



Title	イメージセンサを用いたフーリエ分光装置の研究
Author(s)	岡本, 隆之
Citation	大阪大学, 1986, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/2138">https://hdl.handle.net/11094/2138</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

イメージセンサを用いた  
フーリエ分光装置の研究

昭和60年12月

岡本隆之

## 目次

緒論	1
第1章 イメージセンサを用いたフーリエ分光法 (ISFTS)	3
1-1 ISFTSの原理	3
1-1-1 インタフェログラムの生成	3
1-1-2 スペクトルの再生	4
1-1-3 分解能	6
1-1-4 アポダイゼーション	6
1-1-5 雑音の影響	7
1-2 検出系としてのイメージセンサ	8
1-2-1 1次元フォトダイオードアレイ	9
1-2-2 赤外ビジコン	10
1-2-3 イメージセンサのチャネル窓関数の影響	10
1-2-4 イメージセンサの非直線性の影響	12
1-3 データ処理系	12
1-3-1 データ収集装置	13
1-3-2 マイクロコンピュータシステム	15
1-4 従来の分光法との比較	16
1-4-1 反射鏡走査型フーリエ分光法との比較	17
1-4-2 分散型マルチチャネル分光法との比較	17
第2章 三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTS	18
2-1 緒言	18
2-2 三角光路コモンパス干渉計	19
2-3 装置の試作と性能評価	21
2-3-1 光学系	21

2-3-2	輝線スペクトルの測定	21
2-3-3	連続スペクトルの測定	25
2-3-4	時間分解スペクトルの測定	26
2-3-5	試作装置の性能および仕様	28
2-4	結言	29
第3章 三角光路干渉計 I S F T S における光学的分解能向上法		30
3-1	緒言	30
3-2	光学的分解能向上法の原理	30
3-3	性能評価	34
3-3-1	光学系	34
3-3-2	測定結果	36
3-4	結言	37
第4章 複屈折干渉計を用いた I S F T S		40
4-1	緒言	40
4-2	複屈折(偏光)干渉計	41
4-3	光源の広がりの影響	43
4-4	装置の試作と性能評価	45
4-4-1	光学系	45
4-4-2	波数軸の較正	46
4-4-3	発光スペクトルの測定	47
4-4-4	吸収スペクトルへの応用	48
4-4-5	試作装置の性能と仕様	50
4-5	結言	50
第5章 複屈折干渉計 I S F T S の近赤外域への拡張		52
5-1	緒言	52

5-2	試作装置	52
5-3	積算と差インタフェログラムによる雑音除去	53
5-3-1	フレーム内積算によるSN比の改善	53
5-3-2	差インタフェログラムによるバックグラウンド補正	54
5-4	試作装置の性能と仕様	57
5-5	結言	57
	総括	59
	謝辞	61
	参考文献	62

## 緒論

分光器は物性研究などの基礎分野から、定性・定量分析などの応用分野にいたるまで欠かすことのできない機器である。これまで種々の分光器が開発されてきたが、中でも回折格子分光器とフーリエ分光器は広帯域分光器の双璧をなすものである。フーリエ分光器の実用化は回折格子分光器と比較して遅れていたが、近年の計算機の発達と共に急速に実用化されるようになってきた。特に赤外・遠赤外領域での普及は回折格子分光器を凌ぐ勢いである。これはフーリエ分光法が持つ2つの利点、マルチプレックス(Fellgett)の優位性<sup>1)</sup>とスループット(Jacquinet)の優位性<sup>2)</sup>によるものである。しかし、可視・紫外領域に目を向けてみると、依然として回折格子分光器の独壇場であり、フーリエ分光法は超高分解能スペクトルの測定などの、ごく限られた用途にしか利用されていない。これは、マルチプレックスの優位性は可視・紫外領域の検出器では存在しないこと、測定波長領域が短くなるに従って、反射鏡走査機構に対する精度の要求が厳しくなることなどによる。しかしながら、スループットの優位性はそのまま残る。

さらに、回折格子分光法では近年発達が目ざましいマルチチャネル検出器(イメージセンサ)の利用が容易であるという利点を持つ。<sup>3,4)</sup> なぜなら、従来の分光写真器の写真乾板をイメージセンサに置き換えるだけでよいからである。検出器にNチャネルのイメージセンサを用いることにより、従来のシングルチャネルの検出器を使用する場合と比較して、同じ信号-雑音比(SN比)で測定する場合、 $1/N$ 倍の時間で測定が可能となり、同じ時間をかけて測定した場合、 $\sqrt{N}$ 倍のSN比が得られる。さらに、全スペクトルが同時に得られるため、単発の過渡現象の時間分解スペクトルの測定も可能である。イメージセンサを使用することによって得られる利点をここではマルチチャネルの優位性と名付ける。

イメージセンサをフーリエ分光法に適用することができれば、上に述べたスループットの優位性とマルチチャネルの優位性を持ったすぐれた分光器が誕生する。本研究は、この新しい分光器の開発を目的としたものである。

イメージセンサをフーリエ分光法に適用するためには、時系列データとして得られていたインタフェログラムを空間的に生成する必要がある。これにより、干渉計は複雑、高精度な駆動機構から開放される。空間的インタフェログラムの利用はフーリエ分光法の黎明期から

存在した。<sup>5)</sup> 1955年のFellgettの実験<sup>1)</sup>はインタフェログラムを初めて数値的にフーリエ変換してスペクトルを得たことで有名であるが、彼はこのとき2枚のガラス平板間にくさび形のすき間を設けたフィゾー干渉計により空間的インタフェログラムを生成した。ただし、このときは、シングルチャネルの検出器を干渉縞に沿って移動させることによりインタフェログラムを電気信号に変換している。

その後、1965年にStrokeとFunkhouser<sup>6)</sup>によってホログラフィ分光法<sup>7,8)</sup>が提案された。これは、空間的インタフェログラムを写真乾板に記録し（ホログラム）、それをフーリエ変換光学系で再生することにより、スペクトルを得るものである。ホログラフィ分光法はマルチチャネルの優位性を持ったフーリエ分光法であるが、写真乾板の現像、再生光学系へのセットなどの煩わしい操作が残されており、実時間での測定は不可能であった。

筆者はこのホログラフィ分光法を基礎として、イメージセンサをフーリエ分光法に適用し、スループットの優位性とマルチチャネルの優位性を持った近赤外、可視および紫外領域における新しいフーリエ分光法——イメージセンサフーリエ分光法（Image Sensor Fourier Transform Spectroscopy：ISFTS）——の開発を行ない、その有用性を示した。本論文はこれらの研究成果をまとめたものである。

第1章では、ISFTSの原理について述べ、第2章以降の実験で使用するイメージセンサとデータ処理装置について説明する。また、従来の分光法と比較し、ISFTSの特徴をまとめる。

第2章では、三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSについて述べ、その干渉計の特徴を示す。さらにこの干渉計で発光スペクトルを測定し、その評価を行う。そして、時間分解スペクトル測定への可能性を示す。

第3章では、第2章で示した干渉計を用いたISFTSの欠点である分解能の低さを改善するための、光学的分解能向上法について述べ、実験によりその有効性を示す。

第4章では、ISFTSに最適な干渉計として新たに複屈折干渉計を開発し、その特長を述べる。さらに、この干渉計により吸収スペクトルの測定を試み、その有用性を示す。

第5章では、第4章で開発した複屈折干渉計を用いたISFTSの近赤外領域への拡張について述べる。また、2種類の雑音除去法について述べ、その有用性を示す。

最後に、本研究の研究成果について総括し、今後の課題について考察する。

# 第1章 イメージセンサを用いたフーリエ分光法 (ISFTS)

## 1-1 ISFTSの原理

### 1-1-1 インタフェログラムの生成

二光束干渉計で2つの平面波を図1-1に示すように角度 $\theta$ を持って重ね合わせ干渉させる。図の原点では2平面波の光路差は0であるとする。観測平面 ( $y=0$ ) 上での2光束の光路差 $\Delta$ は

$$\Delta = 2x \sin(\theta/2) \quad (1-1)$$

となり、干渉縞の強度分布  $i(x)$  は、光源が準単色で波数 $\sigma$ 、強度  $s$  のとき次式で与えられる。

$$i(x) = s \left[ 1 + \cos \left( 2\pi\sigma 2x \sin \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1-2)$$

ISFTSでは、 $\theta \ll 1$  で使用するため式 (1-2) は

$$i(x) = s (1 + \cos 2\pi\sigma\theta x) \quad (1-3)$$

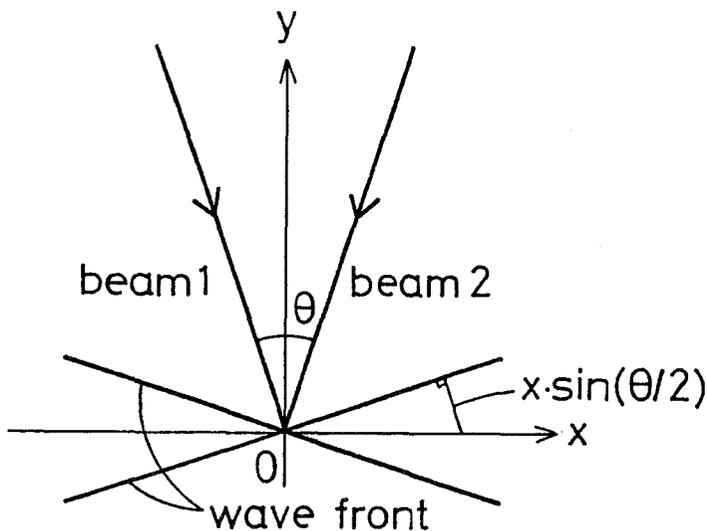


図1-1 インタフェログラム生成の原理図

で近似される。以下本論文ではこの近似を用いる。

光源がスペクトル強度分布  $s(\sigma)$  を持つ場合、干渉縞は波数  $\sigma$  に関するインコヒーレントな重ね合わせとなり、

$$i(x) = \int_0^{\infty} s(\sigma) (1 + \cos 2\pi\sigma\theta x) d\sigma \quad (1-4)$$

となる。干渉縞  $i(x)$  をここではインタフェログラムと定義する（インタフェログラムの定義は厳密には干渉縞信号中の交流成分に対してなされる）。 $i(x)$  は光路差を  $\theta x$  としたときの従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法で得られるインタフェログラムと同じである。ただし、従来のフーリエ分光法では光路差を得るために反射鏡を光軸に沿って平行移動させるため、

(1) 高精度の反射鏡走査機構が必要である。

(2) そのため、分光器が大型となり高価になる。

などの欠点を持つ。これに対して、ISFTSでは光路差は光軸と直交する方向に光軸からの距離に比例して得られるため、

(1) 機械的駆動部分を必要としない。

(2) そのため、分光器が堅牢で小型化が容易であり安価になる。

(3) インタフェログラムが空間的に同時に得られるため、時間分解測光が可能である。

などの利点を持つ。

### 1-1-2 スペクトルの再生

生成されたインタフェログラムは図1-1の観測面に置かれたイメージセンサによってサンプリングされ、光電変換される。イメージセンサの第  $m$  番目のチャンネルで得られる信号  $I_m$  は次式で与えられる。

$$I_m = \int_{-\infty}^{\infty} i(x) w(x - [md - \phi]) dx \quad (1-5)$$

ここで、 $w(x)$  はイメージセンサのチャンネル窓関数（図1-4参照）、 $d$  はイメージセンサの隣り合うチャンネル間の距離、 $\phi$  はイメージセンサの第0番目のチャンネルと光軸（ $x=0$ ）との距離である。ここで、簡単のためしばらくの間チャンネル窓関数  $w(x)$  をデルタ関数  $\delta(x)$  で近似すると、 $I_m$  は、

$$\begin{aligned} I_m &= \int_{-\infty}^{\infty} i(x) \delta(x - [md - \phi]) dx \\ &= i(md - \phi) \\ &= \int_0^{\infty} s(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma\theta(md - \phi)]\} d\sigma \end{aligned} \quad (1-6)$$

となる。

スペクトル再生はイメージセンサの第0番目のチャンネルの中心と光軸（ $x=0$ ）が一致している場合（ $\phi=0$ ）にはインタフェログラム  $I_m$  の交流成分（AC成分） $I'_m$

$$I'_m = \int_0^{\infty} s(\sigma) \cos[2\pi\sigma\theta(md - \phi)] d\sigma \quad (1-7)$$

を離散的にフーリエ余弦変換することによって得られる。しかし、一般には両者を厳密に一致させることは困難である。 $\phi \neq 0$  のときはフーリエ余弦変換による再生ではスペクトルに歪を受ける。 $\phi \approx 0$  の場合はMerzの掛け算法<sup>9,10)</sup> やFormanのコンボリューション法<sup>11)</sup> などの位相補正法によりスペクトルを補正することができる。本論文ではこれらの方法を用いずに  $\phi$  の値が大きいきも使用可能で計算も簡単な非対称両側インタフェログラムを離散的に複素フーリエ変換し、その絶対値を計算してスペクトルを得る方法を用いた。得られるスペクトルも離散的なサンプル点  $S_k$  で表わされ、

$$\begin{aligned} S_k &= \left| \sum_{m=0}^{N-1} I'_m \exp(-2\pi jkm/N) \right| \\ &= s(k/\theta Nd), \quad k = 0, \dots, N/2 \end{aligned} \quad (1-8)$$

となる。ここで、 $N$  はイメージセンサのチャンネル数である。得られるスペクトルは  $k = N/2$  を中心として左右対称となるため、有効な情報はチャンネル数の  $1/2$  となる。再生スペクトル上でのサンプル点  $k$  における波数  $\sigma_k$  は式（1-8）から次式で与えられる。

$$\sigma_k = k/\theta Nd \quad (1-9)$$

波数の同定はこの式より容易に行える。

### 1-1-3 分解能

再生されたスペクトルの隣り合う2つのサンプル点の波数差を波数分解 $\delta\sigma$ と定義すると、 $\delta\sigma$ は式(1-9)から、

$$\begin{aligned} \delta\sigma &= \sigma_k - \sigma_{k-1} \\ &= 1/\theta Nd \end{aligned} \quad (1-10)$$

となる。また、得られるスペクトルの最大波数 $\sigma_{\max}$ は $k = N/2$ のときで、

$$\begin{aligned} \sigma_{\max} &= \sigma_{N/2} \\ &= 1/2\theta d \end{aligned} \quad (1-11)$$

となる。分解能 $R$ を $\sigma_{\max} / \delta\sigma$ で定義すると、 $R$ は、

$$\begin{aligned} R &= \sigma_{\max} / \delta\sigma \\ &= N/2 \end{aligned} \quad (1-12)$$

となる。波数分解、最大波数はそれぞれ2光束の交角 $\theta$ を変えることにより可変であるが、分解能はイメージセンサのチャンネル数によってのみ決まる。

### 1-1-4 アポダイゼーション

インタフェログラムは光学系などの制限を受けなければ、本来無限に続くものであるが、実際に得られるインタフェログラムは光学系やイメージセンサの幅で制限される。その結果、線スペクトルを入射させた場合にもスペクトルに幅が生じ、しかも、主ピークの両側に副極大がいくつも現われゴーストとなる。

副極大を抑える方法がアポダイゼーションである。これは、アポダイゼーション関数をインタフェログラムに乘じフーリエ変換を行いスペクトルを得るものである。種々のアポダイ

12)  
 ゼーション関数が考案されているが、  
 本論文では最も簡単で比較的効果の  
 大きい三角形関数を用いた（図1-  
 2参照）。三角形関数を用いたアポ  
 ダイゼーションにより、2次極大値  
 が0.22から0.047に減少する。ただ  
 し、主ピークの幅は1.22から1.76に  
 増加する<sup>13)</sup>

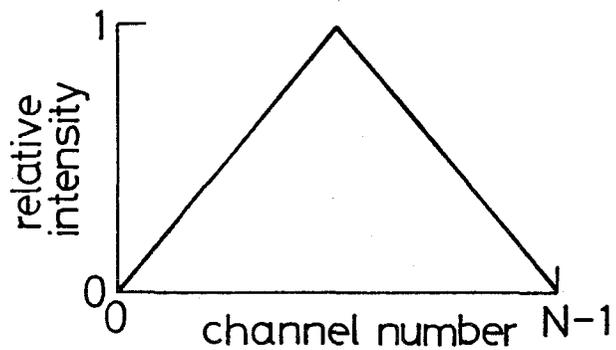


図1-2 アポダイゼーションに用いた三角形関数

### 1-1-5 雑音の影響<sup>3,12,14,15)</sup>

分光器によるデータ収集では次の3種類の雑音が考えられる。

- (1) 検出器雑音：信号光強度に依存しない雑音で、赤外検出器は主としてこの雑音で支配される。雑音は観測時間の平方根に比例する。
- (2) 光子雑音：信号光強度の平方根に比例する雑音で、典型的なのは光子の数を計数する際の統計的なゆらぎである。可視、紫外域の検出器は主としてこの雑音で支配される。
- (3) シンチレーション雑音：信号光強度に比例する雑音で、信号やバックグラウンド放射自体の変動の結果生じる。

以下、次の3種類の分光法における、上の3種類の雑音の影響を調べる。

- (A) 従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法
- (B) 分散型マルチチャンネル分光法
- (C) イメージセンサフーリエ分光法

通常の波長走査型の分散型分光法におけるSN比を基準として、上の各分光法のSN比を考察する。

今、N個のスペクトルエレメントを、1エレメント当たりT時間かけて測定するとする。検出器雑音が支配的な場合、波長走査型分散分光法では信号強度はTに、雑音強度は $\sqrt{T}$ に比例するからSN比は $T/\sqrt{T}=\sqrt{T}$ に比例する。従来のフーリエ分光では1スペクトルエレメント当たりの測定時間はNTとなり、信号強度はNTに、雑音強度は観測時間NTの平方根

$\sqrt{NT}$ に比例するからSN比は $NT/\sqrt{NT}=\sqrt{NT}$ に比例する。したがって、従来のフーリエ分光法は波長走査型分散分光法に対して $\sqrt{N}$ 倍SN比が高い。これがマルチプレックスの優位性とか Fellgett の優位性と呼ばれているものである。実際のフーリエ分光器ではエネルギーの1/2は光源側へ戻るためSN比は $\sqrt{N}/2$ 倍となる。(A)、(B)、(C)の各分光法に対して同様の議論を(1)、(2)、(3)の各雑音が支配的な場合にした結果を表1-1に示す。

この結果から従来のフーリエ分光法のマルチプレックスの優位性は検出器雑音が支配的な場合、すなわち、赤外領域の測定の場合に限られ可視・紫外領域ではマルチプレックスの優位性は得られないことがわかる。これに対して、分散型マルチチャンネル分光法とイメージセンサフーリエ分光法はすべての種類の雑音に対してSN比が向上しているのがわかる。ここでは、これをマルチチャンネルの優位性と呼ぶ。

イメージセンサフーリエ分光法は分散型マルチチャンネル分光法に比べてSN比が1/2、あるいは、 $1/\sqrt{2}$ だけ小さくなるが、利用できる光束のエネルギーが格段に大きいため(第2章、第4章参照)、総合的にはSN比は高くなる。

表1-1 3種類の分光法における雑音の影響

	反射鏡走査型 フーリエ分光法	分散型マルチ チャンネル分光法	ISFTS
検出器雑音が 支配的	$\sqrt{N}/2$	$\sqrt{N}$	$\sqrt{N}/2$
光子雑音が 支配的	$\sqrt{1/2}$	$\sqrt{N}$	$\sqrt{N/2}$
シンチレーション 雑音が支配的	$1/N$	1	1

N: スペクトルエレメント数 (イメージセンサのチャンネル数)

### 1-2 検出系としてのイメージセンサ<sup>16)</sup>

現在、種々のイメージセンサが開発されているが、大きく撮像管と固体撮像素子に分けら

れる。ISFTSには次の点で固体撮像素子が有利である。

- (1) 画素の配列が固定されているため空間的歪が非常に小さい。そのため、インタフェログラムのサンプリングが正確に等間隔で実行できる。サンプリング誤差が存在すると、回折格子のピッチ誤差のために生じる Rolland ゴーストと同様、真のスペクトルのまわりにゴーストが生じる。
- (2) ICパッケージに封入されており、小型軽量で丈夫であり、振動にも強く、低消費電力で信頼性が高い。

固体撮像素子は1次元のラインセンサと2次元のエリアセンサとに分けられるが、

- (1) インタフェログラムは1次元情報しか持たない。
- (2) エリアセンサでは集積度が低く(数百×数百)、分解能が低くなる。
- (3) エリアセンサでは走査機構が複雑になり1フレームの走査速度が低くなる。

などの理由によりISFTSには1次元の固体撮像素子が最適であることがわかる。

本論文では可視域においては自己走査型リニアフォトダイオードアレイを用いた。赤外、近赤外領域では固体撮像素子の開発が遅れており高価でもあるため本論文では撮像管である赤外ビジコンを使用した。

#### 1-2-1 1次元フォトダイオードアレイ<sup>17)</sup>

現在実用化されている1次元フォトダイオードアレイは電荷の読み出しの方法により大きくCCD型とMOS型に分けられる。CCD型は各フォトダイオードに蓄積された電荷をCCD (Charge Coupled Device) アナログシフトレジスタに乗せて、順次シフトさせて読み出すのに対し、MOS型では各フォトダイオードに接続されたMOSFETアナログスイッチを順次切換えて信号を読み出している。CCD型はMOS型に比較して集積度を容易に上げられる利点を持つが、ブルーミング、分光感度、ダイナミックレンジの点でMOS型が勝る。最近PCD (Plasma Coupled Device) 型の1次元フォトダイオードアレイも実用化された。<sup>18)</sup>

本論文では、上記の利点によりMOS型を用いた。実際に使用したのは松下電子工業(株)製のMN8090<sup>19)</sup>でチャンネル数は1024、1個のフォトダイオードの大きさは長さ464 $\mu\text{m}$ 、幅16 $\mu\text{m}$ である。隣り合うフォトダイオードの間隔は28 $\mu\text{m}$ で全体の幅

は28mmである。本フォトダイオードアレイは長さが幅に比べて17倍程度長いので、干渉縞などの1次元情報の測定においてエネルギー利用効率の点で優れている。分光感度は波長約300nmから約1.2μmにかけて有する。第2章、第3章、および第4章の装置には本フォトダイオードアレイを使用した。

### 1-2-2 赤外ビジコン

近年赤外領域において種々の固体イメージセンサが開発されつつあるが、<sup>20)</sup> そのいずれもが高価であり、かつ、液体窒素冷却などによる低温を必要とする。また、集積度も鉛化合物系を除くと数百程度と低い。そこで、本論文では波長1~2μmの近赤外領域での測定に比較的安価で冷却を必要としない1インチ赤外ビジコン(N214-06:浜松ホトニクス(株))を使用した。N214-06は図1-3に示すように波長400nm~2.0μmに感度を有する。限界解像度は700TV本でガンマ値は約0.63である。撮像管の周辺回路は東芝(株)製の1インチモノクロテレビカメラTL-3C型をそのまま用いた。第5章の装置にはこの赤外ビジコンカメラを使用した。

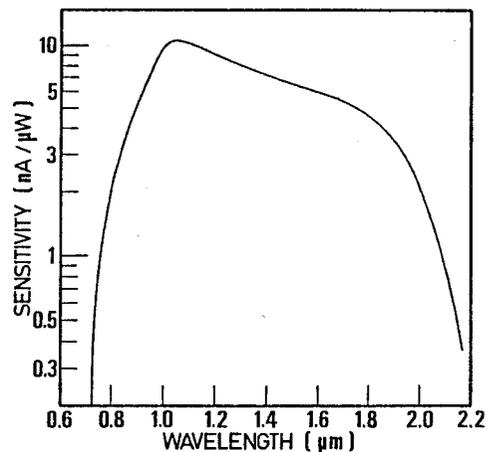


図1-3 赤外ビジコン N214-06の分光感度特性

### 1-2-3 イメージセンサのチャネル窓関数の影響

これまでイメージセンサのチャネル窓関数  $w(x)$  をデルタ関数  $\delta(x)$  で近似してきたが、実際は窓関数  $w(x)$  は有限の幅を持っており、その形もイメージセンサの種類によって異なる。ここで、窓関数  $w(x)$  が再生スペクトルに与える影響を考えてみる。

イメージセンサによってサンプルされた信号は式(1-5)に示されるようにインタフェログラム  $i(x)$  と窓関数  $w(x)$  とのコンボリューションで表わされる。2つの関数のコンボリューションをフーリエ変換したものは、それぞれの関数をフーリエ変換したものの積とな

ることから、再生スペクトル  $S_k$  は次式

$$S_k = s(k/\theta Nd) W(k/Nd), \quad k = 0, \dots, N/2 \quad (1-13)$$

で表わされる。ここで、 $W(u)$  は窓関数  $w(x)$  のフーリエ変換で

$$W(u) = \int_{-\infty}^{\infty} w(x) \exp(-2\pi jux) dx \quad (1-14)$$

で与えられる。式 (1-13) から再生スペクトルには真のスペクトル  $s$  に窓関数のフーリエ変換  $W$  が包絡線として掛かることがわかる。この包絡線はイメージセンサの伝達関数 (Modulation Transfer Function: MTF) である。

MOS形のリニアフォトダイオードアレイであるMN8090の場合、その1チャンネルの窓関数は台形で近似でき<sup>17)</sup> 図1-4

(a) のようになる。台形の上底の長さはPN接合の長さに対応する。MN8090のMTFは図1-4 (a) のフーリエ変換で与えられ図1-4 (b) となる。最大波数  $\sigma_{\max}$  での強度は波数0における強度と比較して59%に低下する。

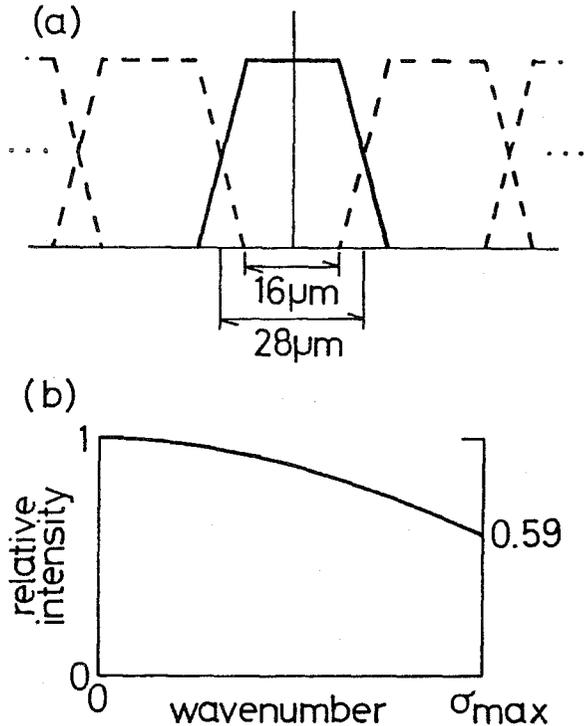


図1-4 MN8090フォトダイオードアレイの  
(a) チャンネル窓関数と (b) MTF

#### 1-2-4 イメージセンサの非直線性の影響

イメージセンサのガンマ値が1からずれる場合、その非直線性が問題となり、真のスペクトルの整数倍のスペクトル成分が高調波成分として現われる。そのため、フーリエ変換によるスペクトル再生を行う以前にガンマ補正が必要となる。しかし、実際の場合、高周波領域でのイメージセンサのMTFの低下などの原因でインタフェログラムの可視度Vは1より小さい値となる。このとき、イメージセンサで得られるインタフェログラム $t(x)$ はイメージセンサのガンマ値を $\gamma$ とすると近似的に次式で与えられる。

$$\begin{aligned}t(x) &= [i(x)]^\gamma \\&= \left[ \int_0^\infty s(\sigma) (1 + V \cos 2\pi\sigma\theta x) d\sigma \right]^\gamma \\&= C^\gamma \left[ 1 + \frac{V}{C} \int_0^\infty s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma \right]^\gamma \\&\approx C^\gamma \left[ 1 + \frac{V\gamma}{C} \int_0^\infty s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma \right] \\&= C^\gamma + VC^{\gamma-1} \int_0^\infty s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma\end{aligned}\tag{1-15}$$

ここで

$$C = \int_0^\infty s(\sigma) d\sigma, \quad V \ll 1\tag{1-16}$$

である。この結果、インタフェログラムの可視度が小さい場合、イメージセンサの非直線性の影響はほとんど問題とならないことがわかる。

#### 1-3 データ処理系

イメージセンサからの出力はアナログ信号であるため、フーリエ変換などのデータ処理を行うためには、デジタル信号に変換し、マイクロコンピュータシステムに転送しなければならない。このイメージセンサとマイクロコンピュータシステムとを結ぶインタフェースであるデータ収集装置はMN8090フォトダイオードアレイに関しては著者が設計、試作を行い、N214-06赤外ビジコンに関しては市販のものを使用した。マイクロコンピュータシステムにはパーソナルコンピュータを使用した。

### 1-3-1 データ収集装置

#### (a) MN8090 フォトダイオードアレイ用

図1-5に設計、試作したデータ収集装置のブロック図を示す。BS-813（松下電子工業（株））はMN8090用のクロックドライバとMN8090からの信号用の増幅器が組み込まれたボードである。データ収集装置はこのボードとマイクロコンピュータシステムとを結ぶ働きをする。図1-6にピークホールド部分の回路図を、図1-7にその他の部分の回路図を示す。BS-813で増幅されたMN8090からの信号は露光量に比例した高さを持つスパイク状のパルス列をなしており、ピークホールドされた後、AD変換される。AD変換器にはHZ12BGC(Date1)を用いた。分解能、変換時間はそれぞれ12ビット、 $8\mu s$ である。デジタル信号に変換されたデータは収集装置内のメモリに記憶される。メモリは15フレー

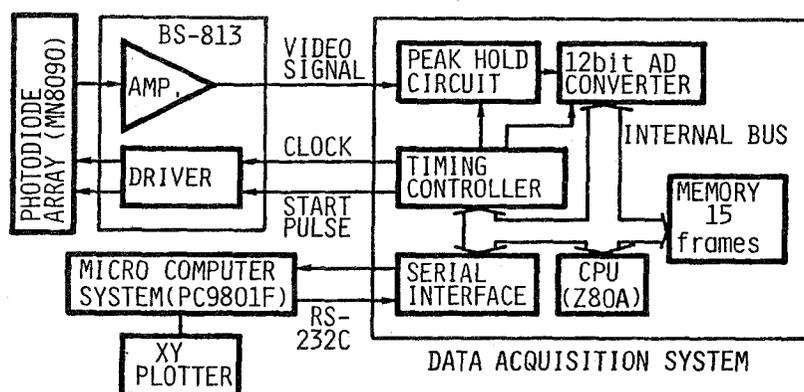


図1-5 データ収集装置のブロック図

ム分備えられており、連続して15のインタフェログラムの取り込みが可能である。一旦メモリに格納されたデータはRS-232Cインタフェースバスを通してマイクロコンピュータシステムに転送される。収集装置内

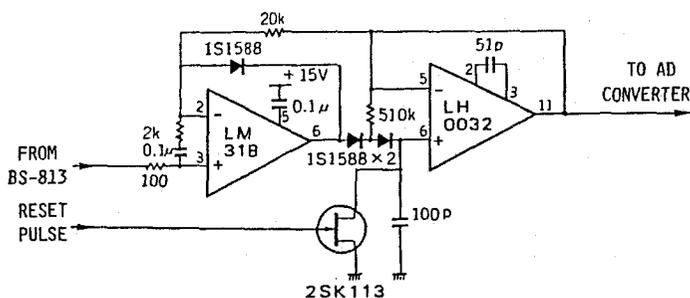


図1-6 ピークホールドの回路図

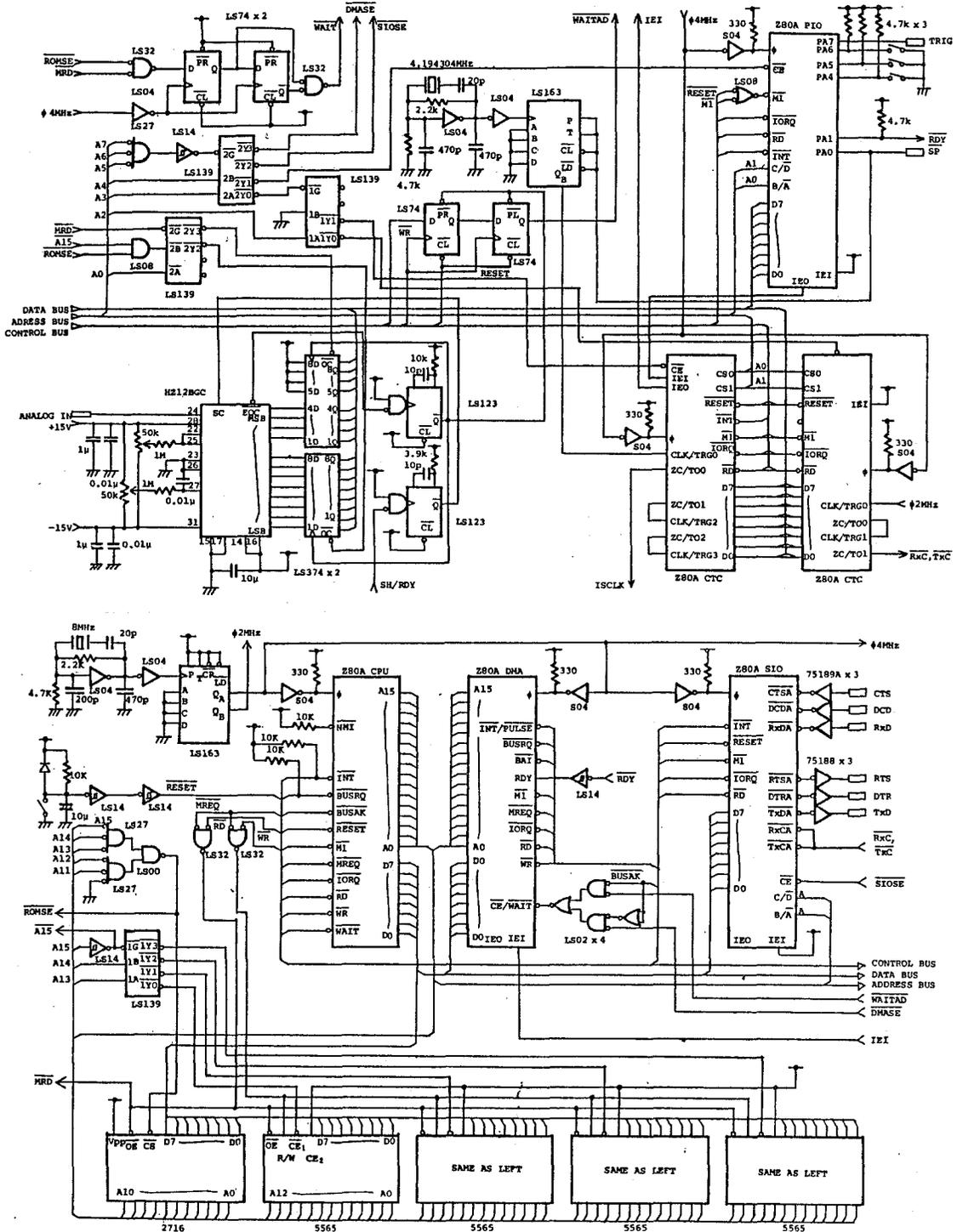


図1-7 データ収集装置の回路図 (ピークホールドを除く)

表1-2 データ収集装置のコマンドリスト

コマンド	内容
R n	トリガモードを設定 n = 0 : 内部トリガ n = 1 : 外部トリガ
X n	露光時間を $n \times 10 \text{ms}$ に設定
S n	フレーム間のサンプリング間隔を $n \times 10 \text{ms}$ に設定
I n	サンプリングするフレームを n に設定
G	サンプリングスタート
T	データをパーソナルコンピュータに転送

のCPU(Z80A)はマイクロコンピュータシステムからの命令やパラメータに従い内部バスを通して各素子を制御し、自動的にデータの収集を行う。

表1-2に本装置を駆動する命令を示す。本装置はフォトダイオードアレイの露光時間を10ms単位で設定でき、最短10ms間隔で連続してデータの取り込みが可能である。

(b) N214-06赤外ビジコン用

市販の画像取り込み装置IP-2(株)エー・ディー・エス)を使用した。IP-2はビデオレートで画像の取り込みを行い、1フレームは256×256画素で構成される。1画素は8ビット(256階調)で表わされる。

1-3-2 マイクロコンピュータシステム

フーリエ変換などの数値計算を行う計算機としてパーソナルコンピュータを用いた。近年半導体技術の進歩により16ビットマイクロプロセッサと大容量メモリを内蔵するパーソナルコンピュータが普及し、手軽にそれら的高速演算機能、グラフィックディスプレイ機能などが利用できる。これを分光システムに導入すればイメージセンサの制御、データ処理、記録、表示、保存が容易に短時間で行える。

本研究で使用したパーソナルコンピュータは日本電気(株)(NEC)製PC9801F(18086 CPU: Intel)、モノクロディスプレイPC8851(NEC)、IEEE-488用インタフェースボードPC9801-06(NEC)である。データのハードコピー用にXYプロッタMP1000-31(グラフテック(株))

を用いた。インタフェログラムは1-2-4項で述べたデータ収集装置からはRS-232Cインタフェースバスを通して、IP-2からはIEEE-488インタフェースバスを通してパーソナルコンピュータに転送される。パーソナルコンピュータで行われるスペクトル再生のための数値計算を具体的に示すと、

- (1) バックグラウンド (DC) 成分の除去：インタフェログラム  $I_m$  の平均値を減算する。

$$I'_m = I_m - \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} I_m, \quad m = 0, \dots, N-1 \quad (1-17)$$

- (2) アポダイゼーション：三角形関数によるアポダイゼーション、

$$I''_m = (1 - |1 - 2m/N|) I'_m, \quad m = 0, \dots, N-1 \quad (1-18)$$

- (3) フーリエ変換：FFT (Fast Fourier Transform) によるフーリエ変換の後、絶対値をとる。

$$S_k = \left| \sum_{m=0}^{N-1} I''_m \exp(-2\pi jkm/N) \right|$$

$$= \sqrt{[I''_m \cos(2\pi km/N)]^2 + [I''_m \sin(2\pi km/N)]^2}$$

$$k = 0, \dots, N/2 \quad (1-19)$$

(1)、(2)、および(3)の計算のプログラミングにはすべてi8086の機械語を使用した。Nが1024の場合、パーソナルコンピュータPC9801Fでの計算時間は約15秒であった。データの表示、記録などはすべてN<sub>88</sub>-BASIC言語を使用して行った。

#### 1-4 従来の分光法との比較

本節では従来の分光法と比較しながらISFTSの特徴をまとめ列記する。対象とする従来の分光法としては反射鏡走査型のフーリエ分光法と分散型マルチチャネル分光法を選んだ。

#### 1-4-1 反射鏡走査型のフーリエ分光法との比較

##### 利点

- (1) 高精度の反射鏡駆動機構が不要である。
- (2) (1)の利点により、装置は構造が簡単で堅牢となり小型化が容易になる。したがって安価である。
- (3) インタフェログラムが空間的に同時に得られるため単発現象でも時間分解分光が可能である。
- (4) 反射鏡の移動距離を測定するためのヘリウムネオン干渉計などが不要である。
- (5) 可視域において理論的にSN比が勝る。
- (6) コモンパス干渉計が使えるため外部からの擾乱を受けにくい(第2章、第4章参照)。

##### 欠点

- (1) 分解能がイメージセンサのチャンネル数により決まるため、現時点では分解能が低い。
- (2) 現時点ではイメージセンサのダイナミックレンジが小さいためSN比の低下を招く。

#### 1-4-2 分散型マルチチャネル分光法との比較

##### 利点

- (1) スリットが不要で利用できる光束が格段に大きいため明るい(第2章、第4章参照)。

##### 欠点

- (1) フーリエ変換などの数値計算が必要である。
- (2) 再生スペクトルのSN比はインタフェログラムのSN比より低下する。

## 第2章 三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTS<sup>22)</sup>

### 2-1 緒言

ISFTSに必要な空間的インタフェログラムを生成する2光束干渉計には種々のものが考えられるが、最も一般的なのは図2-1に示すようにマイケルソン（トワイマン＝グリーン）干渉計の一方、あるいは、両方の反射鏡を光軸に対して傾けたもので、StrokeとFunkhouserはこの干渉計をホログラフィ分光法に用いた。<sup>6)</sup>しかし、マイケルソン干渉計では2光束は異なった光路をとり異なった反射鏡により反射されるため、それぞれ異なった振動などの外乱の影響を受ける。そのため、干渉縞はたやすく擾乱を受けるという欠点を持つ。また、白色光による干渉縞すなわち、0次の干渉縞を得るためには2光路の長さを等しくしなければならないが、マイケルソン干渉計ではこの調整に熟練を要するという欠点を持つ。マッハツェンダ干渉計も同様の欠点を持つ。

ISFTSでは屈折率測定や、形状測定などとは異なり2光束を完全に分離する必要はない。そのため、コモンパス干渉計の使用が可能である。本章では、このコモンパス干渉計の一種である三角光路コモンパス干渉計<sup>23)</sup>を用いた新しいイメージセンサフーリエ分光器

(ISFTS)を開発した。三角光路コモンパス干渉計はYoshiharaとKitade<sup>24)</sup>によってホログラフィ分光法に用いられた。この干渉計では2光束が同じ光路を通るため、上記のマイケルソン干渉計の持つ欠点が克服できる。すなわち、振動などの外乱は両光束に対して同等に動くため、観測面での干渉縞は外乱による効果を打ち消し合い、その影響を受けにくい。また、2光路長は等しいため白色(0次)干渉縞が容易に得られ

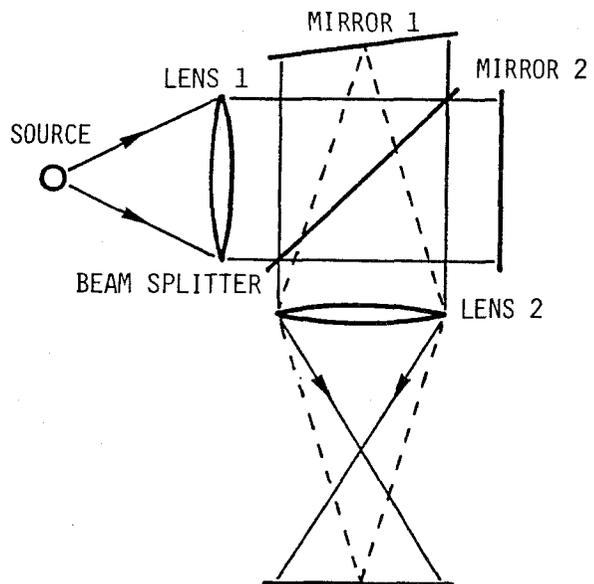


図2-1 反射鏡を傾けたマイケルソン干渉計

る利点を持つ。

## 2-2 三角光路コモンパス干渉計

図2-2に三角光路コモンパス干渉計の概略図を示す。光源Sからの光はビームスプリッタBSによって2光束に振幅分割され、それぞれの光束は反射鏡M1、M2で反射された後、再びビームスプリッタBSによって結合される。レンズLは発散2光束をコリメートしイメージセンサD上に干渉縞（インタフェログラム）を生成する。反射鏡M1が図2-2の破線の位置にあるとき2光束は完全に一致し2光束間の角度 $\theta$ は0となり干渉縞は得られない。この位置からの反射鏡M1の光軸に沿った平行移動距離を $a$ とすると、 $a$ を大きくするに従って2光束のなす角度 $\theta$ は大きくなり干渉縞の周期は短くなる。

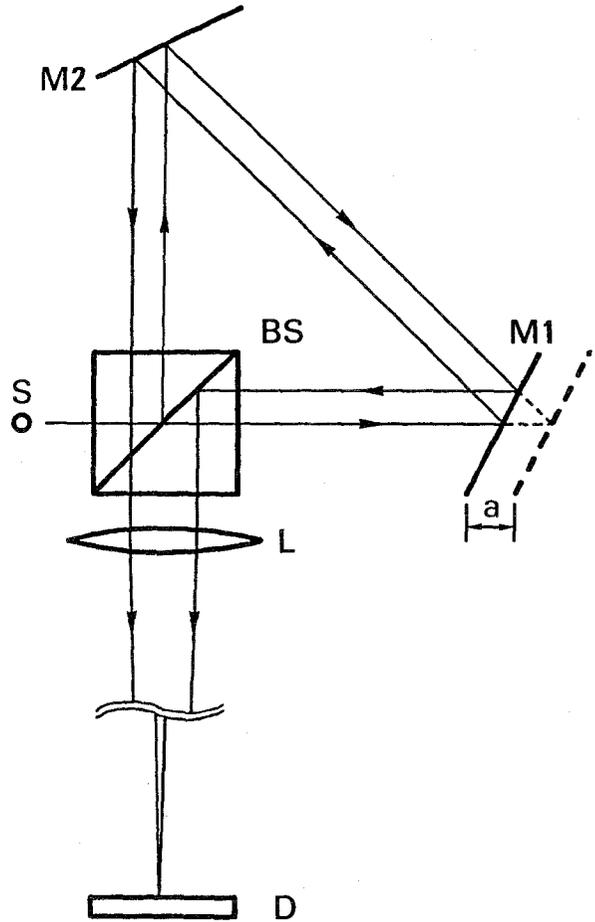


図2-2 三角光路コモンパス干渉計

本干渉計の特徴は、光源SからレンズLまでの距離とレンズLからイメージセンサDまでの距離は共にレンズLの焦点距離 $f$ にセットされていることである。すなわち、系はレンズLによるフーリエ変換光学系になっている。これをわかりやすくするため図2-2の等価光学系を図2-3に示す。S1、S2はビームスプリッタBSによって振幅分割された1つの光源Sの等価光

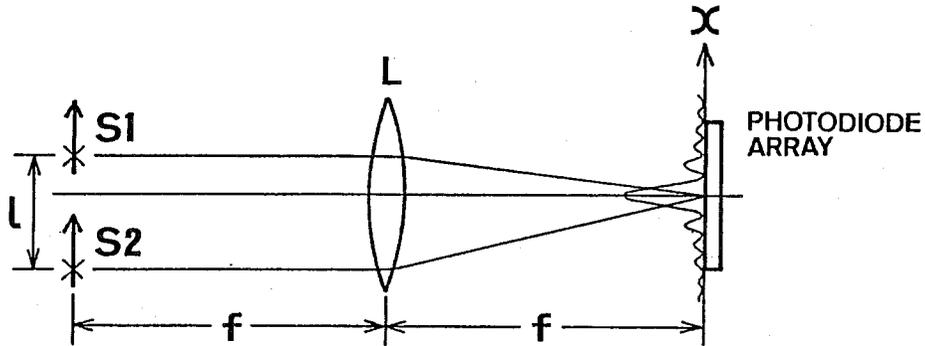


図 2-3 図 2-2 の等価光学系

源である。S1、S2間の距離  $l$  は図 2-2 から幾何学的に求められ、前述の距離  $a$  を用いると  $l = \sqrt{2}a$  となる。ここで、光源の広がりの影響を考えてみる。光源はインコヒーレントであるとする。すなわち、コヒーレントな点光源の集合と仮定すると、干渉を起こすのは S1、S2 の同じ点から出た光どうしのみである。S1、S2 上の同じ点光源の距離は常に一定で  $l$  である。フーリエ変換光学系では強度に関しては shift-invariant であるという性質から、光源の各点からの光はすべて同じ強度分布を持つ干渉縞を同じ位置に生成する。したがって、得られる干渉縞の可視度は光源の大きさに依存しないため、極端に大きい光源が利用できるという利点を持つ。

本干渉計において、イメージセンサ D 上で 2 光束のなす角度  $\theta$  は

$$\theta = \sqrt{2}a/f, \quad (a/f \ll 1) \quad (2-1)$$

となる。波数分解  $\delta\sigma$ 、最大波数  $\sigma_{\max}$  は式 (1-10)、(1-11) に式 (2-1) を代入することにより、

$$\delta\sigma = f/1Nd \quad (2-2)$$

$$\sigma_{\max} = f/2ld \quad (2-3)$$

となり、いずれも  $l$ 、すなわち、 $a$  を変化させることにより調節可能である。

## 2-3 装置の試作と性能評価

### 2-3-1 光学系

試作装置に用いた光学素子は次のとおりである。ビームスプリッタは裏面反射によるゴーストの影響を避けるためキューブタイプを用いた。大きさは $40 \times 40 \times 40$  mm、面精度は $\lambda/4$ である。反射鏡はすべて直径60 mm、面精度 $\lambda/10$ である。フーリエ変換レンズは直径60 mm、焦点距離450 mmである。この焦点距離は、使用したビームスプリッタによって光束がけられることなしに三角光路干渉計を構成するために必要な光源からレンズまでの距離から決めた。レンズの色収差は各波長によって焦点距離を変える。その結果、焦平面（フーリエ面）が観測面からずれた波長の光が作るインタフェログラムの可視度は低くなり、分光感度の低下を招ねく。したがって、フーリエ変換レンズとしては色消しレンズを使用した。イメージセンサは1-2-1項で述べたMN8090フォトダイオードアレイを使用した。

### 2-3-2 輝線スペクトルの測定

試作した三角光路コモンパス干渉計によるISFTSの装置関数を知るため、まず、レーザの発振スペクトルの測定を行なった。レーザ光は非常にコヒーレンスが高いためインタフェログラムにスペックル雑音を生じ、そのままではSN比の非常に低下したスペクトルしか得られない。ここでは、スペックル雑音を除去し、SN比の高いスペクトルを得るため、レーザと干渉計の間に透過型の拡散板を挿入し、それをイメージセンサの露光中、光軸と垂直方向に振動させることにより、スペックル雑音を平均化しその影響を除いた。図2-4はこのようにして測定したヘリウムネオンレーザ (GLG5010:NEC) のインタフェロ

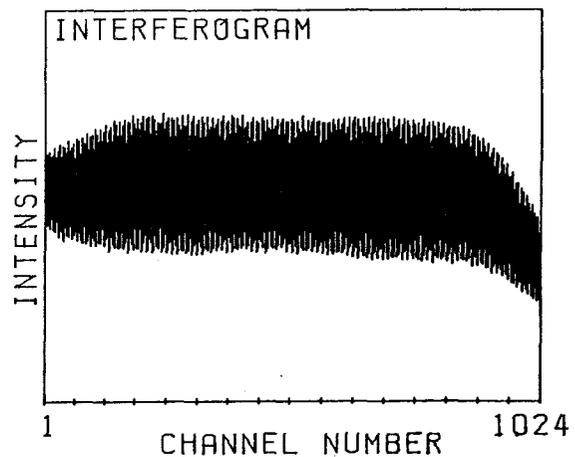


図2-4 ヘリウムネオンレーザの  
インタフェログラム

グラムである。拡散板は図 2-2 の光源の位置に挿入した。レーザー光は倍率 10 倍の顕微鏡対物レンズにより発散光束とした。拡散板上での光束の直径は 20 mm、イメージセンサの露光時間は 210 ms であった。図 2-2 の距離  $a$  は 2 mm に設定した。このときのイメージセンサ上での 2 光束の交角は  $0.36^\circ$  である。インタフェログラムの両端で DC 成分の強度が低下しているのはビームスプリッタなどの光学素子による光束のけられによるものである。

図 2-5 は図 2-4 のインタフェログラムから再生されたスペクトルである。(a) はアポダイゼーションを行わなかった場合であり、(b) は三角形のアポダイゼーションを行った施した場合である。

波数分解  $\delta\sigma$ 、最大波数  $\sigma_{\max}$  は

(a) の場合でそれぞれ  $56\text{ cm}^{-1}$

と  $29,000\text{ cm}^{-1}$  である。(b) の場合はアポダイゼーションを行っているため分解波数は (a) の場合より低下している。しかし、ピークの裾を比較した場合 (a) の方は副極大の影響で大きく広がっているのがわかる。したがって、以後のスペクトル再生にはすべてアポダイゼーションを行なった。スペクトルの波数  $0\text{ cm}^{-1}$  におけるピークは上に述べたインタフェログラムの DC 成分の歪によるものである。

図 2-6 は測定した低圧水銀灯 (L937-01: 浜松ホトニクス (株)) のインタフェログラムと、それから再生されたスペクトルを示す。これ以降の測定ではインコヒーレント光源であ

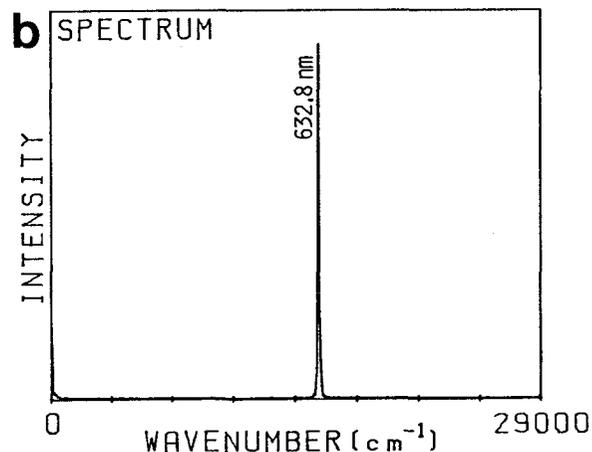
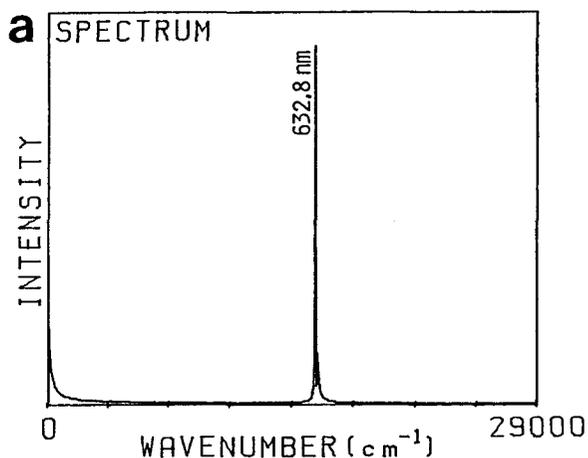


図 2-5 ヘリウムネオンレーザーの再生スペクトル

(a) アポダイゼーションを行った場合、

(b) アポダイゼーションを行わなかった場合

るため、拡散板は使用していない。イメージセンサの露光時間は210msで、その他の測定条件は先に述べた測定のとおりであった。スペクトルは正しい位置に再生されている。577.0nmと579.1nmのピーク間の波数差は $63\text{ cm}^{-1}$ で波数分解に近いので分離できなかった。最大波数の1/2の位置にある小さなピークはフォトダイオードアレイMN8090が4相のクロックによって電荷の読み出しが行われており、 $4m$ 、 $4m+1$ 、 $4m+2$ 、 $4m+3$ チャンネル ( $m$ は整数)の間に読み出し誤差が存在するためである。

図2-7は光学系における反射鏡M1の偏移量 $a$ を変えて、波数分解と最大波数を順次変化させて測定した低圧水銀灯の再生スペクトルであ

る。各スペクトルの波数分解、最大波数と偏移量 $a$ との関係を表2-1に示す。 $a$ を増加するに従って、波数分解、最大波数は小さくなっているのがわかる。また、それによって雑音が大きくなっている。これは、 $a$ を大きくするほどインタフェログラムの空間周波数が大きくなり、それによって可視度が低下する。そのため、雑音に対するピークの強度が低下していくためである。図2-7のEでは404.7nmのピークが再生スペクトルの右端で折り返され、435.8nmのピークより小さい波数の位置に再生されている。これは、404.7nmのピークに対してはサンプリング定理が満足されず、エイリアジングを起こしているためである。365.0nmのピークはこの左側に出現するはずであるが可視度の低

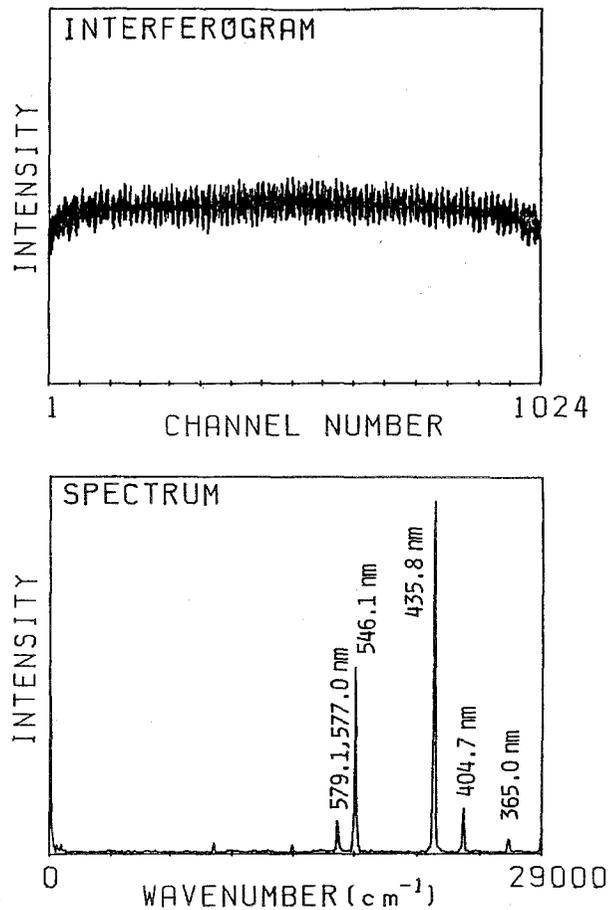
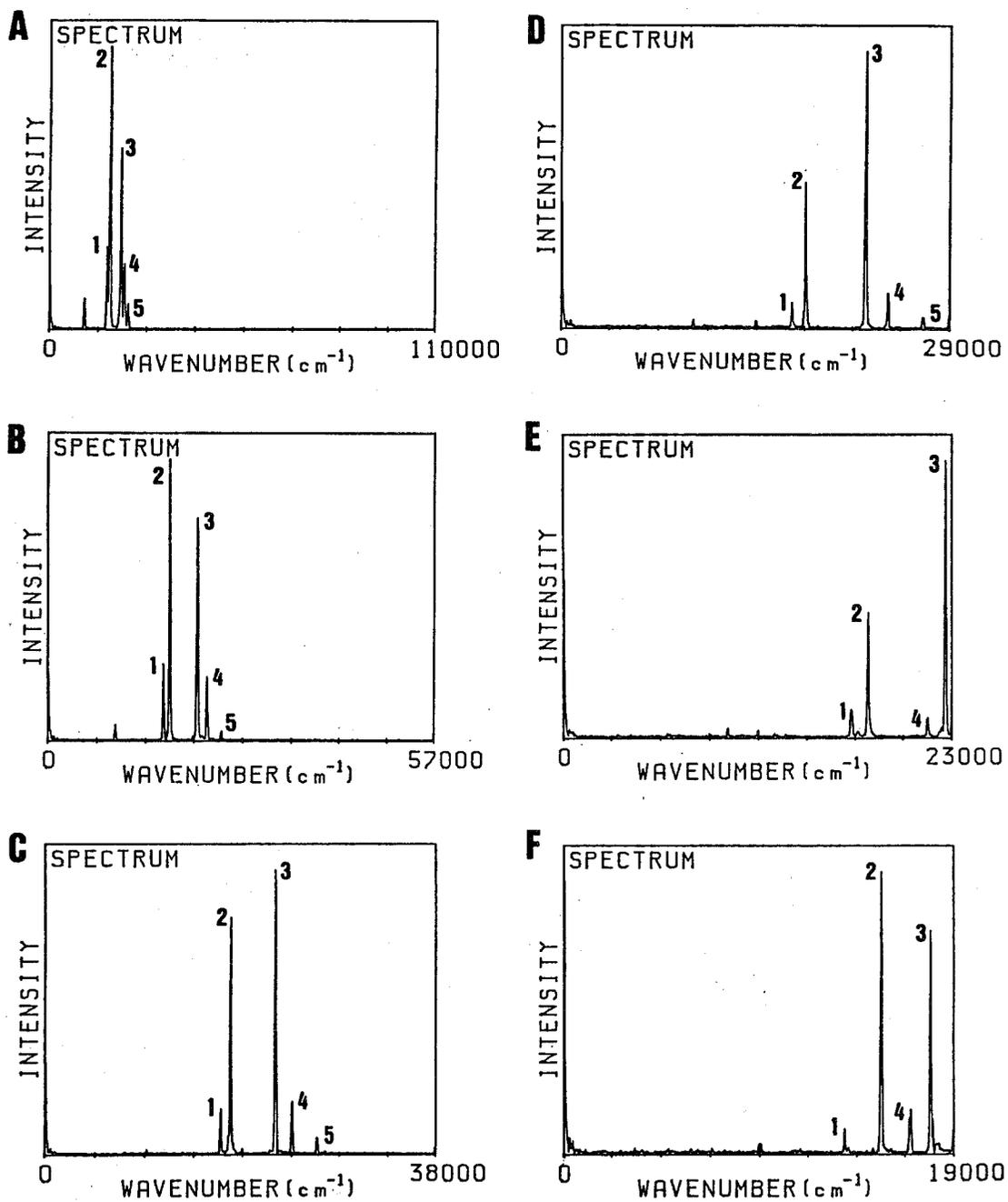


図2-6 低圧水銀灯の (a) インタフェログラムと (b) 再生スペクトル



PEAKS: 1 - 579.1, 577.0nm  
 2 - 546.1nm  
 3 - 435.8nm  
 4 - 404.7nm  
 5 - 365.0nm

図2-7 反射鏡M1の偏移量aを変えたときの再生スペクトル

表 2-1 図 2-7 の各再生  
スペクトルにおける a の値、  
波数分解および最大波数

	a (mm)	Spectral resolution ( $\text{cm}^{-1}$ )	Maximum wavenumber ( $\text{cm}^{-1}$ )
A	0.5	220	110000
B	1.0	110	57000
C	1.5	75	38000
D	2.0	56	29000
E	2.5	45	23000
F	3.0	37	19000

下のため雑音に埋もれてしまって確認できない。図 2-7 の F ではさらに 435.8 nm のピークもエイリアジングを起こしている。

### 2-3-3 連続スペクトルの測定

連続スペクトルを持つ光源として赤色の発光ダイオード (TLR103: 東芝 (株)) の測定を行った。図 2-8 に得られたインタフェログラムとスペクトルを示す。露光時間は 1070 ms である。それ以外の測定条件は図 2-6 と同じである。得られたスペクトルは図 2-6 の輝線スペクトルと比較して雑音が大きいのがわかる。これは連続スペクトルの場合、そのインタフェログラムは図 2-8 からわかるように中央フリンジにエネルギーが集中し、その両翼では急激に減少する。そのため、イメージセンサのダイナミックレンジが中央フリンジで浪費され、その両翼では SN 比の低い測定しか行えない。したがって、再生されたスペ

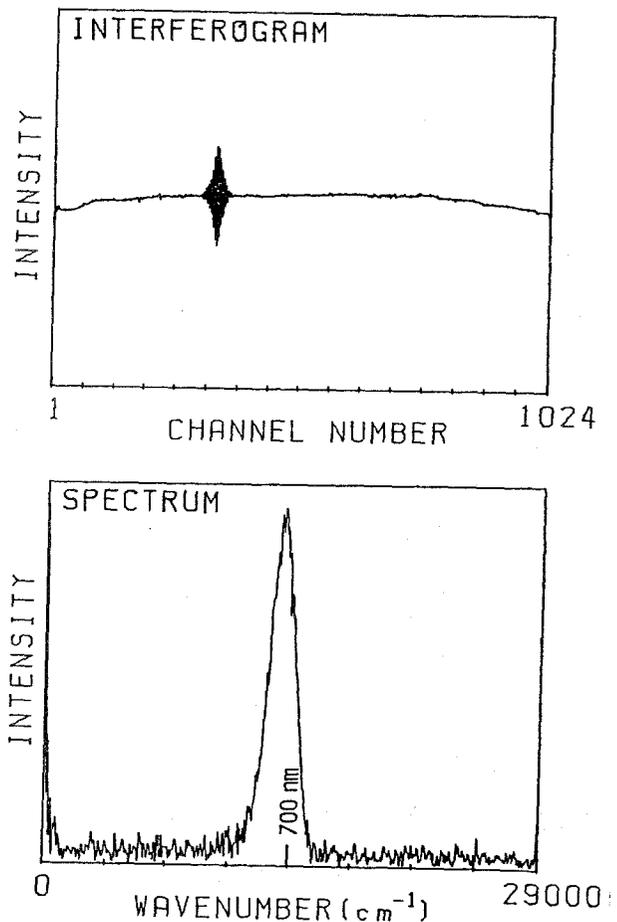


図 2-8 発光ダイオードの (a) インタフェログラムと (b) 再生スペクトル

クトルの雑音が大きくなる。このことは従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法においてもいえることであるが、従来のフーリエ分光器では検出器のダイナミックレンジが80 dB以上あるのに対して、本装置で用いたフォトダイオードアレイMN8090のダイナミックレンジは50 dB程度であるため雑音が目立つ。

#### 2-3-4 時間分解スペクトルの測定

フーリエ分光法における時間分解スペクトル<sup>25,26)</sup>の測定は Sakaiら<sup>25,26)</sup>によって試みられたが、このサンプリングの手法を用いた測定は繰り返し現象の測定に限られ、単発現象は測定できなかった。

単発現象の時間分解スペクトルの測定を考えた場合、光束の利用効率の点で分散型分光法よりフーリエ分光法の方が有利であるが、従来の反射鏡走査型のフーリエ分光法では反射鏡の走査速度により時間分解能に制限を受ける。ISFTSではインタフェログラムの走査は電気的に行われるため従来のフーリエ分光法に比べてはるかに高い時間分解能を持つ。

ここでは、ISFTSの時間分解スペクトル測定への可能性を示すため、いくつかの測定を行なった。図2-9はカドミウムホロカソードランプ(Cd-HCL)の点灯状態から電流を切ったときの過渡状態の発光スペクトルを測定したものである。発光は封入ガスのネオンによるものである。各スペクトルの露光時間および各スペクトル間の時間間隔は共に10msである。図2-9の結果からは強度の変化が観測されただけ

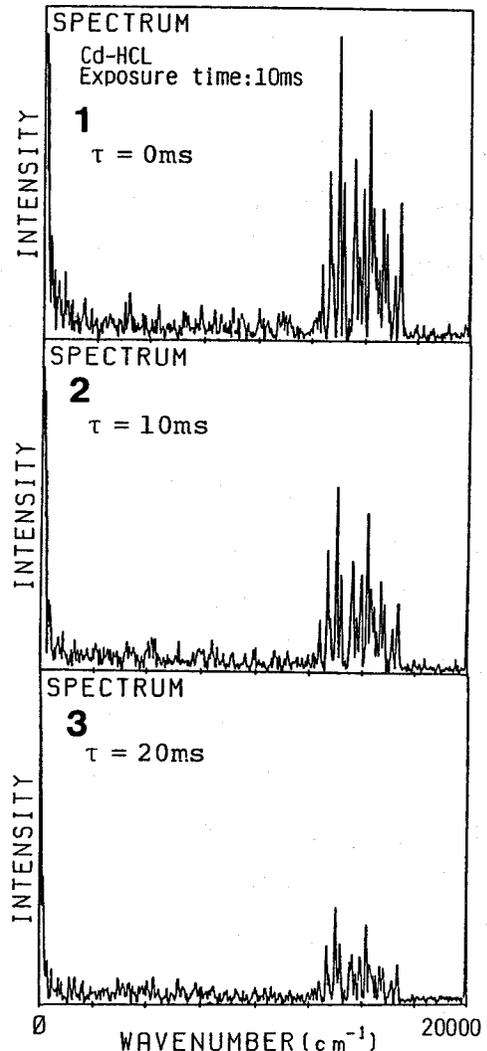


図2-9 カドミウムホロカソードランプの時間分解スペクトル

であった。

図2-10は過渡発光スペクトルにおける波形の変化を見るためのシミュレーション実験の結果である。実験はカリウム水溶液とナトリウム水溶液を銅網線の別の位置に浸み込ませ、ブンゼンバーナにより加熱しその発光を測定したものである。発光波形を変化させるため銅網線の加熱位置を順次移動させた。各スペクトルの露光時間はそれぞれ50msで各スペク

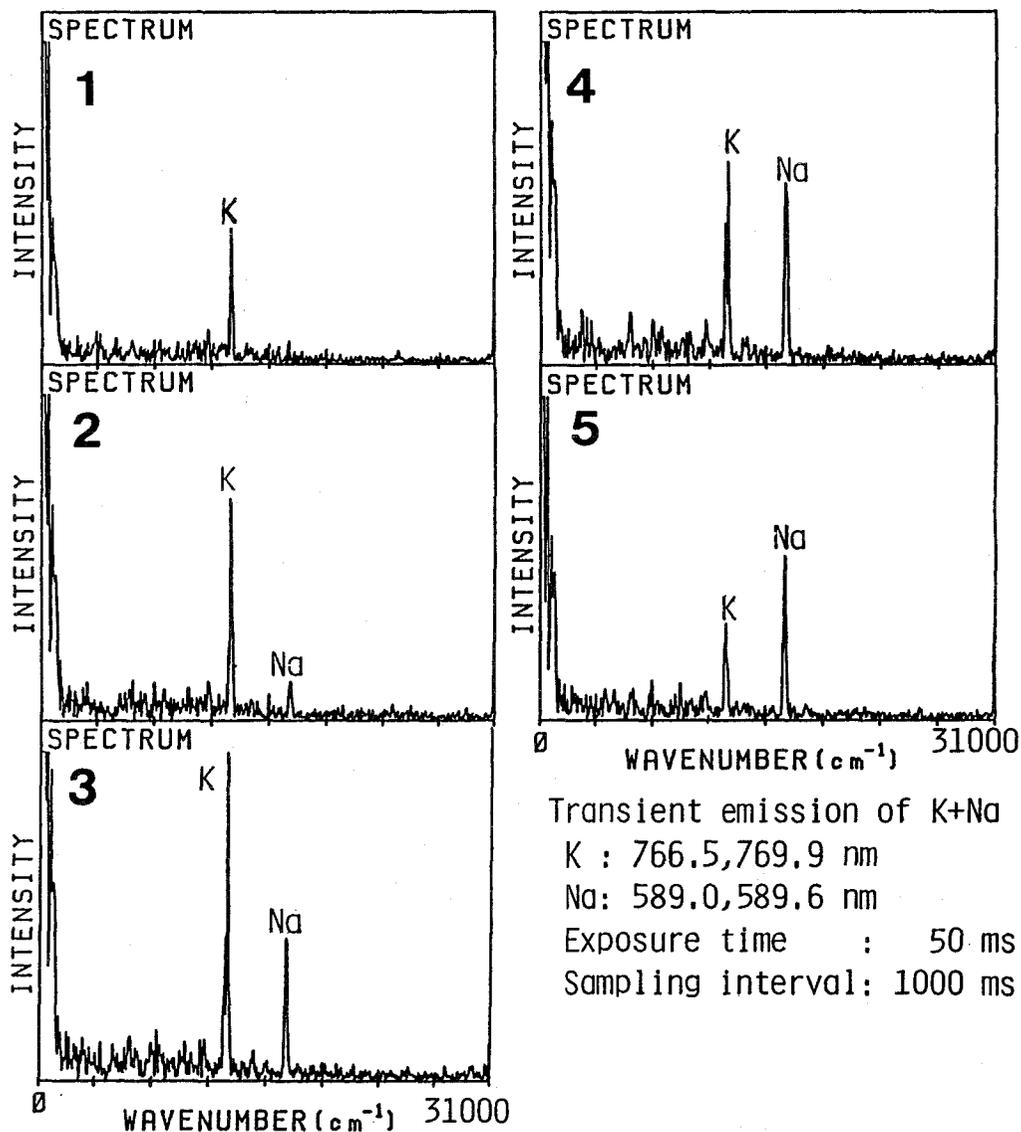


図2-10 ナトリウムとカリウムの過渡発光スペクトル

トルの測定時間間隔は1,000msである。1ではカリウムの発光のみが観測され、2、3と順次発光強度が増加した後、4、5と順次減衰している。これに対してナトリウムの発光は2で初めて現われ4で発光強度が最大となっている。

本システムにおけるISFTSの時間分解能は10msで、これはデータ収集装置のAD変換器の変換時間(8 $\mu$ s)により制限を受けている。したがって、より高速のAD変換器を利用すれば時間分解能は向上する。フォトダイオードアレイMN8090を使用した場合、チャンネル当たりの最大走査速度は5MHzであり、1024チャンネルだと約1kHzで繰り返しが可能である。時間に換算すると、約1msの分解が可能である。

### 2-3-5 試作装置の性能および仕様

試作装置の分光波長領域はフォトダイオードアレイMN8090の分光感度域で決まり、0.3~1.2 $\mu$ mである。波数分解は反射鏡M1の偏移量により変化が可能であるが、波長0.3 $\mu$ mにおいてエイリアジングが起きない最小の波数分解は67 $\text{cm}^{-1}$ となる。このときセットすべきaの値は1.7mmである。測定対象が分解をあまり必要としない場合はaの値を小さくして波数分解を落として測定した方がSN比は向上する。時間分解能は10msである。

光源に対する注意：光源の大きさは分解能には制限を与えないが、大きくなるにしたがって斜入射光が光学素子にけられ、インタフェログラムのDC成分に歪を与える。この歪は直接的には再生スペクトルの0 $\text{cm}^{-1}$ 付近にしか影響を与えないが、歪が大きくなった場合、イメージセンサのダイナミックレンジを浪費し、SN比の低下を招く。”けられ”が起こらない光源の大きさの限界はレンズの直径からイメージセンサの幅を引いた値となり、本装置の場合30mmとなるが、実際には10mm程度であった。

光源の位置は光軸上にあれば、どこにセットしても問題はない。なぜなら、フーリエ変換光学系はレンズの後側焦平面で観測すればレンズ前側に対する制約はないからである。しかしながら、光源をレンズから遠ざけるに従い観測面での光束の広がり小さくなる。したがって、この光束の広がりがイメージセンサより小さくならないことが必要である。

## 2-4 結言

I S F T S に用いる干渉計として三角光路コモンパス干渉計を用いた。そしてこの干渉計が次に示す点で有利であることを示した。

- (1) 振動などの外乱の影響を受けにくい。
- (2) 光源の大きさに制限を受けないため明るい。
- (3) 白色干渉縞が容易に得られる。

さらに、この干渉計を用いた I S F T S を試作し、種々の発光スペクトルを測定し、その性能を評価した。線スペクトルの測定では良好な結果が得られたが、連続スペクトルに対しては S N 比の低下したスペクトルしか得られなかった。これは、使用したフォトダイオードアレイのダイナミックレンジが 50 dB と低いことが原因である。現在得られる単体のフォトダイオードのダイナミックレンジは 100 dB を超えている。これからの半導体技術の発展によりフォトダイオードアレイのダイナミックレンジが単体のそれに追い付くことが期待される。

次に、時間分解スペクトルの測定を行った。試作装置の時間分解能は 10 ms であり、データ収集装置に使用したの A D 変換器の変換時間で決まった。さらに高速の A D 変換器を用いれば M N 8090 フォトダイオードアレイでは 1 ms の時間分解が可能であり、それ以上の時間分解を得るためにはより高速走査が可能なイメージセンサを使う必要がある。その場合には入射光量が小さくなりマイクロチャネルプレートなどのイメージインテンシファイヤなどが必要となるものと思われる。

### 第3章 三角光路干渉計 I S F T S における光学的分解能向上法<sup>27)</sup>

#### 3-1 緒言

I S F T S の欠点として分解能の不足があげられる。I S F T S の分解能は式 (1-12) で示されたように、使用するイメージセンサのチャンネル数の  $1/2$  となる。分解能向上のための方法としては、最も直接的には、フォトダイオードアレイのチャンネル数を増加させることである。しかし、現在市販されているフォトダイオードアレイのチャンネル数は最高 5,000 チャンネル程度であり、十分とはいえない。また、チャンネル数が多くなれば 1 つのフォトダイオードセル当たりの面積が小さくなり S N 比が低下する。また、面積をそのままにした場合、全体の幅が大きくなり、口径の大きい光学素子が必要となる。その結果 I S F T S が持つ小型化の利点を失うなどの問題を生じる。

これに対して、数学的に超解像の手法<sup>28)</sup> を使って分解能の向上を図る方法が考えられる。Minami ら<sup>29,30)</sup> は第2章で得られたインタフェログラムを自己回帰モデル<sup>31)</sup> でフィッティングし、超解像により分解能向上を試みた。

本章では、これらの方法とは異なる純光学的な分解能向上法について述べる。本方法は光学素子の屈折率の波長分散を利用したもので、分散素子を光学系に挿入することでインタフェログラムの空間周波数を変調することにより分解能向上を試みる。したがって、I S F T S 三角光路コモンパス干渉計が持つ特長を全く損なわない。また、超解像に必要な複雑で長い計算時間を要する数学的処理を必要としないという利点を持つ。

#### 3-2 光学的分解能向上法の原理

I S F T S で得られる再生スペクトルは式 (1-9) で示したように波数に関して線形である。そのため波数分解を小さくしようとすると、最大波数が小さくなり測定領域が狭くなる。最大波数を変えずに波数分解を小さくするためにはインタフェログラムにおける空間周波数の波数依存性をなんらかの方法によって変調し、再生スペクトルの波数に対する線形性をくずす必要がある。これは図 2-3 の等価光学系における光源 S 1 と S 2 の間隔に

波数依存性を持たせることと等価である。

筆者は分散素子を干渉計に挿入することにより、これを実現した。図3-1に示すように、オプティカルパラレルに斜入射した光束はオプティカルパラレルの2つの表面で屈折し平行に偏移する。この偏移量は入射光の波数に依存する。オプティカルパラレルの材質が通常の光学ガラスの場合、可視領域では波数が高いほど偏移量が多い。このオプティカルパラレルを干渉計の三角光路中に挿入したのが図3-2である。図3-2には光源が赤と青の2つのラインスペクトルを持つ場合の等価光源  $S1\ red, blue$ 、 $S2\ red, blue$  の位置と光束の中心線を示した。オプティカルパラレルの働きにより、等価光源の間隔は波数に依存し波数が高いほど、すなわち、短波長ほど広がり波数が小さいほど、すなわち、長波長

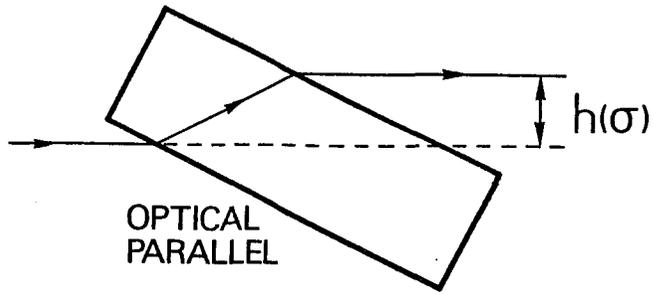


図3-1 オプティカルパラレルによる分散

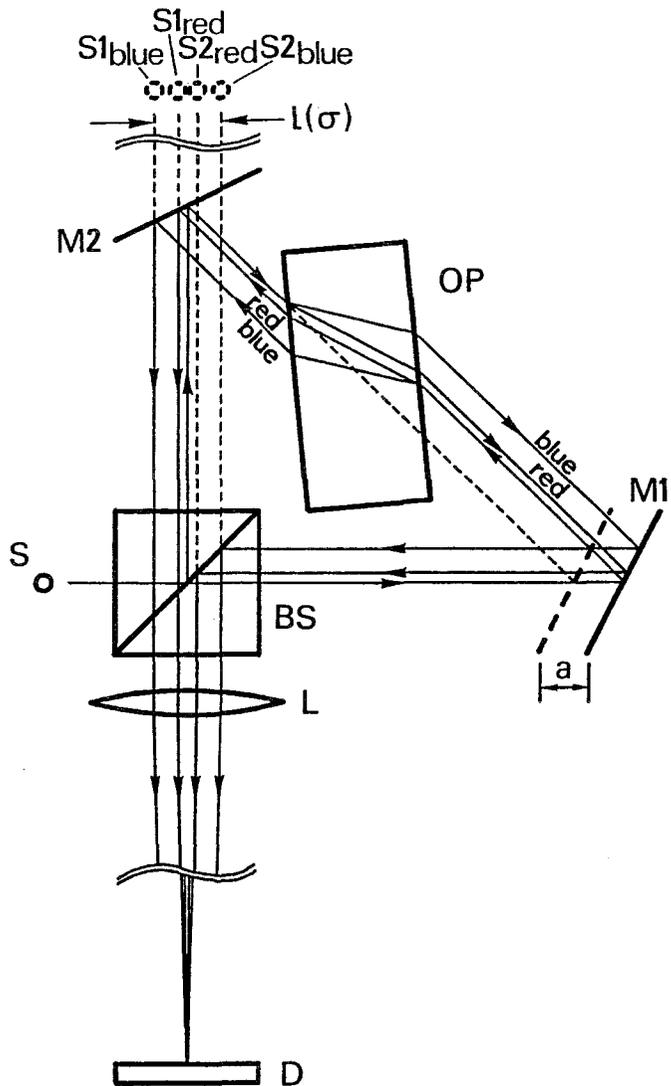


図3-2 分解能改善のための光学系

ほど狭くなる。これにより観測面上での2光束の交角が波数依存性を示しインタフェログラムの空間周波数が変調され分解能が向上する。

今、計算を簡単にするため、図3-1に示されるオプティカルパラレルによる光束の偏移量 $h(\sigma)$ を次式で示す波数の1次式で近似する、

$$h(\sigma) = \alpha\sigma + \beta \quad (3-1)$$

ここで、係数 $\alpha$ および $\beta$ はオプティカルパラレルの材質、厚さ、光束の入射角に依存するが、両者は共に正値を持つ。図3-2より等価2光源の間隔 $l(\sigma)$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} l(\sigma) &= 2h(\sigma) - \sqrt{2}a \\ &= 2\alpha\sigma + 2\beta - \sqrt{2}a \end{aligned} \quad (3-2)$$

ここで、 $a$ は前述と同じくオプティカルパラレルを挿入しないで2光束が一致する位置(図3-2における破線の位置)からの反射鏡M1の光束に沿った偏移量である。

イメージセンサの第 $m$ 番目のチャンネルで得られるインタフェログラムのAC成分 $I'_m$ は式(1-7)に $\theta = l(\sigma)/f$ を代入したもので次式で表わされる、

$$\begin{aligned} I'_m &= \int_0^{\infty} s(\sigma) \cos [2\pi\sigma l(\sigma) (md-\phi)/f] d\sigma \\ &= \int_0^{\infty} s(\sigma) \cos [2\pi\sigma (2\alpha\sigma + 2\beta - \sqrt{2}a) (md-\phi)/f] d\sigma \end{aligned} \quad (3-3)$$

上式の波数に関する積分領域は0から無限大としたが、実際にイメージセンサで得られる波数領域は干渉計の各光学素子の透過特性や、イメージセンサの波長感度によって制限を受ける。そこで、実際に意味を持つ波数領域の下限を $\sigma_{\min}$ 、上限を $\sigma_{\max}$ とおくと、式(3-3)は次式で置き換えられる。

$$\begin{aligned} I'_m &= \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} s(\sigma) \cos [2\pi\sigma l(\sigma) (md-\phi)/f] d\sigma \\ &= \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} s(\sigma) \cos [2\pi\sigma (2\alpha\sigma + 2\beta - \sqrt{2}a) (md-\phi)/f] d\sigma \end{aligned} \quad (3-4)$$

式 (3-4) を離散フーリエ変換して得られる再生スペクトル  $S_k$  は

$$S_k = \left| \sum_{m=0}^{N-1} I_m' \exp(-2\pi jmk/N) \right|$$

$$= s \left( [a/\sqrt{2} - \beta + \sqrt{(a/\sqrt{2} - \beta)^2 + 2\alpha fk/Nd}] / 2\alpha \right)$$

$$k = 0, \dots, N/2 \quad (3-5)$$

となる。再生スペクトルの第  $k$  番目のサンプリング点の波数  $\sigma_k$  は式 (3-5) より

$$\sigma_k = \sigma_{\min} / 2 + \sqrt{(\sigma_{\min} / 2)^2 + 2\sigma_{\max} (\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) k / N}$$

$$(3-6)$$

となる。分散素子を挿入しない場合  $\sigma_0$  は常に 0 であったが、分散素子を挿入した場合、 $\sigma_0$  を 0 以外の値に設定することができる。ここで、

$$\sigma_0 = \sigma_{\min} \quad (3-7)$$

$$\sigma_{N/2} = \sigma_{\max} \quad (3-8)$$

と設定した場合、最も有効に再生スペクトルが有効スペクトル領域を表現することができ分解能が向上する。式 (3-7)、(3-8) を式 (3-6) に代入し、 $\alpha$ 、 $\beta$  について解くと、

$$\alpha = f/4d\sigma_{\max} (\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) \quad (3-9)$$

$$\beta = a/\sqrt{2} - f\sigma_{\min}/4d\sigma_{\max} (\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) \quad (3-10)$$

したがって、 $\alpha$ 、 $\beta$  が式 (3-9)、(3-10) に従うように分散素子、入射角を選べば、得られる再生スペクトルは波数  $\sigma_{\min}$  から  $\sigma_{\max}$  までのみを表現する。ただし、係数  $\beta$  は通常  $\alpha$  を決めることにより一意的に定まるため、反射鏡 M1 の偏移量  $a$  による調整が必要である。係数  $\alpha$ 、 $\beta$  が式 (3-9)、(3-10) を満足するように設定した場合、式 (3-6) は、

$$\sigma_k = [a/\sqrt{2} - \beta + \sqrt{(a/\sqrt{2})^2 + 2\alpha fk/Nd}] / 2\alpha \quad (3-11)$$

となる。式 (3-11) の関係をプロットしたものが図 3-3 である。実線が分散素子を用

いたときの再生スペクトルのサンプル点  $k$  と、その点における波数  $\sigma$  の関係を示したものである。ここでは、例として  $\sigma_{\min} = \sigma_{\max} / 2$  の場合を示している。破線は分散素子を使用しない場合である。分散素子を使用しない場合、この関係は線形となり波数 0 から  $\sigma_{\min}$  までの情報を持たない領域が含まれ、再生スペクトルの  $1/2$  が浪費されている。これに対して分散素子を使用した場合、波数  $\sigma_{\min}$  から  $\sigma_{\max}$  までの有効スペクトル領域のみが全再生スペクトルにわたって存在している。したがって、全体として平均 2 倍分解能が改善されていることになる。

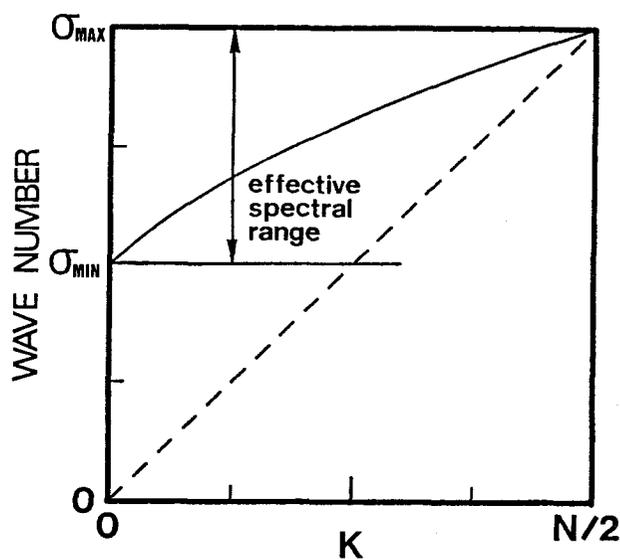


図 3-3 再生スペクトルにおける  
サンプリング点  $k$  と波数  
 $\sigma_k$  の関係

本分解能向上法の欠点は再生スペクトルが波数に関して線形にならないため波数較正を要することである。

### 3-3 性能評価

#### 3-3-1 光学系

3-2 節では原理の説明のため、図 3-2 に示すように分散素子としてのオプティカルパラレルを三角光路の斜辺の中央に置いたが、オプティカルパラレルは三角光路のどこに置いてもさしつかえない。そこで、実験には図 3-4 に示す光学系を用いた。オプティカルパラレルとビームスプリッタが一体となって厚いビームスプリッタとなっている。ビームスプリッタが分散素子となっているため、波面分割された各光束はそれぞれ 2 回この素子を通過し分散を受けるが、半透面で反射された光束が 2 倍の分散を受けるのに対して、透過された光

束は分散が補償し合い、最終的には分散を受けない。したがって、結果的には図3-2に示す光学系と同じ効果を生じる。図3-2の光学系と比較してこの光学系の持つ特長は用いる光学素子の数が1つ少ないことである。その結果、

(1) 光学系の小型化が容易で、(2) 光学素子の表面反射によるエネルギー損失が少ない、(3) 調整が容易になるという利点が生じる。実験に使用した分散素子は厚さ50 mmのオプティカルパラレルで、その片面にアルミニウム蒸着により半透面を作ってビームスプリッタとした。材質はSF6光学ガラス<sup>32)</sup>で重フリント系に属し分散、屈折率は共に非常に大きい。分散の大きさを示すアッペ数は

25.43である。表3-1にいくつかの波長におけるSF6ガラスの屈折率を示す。フーリエ変換レンズは直径60 mm、焦点距離500 mmの色消しレンズを用いた。その他の条件は第2章と同じである。

表3-1 SF6光学ガラスの屈折率

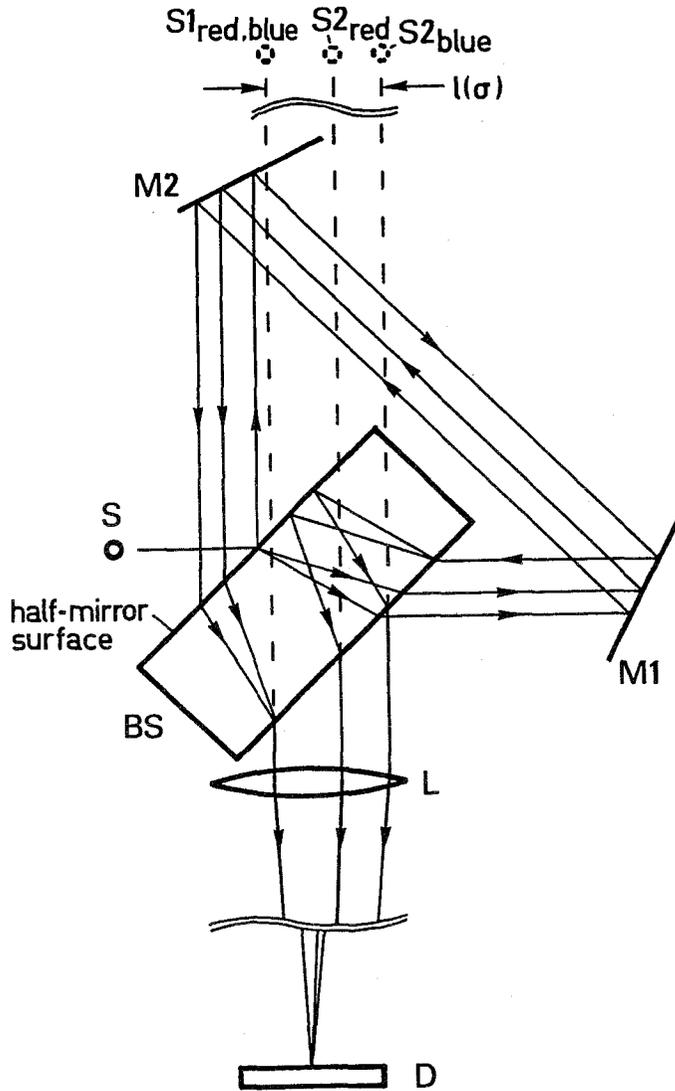


図3-4 実験光学系

Wavelength (nm)	Index
365.01	1.89720
404.66	1.86441
435.84	1.84710
486.13	1.82776
546.07	1.81265
587.56	1.80518
656.28	1.79610
706.52	1.79119
1013.98	1.77523

### 3-3-2 測定結果

図3-5に測定した低圧水銀灯の再生スペクトルを示す。(a)は分散素子を用いずに通常のビームスプリッタを用いて測定した結果で、(b)が分散素子を用いて測定した分解能が向上したスペクトルである。再生スペクトルは両者とも512点のサンプル点で構成されている。また、比較を容易にするため、579.1 nmのピークが同じ位置に再生されるように光学系を調整した。各再生スペクトルの上下には表3-1を用いて校正した波長と波数を示した。図3-5から明らかに(b)の方の分解能が向上しているのがわかる。また、(a)では波数軸が線形であるのに対して、(b)では非線形になっており、高波数にいくほど波数分解は小さくなっている。577.0 nmと404.7 nmのピークの間隔で比較した場合、(b)の方が(a)に比べて約3倍分解能が向上している。また、可視領域(380~760 nm)が再生スペクトルに占める割合を求めてみると、(a)では29%であるのに対して、(b)では76%に達する。図3-5(b)において546.1 nmのピークと比較し

た435.8 nmおよび404.7 nmの2つのピークの相対強度は(a)におけるそれと比較して小さくなっている。この原因として考えられるのは、1-2-3項で述べたイメージセンサのチャンネル窓関数および、使用した分散素子であるビームスプリッタの面精度、均

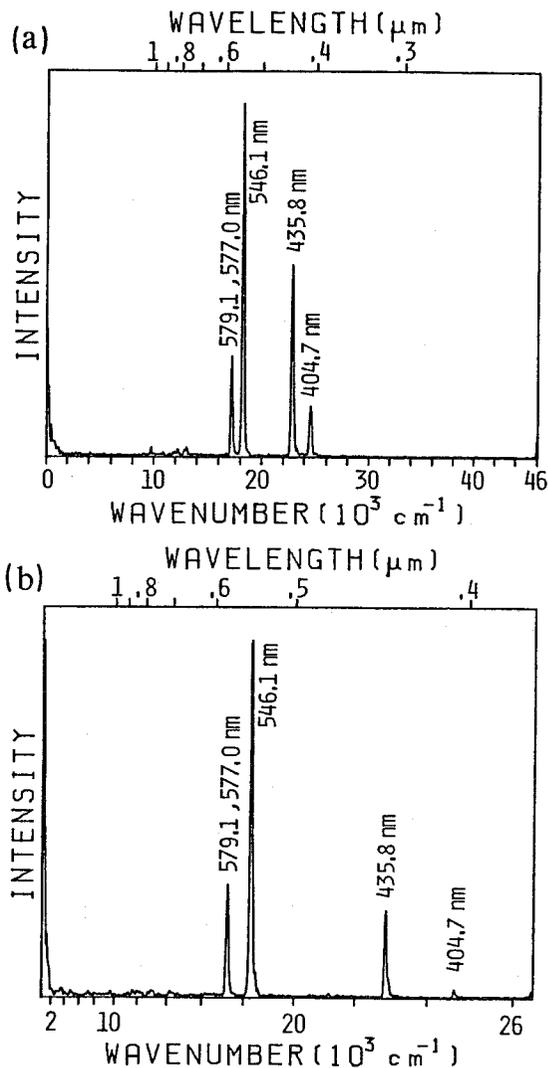


図3-5 低圧水銀灯のスペクトル

(a) 分散素子を用いなかった場合

(b) 分散素子を用いた場合

一性の不足などによる高波数領域でのMTFの低下があげられる。図3-6は同様の測定をカドミウムランプに対して行った結果である。(a)は分散素子を用いなかった場合で、(b)は用いた場合である。測定条件は図3-5のときと同じであった。

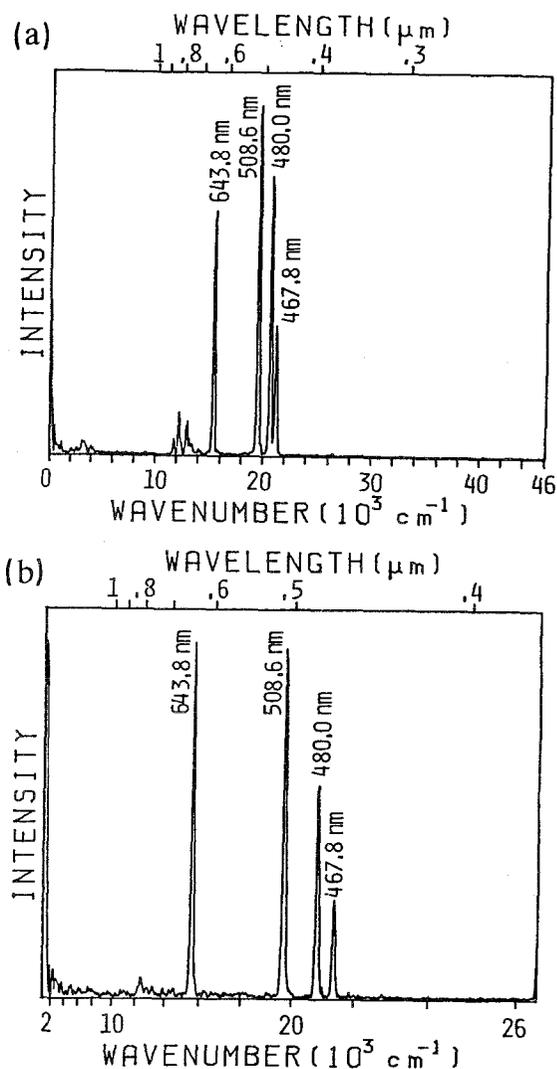


図3-6 カドミウムランプのスペクトル  
(a) 分散素子を用いなかった場合  
(b) 分散素子を用いた場合

### 3-4 結言

本章では三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSにおける分解能向上法について述べ、その有効性を実験的に確かめた。本方法は複雑な数学的処理を用いず、イメージセンサのチャンネル数によって定まる分解能を、分散素子を干渉計中に挿入することのみにより向上させるもので、三角光路干渉計を用いたISFTSが持つ全ての長を全く損なわないものである。

原理的には再生スペクトルに占める可視領域を100%とすることが可能であるが、これを実現するためには、より分散の大きい素子が必要である。分散を大きくするためにはより分散能の大きい光学ガラスを用いる必要があるが、現時点では、今回実験に用いたSF6ガラスが手に入る最も大きい分散能を持つガラスであり、より分散能の大きいガラスが開発されるのを待たねばならない。また、分散素子の厚さを大きくすることによっても分散は大きくなるが、それと共に光学系も大

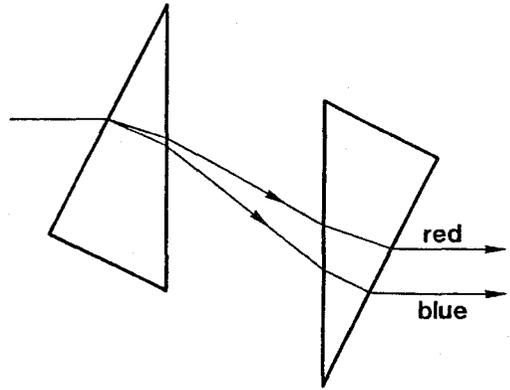


図3-7 三角プリズムを2個用いて分散を作る方法

きくなり、さらに、ガラスの散乱によるエネルギー損失、迷光などの影響が出るものと思われる。これらのことを考慮すると分散を大きくするためには図3-7に示すように同形の三角プリズムを2個平行に並べて分散をかせぐ方法が最も良いと思われる。ただし、2個のプリズムの平行度（特にあおりに関して）を厳密に調整する必要がある。

図3-5、6の較正した波数軸が示すように再生スペクトルは高波数領域ほど波数分解が小さくなっている。これを有効波数領域において一定にするためには図3-1で示した光束の偏移量  $h(\sigma)$  が

$$h(\sigma) = \alpha/\sigma + \beta \quad (3-12)$$

で表わされる必要がある。ただし、 $\beta$ は0でもかまわない。偏移量  $h(\sigma)$  が式(3-12)で与えられる分散素子を得る方法として次の2つが考えられる。

- (1) 分散の異なるいくつかの光学ガラスを張り合わせて式(3-12)を満たす偏移量を作る。
- (2) 透過型の同じ回折格子を2枚、図3-8のように平行に並べる。

回折格子の格子定数を  $D$ 、2枚の回折格子の間隔を  $L$  とすると、回折角  $\theta$  が  $\theta \ll 1$  のとき、

$$h(\sigma) = L/\sigma D \quad (3-13)$$

となり、式 (3-12) を満足する偏移  
量が得られる。

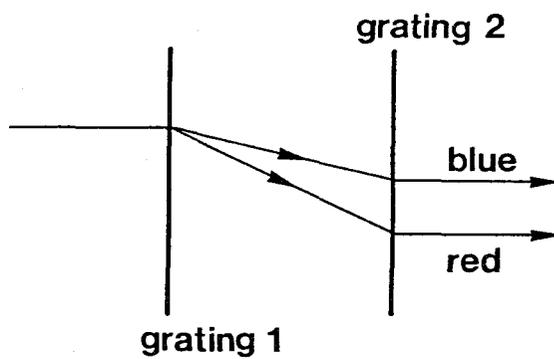


図 3-8 回折格子による分散

## 第4章 複屈折干渉計を用いたISFTS<sup>33)</sup>

### 4-1 緒言

第2章において三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSについて述べたが、この干渉計の最大の特長は分解能が光源の大きさに制限されないことであった。分光器の明るさの目安となるスループットEは

$$E = A_S \Omega_L = A_L \Omega_S \quad (4-1)$$

で定義される。<sup>34)</sup>  $A_S$ 、 $A_L$  はそれぞれ光源、コリメータレンズの面積、 $\Omega_S$ 、 $\Omega_L$  はそれぞれコリメータレンズから見た光源の立体角および、光源から見たコリメータレンズの立体角である(図4-1参照)。

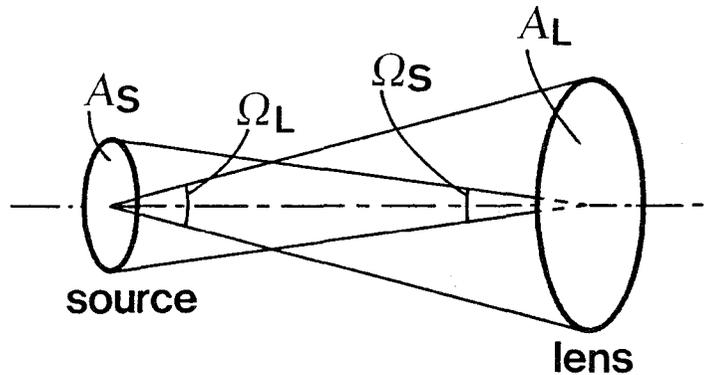


図4-1 スループットの説明図

このスループットEを考えたとき、三角光路コモンパス干渉計では光源の面積 $A_S$ は無制限である。しかし、レンズの前側に三角光路を組まなくてはならないため、レンズの有効径をそのままにして三角光路を小さくするとビームスプリッタによって光束がけられる。そのため、レンズから光源までの距離はレンズの有効径に對してある程度以上には短くできない。言い換えると、F値の大きいレンズしか使用できない。その結果、立体角 $\Omega_L$ はそれほど大きい値をとることはできない。したがって、三角光路干渉計では、面積の大きい光源に対してはスループットが大きくなり有利であるが、面積の小さい光源に対してはスループットが小さくなり明るさの利点は望めない。

三角光路干渉計のもう1つの欠点は光学系の小型化を企てる場合、先程述べた理由により三角光路をあまり小さくできない、また、それにより使用レンズの焦点距離が決まり、レン

ズからイメージセンサまでの距離も長くなり小型化に制約を受けることである。

本章では上記の問題点を解決するための新たな干渉計の開発について述べる。立体角 $\Omega_L$ あるいは $\Omega_S$ を大きくするためには焦点距離の短いコリメータレンズを使う必要がある。そのためには、コリメータレンズを干渉計の前に持ってこなければならない。マイケルソン干渉計や、マッハツェンダ干渉計を用いると、これは実現できるが、

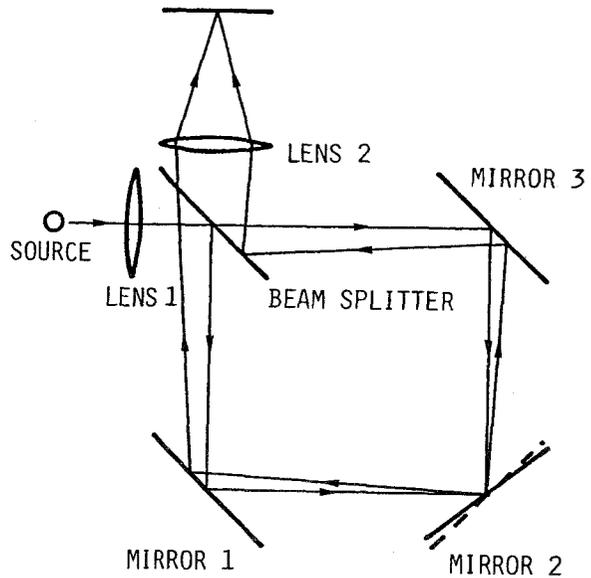


図4-2 四角光路コモンパス干渉計

2-1節でも述べたように外乱に対し

て弱くなり、かつ、白色干渉縞を得るための調整が困難であるという欠点が生じる。この欠点をなくしたものに四角光路のコモンパス干渉計<sup>35)</sup> (図4-2)がある。しかし、光学系の小型化を考えた場合、さらに最適な干渉計として複屈折干渉計(偏光干渉計)<sup>36)</sup>が考えられる。この干渉計は上に述べた四角光路コモンパス干渉計の利点をすべて有し、さらに、光学系が直線状に組めるため小型化が容易であるという利点を持つ。この干渉計においては、光源の面積は無制限ではなくコリメータレンズから見た光源の立体角 $\Omega_S$ は制限を受ける。しかし、この大きさは従来のフーリエ分光法におけるそれと同じであり分散型の分光器に比べるとはるかに大きい値となる。

欠点としては、干渉計に偏光板を2枚使用するためイメージセンサに達するエネルギーが入射光のエネルギーの $1/4$ となり通常の干渉計におけるエネルギーの $1/2$ と小さくなることである。

#### 4-2 複屈折(偏光)干渉計

種々の複屈折干渉計が考案されているが、<sup>36)</sup> それらは主としてシャリング干渉計であり

微分干渉顕微鏡などに用いられている。複屈折干渉計としてシャリング干渉計をISFTSに用いた場合、光源の面積が無限小の場合のみ干渉縞が生じ、光源の面積が大きくなると急激に干渉縞の可視度が低下する。このようにシャリング干渉計はISFTSには不適當であるため、新しくウォラストンプリズムを使ったISFTSのためのシンプルな複屈折干渉計を考案した。

図4-3にその光学系を示す。光学系は光源、コリメータレンズ、偏光板1、2、ウォラストンプリズム、結像レンズ、イメージセンサで構成した。コリメートされた光源からの光は偏光板1によって紙面に45°の直線偏光にされた後ウォラストンプリズムに入射する。ウォラストンプリズムは偏光ビームスプリッタの一種で45°の直線偏光を分離角 $\theta_s$ をもった互いに

直交する2つの直線偏光に分ける。分離された2平面波はウォラストンプリズム内に局在化した干渉縞を生成する。この干渉縞は結像レンズによりイメージセンサ上に結像され観測される。2光束は互いに直交した直線偏光でそのままでは干渉しないため、偏光板2によって両者の紙面に対して45°の偏光成分だけを透過し2光束の結合を行なった。本光学系の観測面における2光束の交角 $\theta$ は次式で与えられる、

$$\theta = \theta_s / M \quad (4-2)$$

ここで、Mは結像系の横倍率である。

本光学系の特長は前節でも述べたように、光学素子が直線状に配置されているため小型化が容易であること、さらに、2光束がほぼ同じ光路を通るため外乱に対して強いことである。明るさに関しては次節で述べる。

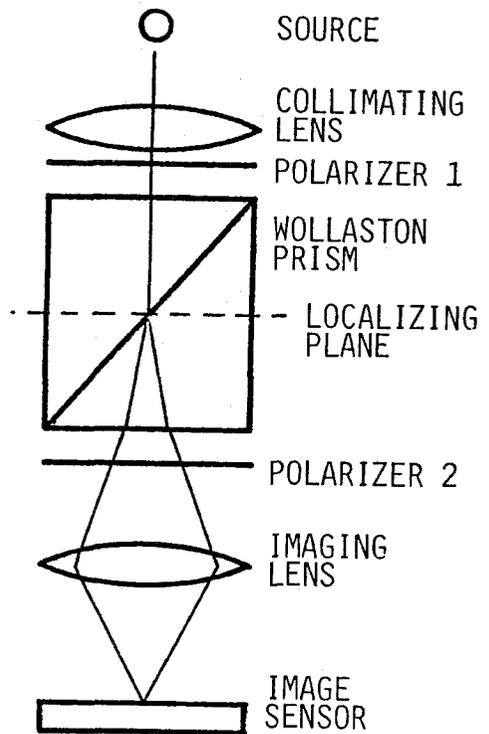


図4-3 開発した複屈折干渉計

### 4-3 光源の広がりの影響

第2章で述べた三角光路コモンパス干渉計の場合、光源の広がりには制限はなかったが、本複屈折干渉計の場合、光源が広がることにより干渉縞の可視度が低下し分解能を制限する。逆にいえば、イメージセンサのチャンネル数で決まる分解能を得るためには光源の広がりには制限を設けなければならない。ここで、許容される光源の広がりについて考える。図4-4は干渉波面の概念図である。簡単のため結像系の倍率を1とした。光源が2光束が作る面と平行な方向に広がっている場合、その光源上の1点からのコリメートされた光束は光軸に対して図のように角度Aだけ傾いた平行光束となる。この平行光束の波面は光源の光軸上の点からの波面 $\Sigma_1$ 、 $\Sigma_2$ に対してAだけ傾いた波面 $\Sigma'_1$ 、 $\Sigma'_2$ となる。観測面での光路差 $\Delta$ は、

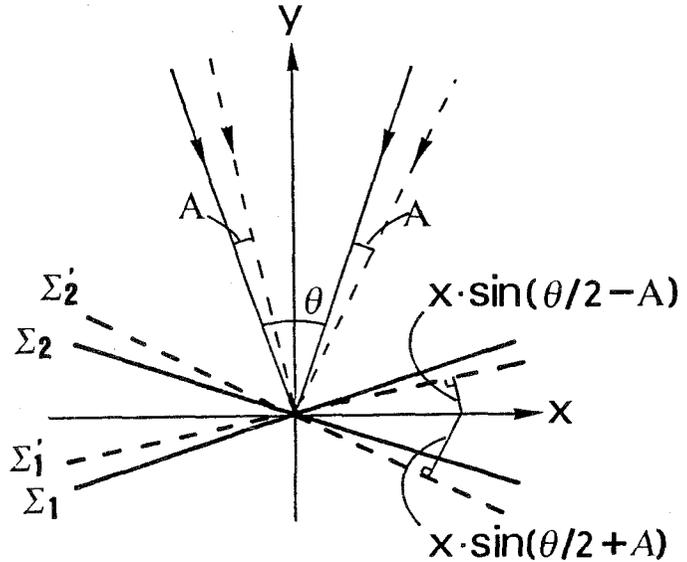


図4-4 光源に広がりのある場合の干渉波面  
(2光束が作る面と平行方向に広がりのある場合)

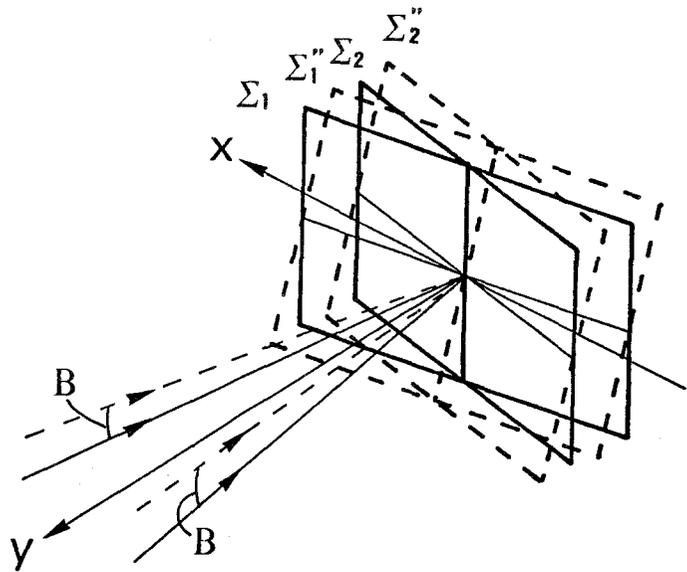


図4-5 光源に広がりのある場合の干渉波面  
(2光束が作る面と垂直方向に広がりのある場合)

$$\begin{aligned}
\Delta &= x \sin(\theta/2+A) + x \sin(\theta/2-A) \\
&= 2x \sin(\theta/2) \cos A \\
&\approx x\theta (1-A^2/2)
\end{aligned} \tag{4-3}$$

となる。ただし、 $A \ll 1$ 、 $\theta \ll 1$ とする。

次に、光源の広がり $\theta$ が2光束が作る面に対して垂直方向にある場合を考える。図4-5にそのときの干渉波面の状態を示す。垂直方向に角度 $B$ だけ傾いた平行光束の波面は $\Sigma_1''$ 、 $\Sigma_2''$ となる。観測面での光路差 $\Delta$ は、

$$\begin{aligned}
\Delta &= x \sin(\theta/2) \cos B + x \sin(\theta/2) \cos B \\
&= 2x \sin(\theta/2) \cos B \\
&\approx x\theta (1-B^2/2)
\end{aligned} \tag{4-4}$$

となり、式(4-3)、(4-4)から光源の広がり $\theta$ の影響は水平方向も垂直方向も同じであることがわかる。そこで、光源の形が円形で、コリメータレンズから見た立体角が $\Omega$  ( $= \pi A^2$ )であるとすると、観測面で得られるインタフェログラム $i(x)$ は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
i(x) &= \int_0^\Omega \int_0^\infty s(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma x\theta (1-A^2/2)]\} d\sigma d\Omega \\
&= \int_0^\Omega \int_0^\infty s(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma x\theta (1-\Omega/2)]\} d\sigma d\Omega \\
&= \Omega \int_0^\infty s(\sigma) \{1 + [\sin(\sigma x\theta\Omega/2) / (\sigma x\theta\Omega/2)] \\
&\quad \cdot \cos[2\pi\sigma x\theta (1-\Omega/4\pi)]\} d\sigma
\end{aligned} \tag{4-5}$$

この結果、光源の広がりによってインタフェログラムの空間周波数は $\sigma x\theta$ から $\sigma x\theta (1-\Omega/4\pi)$ に変わり、インタフェログラムの可視度は $\sin(\sigma x\theta\Omega/2) / (\sigma x\theta\Omega/2)$ となり、光軸から遠ざかるに従って低下する。可視度が最初に0になる光源の広がり $\theta$ を許容立体角 $\Omega_{\max}$ とすると、 $\Omega_{\max}$ は波数に依存し最大波数 $\sigma_{\max}$ に対して最小となり、

$$\begin{aligned}\sigma_{\max} x \theta \Omega_{\max} / 2 &= \pi \\ \Omega_{\max} &= 2\pi / x \theta \sigma_{\max}\end{aligned}\quad (4-6)$$

式(1-8)より  $1/x\theta$  は波数分解  $\delta\sigma$  であるから、許容立体角  $\Omega_{\max}$  は、

$$\begin{aligned}\Omega_{\max} &= 2\pi \delta\sigma / \sigma_{\max} \\ &= 2\pi / R\end{aligned}\quad (4-7)$$

となる。ただし、 $R$  は式(1-12)で定義された分解能である。これは、従来の反射鏡走査型のマイケルソン干渉計を使った、フーリエ分光法における許容立体角と同じである。

以上は、結像系の横倍率が1のときについての議論であったが、横倍率が  $M \geq 1$  の場合、コリメータレンズから見た光源の許容立体角  $\Omega_{\max}^1$  は横倍率が1のときの許容立体角  $\Omega_{\max}$  の  $M^2$  倍、すなわち、

$$\Omega_{\max}^1 = M^2 \Omega_{\max}, \quad (M \geq 1) \quad (4-8)$$

となる。しかし、注意しなければならないのは拡大系のため、観測面での強度は  $1/M^2$  となり明るさは変わらないことである。。

#### 4-4 装置の試作と性能評価

##### 4-4-1 光学系

図4-6に試作装置の光学系を示す。使用したウォラストンプリズムは図に示すように3素子からなり、<sup>37)</sup> 分離角は波長546.1nmにおいて3.44°で、開口は10×10mmであった。結像系の横倍率  $M$  は可視域でサンプリング定理を満足するように14.0倍とした。光源の拡がりの制限は図4-3の光源の位置に絞りを置き、集光レンズにより光源の像を絞りに結像することにより行なった。使用したコリメータレンズの焦点距離は55mm、 $F$  値は1.8であった。分解能  $R$  をフォトダイオードアレイMN8090で決まる512としたとき、このコリメータレンズで許容される絞りの直径は計算上は96mmとなるが、レンズ系やウォラストンプリズムによる光軸はずれ光の”けられ”が問題となり実際

にはそれほど大きくすることはできない。このことを考慮して絞りの直径は4 mmとした。使用したMN8090フォトダイオードアレイは幅28 mmに対して、高さは464 μmしかないため、光束の利用効率の向上をはかるため、円筒レンズを結像レンズとイメージセンサの間に挿入し、干渉縞を縦方向に圧縮した。

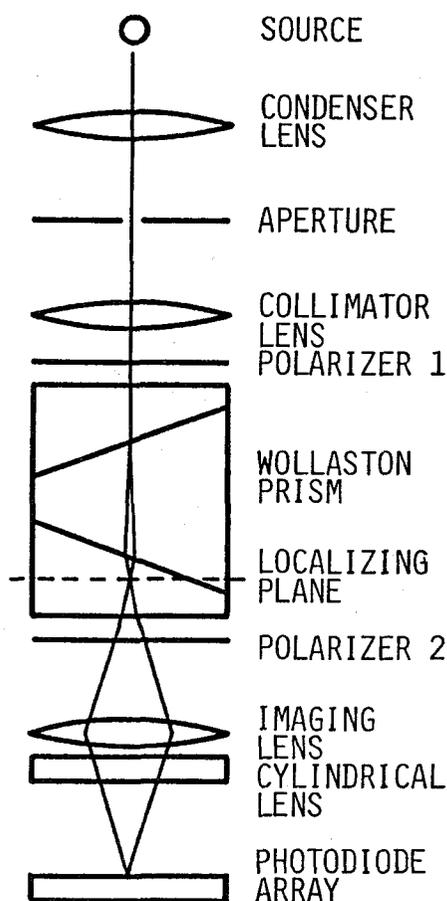


図4-6 試作装置の光学系

#### 4-4-2 波数軸の較正

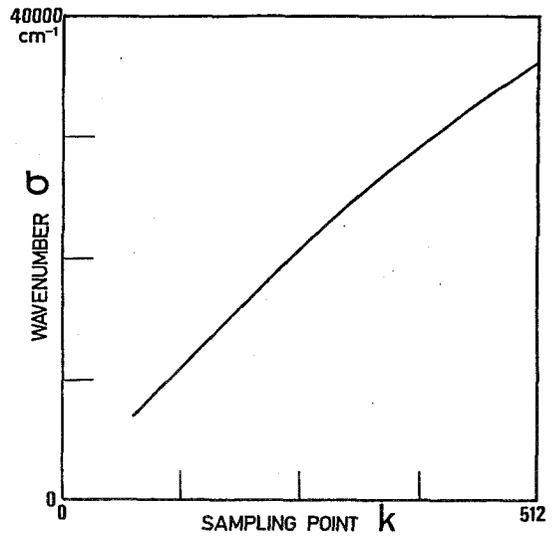
使用したウォラストンプリズムは水晶で構成されており、常光線、異常光線に対する屈折率は共に分散を持ち波数に依存する。また、それらの差も波数に依存する。したがって、ウォラストンプリズムによる直交2偏光の分離角は波数の関数  $\theta_s(\sigma)$  となる。それゆえ、インタフェログラムをフーリエ変換して再生したスペクトルはそのままでは波数に関して線形とはならず波数較正する必要がある。再生スペクトルにおけるサンプリング点  $k$  と波数  $\sigma$  の関係は、

$$k = \sigma N d \theta_s(\sigma) / M \quad (4-9)$$

で与えられる。分離角  $\theta_s(\sigma)$  はウォラストンプリズムの幾何学的形状と水晶の分散曲線

によって決まり簡単な式で表わすことはできない。したがって、式(4-9)を波数 $\sigma$ に関して解くのは困難であるため、数値計算により波数較正を行った。図4-7は試作装置に対して求めた式(4-9)に従う波数 $\sigma$ と $k$ の関係をプロットしたものである。本章で示した再生スペクトルはすべて較正後の結果である。

図4-7 較正曲線

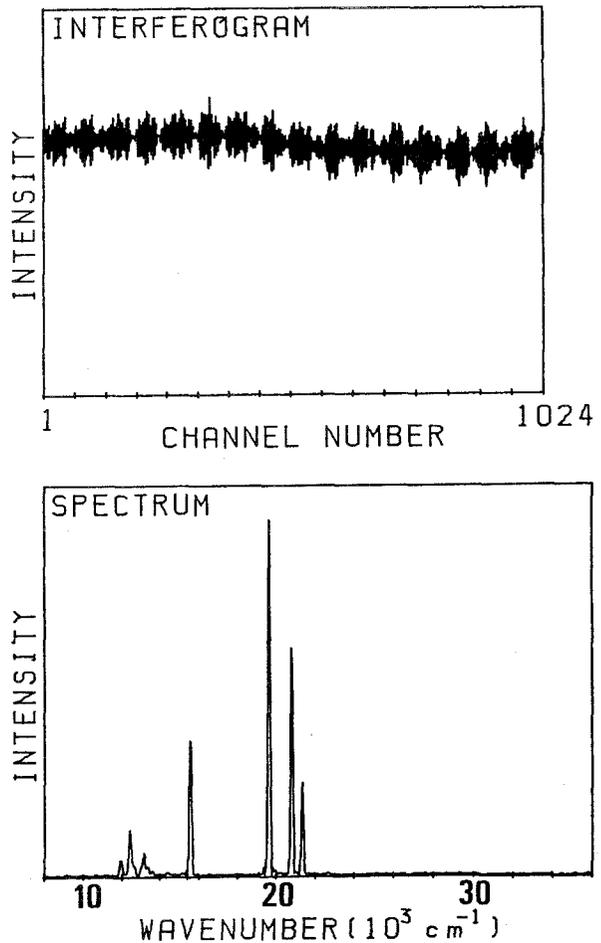


#### 4-4-3 発光スペクトルの測定

試作した複屈折干渉計ISFTSを用いて測定したカドミウムランプのインタフェログラムとそれをフーリエ変換して得た再生スペクトルを図4-8に示す。イメージセンサの露光時間は200msであった。

図4-9は測定した赤色発光ダイオードのインタフェログラムとスペクトルを示す。露光時間は300msであった。

図4-8 カドミウムランプのインタフェログラムと再生スペクトル



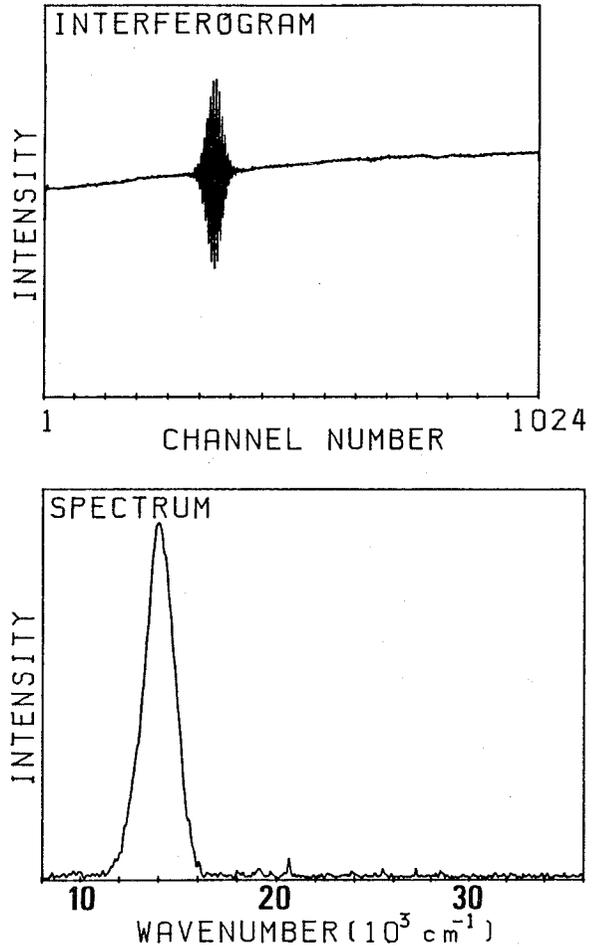


図4-9 発光ダイオードのインタフェログラムと再生スペクトル

#### 4-4-4 吸収スペクトル測定への応用

本複屈折干渉計 I S F T S を用いて didymium ガラスフィルタの吸収スペクトル測定を行った。光源にはタングステンランプを用いた。測定手順は、まず didymium ガラスフィルタなしで参照スペクトルとしてタングステンランプのスペクトルを測定した。次に didymium ガラスフィルタを絞りの直前に置き試料スペクトルとしてフィルタを透過したタングステンランプのスペクトルを測定し、試料スペクトルを参照スペクトルで割り算することにより didymium ガラスフィルタの吸収スペクトルを求めた。図4-10 (a) に測定した参照スペクトル、(b) に試料スペクトルを示す。図4-11 (a) に図4-10の (b) を (a) で割り算した結果である didymium ガラスフィルタの吸収スペクトルを示す。横軸は波長軸で表示し、波長に関して直線になるように較正した。波長 560 nm 以下と 860 nm 以上はタングス

テンランプの発光領域外で、ほとんど雑音で占められるため省略した。図4-11の(b)は比較のために回折格子分光光度計(日立330型)により測定したdidymiumガラスフィルタの吸収スペクトルである。(a)は(b)に比べて高透過率領域で雑音が顕著である。これは誤差伝播の理論<sup>38)</sup>により説明できる。吸収スペクトルの雑音の分散 $\sigma_T^2$ は次式であたえられる、

$$\sigma^2 = (1/I_R)^2 \sigma_S^2 + (I_S/I_R^2)^2 \sigma_R^2 \quad (4-10)$$

ここで、 $I_R$ 、 $I_S$ はそれぞれ参照スペクトル、試料スペクトルの強度、 $\sigma_R^2$ 、 $\sigma_S^2$ はそれぞれ参照スペクトル、試料スペクトルの雑音の分散である。式(4-10)より雑音が信号強度に無関係、すなわち、加算的であれば吸収スペクトルの雑音は透過率( $I_S/I_R$ )の大きいほど雑音は大きくなることわかる。

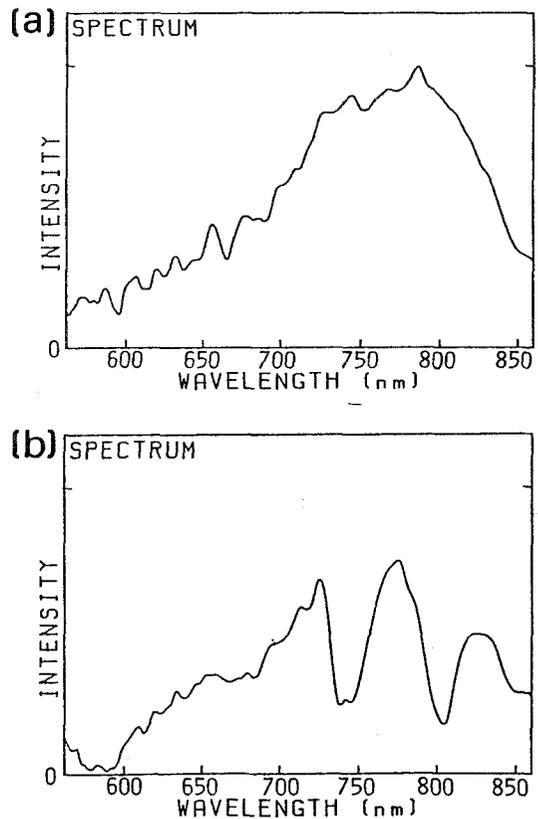


図4-1.0 didymiumガラスフィルタの吸収スペクトル測定における(a)参照スペクトルと(b)試料スペクトル

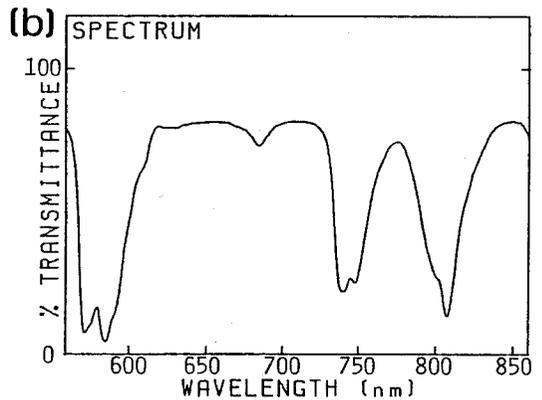
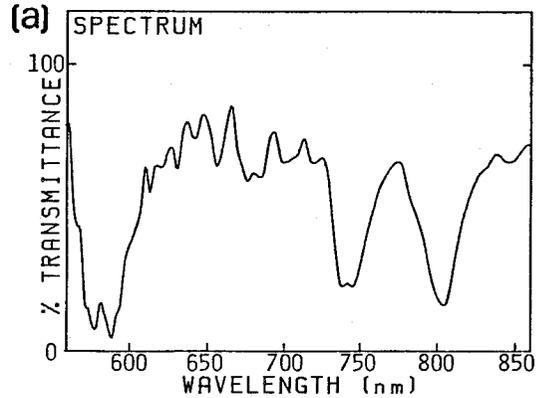


図4-1-1 didymiumガラスフィルタの  
吸収スペクトル (a) ISFTSによる  
測定結果 (b) 回折格子分光光度計によ  
る測定結果

#### 4-4-5 試作装置の性能と仕様

試作装置の分光波長領域は偏光板の特性によって決定され、約0.4~1 $\mu$ mである。この領域における波数分解は平均74 $\text{cm}^{-1}$ である。吸収スペクトルの分光波長領域はタングステンランプの発光特性で制限され560nmから860nmである。700nmにおける波長分解は3.6nmである。スループットは3.05srad $\cdot$ mmである。

#### 4-5 結言

ISFTSのためにウォラストンプリズムを偏光ビームスプリッタとして用いた複屈折干渉計を新しく考案し、次の点で三角光路コモンパス干渉計より優れていることを示した。

- (1) 光源からコリメートレンズを臨む立体角を大きくすることができる。
- (2) 光学系が直線状に構成できるため、装置のより小型化が可能である。

(1) に関しては分解能が光源の広がりにより制限を与えることも示した。

本干渉計を用いて I S F T S を試作し発光スペクトルの測定を行った。さらに、吸収スペクトルの測定にも応用し、高透過率領域における S N 比の低下はあったものの良好な結果が得られた。

## 第5章 複屈折干渉計 I S F T S の近赤外域への拡張<sup>39)</sup>

### 5-1 緒言

近年近赤外領域 (800 nm ~ 2,400 nm) の分光が注目されつつある。特に、散乱反射分光分析<sup>40)</sup> は穀物中の水、タンパク質、油、でんぷんなどの成分分析にとって重要であり、実用化されつつある。散乱反射分光では散乱光強度は弱く、散乱体の面積も大きいいため、明るい分光器が必要である。

現在市販されている近赤外散乱反射分光光度計ではフィルタ分光器が用いられている。そのため、測定波長が数波長に限られており、また、フィルタを順次交換するため測定に時間を要する。この分光器に明るいという特長を生かして I S F T S が適用できれば、全波長での測定が同時に行えるため、短時間で多くの項目の測定が可能となる。

本章ではこの近赤外領域分光器として前章で述べた複屈折干渉計 I S F T S の適用を試み、散乱反射分光分析への可能性を示す。

### 5-2 試作装置

図5-1に試作装置の概略図を示す。レンズは低波数領域での透過率の低下のない熔融石英製を用いた。コリメータレンズ、結像レンズは共に直径50mm、焦点距離120mmの単レンズで、絞りの直径は5

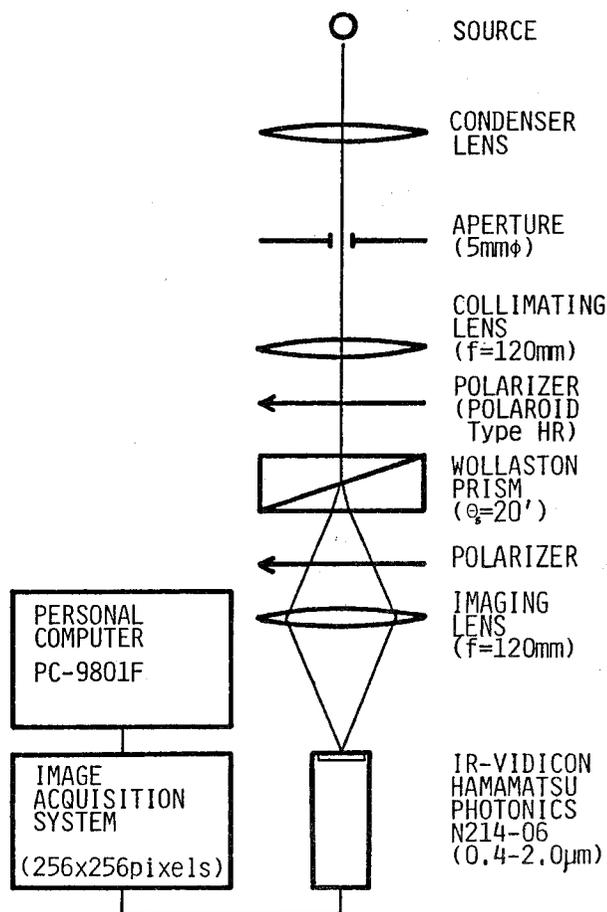


図5-1 近赤外分光用 I S F T S

mmとした。結像系の横倍率は1とした。使用したウォラストンプリズムは分離角20'、開口30×30mmの水晶製である。偏光板はポラロイド社製のHR型を用いた。図5-2にこの偏光板の波長特性を示す。イメージセンサは第1章で述べた赤外ビジコンを用い、走査線と干渉縞が平行になるようにセットした。平行性がずれると後に述べる積算を行う場合、可視度が著しく低下する。

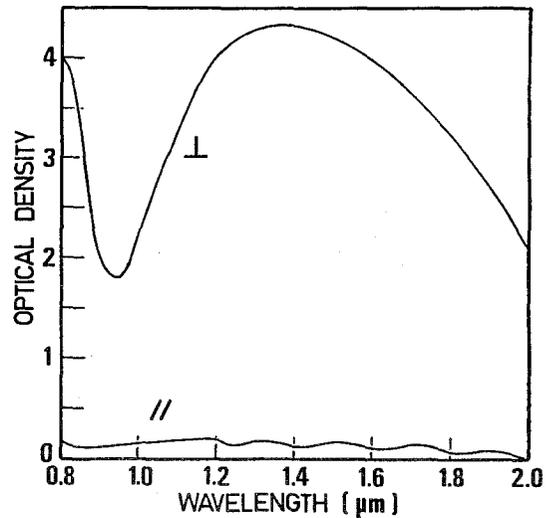


図5-2 ポラロイドHR型の偏光特性

本分光器の分光波長領域は主として偏光板と赤外ビジコンの特性によって定まり、ここで使用した素子の場合、1~2 $\mu\text{m}$ である。テレビカメラはインタレース走査を行なっているため露光時間は33.3msと固定されており、利得の調整は赤外ビジコンのターゲット電圧を変えることで行った。

### 5-3 積算と差インタフェログラムによる雑音除去

#### 5-3-1 フレーム内積算によるSN比の改善

前章では、インタフェログラムのSN比の改善方法として円筒レンズを用いて干渉縞の圧縮を行い信号光強度を上げる方法を試みた。ここでは、赤外ビジコンが2次元イメージセンサであることを利用してフレーム内で積算を行う方法をとった。1フレームは256×256点の画素で構成されており、干渉縞を走査線と平行に水平方向に結像した。図5-3(a)はブタン-空気炎の干渉縞のフレーム中央部の走査線に垂直な縦1ラインの強度分布である。これに対し(b)は中央部の縦41ラインを走査線方向に積算したものの強度分布である。明らかに積算することによりSN比が改善されているのがわかる。理論的にはSN比は積算ライン数の平方根に比例して大きくなるが、赤外ビジコンの走査線の歪、光電面の傷、走査線と干渉縞の平行度の不完全さなどにより中央部の縦41ラインの積算にとどめた。

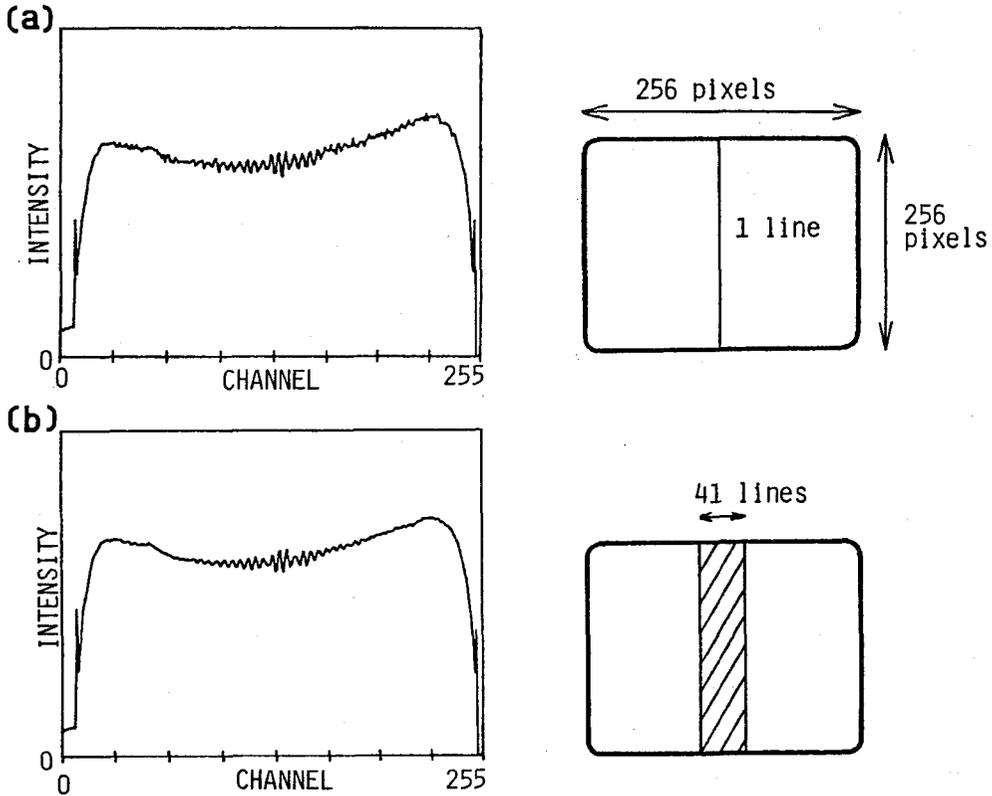


図5-3 フレーム内積算の効果

### 5-3-2 差インタフェログラムによるバックグラウンド補正

インタフェログラムのバックグラウンド成分（DC成分）の強度は本来一定となるはずであるが、図5-3に示したインタフェログラムのバックグラウンド成分はかなりの歪を受けている。これは主として赤外ビジコンのコイルアライメントの不完全性などによりイメージセンサ側に起因するものと思われる。バックグラウンドの歪がゆるやかで低周波成分しか持たない場合、その影響は再生スペクトルの0波数付近にしか現われず、有効スペクトル領域には影響を与えない。しかし、図5-3に示したインタフェログラムではその両端に高周波成分を含むため再生スペクトル全域にバックグラウンドの歪の影響を与える。このためバックグラウンドの補正が必要である。

バックグラウンドが低周波成分だけを持つとき、補正は計算機により局所平均値を減算することにより可能であるが、高周波成分を含む場合、この方法は適用できない。そのため、こ

ここでは逆インタフェログラムを用いて差インタフェログラムを得る方法でバックグラウンドの補正を行った。

図5-1の光学系において2枚の偏光板を平行ニコルの状態に置いた場合、得られるインタフェログラムは式(1-3)で与えられる。ここでは、これを正インタフェログラムと呼ぶ。これに対し、偏光板を直交ニコルの状態に置いた場合、インタフェログラムは明暗が逆になり、次式で与えられる、

$$i_r(x) = \int_0^{\infty} s(\sigma) (1 - \cos 2\pi\sigma x) d\sigma \quad (5-1)$$

この  $i_r(x)$  は逆インタフェログラムと呼ばれる。正インタフェログラム  $i(x)$  と逆インタフェログラム  $i_r(x)$  は同じバックグラウンドを持つ。したがって正インタフェログラムから逆インタフェログラムを計算機により減算すれば、バックグラウンドは相殺され、信号成分のみが残りその強度は2倍になる。この減算結果を差インタフェログラムと呼ぶと、差インタフェログラム  $i_d(x)$  は、

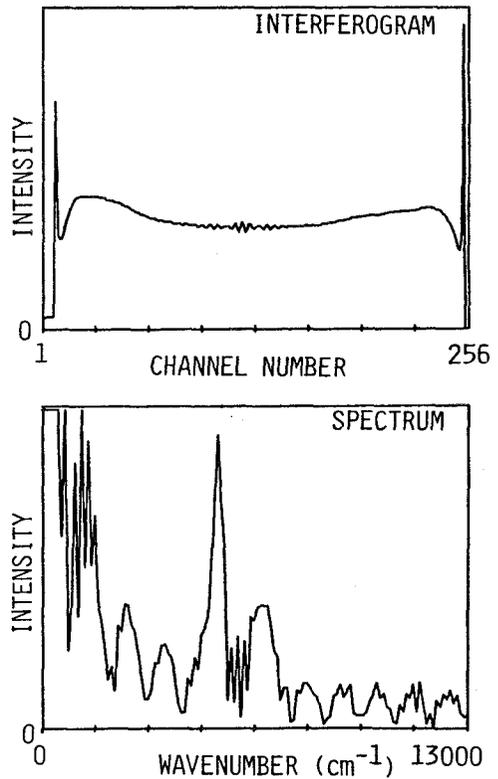


図5-4 ブタン-空気炎の正インタフェログラムと再生スペクトル

$$i_d(x) = 2 \int_0^{\infty} s(\sigma) \cos 2\pi\sigma\theta x d\sigma \quad (5-2)$$

となる。

図5-4にブタン-空気炎の正インタフェログラムとそれから再生したスペクトルを、図5-5には差インタフェログラムとそれから再生したスペクトルを示す。逆インタフェログラムは偏光板2を90°回転させることにより測定した。差インタフェログラムではバックグラウンドがほぼ完全に除去され、信号成分の強度が2倍になっているのがわかる。正インタフェログラムだけからの再生スペクトルには偽のピークが多数現われている。

フレーム内積算と差インタフェログラムによるバックグラウンド補正を行って測定したブタン-空気炎のスペクトルを図5-6に示す。3つの再生スペクトルはそれぞれ炎の異なる部分を観測したものである。観測領域はそれぞれ直径5mmの円である。再生スペクトルにみられる2つのピークは共にH<sub>2</sub>Oの発光帯によるものと思われる。炎の各位置によって発光状態が異なっているのがわかる。

ここでは、正インタフェログラムを測定した後、偏光板を90°回転させ逆インタフェログラムを測定した。このため、ISFTSの機械的駆動部分を持たず実時間測定が可能であるという特長を失う。これを改善する方法は偏光板を横に2つに分け偏光軸が互いに直交するようにセットし、赤外ビジコンの光電面の左半分が正インタフェログラムが、右半分が逆インタフェログラムが同時に得られるようにすればよい。そして、計算機によりそれぞれの領域でフレーム内積算を行った後、差インタフェログラムを求めバックグラウンド補正を行えばよい。これにより、機械的駆動部分は全くなくなり実時間測定が可能となる。

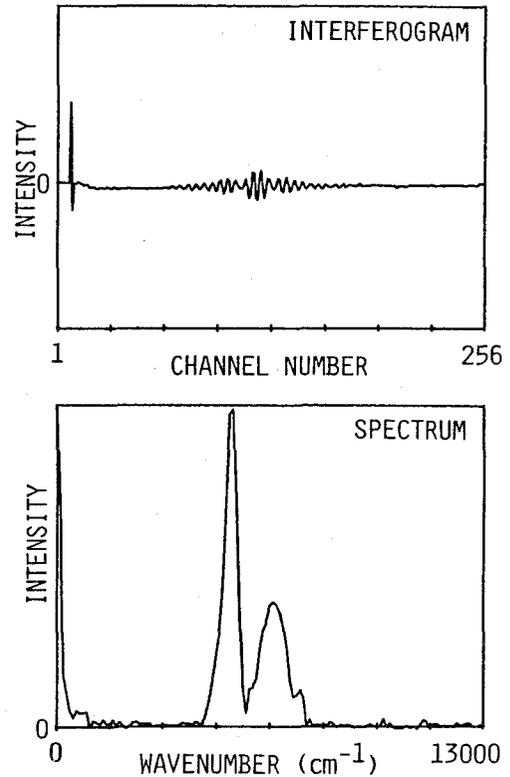


図5-5 ブタン-空気炎の差インタフェログラムと再生スペクトル

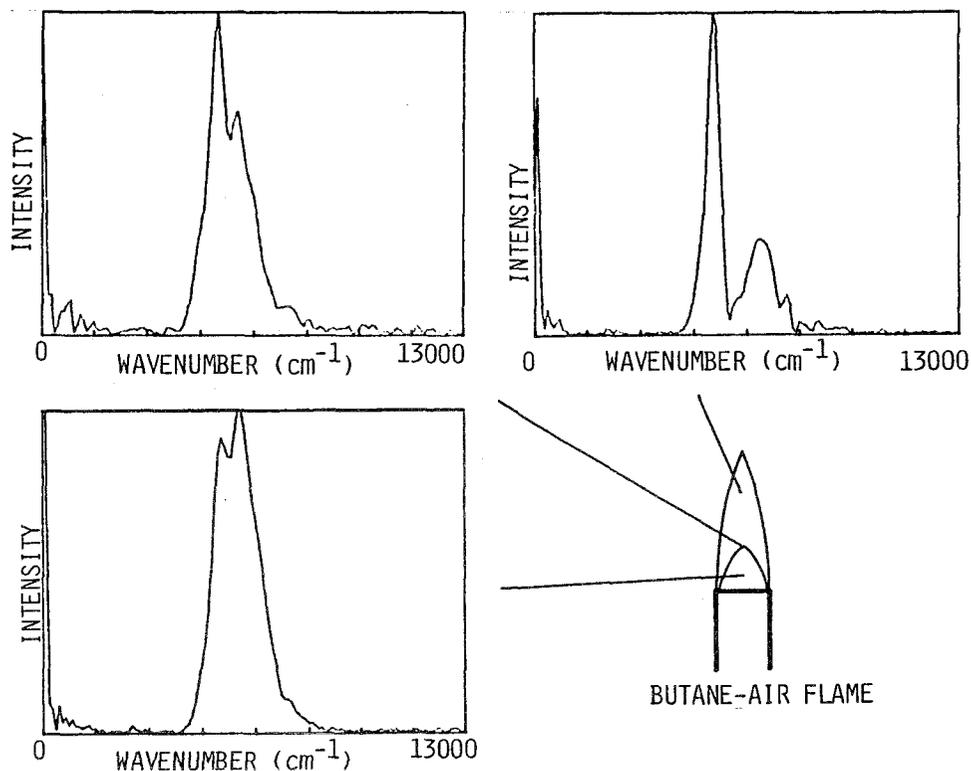


図5-6 ブタン-空気炎の各部分のスペクトル

#### 5-4 試作装置の性能と仕様

試作装置の分光波長領域は赤外ビジコンの分光感度（図1-3参照）と偏光板（図5-2参照）の特性によって決定され約 $1\sim 2\ \mu\text{m}$ である。波数分解は $100\ \text{cm}^{-1}$ である。スループットは $2.7\ \text{srad}\cdot\text{mm}$ である。

#### 5-5 結言

複屈折干渉計ISFTSを波長 $1\sim 2\ \mu\text{m}$ の近赤外領域分光へ応用した。フレーム内積算によるSN比の改善、及び、差インタフェログラムによるバックグラウンドの補正を行いその有効性を示し、ブタン-空気炎のスペクトルの測定を試みた。さらに、1つのフレーム内に

正および逆インタフェログラムを同時に作ることにより実時間で差インタフェログラムを得る方法を提案した。

試作装置では、イメージセンサとして赤外ビジコンカメラを用いたが、このイメージセンサの使用は、小型化が容易であり、かつ、堅牢であるというISFTSのいくつかの利点を損なうものであり最適とは言い難い。今後の技術の進歩により、近赤外領域の冷却を必要としない安価な固体イメージセンサが開発されれば上記の欠点は改善されるであろう。

## 総括

本論文では、フーリエ分光法におけるスループットの優位性と分散型マルチチャネル分光法におけるマルチチャネルの優位性を合わせ持った紫外、可視、および近赤外領域における新しい分光法 — I S F T S — の開発について述べた。以下、各章毎に総括を行ない、最後に今後の課題について述べる。

第1章では、まず、I S F T Sの原理について述べ、従来のフーリエ変換分光法、および、分散型マルチチャネル分光法と比較した場合の長所、欠点について述べた。I S F T Sの特長をまとめると次の3つに集約される。

- (1) スループットの優位性を有する。
- (2) マルチチャネルの優位性を有する。
- (3) 機械的な駆動部分を一切持たない。

次に、I S F T Sに最適なイメージセンサについて検討し、1次元固体イメージセンサが最適であることを示した。さらに、第2章以降の試作装置に用いたデータ収集システムについて説明した。

第2章では、I S F T Sに用いる干渉計について検討し、コモンパス干渉計が適当であることを示した。それに従い、三角光路コモンパス干渉計を用いたI S F T Sを開発し、光源の拡がりの影響について述べ、分解能が光源の拡がりの影響を受けないことを示した。本システムを用いて発光スペクトルの測定を行なった結果、線スペクトルの測定に関しては良好な測定結果を得た。しかし、連続スペクトルに関してはS/N比の低下したスペクトルしか得られなかった。これは、イメージセンサのダイナミックレンジの不足によるものであった。さらに、時間分解スペクトル測光への可能性について述べた。本システムでの時間分解能は最短で10msであった。

第3章では、I S F T Sの欠点である分解能の不足について述べ、数学的な超解像法を用いて分解能を改善する方法に対して、新しく純光学的に分解能向上を図る方法を提案した。これは分散素子を干渉計内に挿入するもので、I S F T Sの持つ長所を全く損なわないものである。改善したI S F T Sで発光スペクトルの測定を行った結果、平均約3倍分解能を改善することができた。

第4章では、複屈折干渉計を用いたISFTSの開発について述べた。この開発は、第2章で述べた三角光路干渉計の持つ(1)光源から見たコリメータレンズの立体角が小さいため、面積の小さい光源に対しては、スルーポットが小さい、(2)光束がビームスプリッタにけられるため小型化が制限される、という欠点を改善するために行った。複屈折干渉計では立体角を大きくとることができ、光学系を直線状に組めるため小型化が容易であるという特長を持つことを明らかにした。そして、本システムを用いて吸収スペクトルの測定を試みその可能性を示した。

第5章では、第4章で述べた複屈折干渉計ISFTSを近赤外領域に拡張することを試みた。この領域では、固体イメージセンサの開発が遅れており、イメージセンサとして赤外ビジコンを用いた。SN比を改善する方法として、(1)フレーム内積算、(2)差インタフェログラムによるバックグラウンド補正を提案し、実験によりその効果を確認した。

本論文では、イメージセンサが単体の検出器と比較して同じ性能を持つという仮定のもとで議論してきた。しかし、実際に装置を試作し、実験を行ってみて、イメージセンサのダイナミックレンジの不足を痛切に感じた。線スペクトルの測定の場合はほとんど問題はなかったが、連続スペクトルの測定ではインタフェログラムのAC成分のエネルギーは非常に小さくなるため、ダイナミックレンジの不足が直接、SN比の低下を招く。今後、半導体技術の発展より、ダイナミックレンジの大きいイメージセンサが開発されるのを期待する。それが実現されれば連続スペクトルの測定だけでなく、吸収スペクトルの測定に関しても、明るさという利点により、大いに威力を発揮するものと思われる。また、駆動部がないため、干渉計とイメージセンサを一体化して固定すれば、分光センサとしてフィールドでの測定や、その他、種々の環境下での活躍が期待できる。最後に、第2章で述べた三角光路コモンパス干渉計を用いたISFTSが液体クロマトグラフィ用の検出器として実用化され、すでに市販されていることを付け加えておく。

## 謝辞

本研究は、大阪大学応用物理学教室南研究室において1981年10月より1985年11月までの期間にわたって行ったものである。終わりに臨み、終始懇切なる御指導を賜った大阪大学工学部南茂夫教授ならびに、研究の細部にわたり貴重な御教示と御討論を頂いた同工学部助手河田聡博士に深く感謝の意を表します。

本学応用物理学教室・三石明善教授、同教室・一岡芳樹教授、本学プロセス工学教室・庄野利之教授には論文作成にあたり御検討頂き、貴重な御教示を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

著者が本研究を遂行するにあたり、終始、有益な御助言と暖かい激励を頂きました本学工学部内田照雄助教授、同助手千賀康弘氏、本学事務官鶴谷美幸氏をはじめとする研究室の方々に心から感謝いたします。

最後になりましたが、SF6光学ガラス製オプティカルパラレルを御提供して頂きましたミノルタカメラ(株)小林辰夫氏に御礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) P. B. Fellgett, Doctor thesis, Univ. of Cambridge (1951).
- 2) P. Jacquinot and C. Dufour, *J. Rech. du C.N.R.S.* **6**, 91 (1948).
- 3) Y. Talmi, "Applicability of TV-Type Multichannel Detectors to Spectroscopy," *Anal. Chem.* **47**, 658A (1975).
- 4) D. G. Jones, "Photodiode Array Detectors in UV-VIS Spectroscopy: Part I," *Anal. Chem.* **57**, 1057A (1985).
- 5) E. V. Loewenstein, "The History and Current Status of Fourier Transform Spectroscopy," *Appl. Opt.* **5**, 845 (1966).
- 6) G. W. Stroke and A. T. Funkhouser, "Fourier-transform Spectroscopy using Holographic Imaging without Computing and with Stationary Interferometers," *Phys. Lett.* **16**, 272 (1965).
- 7) H. J. Coulfield, "Holographic Spectroscopy," in Advances in Holography Vol. 2 (Marcel Dekker, New York, 1976).
- 8) H. J. Coulfield, "Spectroscopy," in Handbook of Optical Holography (Academic Press, New York, 1979).
- 9) L. Mertz, Transform in Optics (Wiley, New York, 1965).
- 10) L. Mertz, "Auxiliary Computation for Fourier Spectrometry," *Infrared Phys.* **7**, 17 (1967).
- 11) M. L. Forman, W. H. Steel, and G. H. Vanasse, "Correction of Asymmetric Interferograms Obtained in Fourier Spectroscopy," *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 59 (1966).
- 12) G. A. Vanasse and H. Sakai, "Fourier Spectroscopy," *Prog. Opt.* **6**, p.p. 259-330 (1967).
- 13) A. S. Filler, "Apodization and Interpolation in Fourier-transform Spectroscopy," *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 762 (1964).

- 14) 南茂夫、"放射測定機器としての分光器"、照明学会誌、61、358 (1977)。
- 15) N. M. Larson, R. Crosmun, and Y. Talmi, "Theoretical Comparison of Singly Multiplexed Hadamard Transform Spectrometer and Scanning Spectrometers," Appl. Opt. **13**, 2662 (1974)。
- 16) 木内雄二、「イメージセンサ」(日刊工業新聞社、東京、1978年)
- 17) Y. Talmi and R. W. Simpson, "Self-scanning Photodiode Array: a Multichannel Spectrometric Detector," Appl. Opt. **19**, 1401 (1980)。
- 18) 浜松ホトニクス(株)、「PCDリニアイメージセンサ」、オプトロニクス、No. 5, p.88 (1985)。
- 19) 「MN8090データシート」、(松下電子工業(株))
- 20) A. Tebo, "IR Detector Technology Part II: Arrays," Laser Focus, **20**, No. 7, p. 68 (1984)。
- 21) 「浜松ホトニクス撮像管カタログ」、(浜松ホトニクス(株)、1982年)
- 22) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami, "Fourier Transform Spectrometer with a Self-scanning Photodiode Array," Appl. Opt. **23**, 269 (1984)。
- 23) C. Harvey, "Demonstration Triangle Path Interferometer," in Optics (The Johns Hopkins Press, Baltimore, 1962)。
- 24) K. Yoshihara and A. Kitade, "Holographic Spectra using a Triangle Path Interferometer," Jpn. J. Appl. Phys. **6**, 116 (1967)。
- 25) R. E. Murphy, F. H. Cook, and H. Sakai, "Time-resolved Fourier Spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. **65**, 600 (1975)。
- 26) H. Sakai and R. E. Murphy, "Improvements in Time Resolved Fourier Spectroscopy," Appl. Opt. **17**, 1342 (1978)。
- 27) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami, "Optical Method for Resolution Enhancement in Photodiode Array Fourier Transform

- Spectroscopy," Appl. Opt. 24, 4221 (1985).
- 28) A. Papoulis, Signal Analysis, Chap. 7 (McGraw-Hill, New York, 1977).
  - 29) S. Kawata, K. Minami, and S. Minami, "Superresolution of Fourier Transform Spectroscopy Data by the Maximum Entropy Method," Appl. Opt. 22, 3593 (1983).
  - 30) K. Minami, S. Kawata, and S. Minami, "Superresolution of Fourier Transform Spectra by Autoregressive Model Fitting with Singular Value Decomposition," Appl. Opt. 24, 162 (1985).
  - 31) T. J. Urych and M. Ooe, "Autoregressive and Mixed Autoregressive-Moving Average Models and Spectra," in Nonlinear Methods of Spectral Analysis, S. Haykin Eds. (Springer-Verlag, New York, 1979).
  - 32) Minolta Optical Glass Catalog 8104 (Minolta Camera Co., Ltd., Osaka, 1981).
  - 33) T. Okamoto, S. Kawata, and S. Minami, "Photodiode Array Fourier Transform Spectrometer Based on Birefringent Interferometer," Appl. Spectrosc. 40, No. 5 (1986) (to be published).
  - 34) 「応用分光学ハンドブック」、吉永弘編、(朝倉書店、東京、1973年)
  - 35) 津野隆夫、"高速度ホログラフィ分光写真"、応用物理、38, 945 (1969).
  - 36) M. Françon, "Polarization Interferometer," in Optical Interferometry (Academic Press, New York, 1966).
  - 37) J. M. Bennett and H. E. Bennett, "Polarization," in Handbook of Optics, W. G. Driscoll Eds. Chap. 10-39 (McGraw-Hill, New York, 1978).
  - 38) 大西義英、「計測工学」、(理工社、東京、1966年)、

- 39) S. Minami, T. Okamoto, and S. Kawata, "Near IR Fourier Transform Spectrometer with an IR Vidicon," Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. **553**, (1985) (in press).
- 40) C. A. Watson, "Near Infrared Reflectance Spectrometric Analysis of Agricultural Products," Anal. Chem. **49**, 835A (1977).