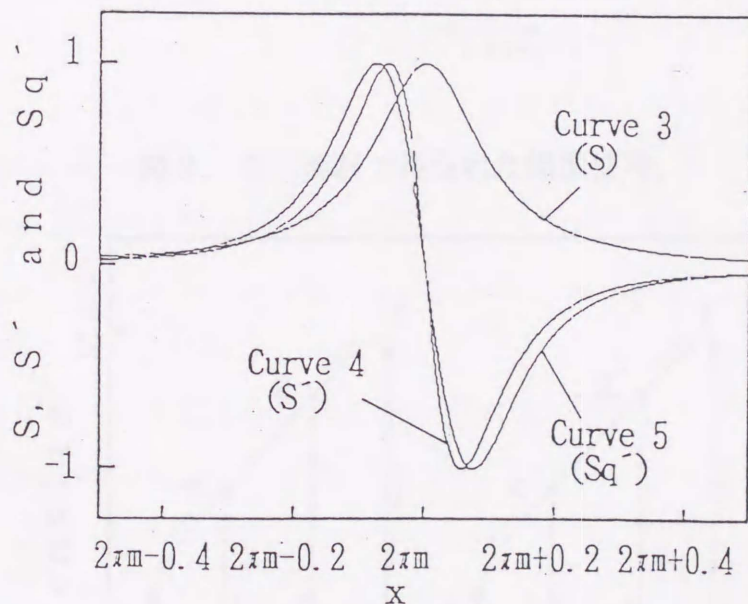


図3.6 帰還信号 ( $m=0,1,2,\dots$ )

また、実際にフィネス $\Gamma=16$ 、フリースペクトラルレンジ $F_s=7.5\text{GHz}$ であるファブリーペロー共振器を用いた実験でも図3.7に示すような曲線が差動増幅器から出



力されている。これより、微分信号の代わりに差信号が帰還されるような構成によっても図3.4と同様の動作が可能であることがわかる。ここでは、このような差信号を『疑似微分信号』と呼び、これを用いた周波数制御法を『疑似微分法』と呼ぶ。図3.6から明らかなように、疑似微分の傾きの最大値は真の微分信号に比べて若干小さいが、その差はそれほど大きくなく、疑似微分帰還法の $\Delta f_0$ 対 $\Delta f_1$ 曲線が図3.4の曲線2と同じ特性を持っていると考えると差し支えない。

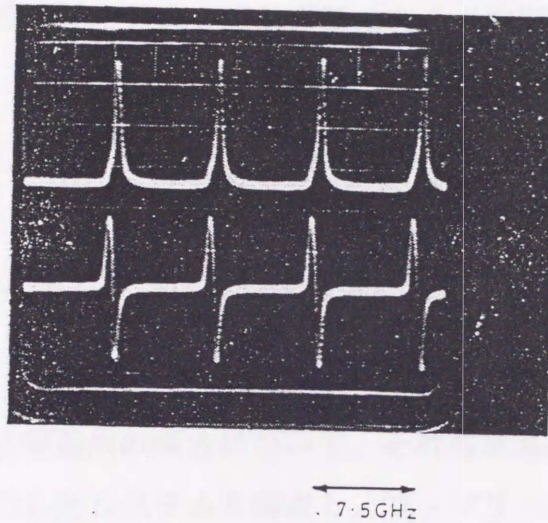


図3.7 実験で得られた帰還信号

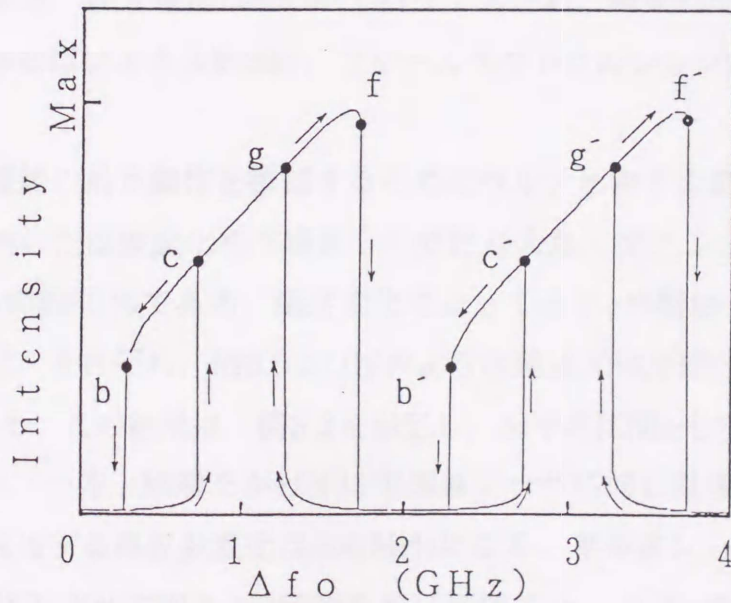


図3.8 透過光強度変化



疑似微分法では、共焦点形のファブリーペロー共振器を使用するが、共振器に偏光方向が直交した2本のレーザビームを斜めから入射する。このとき、2本のレーザビームに対する入射角をわずかにずらし、両者の共振器長 $L$ がわずかに異なるようにする。式(3.5)より $x$ はフリースペクトラルレンジ $F_s$ に依存し、共振器長 $L$ は $F_s$ を決定するから、両者の入射角のずれ $\Delta\theta$ を調整することによって傾き最大の条件を満足する $\Delta x$ が得られ、疑似微分信号を実現することができる。直交した偏光を用いるのは干渉を避けるためである。但し、図3.5では、両ビームの入射角のずれ $\Delta\theta$ は省略している。同図(a)中の点Cで共振器の透過光強度を観測すれば周波数保持の様子を確認できる。このとき、比例帰還法の図3.3に対応する透過光強度変化は図3.8のようになる。ここで、b, c, f, g等は、それぞれ、図3.5の記号に対応している。

### 3. 3 実験

比例帰還法と疑似微分帰還法の両方について、それらの基本的動作を確認するため、図3.1(a)と図3.5に示したシステムを構成し、ファブリーペロー共振器の透過光強度変化がそれぞれ図3.3と図3.8に従うかどうか調べる。使用した半導体レーザは830nm帯のGaAlAs形(HLP-1400:日立製)であり、ファブリーペロー形半導体レーザの一種である。注入電流は80mAでバイアスされ、電気的な帰還信号により微調される。共振器はフィネス約200、フリースペクトラルレンジ2GHzの共焦点形である。

まず、比例帰還法の基本動作を確認するためにペルチェ素子の駆動電流を調整してほぼ時間に比例した温度変化を半導体レーザに与えた。ゲイン $G$ はフリースペクトラルレンジ $F_s$ の約80%である。温度変化によって $\Delta f_0$ が増加する掃引と $\Delta f_0$ が減少する掃引で、それぞれ、図3.9(a),(b)のような透過光強度変化が観測された。横軸は $\Delta f_0$ である。この結果は、図3.3を満足し、図中の区間a-bの周波数変化は約5MHzに過ぎない。一方、帰還をかけずに半導体レーザに同じ温度変化を与えた場合では同区間に相当する周波数変化は800MHzになる。半導体レーザの温度を31.5℃から21.5℃に降下させて図3.9の観測を更に続けると、 $\Delta f_0$ の最大値として約270GHzを得た。この270GHzは今回使用した半導体レーザの最大周波数可変幅である。つまり、ステップ可変光周波数掃引器の最大掃引幅は、無帰還時、すなわち、



フリーラニング状態における最大周波数可変幅に等しい。

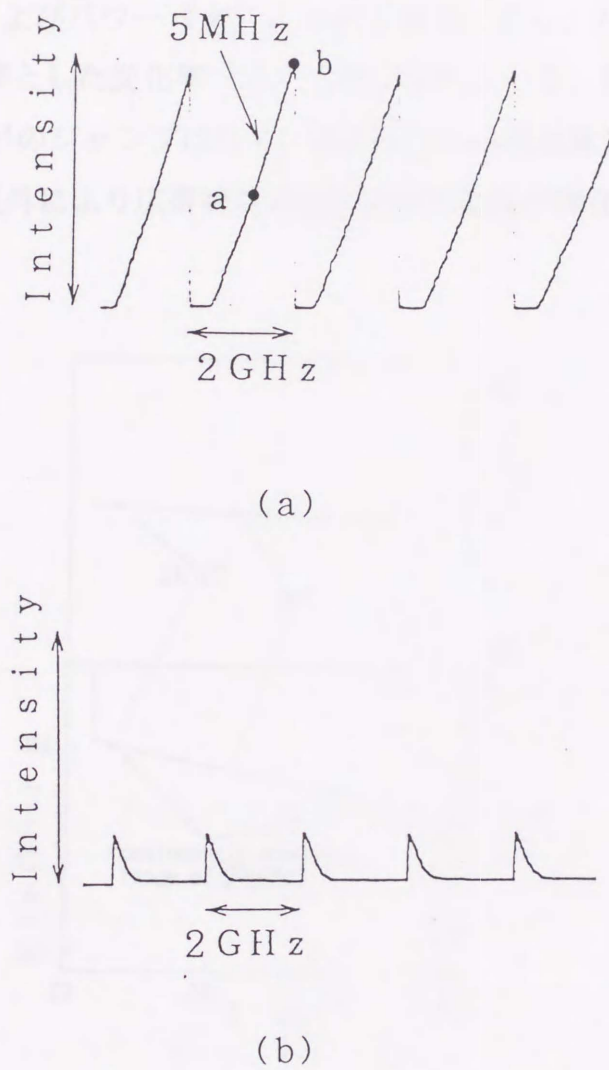


図 3. 9 透過光強度変化 (比例帰還法)

但し,

- (a)  $\Delta f_0$ が増加する場合
- (b)  $\Delta f_0$ が減少する場合

である。



実験に使用したファブリーペロー形半導体レーザの温度に対する周波数および出力パワーの変化を調べた測定結果を以下に示す. 図3.10は注入電流 ( $I$ ) を一定( $=80\text{mA}$ )とし, ペルチェ素子によって半導体レーザの温度 ( $T$ ) を変化させたときの発振周波数 ( $f_o$ ) およびパワー ( $P$ ) の変化である. 但し, パワーの変化は $26^\circ\text{C}$ におけるパワーを基準とした変化率 (%) で表示されている. 室温付近の $21.5^\circ\text{C}$ から $31.5^\circ\text{C}$ では縦モードのジャンプはなく, 約 $270\text{GHz}$ の周波数変化が可能である. また, この温度範囲以外により広帯域な周波数連続可変幅が存在する可能性もある.

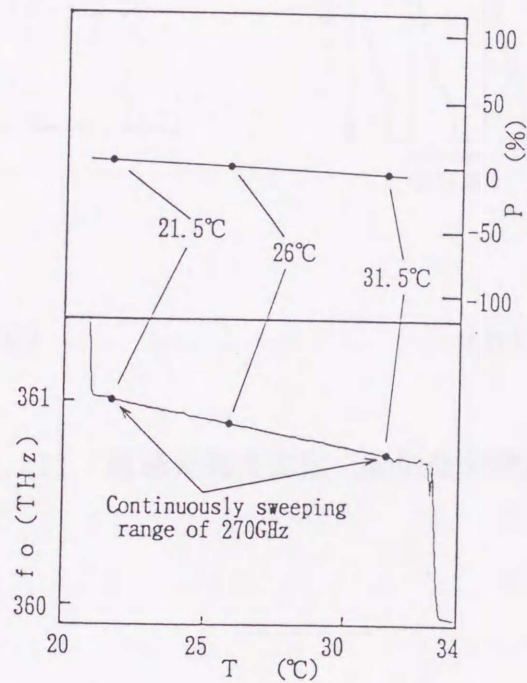


図3.10 半導体レーザの温度特性

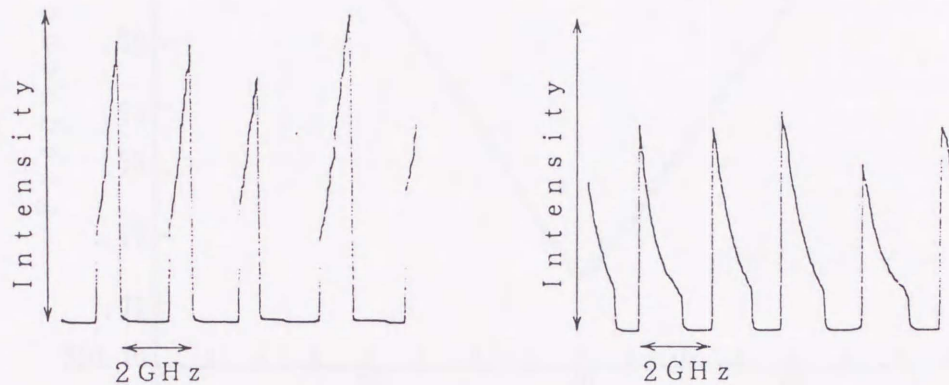
但し,

上図は光強度( $P$ )の温度( $T$ )依存性

下図は周波数( $f_o$ )の温度( $T$ )依存性

を示す.





(a)

(b)

図3.11 透過光強度変化 (疑似微分帰還法)

但し,

(a)  $\Delta f_0$ が増加する場合

(b)  $\Delta f_0$ が減少する場合

である.

図3.11は  $\Delta f_0$ が増加する方向(a)と  $\Delta f_0$ が減少する方向(b)で観測された疑似微分帰還法によるファブリーペロー共振器からの透過光強度変化である. ゲイン  $G$  がフリースペクトラルレンジ  $F_s$  の約50%であることを除いて比例帰還法と同じ条件で観測された結果は図3.6を満足し, 階段状の周波数変化が実現される温度変化方向が一方に限定されないことが確認された.



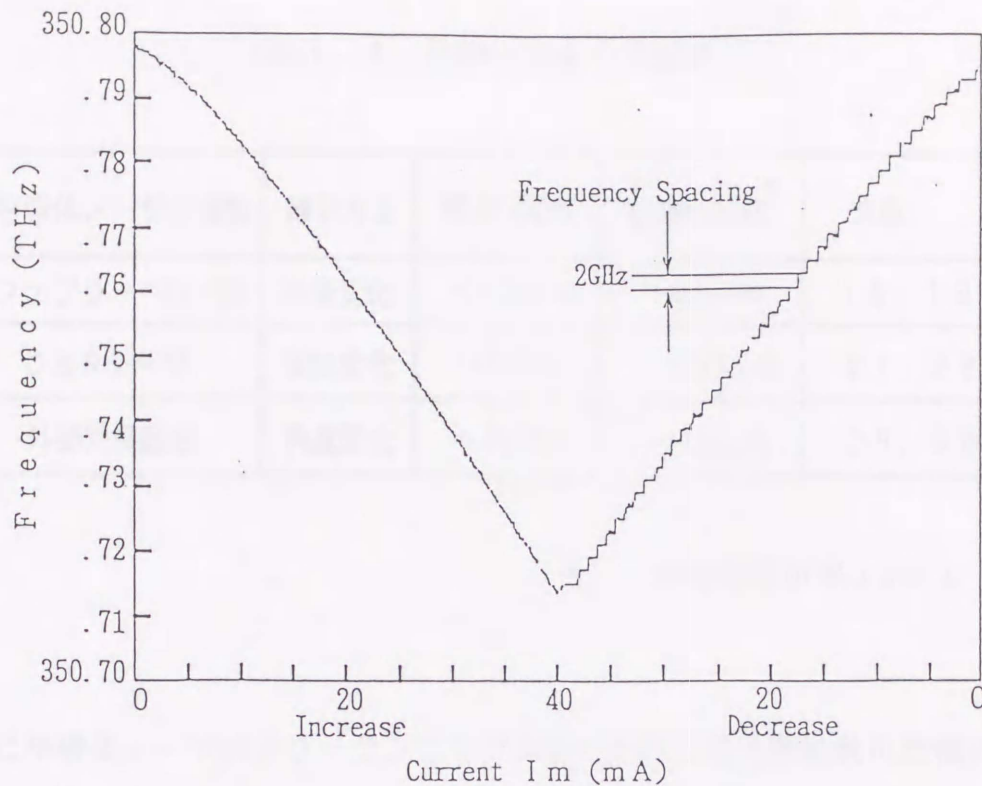


図3.12 発振周波数変化 (DBRレーザ)

次に、DBRレーザ (YL85XT: 横河電機製, 文献 [27]) を用いて図3.1(b)に示すようなシステムを構成した。ファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジは2GHzである。図3.12は光波長計で測定した変調電流  $I_m$  に対する発振周波数変化である。透過光強度を電氣的に直接帰還する比例帰還法であるため、変調電流  $I_m$  が減少する方向に限って階段状の周波数変化が実現された。観測された周波数変化幅も2GHzであり、周波数変化幅が共振器のフリースペクトラルレンジと一致するというステップ可変光周波数掃引器の特徴が確認された。DBRレーザは多電極構造であるが、電流  $I_p$  と  $I_g$  の比を一定に保ちながら、両者の電流を増加することによって縦モードジャンプを広い範囲で避けることができる。最大掃引幅は約800GHzであり、一般的なファブリーペロー形半導体レーザの約3倍に相当する。また、電流変化による周波数掃引は温度変化による場合に比べて高速掃引が可能になる点で有利である。



表3.1 連続可変幅の文献値

半導体レーザーの種類	掃引方法	最大可変幅	距離分解能*	文献
ファブリーペロー形	温度変化	~300GHz	~0.5mm	18, 19
DBRレーザー	電流変化	~1THz	~150 $\mu$ m	27, 28
外部共振器形	角度変化	~10THz	~15 $\mu$ m	29, 30

\*) 実効群屈折率  $r_g = 1$ 

表3.1に半導体レーザーのフリーランニング状態における最大周波数可変幅の文献値を示す。また、最大周波数可変幅から光周波数領域リフレクトメトリーの距離分解能を予測した。但し、空気中の屈折率( $r_g = 1$ )を式(2.19)に代入した。実際の障害点探査では、光導波路(例えば、LiNbO<sub>3</sub> 光変調器、光集積回路など)で、ミリメートルないしはサブミリメートル程度、半導体レーザーで、数十ミクロン程度の分解能が求められている。従って、光導波路評価にはファブリーペロー形半導体レーザーやDBRレーザーによる掃引器、半導体レーザーのような超短尺デバイス評価には外部共振器形半導体レーザーを用いた掃引器が適している。

### 3.4 まとめ

半導体レーザーの周波数を階段状に掃引するため、ステップ可変光周波数掃引器を開発した。本掃引器では簡単な変調(例えば、時間に比例する温度変化や電流変化)により階段状の周波数掃引が実現される。このとき、周波数変化幅はファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジと一致する。つまり、注入電流による直接変調時に問題となる非線形性(注入電流を階段状に変化させても、周波数変化が理想的な変化と異なる現象)などの誤差要因と無関係である。最大周波数掃引幅はフリーランニング状態における縦モードのジャンプのない周波数可変幅と一致するが、



各種半導体レーザーを用いることにより、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーに求められている距離分解能を実現することができる。

図 1.1 測定原理  
光リフレクトメトリーは、試料表面の反射率変化を測定することによって、試料の厚さや組成などを測定する。短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーでは、従来の光リフレクトメトリーよりも短い波長のレーザー光を用いることによって、短尺デバイス評価に必要となる距離分解能を実現している。図 1.1 は、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定原理を示している。

ここで、本稿では、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定原理について、図 1.1 を用いて説明する。図 1.1 は、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定原理を示している。短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーでは、従来の光リフレクトメトリーよりも短い波長のレーザー光を用いることによって、短尺デバイス評価に必要となる距離分解能を実現している。図 1.1 は、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定原理を示している。

図 1.2 測定方法  
短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定方法は、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定原理に基づいて行われる。短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーでは、従来の光リフレクトメトリーよりも短い波長のレーザー光を用いることによって、短尺デバイス評価に必要となる距離分解能を実現している。図 1.2 は、短尺デバイス評価用光リフレクトメトリーの測定方法を示している。



## 第4章 反射測定法

### 4. 1 まえがき

光導波路等の障害点探査を目的とする光リフレクトメトリーでは反射光強度分布を評価し、障害点の位置と反射光強度を測定する。但し、光周波数領域リフレクトメトリーでは等周波数間隔毎にサンプリングされる干渉信号のパワースペクトル分布が反射光強度分布に対応する。従って、このような離散値信号に有効なスペクトル解析法が必要となる。第2章では干渉信号のスペクトル解析に離散フーリエ変換を用いる測定法について述べた。線形スペクトル解析法である離散フーリエ変換法はパワースペクトルを安定的に再生するが、距離分解能に対して各反射点が十分離れている場合に測定が限定された。

そこで、本章では、離散フーリエ変換法と最大エントロピー法を組み合わせた新しい反射測定法、『組合せ法』を提案する。最大エントロピー法<sup>31)</sup>は離散フーリエ変換法と比較してスペクトル分解能、すなわち、距離分解能が高いことで知られているが、非線形スペクトル解析法であるために、再生されるスペクトル強度が不安定である。従って、最大エントロピー法は反射光強度の測定には不向きであるが、障害点位置の測定には適している。『組合せ法』は、『障害点位置の検出にスペクトル分解能の高い最大エントロピー法を用いるが、反射強度の測定にはスペクトル強度が安定する離散フーリエ変換法を用いる反射測定法』である。ここでは、同一の実験データを用いて離散フーリエ変換法と『組合せ法』を比較し、本法の有効性を確認する。

### 4. 2 組合せ法<sup>32-33)</sup>

#### 4. 2. 1 解析方法

光導波路等の障害点探査では、等周波数間隔毎にサンプリングされる干渉信号のスペクトル解析を必要とするが、目的を、『二、三の線（反射点）スペクトルの検出』におくことができる。すなわち、反射を孤立した複数の反射点の集合であると



仮定する。このような場合、以下で述べるように、線スペクトルに対する分解能が高いスペクトル解析法として知られている最大エントロピー法にフーリエ変換を組み合わせることによって式(2.19)の $\Delta z$ 、すなわち、フーリエ変換法の距離分解能より短い距離にある2点反射が分離できる。今、等周波数間隔でサンプリングされる干渉信号を

$$h_{-N/2}, h_{-N/2+1}, \dots, h_{-1}, h_0, h_1, \dots, h_{N/2-2}, h_{N/2-1} \quad (4.1)$$

のような $N$ 個の離散値とする。但し、図2.1で示したように $z$ 軸を考え、原点を参照光と光路長が等しい $z$ 軸上の点とする。また、干渉信号に直流分が含まれないように評価対象物を $z > 0$ に設置する。このとき、赤池の自己回帰モデル<sup>3,4)</sup>は

$$h_n = - \sum_{i=1}^d a_{d,i} \cdot h_{n-i} + \varepsilon_n \quad (4.2)$$

のような確率過程モデルになる。但し、 $\varepsilon_n$ 、 $h_n$ は独立な白色雑音、 $n$ は整数、 $d$ は自己回帰モデルの次数である。両辺に

$$h_n, h_{n-1}, h_{n-2}, \dots, h_{n-d} \quad (4.3)$$

を順に掛けて期待値(=  $E \{ \}$ )を求めると、雑音 $\varepsilon$ の分散 $P_d$ と自己相関関数 $\phi_n = E \{ h_n \cdot h_{n+n} \}$ から

$$\begin{bmatrix} \phi_0 & \cdots & \phi_d \\ \phi_1 & \cdots & \phi_{d-1} \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ \phi_d & \cdots & \phi_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ a_{d,1} \\ \cdot \\ \cdot \\ a_{d,d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_d \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix}$$

(4.4)



を得る。但し、 $\ell$ は整数 ( $\ell < n$ ) である。従って、最大エントロピー法のパワースペクトルを  $P$  とすれば

$$P(m) = \frac{P_d}{\left| 1 + \sum_{i=1}^d a_{d,i} \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) \right|^2} \quad (4.5)$$

となり、測定信号より自己相関関数  $\phi_n$  を求め係数  $a_{d,i}$  と  $P_d$  を計算すれば  $P(m)$  より反射点を求めることができる。但し、 $j$  は虚数単位、反射点は  $z = m \cdot \Delta z$  である。以下では、第2章と同様に  $m$  を用いて反射位置を示す。しかし、最大エントロピー法は非線形スペクトル解析法であるからスペクトル強度が不安定で<sup>34)</sup>、上式より直ちに反射強度を安定化することは難しい。つまり、最大エントロピー法のパワースペクトルから反射強度を測定することは困難であり、ここで提案する『組合せ法』では反射光強度を安定化するためにフーリエ変換法を用いる。フーリエ変換法は線形スペクトル解析法であるため、最大エントロピー法と比較して再生スペクトルが安定である。そこで、最大エントロピー法によって測定された反射点をフーリエ変換の像再生過程に使用する。

今、 $R$ 個の孤立した反射点  $m_p$  ( $p = 0, 1, 2, \dots, R-1$ ) が最大エントロピー法によって測定されたものとする。ここで、デルタ関数を  $\delta$  とし、

$$H(m) = \sum_{p=0}^{R-1} \{H(m_p) \delta(m_p - m) + H(-m_p) \delta(m_p + m)\} \quad (4.6)$$

とフーリエ変換法で再生されるスペクトル分布、式(2.23)は等しいとみなす。上式を式(2.30)に代入すれば

$$\hat{H}(m) = \sum_{p=0}^{R-1} \{H(m_p) \text{sinc}(m_p - m) + H(-m_p) \text{sinc}(m_p + m)\} \quad (4.7)$$

を得るが、更に、 $m \sim m_0, m_1, \dots$  を代入すれば、



$$[\dot{H}] = [S^+] \cdot \text{Re} \{ [H] \} + j [S^-] \cdot \text{Im} \{ [H] \} \quad (4.8)$$

を得る。但し、 $\dot{H}_p = \dot{H}(m_p)$ 、 $H_p = H(m_p)$  とすれば、

$$[\dot{H}] = (\dot{H}_0, \dot{H}_1, \dots, \dot{H}_{R-1})^T, \quad [H] = (H_0, H_1, \dots, H_{R-1})^T \quad (4.9)$$

である ( $T$ : 転置)。また、 $\text{Re} \{ \}$ 、 $\text{Im} \{ \}$  はベクトルの実数、虚数部を意味し、 $[S^+]$ 、 $[S^-]$  は行列要素  $S^+_{qp}$ 、 $S^-_{qp}$  が

$$S^{\pm}_{qp} = \text{sinc}(m_q - m_p) \pm \text{sinc}(m_q + m_p) \\ (p, q = 0, 1, 2, \dots, R-1, \pm: \text{複号同順}) \quad (4.10)$$

の正方行列である。そこで、式(2.32)より求めた  $\dot{H}_0, \dot{H}_1, \dots$  から、 $|H_0|^2, |H_1|^2, \dots$  を求め、最大エントロピー法のパワースペクトル  $P(m)$  をこの値で修正するのが、ここで提案する『組合せ法』である。なお、式(4.6)から式(4.10)までの導出過程については付録4で説明する。

#### 4. 2. 2 像劣化と測定条件

前節で述べた『組合せ法』とは反射位置を最大エントロピー法で測定し、反射スペクトル(強度)をフーリエ変換により求めたスペクトル分布を用いて安定化するスペクトル解析法であるが、本節では、再生像(スペクトル分布)の劣化と測定条件について検討する。

今、周波数間隔の乱れによって生ずる測定誤差を  $\eta$  とし、式(4.2)の離散値である  $h_n, h_{n-1}, \dots$  に本誤差を加えた離散値を  $\dot{h}_n (= h_n + \eta_n)$ 、 $\dot{h}_{n-1}, \dots$  と記す。ここで、誤差  $\eta$  は  $\varepsilon$  と独立な白色性の雑音であるものとする。このとき、最大エントロピー法の式(4.2)と(4.4)は



$$\dot{h}_n = - \sum_{i=1}^d a_{d,i} \cdot \dot{h}_{n-i} + \varepsilon_n \quad (4.11)$$

$$\begin{bmatrix} \dot{\phi}_0 & \cdots & \phi_d \\ \phi_1 & \cdots & \phi_{d-1} \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ \phi_d & \cdots & \dot{\phi}_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ a_{d,1} \\ \cdot \\ \cdot \\ a_{d,d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_d \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix}$$

(4.12)

となる。但し、 $\dot{\phi}_0 = \phi_0 + Q_d$ 、 $Q_d$ は雑音 $\eta$ の分散である。つまり、雑音 $\eta$ が小さく、 $\phi_0 \gg Q_d$ となれば自己回帰係数が式(4.2)と等しくなり、反射位置の測定精度はそれだけ向上する。つまり、最大エントロピー法を単独で使用する場合、雑音の分散値 $Q_d \sim 0$ が測定条件になる。

最大エントロピー法とフーリエ変換を組み合わせる場合、式(2.23)に白色雑音 $\eta_n$ のフーリエ成分 $\Gamma$

$$\Gamma(m) = \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \eta_n \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) \quad (4.13)$$

が重畳され、 $\dot{H}(m)$ が $\dot{H}(m) + \Gamma(m)$ に変化する。従って、 $|\dot{H}(m)|^2 \neq 0$ となる反射が存在するスペクトル領域では

$$\begin{aligned} & |\dot{H}(m) + \Gamma(m)|^2 \\ &= |\dot{H}(m)|^2 \{1 + |\Gamma(m) / \dot{H}(m)|^2 + \Gamma(m) / \dot{H}(m) + \Gamma^*(m) / \dot{H}(m)^*\} \end{aligned} \quad (4.14)$$



となる（\*複素共役）．但し， $|\Gamma^2|$ の平均値が雑音  $\eta$ の分散  $Q_d$ に対応する．『組合せ法』では，スペクトル強度の安定化にフーリエ変換を使用するため， $\Gamma \sim 0$ となり，最大エントロピー法の測定条件である  $|\Gamma^2| \sim 0$ と比べて，測定条件が厳しい．但し，『組合せ法』では，線スペクトル分解能が高いことで知られている最大エントロピー法とスペクトル強度が安定化されるフーリエ変換法の長所を組み合わせることができる．

#### 4. 3 実験

図4.1に示すようなシステムで光リフレクトメトリーを構成した．このとき，参照光と反射光の干渉信号を測定する．本システムの周波数掃引部は第3章2節で述べたファブリーペロー形半導体レーザによるステップ可変光周波数掃引器であるが，周波数制御法は『比例帰還法』であり，ファブリーペロー共振器からの透過光強度に比例した電気信号が半導体レーザに帰還される．前述のとおり，測定は等周波数間隔で正確に行われる必要があるが，本掃引器では，共振器長を安定化することにより正確な周波数変化幅をもつ階段状の周波数掃引を容易に実現できる．また，変化幅はファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジと一致する．階段状の周波数掃引は簡単な温度変化（例えば：時間に比例する変化）を半導体レーザに与えることにより実現され，周波数が一定に保持されている状態はファブリーペロー共振器からの透過光の一部をモニタすることによって確認できる．なお，半導体レーザの温度変化はペルチェ素子の駆動電流変化により行われ，干渉信号検出部は第2章3節で述べたように微弱な反射光の検出を考慮した光ヘテロダイン法を用いている．また，ステップ可変光周波数掃引器の光強度の一部を参照用の光検出器で検出し，階段状の周波数掃引により生ずる光強度変化を各ステップ位置で補正している．但し，周波数掃引には半導体レーザの温度変化を用いるため，電流注入による直接変調と比較すれば強度変化は非常に小さい．

実験では，光源に室温付近で270GHz程度の連続周波数可変幅をもつ発振波長830nm帯の半導体レーザ(HLP-1400)を使用した．評価対象物は図4.2のように微小間隔で平行に並べた2枚のガラス板（硼硅酸クラウンガラス製）であり，A～Dは各反射点を示す．レーザ光は垂直に入射されるが，このとき，群屈折率は  $n_g = 1.525$ ，板厚は，それぞれ，5.06mm，3.04mm，両者の比（厚比）は



0.61(=3.04/5.06)である．そこで，ファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジを2GHzとし，測定範囲  $z_{max} \sim 37.5\text{mm}$  [式(2.33)] とした( $r_g = 1$ )．本システムの場合，評価対象物長に応じた  $z_{max}$  の変更はフリースペクトラルレンジの調整によって簡単にできる．また，各反射点A～Dが  $z$  の比較的小さい範囲に存在するように評価対象物を設置した．このとき，測定点数は128であり，ファブリーペロー共振器長は温度制御により  $\pm 0.01^\circ\text{C}$  以内に安定化されている．さて，スペクトル解析に離散フーリエ変換を用いる場合，距離分解能は式(2.19)より空气中( $r_g = 1$ )で約0.586mmであり，ガラス板間(B-C)をこれより短く設定してフーリエ変換法とここで提案した『組合せ法』による反射強度分布測定を比較した．

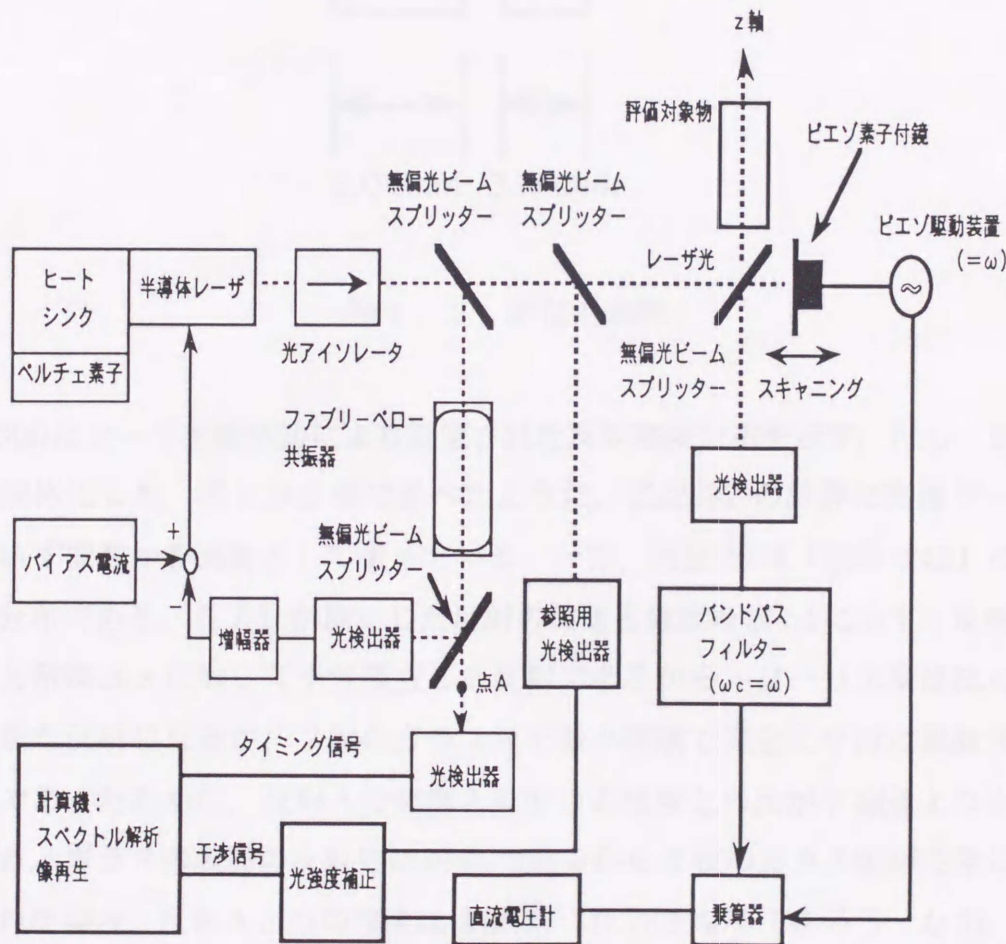


図4. 1 光周波数領域リフレクトメトリー (実験)



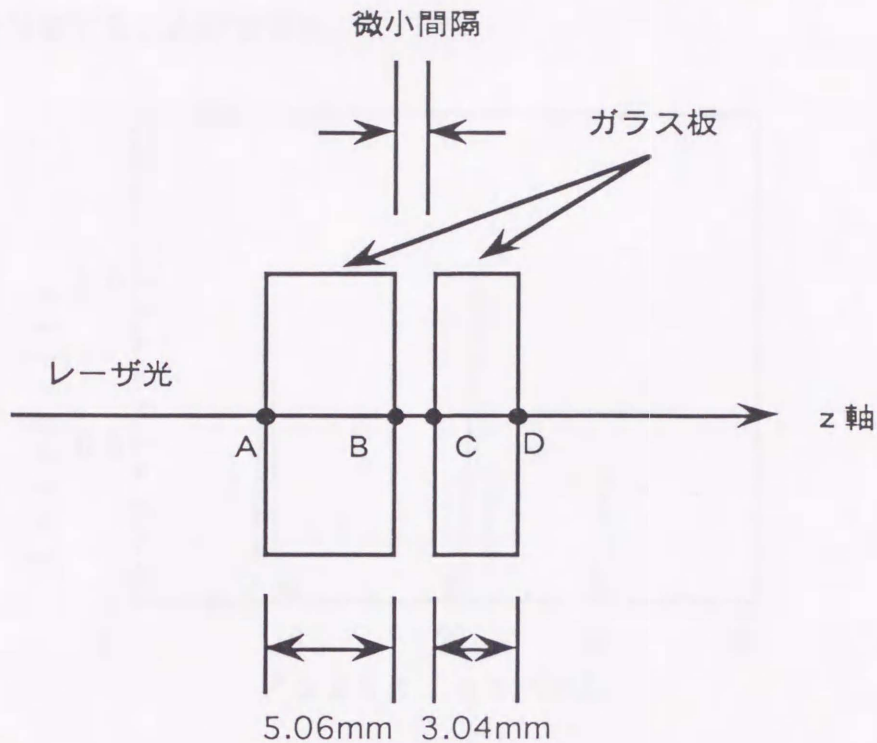


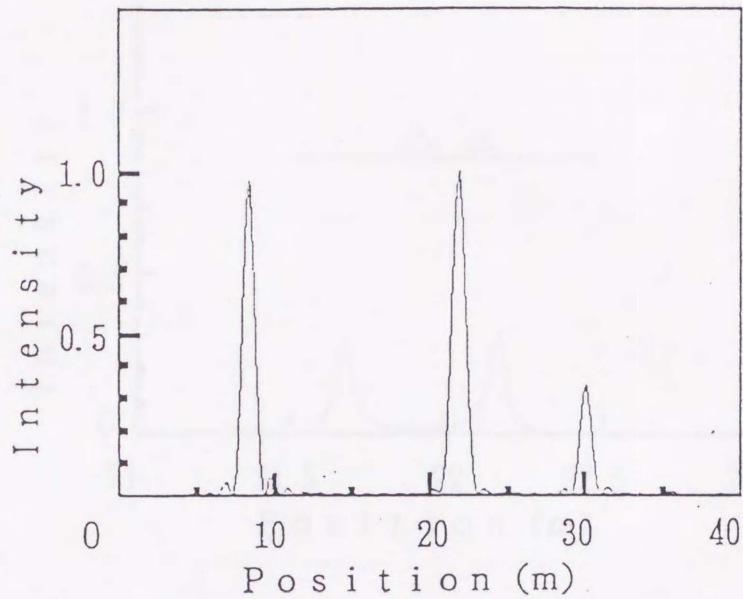
図4. 2 評価対象物

図4.3(a)にフーリエ変換法により測定された反射強度分布を示す。但し、強度は最大値で規格化した。第2章2節で述べたように、式(2.32)の計算に高速フーリエ変換を用いず変数 $m$ を実数として扱っている。一方、同図(b)は『組合せ法』による反射強度分布である。各方法が測定した反射の位置と強度を表4.1に示す。反射AとDは距離分解能 $\Delta z$ に対して十分孤立した反射であるから、フーリエ変換法によって測定可能な反射になるが、2枚のガラス板を微小間隔で完全に平行に設置することが困難であったために、反射Aの強度と反射Dの強度との比が予測値より大きくなっている。ガラスの表面の反射率は約4%であるから2枚のガラス板が完全に平行に設置された場合、反射AとDの強度比はほぼ1:0.78となるであろう。なお、『組合せ法』の具体的処理手順を付録5に示した。

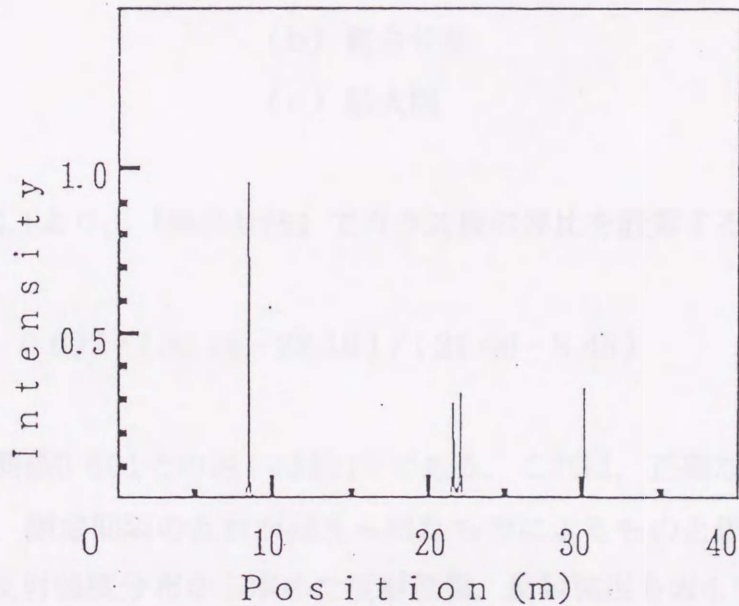
表4.1より各測定法で求めた反射位置と反射強度はこの付近で一致していることがわかるが、『組合せ法』では反射を示すスペクトルの線幅が細く、サイドローブも見られず、フーリエ変換法よりSN比の良好な強度分布を得ることができる。更に、フーリエ変換法では分離できなかった反射BとCもはっきり識別できる。この部分



を拡大し図4.3(c)に示すが、『組合せ法』では式(2.19)の距離分解能の約半分の距離まで反射を分離することができた。



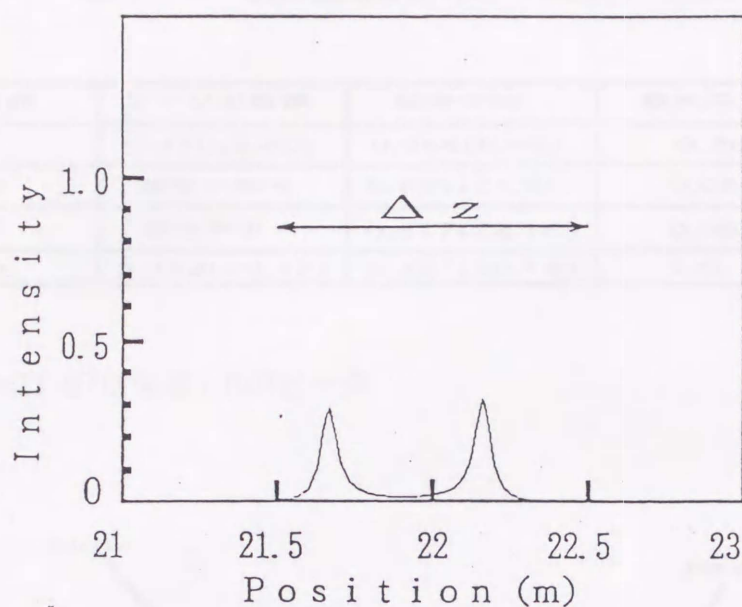
(a)



(b)

(次ページへ続く)





(c)

図4.3 反射強度分布

(a) フーリエ変換法

(b) 組合せ法

(c) 拡大図

さて、表4.1より、『組合せ法』でガラス板の厚比を計算すると

$$0.607 = (30.18 - 22.16) / (21.66 - 8.45) \quad (4.15)$$

となり、実測値0.601との違いは約1%である。これは、正確な階段状の周波数掃引が実現され、測定間隔の乱れが抑えられたものによるものと思われる。最大エントロピー法の反射強度分布から求めた反射位置、反射強度も表4.1に示したが、最大エントロピー法では反射強度の値が測定毎に大きく変化し、スペクトル強度が非常に不安定であった。これに対して、『組合せ法』で再生したスペクトル強度が安定であった。従って、反射スペクトルを安定化し、反射位置を精度良く測定するためには、ここで提案した『組合せ法』によるスペクトル解析が有効であろう。



表4. 1 反射強度と反射点 (括弧内: 位置)

反射点	フーリエ変換	組合せ法	最大エントロピー法
A	0.970(8.40)	0.966(8.45)	0.261(8.45)
B	測定不可*	0.289(21.66)	0.084(21.66)
C	測定不可*	0.317(22.16)	0.091(22.16)
D	0.352(30.17)	0.337(30.18)	1.0 (30.18)

\* :  $m=21.97$ に強度1.0のピーク

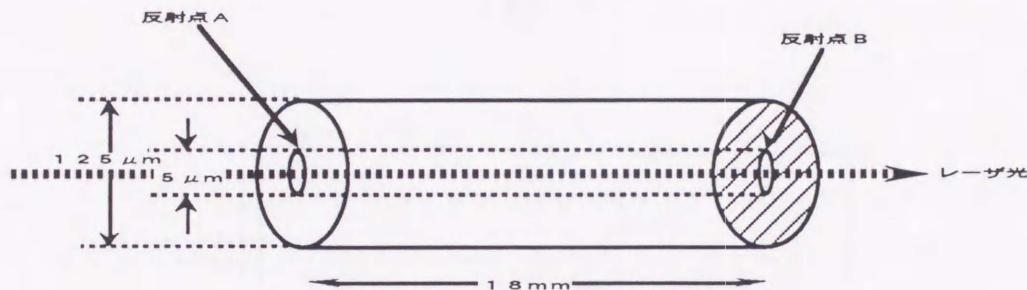
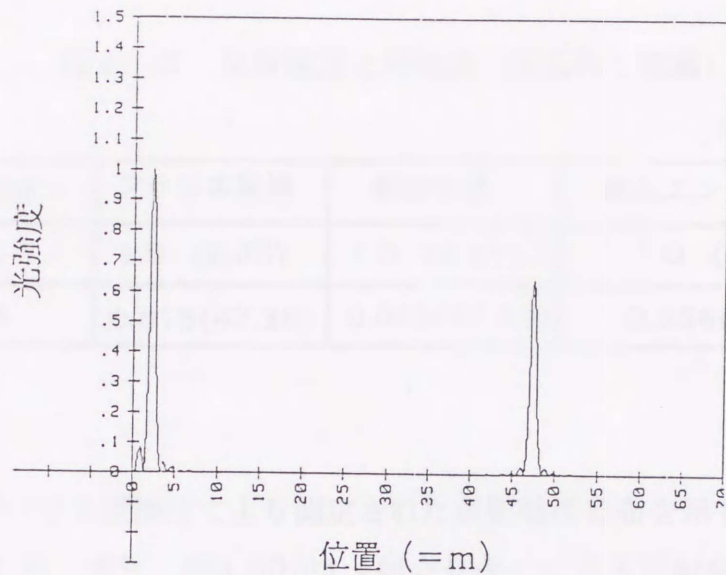


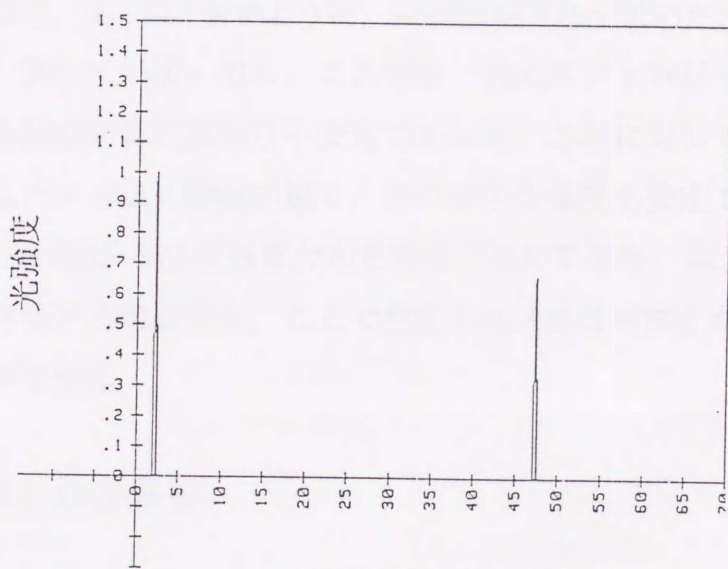
図4. 5 短尺ファイバ

次に、光導波路 (LiNO<sub>3</sub>などの光変調器) に近い条件で反射測定の実験を行った。評価対象物は短尺ファイバであり、この場合、入射位置 (点A) と出射位置 (点B) が反射点となる (図4.5参照)。レーザー光はレンズを介して結合されるが、レンズには無反射コーティングが施されているため、レンズによる反射は無視できる。実際の光導波路に近いコア径をもつ光ファイバとして、長さ18mm、コア径5 μm、クラッド径125 μmの近赤外用単一モードファイバ (藤倉電線製) を用いた。ここでも、ファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジを2GHzとし、 $Z_{max} \sim 37.5\text{mm}$ とした ( $r_g = 1$ )。このとき、測定点数は128、スペクトル解析に離散フーリエ変換を用いる場合、距離分解能は約0.586mm ( $r_g = 1$ )である。





(a)



位置 (=m)

(b)

図4. 6 反射光強度分布

(a) フーリエ変換法

(b) 組合せ法



表4. 2 反射強度と反射点 (括弧内: 位置)

反射点	フーリエ変換	組合せ法	最大エントロピー法
A	1.0 (2.25)	1.0 (2.25)	1.0 (2.25)
B	0.815(47.38)	0.820(47.50)	0.556(47.50)

図4.6(a)にフーリエ変換法により測定された反射強度分布を示す。但し、強度は最大値で規格化した。また、図4.6(b)は『組合せ法』による反射強度分布である。反射AとBは距離分解能 $\Delta z$ に対して十分孤立した反射であるから、両者ともフーリエ変換法によって測定可能な反射になる。2反射点とも距離分解能に対して離れて存在しているので、表4.2に示すように、両反射測定法で求めた反射位置と反射強度はこの付近で一致している。但し、ここでも、最大エントロピー法から求めた反射強度スペクトルは測定毎に異なり不安定であった。これに対して、『組合せ法』では反射を示すスペクトルの線幅が細く、スペクトル強度も安定であり、サイドローブも見られず、SN比の良好な強度分布を得ることができた。以上の実験より、実際の光導波路を評価する場合でも、ここで提案した『組合せ法』が有効であることを確かめることができた。

#### 4. 4 考察と将来展望

『組合せ法』では、最大エントロピー法を用いて反射位置の測定精度を改善し、フーリエ変換を用いて反射を示す線スペクトルのピーク値を安定化した。本節では、反射強度の測定精度について考察する。式(2.5)で示したように、孤立した反射が1個存在する場合、反射率は干渉信号の振幅に含まれる。従って、この場合、反射強度の測定精度は干渉信号の測定精度と一致する。そこで、まず、干渉信号検出の測定精度を評価すると

- (1) 光ヘテロダイン検出による雑音 (誤差  $10^{-4}$  %以下)



- (2) 光検出器内の増幅器, バンドパスフィルター, 掛算器を用いる検出システムの雑音 (誤差  $10^{-4}$  %以下)
- (3) 干渉信号測定用直流電圧計測定精度 (誤差  $10^{-4}$  %以下)
- (4) 周波数掃引時の光強度変化の補正精度 (誤差  $10^{-2}$  %以下)
- (5) 周波数掃引時の周波数間隔の乱れ (誤差  $10^{-2}$  %程度)

である. 括弧 1 - 3 は干渉信号検出系の測定誤差であり, 括弧 4 - 5 は, 階段状の周波数掃引の乱れによる測定誤差である. また, 数値は, 実際に, システムを構成した場合に対応する. 従って, 孤立した反射が 1 個存在する場合, 反射強度の測定精度は  $10^{-2}$  %程度であると考えられる. 但し, 反射が複数個存在する場合, 個々の反射と参照光による干渉信号が多重化されて検出されるため, 干渉信号をスペクトル解析することになり, 反射強度の測定精度も使用するスペクトル解析法に大きく依存する. また, 『組合せ法』では, 反射位置の測定に最大エントロピー法を用いているが, 位置測定誤差として約 1 %を実験で確認している. そして, 最大エントロピー法で測定した反射位置を利用して, 反射強度スペクトルをフーリエ変換を用いて安定化している. 従って, 反射位置と反射強度の測定精度を独立に考えることができない. このとき, 干渉信号の測定精度は反射強度の測定精度の目安程度に過ぎないが, 既知の反射率を持つ複数のエタロン (ガラス板) を 2 点反射物と考えて反射率を測定し, エタロン間で反射率の相対的な評価を行うなどの実験による確認作業が必要になる. また, 反射光と参照光を合成して干渉信号を作成するため, 波面の一致も重要になる. 更に, 空間ビームの場合にはビーム拡がりも問題になるため, 面精度の高い ( $=\lambda/20$ ; 但し,  $\lambda$  は波長) 参照鏡と高品質なコリメータレンズを使用することが望ましい.

#### 4. 5 まとめ

光周波数領域リフレクトメトリーにおける新しい反射強度測定法として『組合せ法』を提案した. この方法は最大エントロピー法により反射位置を, フーリエ変換によりスペクトル強度を安定化する方法である. 反射測定の実験では, 距離分解能, SN比ともに『組合せ法』はフーリエ変換法より優れていることを確認した.



## 第5章 ステップ可変光周波数掃引器の計測への応用

本論文中、第3章で述べた『ステップ可変光周波数掃引器』は光周波数領域リフレクトメトリーの計測用光源として開発されたものであるが、半導体レーザ周波数の階段状掃引を用いる他の光計測分野<sup>35-40)</sup>においても有用な光源である。本章では、本掃引器を用いた光応用計測の一例として、著者らが開発した光導波路実効群屈折率測定法<sup>37-38)</sup>について述べる。但し、第3章2節で述べたDBRレーザを用いた比例帰還法によるステップ可変光周波数掃引器を実験で使用する。

### 5.1 まえがき

光導波路デバイス、半導体レーザ等において実効群屈折率の測定は伝搬定数、伝搬損失、散乱などの導波特性の測定とともに、作製された光導波路の評価と特性改善のために重要である。これまでに、波長可変レーザをプローブ光として用いる波長領域測定法<sup>39, 41)</sup>等が提案されている。この場合、光導波路のファブリーペロー共振特性の極大値間隔を波長計等により測定する方法が一般的であるが<sup>42)</sup>、雑音、又は、損失、吸収が大きい光導波路では極大値が不明確になることも懸念される。このため、文献[39]では極大値検出法の代わりに離散フーリエ変換を用いる方法を提案しているが、透過強度変化を等波長間隔毎にサンプリング測定するため、波長弁別器が必要になる。極大値検出法、フーリエ変換法とも測定精度は波長弁別器の分解能 $\Delta\lambda$ に依存するため、波長計を弁別器として使用する場合、 $\Delta\lambda = 1-100 \text{ pm}$  が一般的である。但し、後者ではサンプリング間隔の粗さ(5-15個/nm)も測定精度低下の要因となる。

本報告では、ステップ可変光周波数掃引器<sup>21)</sup>を用いた半導体レーザの周波数の階段状掃引を利用した光導波路実効群屈折率測定法を提案する。本測定法も波長掃引を用いたフーリエ変換法であるが、波長計の代わりにファブリーペロー共振器を弁別器として用いる。この場合、波長(周波数)分解能は $\Delta\lambda \sim 0.025 \text{ pm}$  ( $\Delta f \sim 1 \text{ MHz}$ )であり、波長計と比較すると分解能を飛躍的に改善できる。また、サンプリング間隔は200個/nmと高密度であり、測定精度も0.1%程度になる。



## 5. 2 測定原理

図5.1に測定系の基本構成を示す。光導波路を透過するプローブ光強度が検出される(光検出器1)。プローブ光源はステップ可変光周波数掃引器であり、透過光強度変化を等周波数間隔毎にサンプリング測定するために、周波数は階段状に掃引される。また、掃引中に生ずるプローブ光強度の揺らぎを補正する目的で、参照光を検出し(光検出器2)、割算器を使用する。

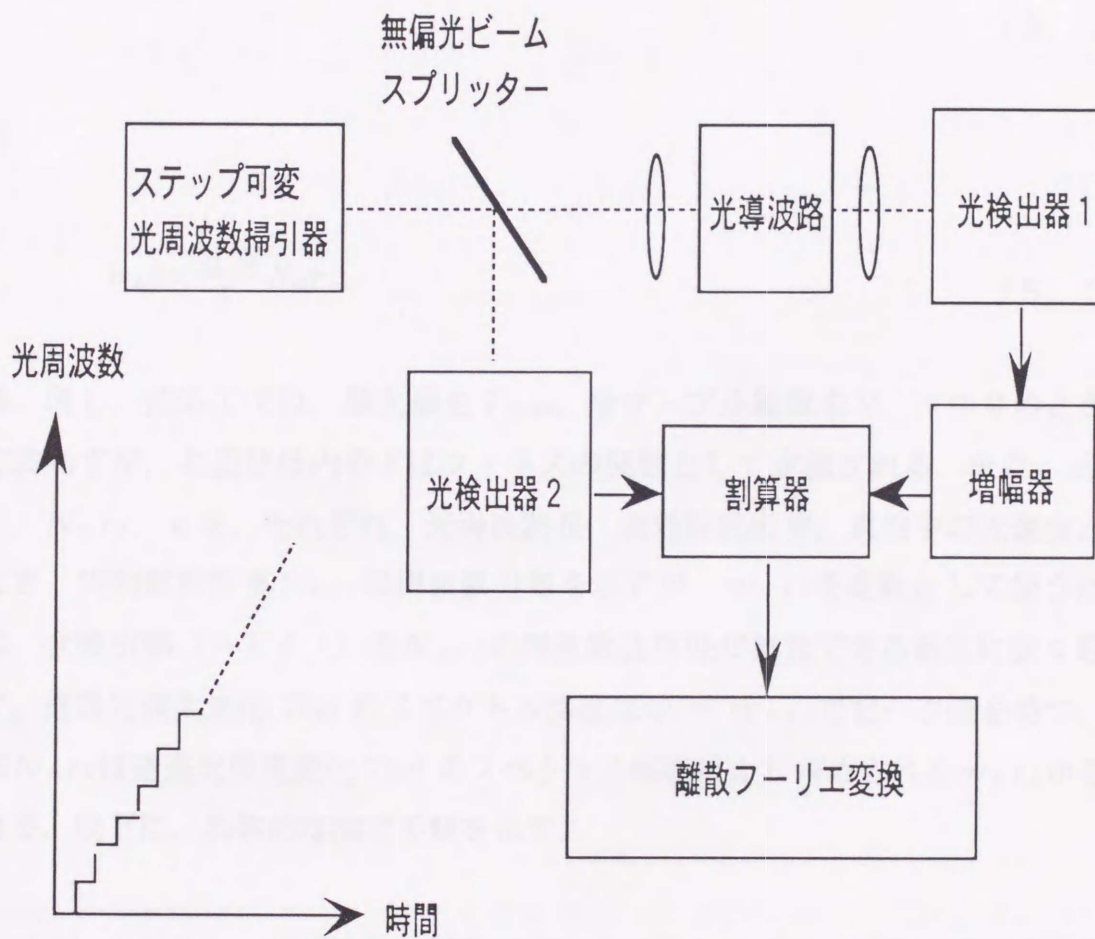


図5. 1 実効群屈折率測定システム



本測定では光導波路を境界面が誘電体と空気で構成されるファブリーペロー共振器と考える。等周波数間隔を  $\delta f$  で示し、周波数を階段状に掃引すると、プローブ光に対する透過光強度変化  $T(v)$  は

$$T(v) = \frac{T_{max}}{1 + F \sin^2 \left( \frac{\pi v w_{eff}}{V} + \theta \right)}$$

$$(v = 0, 1, 2, \dots, V-1)$$

(5. 1)

となり

$$w_{eff} = \frac{2L\delta f}{c} N_{eff} \quad (5. 2)$$

となる。但し、式(5.1)では、最大値を  $T_{max}$ 、全サンプル総数を  $V$ 、 $v=0$  のときの位相を  $\theta$  で表わすが、右辺分母内の  $F$  はフィネスの関数として定義される。また、式(5.2)では、 $L$ 、 $N_{eff}$ 、 $c$  を、それぞれ、光導波路長、実効群屈折率、真空中の光速度とする。このとき、実効群屈折率  $N_{eff}$  は周波数分散を示すが、 $w_{eff}$  を定数として扱うため、ここでは、全掃引幅 ( $= V \delta f$ ) を  $N_{eff}$  の周波数依存性が無視できる程度に狭く限定する。従って、透過光強度変化  $T(v)$  のスペクトル強度は  $w = w_{eff}$  でピーク値を持つ。実効群屈折率  $N_{eff}$  は透過光強度変化  $T(v)$  のスペクトル解析により求められる  $w_{eff}$  から測定可能となる。以下に、具体的な測定手順を示す。

- (1) 半導体レーザ周波数の階段状掃引を利用してプローブ光透過強度変化  $T(v)$  を等周波数間隔毎にサンプリングする。
- (2) 離散フーリエ変換を用いて測定データのスペクトル解析を行う。
- (3) ピークスペクトル位置を検出し、 $w_{eff}$  を求める。
- (4) マイクロメータを用いて光導波路共振器長  $L$  を測定する。
- (5) 光導波路長  $L$ 、 $w_{eff}$  を式(5.2)に代入し、実効群屈折率  $N_{eff}$  を決定する。



### 5. 3 ステップ可変光周波数掃引器

透過光強度変化  $T(\nu)$  は周波数掃引に対して周期的 ( $=V \delta f / w_{eff}$ ) である。但し、この場合、周期の単位はHzである。離散フーリエ変換を用いて精度良く  $w_{eff}$  を決定するためには、一周あたり毎のサンプリング回数を増やし、サンプリング周波数間隔を密に保つ必要がある。具体的には、周波数間隔  $\delta f$

$$\delta f \ll \frac{V \delta f}{w_{eff}} = \frac{c}{2LN_{eff}} \quad (5.3)$$

でサンプリング測定を行うことが望ましい。例えば、レーザ共振器長  $L = 1\text{mm}$  の AlGaAs 半導体レーザ ( $N_{eff} \sim 4$ ) では  $\delta f \ll 37.5\text{GHz}$ 、導波路長  $10\text{mm}$  の LiNbO<sub>3</sub> ( $N_{eff} \sim 2.3$ ) では  $\delta f \ll 5\text{GHz}$  が要求される。導波路長  $L$  により最適値  $\delta f$  は異なるが、式(5.3)を満足するような  $\delta f$  は数GHz程度 (以下) である場合が多い。例えば、周波数間隔が  $\delta f = 2\text{GHz}$  の場合、サンプリング密度はプローブ光の波長  $850\text{nm}$  に対して  $200$ 個/nmとなる。このため、周波数を数GHz間隔で階段状に掃引し、各位置で透過光強度  $T(\nu)$  を正確にサンプリング測定することが重要になる。周波数間隔が数GHz程度であることを考慮すると、間隔揺らぎは  $\delta f$  に対して極めて微小 ( $\ll 1\text{GHz}$ ) になる必要がある。このため、周波数間隔揺らぎ制御用に高性能な周波数弁別器が必要となる。但し、市販の波長計の分解能は  $> 1\text{pm}$  ( $\sim 0.4\text{GHz}$ ; 波長  $830\text{nm}$ ) であるから、本測定法用の弁別器としては不向きである。そこで、周波数間隔を高精度に安定化できるステップ可変光周波数掃引器<sup>21)</sup> をプローブ用光源とした測定システムを構成した。

ステップ可変光周波数掃引器の構成法を図5.2に示す。基本システムは図3.1(b)と同様であり、周波数制御は比例帰還法 (第3章2節) である。光源には、DBRレーザ (Distributed Bragg Reflector Laser) を使用する。周波数弁別器は、ファブリーペロー共振器である。電流比  $I_D / I_S$  は固定され、ファブリーペロー共振器を透過する光強度に比例した電流がレーザ周波数変調電流 ( $I_m$ ) にフィードバックされる。階段状の周波数掃引は時間に比例するような電流変化を  $I_m$  に与えることによって実現されるが、階段状の周波数間隔  $\delta f$  は、弁別器であるファブリーペロー共振器のフリースペクトラルレンジと一致する。従って、条件式 [式(5.3)] を満足するような周波数間隔  $\delta f$  はフリースペクトラルレンジの調整によって簡単に実現することができる。



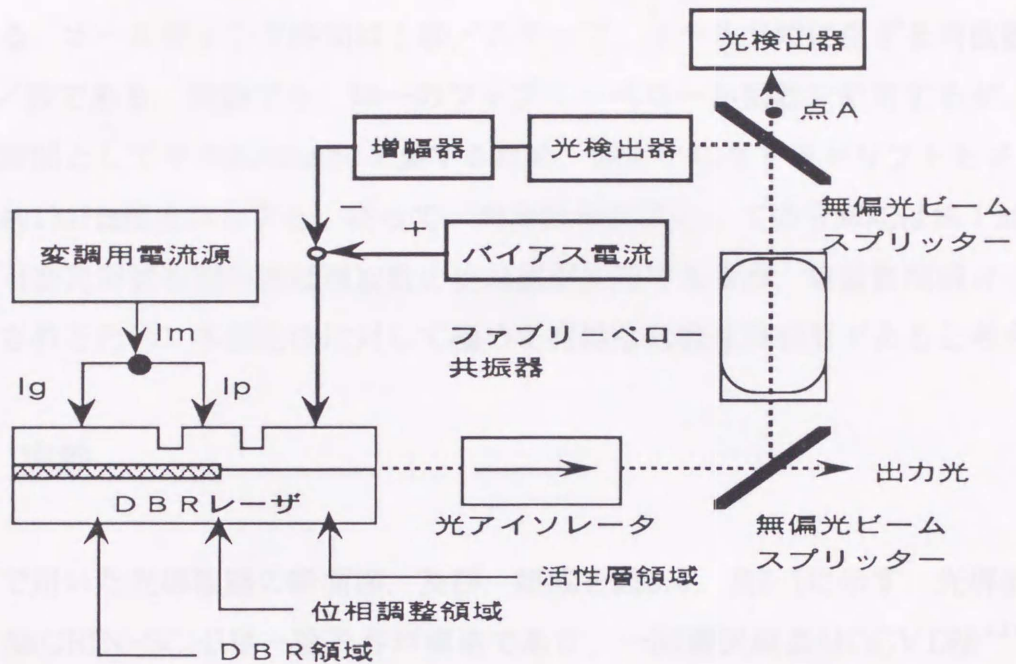


図5. 2 ステップ可変光周波数掃引器

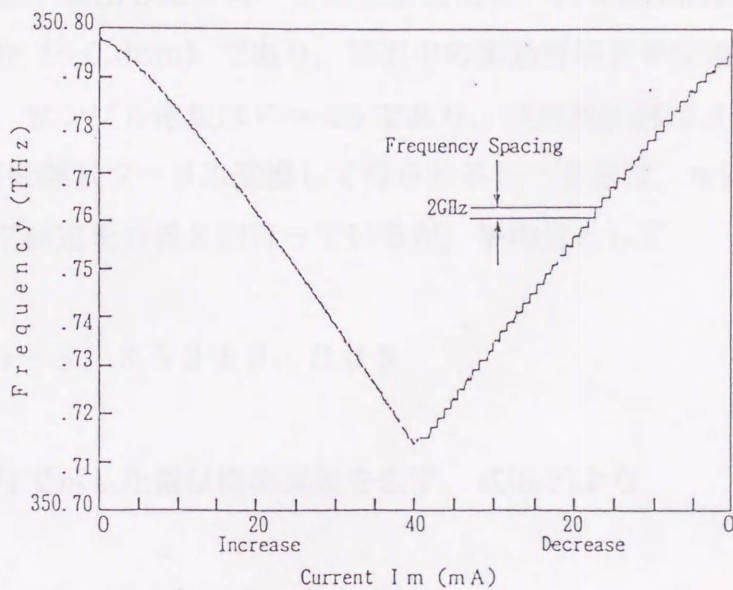


図5. 3 階段状の周波数掃引例



図5.3に、周波数間隔2GHzの階段状周波数掃引の例を示す。これは、フィネス $\sim 200$ 、フリースペクトラルレンジ $= 2 \text{ GHz}$ のファブリーペロー共振器を用いて実現した周波数掃引である。ホールディング時間は1秒/ステップ、ホールド時に生ずる周波数ドリフトは5MHz/秒である。実験でも、同一のファブリーペロー共振器を使用するが、ステップ毎に測定時間として平均200msecを要するため、測定中に生ずるドリフトも $\delta f = 2 \text{ GHz}$ に対して約1MHz程度存在する。従って、周波数弁別器としての分解能は約1MHzとなる。ステップ可変光周波数掃引器は周波数の絶対値が未知であるが、周波数間隔 $\delta f$ は高精度に安定化されるため、本測定法に対して極めて有効な周波数掃引器であると考えられる。

#### 5. 4 実験

本測定で用いた光導波路の断面図、及び、組成を図5.4、表5.1に示す。光導波路は分離閉じ込め型(GRIN-SCH)単一量子井戸構造であり、一回選択成長MOCVD法<sup>4,2)</sup>により作成されている。導波路長は1.081mm、導波路幅は量子井戸層において $4.38 \mu\text{m}$ である。

また、プローブ光源には中心波長850nm帯のDBRレーザで構成されたステップ可変光周波数掃引器を用いる。偏光方向は量子井戸層と平行であり、導波路の基本モードが励振される。測定は室温で行われるが、文献[29]と同じ共焦点型ファブリーペロー共振器を使用する。割算器が検出したプローブ光強度変化の一例を図5.5に示す。全掃引幅は、 $V \delta f = 190 \text{ GHz}$  ( $\sim 0.4 \text{ nm}$ ) であり、掃引中の実効群屈折率分散が無視できる程度のものである。但し、サンプル総数は $V = 95$ であり、周波数間隔は $\delta f = 2 \text{ GHz}$ である。図5.5の測定データを離散フーリエ変換して得られるピーク値は、 $w_{eff} = 5.350$ である。同様のサンプリング測定を合計8回行っているが、平均値として

$$w_{eff} = 5.352 \pm 0.003$$

を得る。但し、複号で示した量は標準偏差を表す。式(5.2)より

$$N_{eff} = 3.905 \pm 0.002$$

となる。標準偏差は百分率で0.06%である。本サンプリング測定法では、 $\delta f = 2 \text{ GHz}$ 、 $L = 1.081 \text{ mm}$ 、 $N_{eff} = 3.905$ であり、不等式(5.3)も十分に満足している。



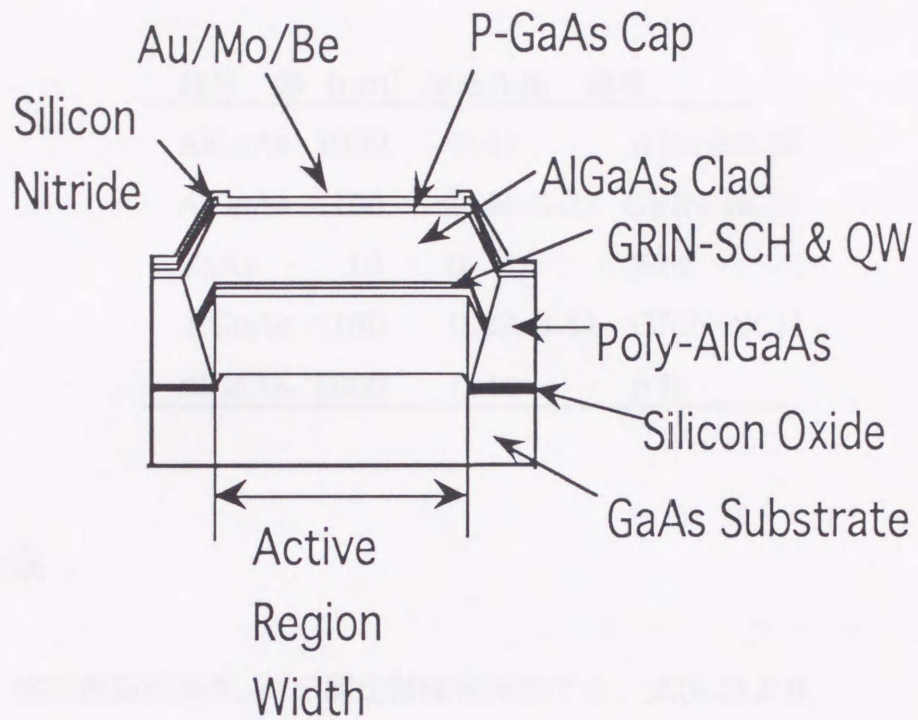


図 5. 4 光導波路の断面図

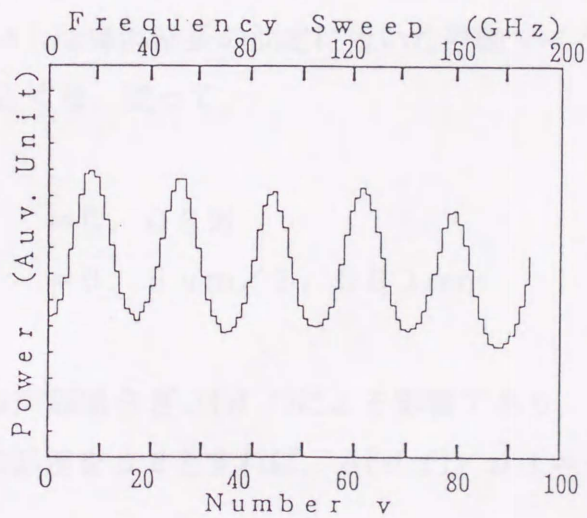


図 5. 5 透過光強度変化測定例



表 5. 1 半導体レーザの組成

成分	厚 (nm)	Alモル比	備考
AlGaAs	1000	0.44	n形(基板側)
AlGaAs	100	0.44-0.22	GRIN-SCH
GaAs	10	0	Well
AlGaAs	100	0.22-0.44	GRIN-SCH
AlGaAs	1000	0.44	p形

## 5. 5 考察

本節では、実効群屈折率  $N_{eff}$  の測定精度を評価する。式(5.2)より

$$\frac{\Delta N_{eff}}{N_{eff}} \approx -\frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta(\delta f)}{\delta f} + \frac{\Delta w_{eff}}{w_{eff}} \quad (5.4)$$

であるが、 $\Delta$ は不確定誤差を示している。さて、右辺第1項は導波路長測定に起因する誤差である。簡単のため、 $\Delta L$ は導波路長の測定に用いた差動マイクロメータの最小目盛(=  $0.5 \mu\text{m}$ ) に等しいものとする。従って、

$$\begin{aligned} \Delta L / L &= 0.05\% \\ &= 0.5 \mu\text{m} / 1.081 \text{mm} \end{aligned}$$

を得る。第2項は周波数間隔揺らぎ  $\Delta(\delta f)$  による影響であり、これは、ファブリーペロ共振器長  $\ell$  とし、その誤差を  $\Delta \ell$  とすれば、 $\Delta(\delta f) / \delta f = -\Delta \ell / \ell$  であるから、

$$\begin{aligned} \Delta \ell / \ell &= 0.027\% \\ &= 10 \mu\text{m} / 37.5 \text{mm} \end{aligned}$$



である。このとき、 $\Delta l$ は共振器長最小読み取り値である。第3項は実験により得られる $w_{eff}$ のばらつき具合を示すものであり、実験の再現性を評価している。例えば、環境温度の揺らぎや導波路を保持している光学部品の調整不備などがばらつき原因として考えられる。本実験では、

$$\begin{aligned}\Delta w_{eff}/w_{eff} &= 0.06\% \\ &= 0.003/5.352\end{aligned}$$

である。この結果、実効群屈折率誤差は

$$\Delta N_{eff}/N_{eff} \sim 0.1\%$$

と評価される。波長計の代わりにステップ可変光周波数掃引器を周波数弁別器として用いた結果、全周波数掃引幅揺らぎをほぼ無視することができた。光導波路長測定法の改善や実験の再現性を高めることによってさらに本測定法の精度を改善することができると思われる。

## 5.6 まとめ

第3章で述べた『ステップ可変光周波掃引器』を用いた光応用計測の一例として、著者らが開発した光導波路実効群屈折率測定法について述べ、本測定法の有効性を実験により確認することができた。



## 第6章 結論

光導波路等の短尺デバイス評価・障害点探査を目的とする光リフレクトメトリーとして、半導体レーザ周波数の階段状掃引による光周波数領域リフレクトメトリーを提案し、本光リフレクトメトリーの有効性を確認する実験を行った。まず、第1章では従来の研究について述べ、システム構成に可動部を要すること、半導体レーザの非線形特性などが誤差要因となることなどの現状システムの問題点を明らかにした。第2章では、本光リフレクトメトリーの測定原理、距離分解能、システム構成法、システム雑音について述べた。ここでは、距離分解能が周波数掃引幅に比例すること、測定範囲が周波数間隔によって決定されることを明らかにし、光導波路等の短尺デバイス評価に必要な周波数掃引幅と周波数間隔について検討した。第3章では、半導体レーザ周波数の階段状掃引を実現するために開発したステップ可変光周波数掃引器について述べた。基本は電氣的負帰還制御であるが、比例帰還、微分帰還法について説明し、各制御法の特徴について述べた。実験では、階段状の周波数掃引を時間に比例する半導体レーザの温度変化のような簡単な変調で実現した。ステップ可変光周波数掃引器を光リフレクトメトリーの計測用光源として用いることにより、従来の光リフレクトメトリーが持つ問題点（可動部の存在、半導体レーザの非線形性による測定誤差）を解決する新しい光周波数領域リフレクトメトリーを構成することができた。第4章では反射測定法として『組合せ法』を提案した。本方法は『障害点位置の検出にスペクトル分解能の高い最大エントロピー法を用いるが、反射強度の測定にはスペクトル強度が安定する離散フーリエ変換法を用いる反射測定法』である。同一の実験データを用いて離散フーリエ変換法と本反射測定法の比較を行い、本測定法により距離分解能が2倍程度改善されることを確認した。また、第5章では、『ステップ可変光周波数掃引器』を用いた光応用計測の一例として半導体レーザ周波数の階段状掃引による光導波路実効群屈折率測定法について述べた。

以上により、本論文で述べた光周波数領域リフレクトメトリーは従来の光リフレクトメトリーが持つ問題点を解決した光導波路評価に最適な反射測定システムであると考えられる。また、半導体レーザ周波数を階段状に変化させるステップ可変光周波数掃引器は光リフレクトメトリーのみならず、光デバイス特性パラメータ計測<sup>35-38)</sup>や波長可変光ヘテロダイン計測<sup>39-40)</sup>などにおいても有用な計測用光源となる。



## 付録 1

付録 1 では, 窓関数  $g(n)$ ; [式(2.28)]

$$\begin{aligned} g(n) &= 1 & |n| < N/2 \\ &= 0.5 & |n| = N/2 \\ &= 0 & |n| > N/2 \end{aligned} \quad (\text{A. 1})$$

のフーリエ変換  $G(m)$  を計算する.

$$\begin{aligned} G(m) &= \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} g(n) \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn = \frac{1}{N} \int_{-N/2}^{N/2} \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn \\ &= \frac{1}{N} \int_{-N/2}^{N/2} \cos\left(\frac{2\pi mn}{N}\right) dn = \frac{1}{N} \left[ \frac{N}{2\pi m} \sin\left(\frac{2\pi mn}{N}\right) \right]_{-N/2}^{N/2} \\ &= \frac{1}{2\pi m} 2 \sin\left(\frac{2\pi m N/2}{N}\right) = \frac{\sin(\pi m)}{\pi m} \end{aligned} \quad (\text{A. 2})$$

但し,

$$\text{sinc}(m) = \sin(\pi m) / \pi m \quad (\text{A. 3})$$

とすれば,

$$G(m) = \text{sinc}(m) \quad (\text{A. 4})$$

である.



## 付録 2

付録 2 では、標本化定理を用いて式(2.33)で定義した  $z_{max}$

$$z_{max} = c / (4r_g \cdot \Delta f) \quad (\text{B. 1})$$

と本光リフレクトメトリーの測定範囲  $0 < z < z_{max}$  について検討する。但し、 $c$  は真空中の光速、 $r_g$  は実効群屈折率、 $\Delta f$  は測定周波数間隔である。時間領域信号では時間軸におけるサンプリング間隔  $T$  に対して周波数関数は周波数  $f_c = 1 / 2T$  で帯域制限される。角周波数表示では、 $\omega_c = \pi / T$  となる。ここで、帯域制限されるとは、フーリエ変換が角周波数  $|\omega| \geq \omega_c$  で 0 であることを意味する。

本光リフレクトメトリーでは、第 2 章 2 節 1 で述べたように伝搬定数  $\beta$  と位置  $z$  の間でフーリエ変換が記述されるため、標本化定理についても  $\beta$  と  $z$  の間で検討することが必要になる。但し、式(2.6)の余弦項の係数 2 を考慮するため、実際には、 $\beta$  と  $2z$  の間で標本化定理について検討することになる。前述のサンプリング定理から類推されるようにサンプリング間隔  $\Delta\beta$  に対して位置は、 $2z_c = \pi / \Delta\beta$ 、すなわち、

$$z_c = \pi / 2\Delta\beta \quad (\text{B. 2})$$

で帯域制限されることになる。このとき、伝搬定数  $\beta$  の周波数微分は、 $d\beta / df = 2\pi (r_g / c)$  となるが、 $d\beta / df \sim \Delta\beta / \Delta f$  と近似できる周波数範囲では、 $\Delta\beta = 2\pi (r_g / c) \Delta f$  によって周波数表示のサンプリング間隔  $\Delta f$  に書き替えることができる。つまり、式(B.2)は、 $z_c = c / (4r_g \cdot \Delta f)$  となる。これは、測定範囲が  $|z| < z_c$  に限定されていることを意味する。但し、第 2 章 2 節 1 で述べたように、 $z = 0$  では検出システムの直流雑音が検出され、また、本光リフレクトメトリーでは  $z > 0$  に反射が限定されることを考慮して、測定範囲を  $0 < z < z_c$  とする。式(2.33)では  $z_c$  の代わりに  $z_{max}$  を使用している。



## 付録 3

付録 3 では、式(3.1)-(3.2)から求められる式(3.3)-(3.5)の導出過程について説明する。式(3.1)は

$$f_1 = f_0 - G \cdot S(f_1) \quad (\text{C. 1})$$

であり、比例帰還法の基本方程式である。但し、 $f_0$ は制御前の半導体レーザの周波数であり、 $f_1$ は制御後の半導体レーザの周波数、 $G$ は帰還ゲインである。また、式(3.2)より

$$S(f_1) = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi f_1 L}{c}\right)} \quad (\text{C. 2})$$

であり、上式はファブリーペロー共振器の共振（透過パワー）特性を示す<sup>2,3)</sup>。但し、 $L$ は空気中に置かれた2枚の半透明平面ミラーの間隔、 $R$ は反射係数、 $c$ は共振器中の光速度である。更に、 $\Gamma = \pi \sqrt{R/(1-R)}$  とファブリーペロー共振器の周波数表示フリースペクトラルレンジ； $F_s = c/2L$ を式(C.2)へ代入すると

$$S(f_1) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Gamma}{\pi}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\frac{\pi f_1}{F_s}\right)} \quad (\text{C. 3})$$

となる。ここで、ある隣り合った二つの共振周波数を  $f_p$ ,  $f_{p+1}$  とすれば（但し、 $p$ :自然数）、 $f_p = p c/2L$ ,  $f_{p+1} = (p+1) c/2L$  であり、これらの平均値を  $f_a$  とすれば、

$$f_a = (f_p + f_{p+1})/2 = (2p+1)c/4L \quad (\text{C. 4})$$

となる。次に、 $\Delta f_0$ ,  $\Delta f_1$  を、 $\Delta f_0 \equiv f_0 - f_a$ ,  $\Delta f_1 \equiv f_1 - f_a$  と定義すると、 $f_0 = \Delta f_0 + f_a$ ,  $f_1 = \Delta f_1 + f_a$  であり、これらを式(C.1)へ代入すると



$$\Delta f_0 = \Delta f_1 + G \cdot S(\Delta f_1) \quad (\text{C. 5})$$

を得る。また,

$$\begin{aligned} \sin^2\left(\frac{\pi f_1}{F_s}\right) &= \sin^2\left[\left(\frac{\Delta f_1}{F_s} + \frac{2L}{c} f_a\right) \pi\right] \\ &= \sin^2\left[\left\{\frac{\Delta f_1}{F_s} + \frac{2L}{c} \frac{(2p+1)c}{4L}\right\} \pi\right] \\ &= \sin^2\left[\left(\frac{\Delta f_1}{F_s} + \frac{1}{2}\right) + p\pi\right] \\ &= \sin^2\left(\frac{\Delta f_1}{F_s} + \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{C. 6})$$

であるから, 式(C.5)より

$$S(\Delta f_1) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Gamma}{\pi}\right)^2 \cdot \sin^2 x} \quad (\text{C. 7})$$

となる。但し

$$x = \frac{\Delta f_1}{F_s} + \frac{1}{2} \quad (\text{C. 8})$$

である。式(C.5), (C.7), (C.8)は, それぞれ, 式(3.3), (3.4), (3.5)に等しい。



## 付録 4

付録 4 では、式(4.6)–式(4.10)の導出過程について述べる。まず、干渉信号  $h$  のフーリエ変換

$$H(m) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} h(n) \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi mn}{N}\right) dn \quad (\text{D. 1})$$

は式(2.23)であるが、これは、式(2.24)

$$H(m) = (E^2/8) \Delta z r_m e^{j\theta_m} + (E^2/8) \Delta z r_{-m} e^{-j\theta_{-m}} \quad (\text{D. 2})$$

に等しい。但し、 $E$ は電界振幅、 $\Delta z$ は式(2.19)で定義されている。また、反射分布を示す関数  $r$ は

$$r_m = r(z) = r(m \cdot \Delta z) \quad (\text{D. 3})$$

であり、ここでも、反射位置  $z$  の代わりに  $m$  を用いる。また、反射は  $m > 0$  に限定されているものとし、 $r_m = 0$  ;  $m \leq 0$  とする。さて、位置  $m = m_p$  に存在する孤立した反射点は、式(2.25)で定義されるデルタ関数  $\delta(m)$  を用いて、

$$r_m = r_{mp} \delta(m - m_p) \quad (\text{D. 4})$$

となる。但し、位置  $m_p$  における光電界の振幅反射率  $r_{mp}$  を  $0 \leq r_{mp} \leq 1$  の範囲にある実数で記述する。そこで、 $R$  個の孤立した反射点  $m_p$  ( $p = 0, 1, 2, \dots, R-1$ ) が最大エントロピー法によって測定されたものとする

$$r_m = \sum_{p=0}^{R-1} r_{mp} \delta(m - m_p) \quad (\text{D. 5})$$



となる。そこで、式(D.5)を式(D.2)に代入すれば

$$\begin{aligned}
 H(m) &= (E^2/8) \Delta z \left( \sum_{p=0}^{R-1} r_{mp} \delta(m - m_p) \right) e^{j\theta_m} \\
 &+ (E^2/8) \Delta z \left( \sum_{p=0}^{R-1} r_{-mp} \delta(-m - m_p) \right) e^{-j\theta_m} \\
 &= \left( \sum_{p=0}^{R-1} (E^2/8) \Delta z r_{mp} e^{j\theta_{mp}} \delta(m - m_p) \right) \\
 &+ \left( \sum_{p=0}^{R-1} (E^2/8) \Delta z r_{-mp} e^{-j\theta_{mp}} \delta(m + m_p) \right)
 \end{aligned} \tag{D. 6}$$

となる。ここで、式(D.2)の $m$ に $m_p$ を代入し、 $m_p > 0$ であることに注意すれば

$$H(m_p) = (E^2/8) \Delta z r_{mp} e^{j\theta_{mp}} \tag{D. 7}$$

$$H(-m_p) = (E^2/8) \Delta z r_{-mp} e^{-j\theta_{mp}} \tag{D. 8}$$

であるから、式(D.6)は

$$H(m) = \sum_{p=0}^{R-1} \left\{ H(m_p) \delta(m - m_p) + H(-m_p) \delta(m + m_p) \right\} \tag{D. 9}$$

となる。さて、ここで、式(D.8)を式(2.30)へ代入すると、

$$\dot{H}(m) = \int_{-\infty}^{\infty} H(m') \operatorname{sinc}(m-m') dm' \tag{D. 10}$$

(次ページへ続く)



$$\begin{aligned}
&= \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \sum_{p=0}^{R-1} \{H(m_p) \delta(m'-m_p) + H(-m_p) \delta(m'+m_p)\} \right] \text{sinc}(m-m') dm' \\
&= \sum_{p=0}^{R-1} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} H(m_p) \delta(m'-m_p) \text{sinc}(m-m') dm' \right] \\
&\quad + \sum_{p=0}^{R-1} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} H(-m_p) \delta(m'+m_p) \text{sinc}(m-m') dm' \right] \\
\dot{H}(m) &= \sum_{p=0}^{R-1} \{H(m_p) \text{sinc}(m-m_p) + H(-m_p) \text{sinc}(m+m_p)\}
\end{aligned}
\tag{D. 11}$$

を得る。次に、式(D.7)と式(D.8)で示した複素数 $H$ は、複素共役を“\*”で示すと、 $H(-m_p) = H^*(m_p)$ の関係にあるから

$$H(m_p) \equiv H_p = a_p + jb_p \tag{D. 12}$$

$$H(-m_p) \equiv H_p^* = a_p - jb_p \tag{D. 13}$$

と書き替える。但し、 $j$ は虚数単位である。また、

$$\dot{H}(m_p) \equiv \dot{H}_p = \dot{a}_p + j\dot{b}_p \tag{D. 14}$$

とする。そこで、式(D.11)の $m \rightarrow m_0$ を代入すれば

$$\dot{H}(m_0) = \sum_{p=0}^{R-1} \{H(m_p) \text{sinc}(m_0-m_p) + H(-m_p) \text{sinc}(m_0+m_p)\}$$



となり、実数部は

$$\dot{a}_0 = \sum_{p=0}^{R-1} \{a_p \operatorname{sinc}(m_0 - m_p) + a_p \operatorname{sinc}(m_0 + m_p)\} \quad (\text{D. 15})$$

となり、虚数部は

$$\dot{b}_0 = \sum_{p=0}^{R-1} \{b_p \operatorname{sinc}(m_0 - m_p) - b_p \operatorname{sinc}(m_0 + m_p)\} \quad (\text{D. 16})$$

となる。ここで、

$$s_{qp}^{\pm} = \operatorname{sinc}(m_q - m_p) \pm \operatorname{sinc}(m_q + m_p) \quad (\pm : \text{複号同順}) \quad (\text{D. 17})$$

として、式(D.15)、式(D.16)を書き替えると

$$\dot{a}_0 = \sum_{p=0}^{R-1} s_{0p}^+ a_p \quad (\text{D. 18})$$

$$\dot{b}_0 = \sum_{p=0}^{R-1} s_{0p}^- b_p \quad (\text{D. 19})$$

となる。従って、式(D.11)の $m \leftarrow m_q$  ( $q = 0, 1, 2, \dots, R-1$ )を代入すれば

$$\dot{a}_q = \sum_{p=0}^{R-1} s_{qp}^+ a_p \quad (\text{D. 20})$$

$$\dot{b}_q = \sum_{p=0}^{R-1} s_{qp}^- b_p \quad (\text{D. 21})$$



となる。そこで、 $p, q=0, 1, 2, \dots, R-1$ として、式(D.20)と式(D.21)を統合すると、

$$\begin{bmatrix} \dot{a}_0 + j\dot{b}_0 \\ \dot{a}_1 + j\dot{b}_1 \\ \dot{a}_2 + j\dot{b}_2 \\ \vdots \\ \dot{a}_{R-1} + j\dot{b}_{R-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{00}^+ & s_{01}^+ & \dots & s_{0,R-1}^+ \\ s_{10}^+ & s_{11}^+ & \dots & s_{1,R-1}^+ \\ s_{20}^+ & s_{21}^+ & \dots & s_{2,R-1}^+ \\ \vdots & & & \vdots \\ s_{R-1,1}^+ & s_{R-1,2}^+ & \dots & s_{R-1,R-1}^+ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_{R-1} \end{bmatrix}$$

$$+j \begin{bmatrix} s_{00}^- & s_{01}^- & \dots & s_{0,R-1}^- \\ s_{10}^- & s_{11}^- & \dots & s_{1,R-1}^- \\ s_{20}^- & s_{21}^- & \dots & s_{2,R-1}^- \\ \vdots & & & \vdots \\ s_{R-1,1}^- & s_{R-1,2}^- & \dots & s_{R-1,R-1}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_0 \\ b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_{R-1} \end{bmatrix}$$

(D. 22)

となる。従って、

$$\begin{aligned} [\dot{H}] &\equiv (\dot{a}_0 + j\dot{b}_0, \dot{a}_1 + j\dot{b}_1, \dots, \dot{a}_{R-1} + j\dot{b}_{R-1})^T \\ &= (\dot{H}_0, \dot{H}_1, \dots, \dot{H}_{R-1})^T \end{aligned} \quad (\text{D. 23})$$

$$\begin{aligned} [H] &\equiv (a_0 + jb_0, a_1 + jb_1, \dots, a_{R-1} + jb_{R-1})^T \\ &= (H_0, H_1, \dots, H_{R-1})^T \end{aligned} \quad (\text{D. 24})$$

で行列 ( $T$ : 転置) を定義すれば

$$Re\{H\} \equiv (a_0, a_1, \dots, a_{R-1})^T$$

$$Im\{H\} \equiv (b_0, b_1, \dots, b_{R-1})^T$$

であるから、式(D.22)を次のように書くことができる。



$$[\dot{H}] = [S^+] \cdot \text{Re} \{ [H] \} + j [S^-] \cdot \text{Im} \{ [H] \} \quad (\text{D. 25})$$

但し,  $\text{Re} \{ \}$ ,  $\text{Im} \{ \}$  はベクトルの実数, 虚数部を意味し,  $[S^+]$ ,  $[S^-]$  は行列要素  $S^+_{qp}$ ,  $S^-_{qp}$  が, 式(D.17)の正方行列である.

本文中の第4章で示した式(4.6)–式(4.10)は, それぞれ, 式(D.9), (D.11), (D.25), (D.22–23), (D.17)である.



## 付録 5

付録 5 では、図 4.3(b) に示す 4 点反射の反射強度 [表 4.1] を測定する。まず、組合せ法では、反射位置を最大エントロピー法を用いて測定する。ここでは、

$$m_0 = 8.45, \quad m_1 = 21.66, \quad m_2 = 22.16, \quad m_3 = 30.18$$

である。これに対して、式(2.32)から計算される  $\dot{H}(m_p)$ ；但し、 $p = 0, 1, 2, 3$  は、 $j$  を虚数単位とすれば

$$\begin{aligned} \dot{H}_0 &= 0.52303 + j 5.53538, & \dot{H}_1 &= -4.61321 + j 2.01842 \\ \dot{H}_2 &= -5.23151 + j 1.39315, & \dot{H}_3 &= -0.64285 + j (-3.24765) \end{aligned}$$

となる。このとき、式(4.9)は、 $R = 4$ ,

$$\begin{aligned} S_{qp}^{\pm} &= \text{sinc}(m_q - m_p) \pm \text{sinc}(m_q + m_p) \\ & \quad (p, q = 0, 1, 2, 3, \pm : \text{複号同順}) \end{aligned} \tag{E. 1}$$

である。

$$\begin{aligned} S_{00}^{\pm} &= \text{sinc}(m_0 - m_0) \pm \text{sinc}(m_0 + m_0) = 1.0058, & 0.9942 \\ S_{01}^{\pm} &= \text{sinc}(m_0 - m_1) \pm \text{sinc}(m_0 + m_1) = -0.0112, & -0.0183 \\ S_{02}^{\pm} &= \text{sinc}(m_0 - m_2) \pm \text{sinc}(m_0 + m_2) = -0.0086, & -0.0281 \\ S_{03}^{\pm} &= \text{sinc}(m_0 - m_3) \pm \text{sinc}(m_0 + m_3) = -0.0034, & -0.0186 \\ S_{10}^{\pm} &= \text{sinc}(m_1 - m_0) \pm \text{sinc}(m_1 + m_0) = -0.0112, & -0.0183 \\ S_{11}^{\pm} &= \text{sinc}(m_1 - m_1) \pm \text{sinc}(m_1 + m_1) = 0.9938, & 1.0062 \\ S_{12}^{\pm} &= \text{sinc}(m_1 - m_2) \pm \text{sinc}(m_1 + m_2) = 0.6327, & 0.6405 \\ S_{13}^{\pm} &= \text{sinc}(m_1 - m_3) \pm \text{sinc}(m_1 + m_3) = 0.0343, & 0.0402 \\ S_{20}^{\pm} &= \text{sinc}(m_2 - m_0) \pm \text{sinc}(m_2 + m_0) = -0.0086, & -0.0281 \end{aligned}$$



$$S_{21}^{\pm} = \text{sinc}(m_2 - m_1) \pm \text{sinc}(m_2 + m_1) = 0.6327, \quad 0.6405$$

$$S_{22}^{\pm} = \text{sinc}(m_2 - m_2) \pm \text{sinc}(m_2 + m_2) = 1.0061, \quad 0.9939$$

$$S_{23}^{\pm} = \text{sinc}(m_2 - m_3) \pm \text{sinc}(m_2 + m_3) = 0.0078, \quad -0.0028$$

$$S_{30}^{\pm} = \text{sinc}(m_3 - m_0) \pm \text{sinc}(m_3 + m_0) = -0.0034, \quad -0.0186$$

$$S_{31}^{\pm} = \text{sinc}(m_3 - m_1) \pm \text{sinc}(m_3 + m_1) = 0.0343, \quad 0.0402$$

$$S_{32}^{\pm} = \text{sinc}(m_3 - m_2) \pm \text{sinc}(m_3 + m_2) = 0.0078, \quad -0.0028$$

$$S_{33}^{\pm} = \text{sinc}(m_3 - m_3) \pm \text{sinc}(m_3 + m_3) = 1.0048, \quad 0.9952$$

である。但し、和、差の順で数値を示している。これらを、付録4で示した式(D.22)へ代入し、ガウスの消去法を用いて、同式中の係数  $a_p$ 、 $b_p$  を計算すると、次のようになる。

$$H_0 = a_0 + jb_0 = 0.4614 + j 5.5516$$

$$H_1 = a_1 + jb_1 = -2.1895 + j 2.1205$$

$$H_2 = a_2 + jb_2 = -3.8149 + j 0.1830$$

$$H_3 = a_3 + jb_3 = -0.5537 + j (-3.2450)$$

これより、組合せ法のパワースペクトルは  $|H_p|^2$  であるから、 $p=0, 1, 2, 3$  に対して

$$|H_0|^2 = 31.0326, \quad |H_1|^2 = 9.2906,$$

$$|H_2|^2 = 10.1769, \quad |H_3|^2 = 10.8147$$

である。但し、スペクトル強度を、図4.3(a)のフーリエ変換により求められるパワースペクトルの最大値で規格化すると。フーリエ変換では、 $m=21.97$ で最大スペクトル強度が32.1040になる。つまり、

$$|H_0|^2 = 0.9666, \quad |H_1|^2 = 0.2894, \quad |H_2|^2 = 0.3170, \quad |H_3|^2 = 0.3369$$

である。そこで、最大エントロピー法で各反射を示すパワースペクトル値を規格化



した組合せ法のパワースペクトルで修正すれば、図4.3(b)に示すような反射強度分布を得ることができる。表4.1には、規格化した組合せ法のパワースペクトルを示している。



## 謝辞

本研究をまとめるにあたり，懇切なる御指導，御鞭撻を賜りました筑波大学根本承次郎教授，寅市和男教授，石橋幸男教授，平澤一紘教授，谷田貝豊彦教授に謹んで感謝の意を表します。

また，本研究は通商産業省工業技術院電子技術総合研究所光電波システム研究室において行ったものであります。本研究を行うにあたり，御指導，御鞭撻を頂きました矢嶋弘義光技術部長，電気通信大学岩崎 俊教授（当時，光電波システム研究室長）に心より感謝いたします。

さらに，本研究を進めてゆく際，有益な御討論，御助言を頂きました土田英実光電波システム研究室長，田 新康科学技術庁特別研究員（当時，光電波システム研究室所属），小倉睦郎プロセス基礎研究室主任研究官，森 雅彦光情報研究室主任研究官に深く感謝致します。

最後に，本研究を進めるにあたり，多大な御協力を頂きました光電波システム研究室の皆様は厚く感謝いたします。



## [参考文献]

- [ 1 ] M.K.Barnoski, M.D.Rourke, S.M.Jensen, and R.T.Melville, "Optical time domain reflectometer", *Appl. Opt.* 16, 9, pp. 2375-2379 (1977)
- [ 2 ] B.Costa, B.Sordo, U.Menaglia, L.Piccari, and G.Grasso, "Attenuation measurements performed by backscattering technique", *Electron. Lett.*, 16, pp. 352-353 (1980)
- [ 3 ] F.Matthijesse and U.Menaglia, "Field measurement of splice loss applying the backscattering method", *Electron. Lett.*, 15, pp. 795-797 (1979)
- [ 4 ] R.C.Youngquist, S.Carr, and E.N.Davis, "Optical coherence-domain reflectometry : A new optical evaluation technique", *Opt. Lett.*, 12, pp. 158-160 (1987)
- [ 5 ] B.L.Danielson and C.D.Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution", *Appl. Opt.*, 26, pp. 2836-2842 (1987)
- [ 6 ] K.Takada, I.Yokohama, K.Cid, and J.Noda, "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique", *Appl. Opt.*, 26, pp. 1603-1606 (1987)
- [ 7 ] K.Hotate and O.Kamatani, "Reflectometry by means of optical-coherence modulation", *Electron. Lett.*, 25, 22, pp. 1503-1505 (1989)
- [ 8 ] 鎌谷 修, 保立和夫” 光波コヒーレンス関数の合成によるリフレクトメトリー (OCDR法) : 実験的検証と性能制限要因の検討”, 電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会 ED 90-51 & OQE 90-50 pp. 15-22 (1990)
- [ 9 ] 鎌谷 修, 保立和夫” 光波コヒーレンス関数の合成によるリフレクトメトリー (OCDR法) : 周波数変調の非線形性測定とその補正による高分解能化”, 第8回光波センシング技術研究会 LST 8-7 pp. 47-54 (1991)



- [10] 飯山宏一, 王 陸唐, 恩知佳宏, 林 健一, 井田良雄”光周波数掃引法による光導波路の内部損失分布の測定” 1992年電子情報通信学会春季大会 C-348 p.4-390 (1992)
- [11] 多田健一, 信長一彦, 篠原茂信, 池田弘明, 西出健一, 角 正雄”歪三角波電流変調によるレーザダイオードの光周波数変化の線形化” 平成3年電気学会全国大会 44 pp. 1-59 (1991)
- [12] Y.Imai, K.Iizuka and M.Imai, "OFDR diagnostics by a phase change detection", IEICE Trans. Commun., E75-B, 4, pp.281-284 (1992)
- [13] 吉澤明男, 田 新康, 岩崎 俊”半導体レーザの階段状周波数掃引による光リフレクトメトリー”, 第11回光波センシング技術研究会 LST 11-19 pp.133-140 (1993)
- [14] M.Born, E.Wolf (共著), 草川 徹, 横田英嗣 (共訳) ”光学の原理II” 東海大学出版会, p.520-521 (1975)
- [15] 今井 洋, 飯塚啓吾, 今井正明”光周波数掃引による短距離後方散乱測定法”, 電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会 OQE90-58 pp. 1-6 (1990)
- [16] E.O.Brigham (著), 今井秀樹, 宮川 洋 (共訳), ”フーリエ変換” 科学技術出版社, pp.166-191 (1979)
- [17] 末田 正”光エレクトロニクス” 昭晃堂, pp.219-220 (1986)
- [18] 吉澤明男, 岩崎 俊”温度変化による半導体レーザの広帯域な離散的周波数掃引”, 電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会技術研究報告 OQE 91-81 pp. 25-30 (1991)
- [19] 吉澤明男, 岩崎 俊”温度変化と電流帰還による半導体レーザの階段状の周波数掃引”, 電子情報通信学会論文誌, J75-C-I, 6, pp. 437-443 (1992)
- [20] 吉澤明男, 田 新康, 岩崎 俊”ファブリペロー共振器の反射信号による半導体レーザ周波数のステップ可変”, 電気学会計測研究会資料 IM-92-56 pp.25-34 (1993)
- [21] A.Yoshizawa, "Step-like optical frequency sweep generator using a DBR laser", Opt. Quantum Electron., 27, 3, pp.127-131 (1995)



- [22] R.L.Barger, M.S.Sorem and J.L.Hall, " Frequency stabilization of a cw dye laser", Appl. Phys Lett., 22, 11, pp.573-575 (1973)
- [23] A.Yariv (著), 多田邦雄, 神谷武志 (共訳), " 光エレクトロニクスの基礎 (原書3版) " 丸善, p.102 (1988)
- [24] H.Tsuchida and Y.Mitsuhashi, "Frequency stabilisation of a modulated semiconductor laser", Electron. Lett., 23, 21, pp.1147-1148 (1987)
- [25] A.D.White, "Frequency stabilization of gas lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-1, 8, pp.349-357 (1965)
- [26] A.Yoshizawa, H.Tsuchida and T.Iwasaki, "Simple method for producing quasiderivative signal of Fabry-Perot resonance", Electron. Lett., 27, 24, pp.2222-2223 (1991)
- [27] T.Hirata, M.Maeda, M.Suehiro and H.Hosomatsu, "Fabrication and characteristics of GaAs-AlGaAs tunable laser diodes with DBR and phase-control sections integrated by compositional disordering of a quantum well", IEEE Quantum Electron., 27, 6, pp. 1609-1615 (1991)
- [28] T.J.Reid, C.A.Park, P.J.Williams, A.K.Wood and J.Buus, "3.8nm continuous tuning range of a low threshold distributed Bragg reflector laser", Proc. 12th Int. Semiconductor Laser Conf., Davos, pp.242-243 (1990)
- [29] O.Nilson and E.Goobar, "Continuously tunable external-cavity laser", Proc. 16th ECOC, Amsterdam, The Netherland, pp.373-376 (1990)
- [30] F.Favre and D.Le.Guen, "82nm of continuous tunability for an external cavity semiconductor laser", Electron. Lett., 27, 2, pp.183-184 (1991)
- [31] 日野幹雄 (著), " スペクトル解析" 朝倉書店, p.176 (1977)
- [32] 吉澤明男, 岩崎 俊" 半導体レーザのキャリア周波数の広帯域な階段状掃引による反射測定", 電気学会計測研究会資料 IM-92-55 pp. 11-20 (1992)



- [33] 吉澤明男, 岩崎 俊” 光周波数領域反射測定における最大エントロピー法とフーリエ変換の組合せによる像再生”, 電子情報通信学会論文誌, J76-C-I, 6, pp. 215-221 (1993)
- [34] 笹木敬司, 河田 聡, 南 茂夫, ” 最大エントロピー法 (MEM) ”, インターフェース, 9, 3, pp.276-285 (1983)
- [35] S.Morasca, F. Pozzi and C. De. Bernardi, "Measurement of group effective index in integrated semiconductor optical waveguides", IEEE Photon. Technol. Lett., 5, 1, pp.40-42 (1993)
- [36] 吉澤明男, 小倉睦郎, 森 雅彦” 一回選択MOCVD法により成長した量子井戸構造の評価: シュタルク効果の測定”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会技術研究報告 OPE 94-14 pp. 79-84 (1994)
- [37] 吉澤明男, 小倉睦郎, 森 雅彦” 半導体レーザ周波数の階段状掃引を利用した光導波路群屈折率測定法”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス・量子エレクトロニクス合同研究会技術研究報告 OPE 94-116 & LQE 94-95 pp. 49-54 (1995)
- [38] A.Yoshizawa, M.Ogura and M.Mori, "Method to determine the effective group refractive index of an optical waveguide using a steplike optical frequency sweep generator", Jpn. J. Appl. Phys. Pt.2, 34, 4B, pp.L526-L528 (1995)
- [39] P.L.Fuhr, D.N.Maynard and D.L.Kunkel, "Laser diode frequency sweeping techniques for fiber optic sensors and systems", SPIE 1169, Fiber Optic and Laser Sensors VII pp. 114-125 (1989)
- [40] J.C.Marron and K.S.Schroeder, "Three-dimensional lensless imaging using laser frequency diversity", Appl. Opt., 31, 2, pp.255-262 (1992)
- [41] H.Burkhard, "Effective phase and group indices for  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y/\text{InP}$  waveguide structures", J.Appl. Phys., 55, pp.503-508 (1984)



- [42] M.Ogura, Z.Y.Chen, H.Kaneko, S.Fujii, H.Ito, M.Mori, M.Watanabe, S.Mukai and H.Yajima, "AlGaAs/GaAs buried quantum well laser diodes by one time selective metalorganic chemical vapor deposition growth on dielectric window stripes", Appl. Phys. Lett., 62, pp.3417-3419 (1993)

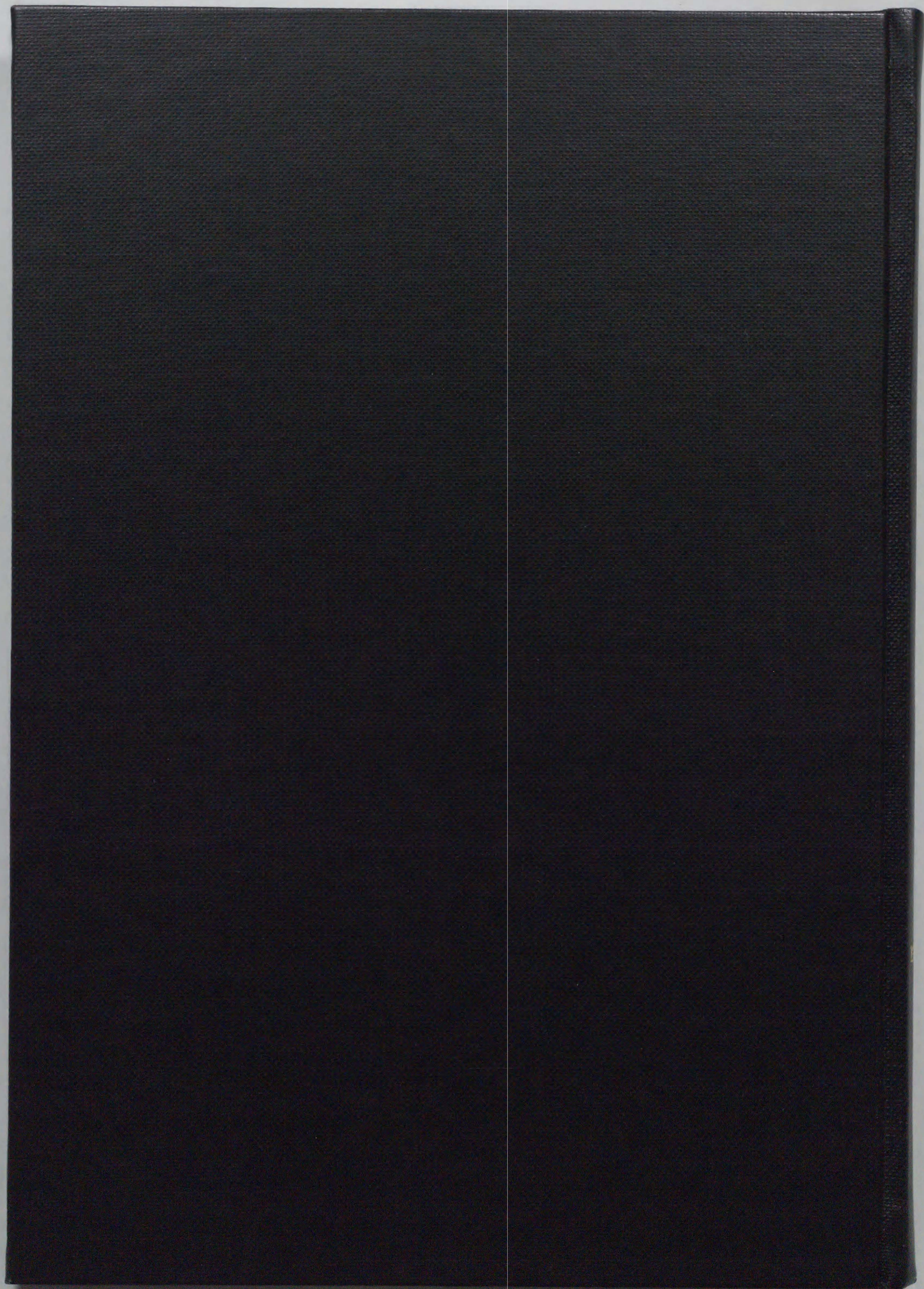
[本論文に関する論文\*]

- [S 1] 吉澤明男, 岩崎 俊” 温度変化による半導体レーザの広帯域な離散的周波数掃引”, 電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会技術研究報告 OQE 91-81 pp. 25-30 (1991)
- [S 2] A.Yoshizawa, H.Tsuchida and T.Iwasaki, "Simple method for producing quasiderivative signal of Fabry-Perot resonance", Electron. Lett., 27, 24, pp.2222-2223 (1991)
- [S 3] 吉澤明男, 岩崎 俊” 温度変化と電流帰還による半導体レーザの階段状の周波数掃引”, 電子情報通信学会論文誌, J75-C-I, 6, pp. 437-443 (1992)
- [S 4] 吉澤明男, 岩崎 俊” 半導体レーザのキャリア周波数の広帯域な階段状掃引による反射測定”, 電気学会計測研究会資料 IM-92-55 pp. 11-20 (1992)
- [S 5] 吉澤明男, 田 新康, 岩崎 俊” 半導体レーザの階段状周波数掃引による光リフレクトメトリー”, 第11回光波センシング技術研究会 LST 11-19 pp.133-140 (1993)
- [S 6] 吉澤明男, 岩崎 俊” 光周波数領域反射測定における最大エントロピー法とフーリエ変換の組合せによる像再生”, 電子情報通信学会論文誌, J76-C-I, 6, pp. 215-221 (1993)



- [S 7] 吉澤明男, 田 新康, 岩崎 俊” ファブリペロー共振器の反射信号による半導体レーザ周波数のステップ可変”, 電気学会計測研究会資料 IM-92-56 pp.25-34(1993)
- [S 8] 吉澤明男, 小倉睦郎, 森 雅彦” 一回選択MOCVD法により成長した量子井戸構造の評価: シュタルク効果の測定”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会技術研究報告 OPE 94-14 pp. 79-84 (1994)
- [S 9] A.Yoshizawa, "Step-like optical frequency sweep generator using a DBR laser", Opt. Quantum Electron., 27, 3, pp.127-131 (1995)
- [S 10] 吉澤明男, 小倉睦郎, 森 雅彦” 半導体レーザ周波数の階段状掃引を利用した光導波路群屈折率測定法”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス・量子エレクトロニクス合同研究会技術研究報告 OPE 94-116 & LQE 94-95 pp.49-54 (1995)
- [S 11] A.Yoshizawa, M.Ogura and M.Mori "Method to determine the effective group refractive index of an optical waveguide using a steplike optical frequency sweep generator", Jpn. J. Appl. Phys. Pt.2, 34, 4B, pp.L526-L528 (1995)







Inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue

Cyan

Green

Yellow

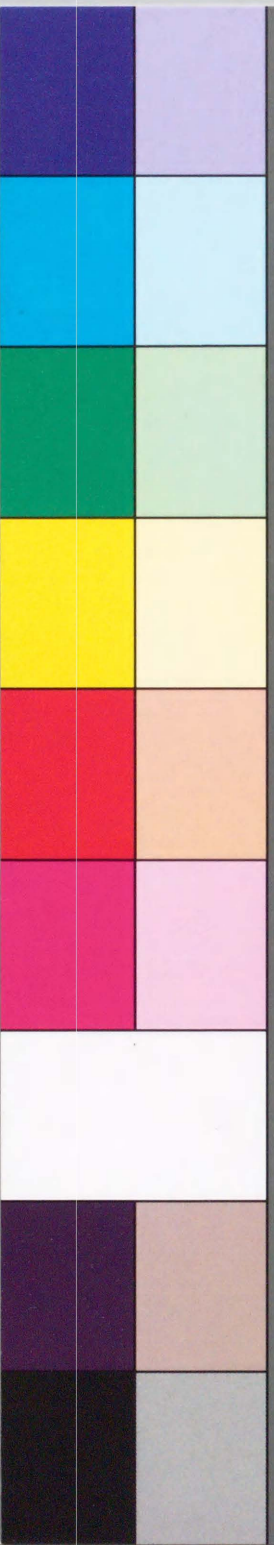
Red

Magenta

White

3/Color

Black



# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

