

Title	連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィに関する研究
Author(s)	渡辺, 歴
Citation	大阪大学, 1999, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3155365
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

連続スペクトル白色光パルスを用いた
干渉分光トモグラフィーに関する研究

1998年

渡辺 歴

]

連続スペクトル白色光パルスを用いた
干渉分光トモグラフィーに関する研究

Coherence Spectrotomography with White-Light Continuum

1998 年

渡辺 歴
Wataru Watanabe

目次

緒論	1
第1章 超短光パルスと連続スペクトル白色光パルスの発生	5
1.1 緒言	5
1.2 超短光パルス	5
1.3 超短光パルスによる非線形光学効果	8
1.3.1 非線形光学効果	8
1.3.2 自己位相変調	12
1.4 連続スペクトル白色光パルス	15
1.5 結言	16
第2章 低コヒーレンス干渉法と干渉分光トモグラフィ	17
2.1 緒言	17
2.2 低コヒーレンス干渉法	17
2.2.1 低コヒーレンス干渉法の原理	17
2.2.2 スペクトル干渉法の原理	20
2.3 干渉分光トモグラフィ	23
2.4 結言	30
第3章 連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィ	31
3.1 緒言	31
3.2 光学系の構成	31
3.3 実験結果	32
3.3.1 連続スペクトル白色光パルスの発生と解析	32
3.3.2 連続スペクトル白色光パルスを用いた表面形状計測	35
3.3.3 着色層状媒質の実験結果	36
3.4 結言	43
第4章 共焦点アレイ干渉計による干渉分光トモグラフィ	44
4.1 緒言	44
4.2 共焦点アレイ干渉計の原理	44
4.3 実験結果	48
4.3.1 実験システム	48
4.3.2 表面形状計測	49
4.4 結言	51

第5章 分散型干渉分光トモグラフィ	52
5.1 緒言	52
5.2 分散型干渉分光トモグラフィ	52
5.2.1 スペクトル干渉法に基づく分散型干渉分光トモグラフィの原理	52
5.2.2 走査方式分散型干渉分光トモグラフィの原理	55
5.2.3 分散型干渉分光トモグラフィの信号対雑音比	56
5.3 実験結果	56
5.3.1 光学系の構成	56
5.3.2 信号対雑音比の比較結果	58
5.3.3 層状媒質の測定結果	59
5.4 結言	62
第6章 連続スペクトル白色光源アレイの発生とその光学的特性	63
6.1 緒言	63
6.2 連続スペクトル白色光源アレイ	63
6.3 実験結果	64
6.3.1 連続スペクトル白色光源アレイの発生	64
6.3.2 時間、空間コヒーレンスの測定	66
6.4 自己位相変調モデルによる数値的空間コヒーレンスの評価	71
6.5 結言	73
第7章 並列光フィードバックシステムにおける非線形現象	74
7.1 緒言	74
7.2 非線形時空間現象	74
7.3 並列光フィードバックシステム	79
7.4 実験結果	80
7.5 結言	84
総括	85
謝辞	89
参考文献	90
著者発表論文	98

緒論

現在、医療診断の場において、超音波断層法、X線CT (X-ray computed tomography), MRI (Magnetic resonance imaging)といった生体内部を映像化する技術が実用化されている。また、可視・近赤外領域の光を情報媒体とした光CT (Optical computed tomography)が幾つか提案され注目を集めている[1,2]。盛んに研究されている光CTの多くの方法は、透過光を利用している。一方で、生体組織の厚さ数mm程度の範囲では十分な後方散乱光が得られるので、計測対象からの後方散乱光を利用して深さ方向の構造を非侵襲に映像化する光干渉トモグラフィ (Optical coherence tomography) が提案され、実用化されようとしている[3,4]。Huangらは、光ファイバー型の干渉計を用いて網膜組織内部からの後方散乱光による干渉信号を測定し、組織の深さ方向の光学的構造を映像化している[3]。この光干渉トモグラフィは低コヒーレンス干渉法の原理に基づいている。低コヒーレンス干渉法は光通信デバイスにおける反射面の位置をマイクロメートル程度の解像限界で特定するために提案された低コヒーレンスリフレクトメトリー (Optical coherence-domain reflectometry) [5-7]にその起源は遡る。その後、低コヒーレンスリフレクトメトリーは、試料表面の形状計測[8-11]、生体組織の測定に適用され[12-16]、現在の光干渉トモグラフィに至っている。また、干渉光を各波数成分に分解したチャネルドスペクトル(channeled spectrum)[17-19]を利用したスペクトル干渉法に基づき[20-27]、光軸方向の走査を行わずに、多層媒質や皮膚など散乱媒質の深さ方向の構造を測定した結果が報告されている[28-34]。

計測対象からの反射光および後方散乱光は、反射面および後方散乱物質の奥行き情報だけでなく、反射面や媒質に関する分光情報も持つと考えられる。しかし、光干渉トモグラフィでは生体を透過しやすい近赤外領域の光源を用いているため、広帯域の分光情報は得ることができない。Minamiらは、広帯域白色光源を用いることにより、計測対象の分光情報を得ることができることに着目し、計測対象の奥行き情報と分光情報を同時に決定することができる干渉分光トモグラフィ (Coherence spectrotomography) を提案している[35-37]。実験により得られた干渉信号のピーク位置から光軸上の反射面の位置を特定すると同時に、干渉信号をフーリエ解析することにより各反射面からの反射光のスペクトルを得、多層媒質中の中間層の位置と分光情報を抽出している[35-37]。さらに、媒質中での光の吸収と境界

面での反射率と透過率を考慮することにより、干渉分光トモグラフィーに基づく信号処理法を用いて、着色層状媒質の屈折率と吸収を考慮した分光透過率を算出している[38,39]. この干渉分光トモグラフィーの原理を利用すれば、生体内部をはじめ物体内部の3次元情報と同時に分光情報をも計測することが可能である. そのためには、輝度が高く、広いスペクトル帯域を持つ光源を用いた高い信号対雑音比を持つシステムが必要となる. SOR (Synchrotron orbital radiation)光や、超短光パルスによって生成される連続スペクトル白色光パルス(white-light continuum)は、上記の性質を兼ね備えた新しい白色光源である.

連続スペクトル白色光パルスは、高強度超短光パルスが非線形媒質中を伝搬することにより得られる、紫外領域から近赤外領域までスペクトルが広がったパルスであり、supercontinuumとも呼ばれている[40]. 連続スペクトル白色光パルスは、1970年代にAlfanoらが発生させて以来、多くの固体[41-43]や液体[41-45]、気体[46,47]においてその発生が確かめられた. 連続スペクトル白色光パルスは、スペクトル帯域が広く、輝度が高いといった特徴を持ち、物性計測や生物計測における新しい光源として近年注目されている. その発生機構の説明には、自己位相変調[42,48,49]、4光波混合[41,50-53]などがあげられているが、現在まで十分には解明されていない. また、連続スペクトル白色光パルス発生の際に、自己集束がみられ、ほぼ同程度の大きさを持つ多くのフィラメントが生成される[54-56]. 入射ビームの強度が変調された場合、ビームは液体中を自己集束し周期的な自己集束パターンを形成する[57,58]. この自己集束によるフィラメントの発生過程、時間、空間的振る舞いは非線形的である. また、連続スペクトル白色光パルスの空間コヒーレンスに関する研究はその光学的特性を理解する上で重要である. 1つのフィラメント内は入射励起レーザー光パルスと同じ空間コヒーレンスが保持されるが、異なったフィラメント間には空間コヒーレンスが存在せず、その結果連続スペクトル白色光パルスは空間的にコヒーレントではないとの報告がある[59-61]. 一方で、希ガスによる連続スペクトル白色光パルスは高い空間コヒーレンスを有するとの報告もある[62-64]. 連続スペクトル白色光パルスの発生機構の解明とともにその光学的性質の解明は、実用的な応用のために不可欠であると考えられる.

連続スペクトル白色光パルスを用いて、光散乱性媒質の3次元空間情報と分光情報とを同時に得る手法を確立することができると、眼球、皮膚や胃などの計測をはじめとする医

療分野や化粧などの産業分野に利用される可能性がある。

本研究の目的は、光散乱性媒質の3次元空間情報と分光情報とを同時に抽出する光学干渉計システム、すなわち干渉分光トモグラフィシステムに関する光技術、および信号処理技術を確立するための実験的知見を蓄積することである。まず、連続スペクトル白色光パルスを用いた低コヒーレンス干渉法により、前述の能力を備えたシステムが実現できることを示す。試作した干渉計を用いて、干渉信号を得、その干渉信号から層状媒質の奥行き情報と分光情報を同時に抽出できることを示す。次に、マイクロレンズアレイを用いた共焦点アレイ干渉計による干渉分光トモグラフィを提案する。従来の共焦点光学系を合わせた低コヒーレンス干渉法に対して、共焦点アレイ干渉計では並列計測が可能となることを試作システムを用いて検証する。さらに、干渉信号を分散素子を用いて光学的に各波数成分に分解をすることにより高い信号対雑音比を得る2つの異なる分散型干渉分光トモグラフィの原理を提案する。試作システムを用いて、試料の奥行き情報と分光情報を同時に高い信号対雑音比で抽出できることを示す。また、マイクロレンズアレイを用いて新しい連続スペクトル白色光源アレイを発生させることができることを示し、この白色光源アレイが高い空間コヒーレンスを有することを明らかにする。

以下に本論文の構成と内容を示す。

第1章では、超短光パルスと連続スペクトル白色光パルスについて述べる。まず、超短光パルス自体と超短光パルスによる非線形光学効果について概説し、連続スペクトル白色光パルスの発生方法とその発生機構について述べる。

第2章では、低コヒーレンス光源を用いた干渉法について述べる。まず、低コヒーレンス干渉法の原理と特徴について述べる。次に、計測対象の3次元空間情報と分光情報を同時に抽出することを目的とした干渉分光トモグラフィの原理を、マイケルソン型干渉計を用いたシステムを例を挙げて説明する。

第3章では、空間情報と分光情報を同時に抽出することを目的として、高輝度連続スペクトル白色光源を用いた干渉分光トモグラフィ光学系を試作し、着色層状媒質の奥行き情報と分光情報を同時に抽出する実験の結果を示す。

第4章では、マイクロレンズアレイを用いることにより並列計測が可能なコンフォーカルアレイ干渉計を提案し、試作システムを用いて物体表面の形状計測結果を示す。

第5章では、高い信号対雑音比をもつ異なる2つの分散型干渉分光トモグラフィーの原理を提案する。走査方式分散型干渉分光トモグラフィーとスペクトル干渉法に基づく分散型干渉分光トモグラフィーの原理を述べ、従来の白色干渉法と比較して、高い信号対雑音比を持つことを示す。着色層状媒質の測定を行い、奥行き情報と分光情報を同時に抽出できることを実験により示す。

第6章では、マイクロレンズアレイを用いた連続スペクトル白色光源アレイの発生方法を提案する。連続スペクトル白色光源アレイを発生させる実験結果を示し、その光学的特性の測定結果を示す。次に、連続スペクトル白色光源アレイは高い空間コヒーレンスを有することを示す。最後に、連続スペクトル白色光源アレイの高い空間コヒーレンスは単純な自己位相変調理論では説明できないことを数値計算により明らかにする。

第7章では、並列光フィードバックシステムを提案し、その時空間パターンの生成、発展を調べる。超短光パルスによる媒質中のフィラメント形成は、非線形光学効果による時空間的な放射エネルギーの集中と考えられているが、連続スペクトル白色光パルスの発生と同時に起こることが多い。これらの非線形過程の時空間パターンの生成、発展の解析には計算機による数値的解析とともに光を用いた非線形シミュレーターが有効であると考えられる。光を用いた非線形フィードバックシステムとして、具体的には馬蹄型写像を用いた非線形光フィードバックシステムを構築し、2次元時空間パターンの生成、発展を調べる。

最後に、本研究の成果を総括し、今後の研究課題を述べる。

第1章 超短光パルスと 連続スペクトル白色光パルスの発生

1.1 緒言

1965年に固体レーザーにおいてモード同期が実現されて以来、超短光パルスの研究は急速に進展し、現在では最短4.5 fsの時間幅のパルスが得られている。この超短光パルスによる非線形光学現象のひとつとしてスペクトルが可視域全体に広がる連続スペクトル白色光パルスが発見され、その発生方法、発生機構について現在まで研究が続けられている。

§ 1.2では超短光パルスについて概説し、§ 1.3では超短光パルスによる非線形光学効果について要点をまとめる。§ 1.4では連続スペクトル白色光パルスとその発生方法について述べる。

1.2 超短光パルス

固体レーザーにおける超短光パルスの発生技術は、1987年にモード同期チタンサファイアレーザーが出現して以来急速に発展をみせた。ここでは、フェムト秒モードロックチタンサファイアレーザーと再生増幅器について概説する。超短光パルスレーザーは利得媒質を持つ共振器、位相を揃えるためのモードロッカー、そしてチャープ補償素子から構成されている。

フェムト秒パルスを生成するには、レーザー利得帯域幅の十分広い媒質を使う必要がある。Ti³⁺をドープしたサファイア結晶は極めて広帯域の利得スペクトルを示す。この特徴は、波長可変性と超短パルス性という大きな利点をもたらす。チタンサファイアの吸収帯は400 nmから650 nmにあり、通常直線偏光したブルーグリーンレーザーで励起する。高出力を得るための増幅器の励起には、一般にQスイッチYAGレーザーまたはNd:YLFレーザーの2倍高調波が用いられる。

超短光パルスの発生はモード同期(mode-locking)を基本とし、レーザー共振器内に、モード同期を引き起こさせるためのモードロッカーを含んでいる。変調はレーザー共振器中の光の1往復時間にあわせて行われる。レーザー共振器中には、レーザー利得帯域幅内で、共振器の軸モード間隔 $c/2L$ で多数のモードが発振している。ただし、 c は光速、 L は共振器長

である。ここで、周波数が $c/2L$ に一致した強度変調をかけると各軸モードに周波数差が $\pm c/2L$ のサイドバンドが生じ、このサイドバンドが隣の軸モードと結合してモード間の位相が揃っていく。その結果、全てのモードの発振が共通の位相に固定されることになる。スペクトル面上で、共通の位相項を持つ多くのモードが等間隔で多数並んでいるならば、そのフーリエ変換は鋭いパルス状の波形を与える。これがモード同期であり、多数のモードの位相が揃う結果として光の波束が形成され、パルスとなる。モード同期は強制モード同期 (active mode-locking) と受動モード同期 (passive mode-locking) に大別される。受動モード同期としては、後述の光カー効果を利用したカーレンズモード同期 (Kerr lens mode-locking) が一般に採用されている。強制モード同期では、モードロッカーは外部から変調を加える変調器である。本論文の実験で使用した Spectra-Physics 社製の Tsunami は強制モード同期のモードロッカーとして音響光学変調器が用いられる。

超短光パルスの時間領域の振幅 $E(t)$ と周波数領域の振幅 $\tilde{E}(\omega)$ は互いにフーリエ変換の関係にある。すなわち、

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp[i\omega t] dt, \quad (1-1)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega) \exp[-i\omega t] d\omega, \quad (1-2)$$

であり、各々の瞬時強度を

$$I(t) = |E(t)|^2 = E(t) E^*(t), \quad (1-3)$$

$$\tilde{I}(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|^2 = \tilde{E}(\omega) \tilde{E}^*(\omega), \quad (1-4)$$

とし、* は複素共役を表す。 $I(t)$ と $\tilde{I}(\omega)$ の半値全幅をそれぞれパルス幅 Δt 、スペクトル幅 $\Delta\omega$ とすると、その積の間には、

$$\Delta t \Delta \omega / 2\pi \geq K, \quad (1-5)$$

の関係が成立する。ここで、 K は光パルス波形で決定される定数である。一定の Δt に対して、最小の $\Delta\omega$ を与えるパルスをフーリエ変換限界パルス(transform limited pulse)という。ガウス型パルスの場合 K は0.441である。パルス内の搬送波の瞬時周波数が増加している場合、これを周波数チャープ(frequency chirp)という。

超短光パルスのスペクトル幅は、パルス幅の逆数に比例する。一般に、物質は、周波数により異なった値の屈折率を持っているため、このような超短光パルスが媒質中を伝搬すると、各スペクトル成分の伝搬のしかたは、分散の影響を受け異なってくる。モード同期によって得られる超短光パルスのパルス幅が100 fs以下になるとスペクトル幅も8 nm以上に広がり、ガラスなどの分散媒質を伝搬するとパルス幅はさらに広がる。ガラスなどの正常分散媒質を通過すると短波長成分ほど相対的に遅れる。この結果、パルス幅は広がり、短波長成分はパルス後半部に集まる。これをアップチャープパルス(upchirp pulse)という。このチャープを防ぐ方法がチャープ補償である。すなわち逆の群速度分散素子をレーザー共振器内に挿入し、短波長成分の群速度を大きくして、相対的に速く進ませ、パルス幅を広げないようにチャープを補償する。チャープ補償素子としては、プリズム対などが用いられる。

次に、高出力の超短光パルスを得るための増幅法について述べる。チタンサファイアは、利得帯域幅も大きいため、波長可変の超短光パルスの大出力増幅に使用可能である。高出力チタンサファイア増幅器は、主に再生増幅方式(regenerative amplification)と多重光路増幅方式(multipass amplification)に大別されるが、ここでは、再生増幅方式について説明する。再生増幅とは、モード同期レーザーのパルス列から何パルスかに1パルスの割合で再生増幅器の共振器に取り込み、飽和増幅に達するまで周回させ変調素子で取り出す増幅方法である。チタンサファイアの母体はサファイア結晶なので、レーザー媒質を伝搬する光パルスの強度が高くなると、後述の非線形光学効果によってレーザー光の自己集束が生じ、光学素子の破損やレーザー光の集光性能の低下を引き起こす。本論文の実験で使用したSpectra-Physics社製のSpitfireではチャープドパルス増幅方式(Chirped pulse amplification)[65]が採用されている。この方式は、モード同期発振器からの出力を、プリズム対やグレーティング対などのストレッチャーでパルス幅を一端十分に広げ、レーザー媒質を通過する光パルス

の強度を閾値以下にし、共振器で増幅終了後、コンプレッサーで再びパルスを圧縮し、高出力を得るという方法である。(図 1.1)

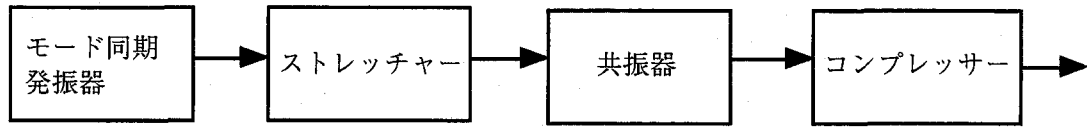


図 1.1 チャーパドパルス増幅の原理

1.3 超短光パルスによる非線形光学効果

1.3.1 非線形光学効果

媒質の電気分極は一般に、媒質内の原子の配置や電子の分布に依存する。光を照射すると、電荷は光電場によって振動し、入射電場に比例した電磁波を発生させる。一方、光電場の強度が強くなると、原子に束縛された電子の分布は入射光電場により変化するようになり、媒質中の電磁波の伝搬の様子は入射光強度に依存する。このように光の電場に比例しない分極によって生ずる様々な現象を非線形光学効果という。非線形光学効果は物質を構成する個々の原子や分子と光との相互作用における非線形性に基づいている。超短光パルスは瞬時的なピーク強度が極めて高いために、様々な媒質中で入射光電場の 2 乗、3 乗に比例する非線形光学効果を発現させることが多い。

非線形現象の一般的な表示法は媒質中の分極を光電場 E のべきに展開する[66,67].

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E E + \chi^{(3)} E E E + \dots \quad (1-6)$$

$\chi^{(1)}$ は媒質の線形感受率である。電場の大きさに比例しない第 2 項以下をまとめて非線形分極、各項の係数を非線形感受率という。特に、 $\chi^{(2)}$ は $\chi^{(3)}$ それぞれ 2 次、3 次の非線形感受率と呼ばれる。一般に、 $\chi^{(n)}$ は周波数に依存する。線形感受率は、線形屈折率と吸収を表す。2 次の非線形感受率は第 2 高調波発生、和周波・差周波発生、光整流、パラメトリック蛍光といった物理現象を引き起こし、3 次の非線形屈折率は第 3 高調波発生、4 光子パラメトリック混合、非線形屈折率、ラマン散乱、2 光子吸収などの現象と関連がある。非線形感受

率をになう原因は線形感受率と同様に、例えば強誘電性物質としての原子、分子、または固体では外殻の価電子の運動、金属では自由電子と価電子の運動、有極性分子ではその回転などである。式(1-6)で決まる分極 \mathbf{P} が生じると \mathbf{P} が源となって、光の放出や吸収が行われる。非線形媒質中の電磁波を記述する Maxwell の方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1-7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}), \quad (1-8)$$

$$\nabla (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) = 0, \quad (1-9)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad (1-10)$$

で与えられる。ただし、 \mathbf{B} は磁束密度である。式 (1-6) における \mathbf{P} を線形の部分 \mathbf{P}^L と非線形の部分 \mathbf{P}^{NL} にわけて、

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^L + \mathbf{P}^{NL}, \quad (1-11)$$

ただし、

$$\mathbf{P}^L = \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}, \quad (1-12)$$

$$\mathbf{P}^{NL} = \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots, \quad (1-13)$$

である。 $\varepsilon(\omega)$ を誘電率テンソル、 n_0 を線形屈折率とし、

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi \chi^{(1)}(\omega), \quad (1-14)$$

$$n_0^2 = \varepsilon(\omega), \quad (1-15)$$

の関係を用いると、

$$\nabla^2 E = \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial P^{NL}}{\partial t}, \quad (1-16)$$

が得られる。

2次の非線形感受率 $\chi^{(2)}$ は3階のテンソルで表される。したがって、2次の非線形分極の*i*方向成分は

$$P_i^{(2)}(\omega) = \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(3)}(\omega = \omega_1 + \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2), \quad (1-17)$$

とかける。ここで、*i, j, k*はいずれも*x, y, z*のどれかを表している。2次の非線形感受率については、一般に

$$\chi_{ijk}^{(2)*}(\omega = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kij}^{(2)}(\omega_2 = \omega - \omega_1) = \chi_{jki}^{(2)}(\omega_1 = \omega - \omega_2), \quad (1-18)$$

なる関係が成立し、これを置換対称の関係(permutation symmetry relation)という。また、関係する振動数の領域で物質に吸収や分散がない場合には、1つのテンソルの成分間では、*i, j, k*の順序を変えても値は変わらない、

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{kij}^{(2)} = \chi_{jki}^{(2)}, \quad (1-19)$$

という関係が成立し、これをクライマン(Kleiman)の対称条件という。2次の非線形感受率が0でない媒質に角振動数 ω_1, ω_2 なる2つの光が物質に入射する場合、式(1-17)に、

$$E(\omega_n) = \text{Re}[E_{\omega_n} \exp(-i\omega_n t)] = \frac{E_{\omega_n} \exp(-i\omega_n t) + E_{\omega_n}^* \exp(-i\omega_n t)}{2} \quad (n = 1, 2), \quad (1-20)$$

を代入することにより、角振動数が $\omega = \omega_1 + \omega_2$ または $\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ の非線形分極が物質

中に誘起される。この分極によって、入射波の和および差の角振動数を持つ電磁波が放出される。前者を和周波混合、後者を差周波混合という。特に、 $\omega_1 = \omega_2$ の場合、 $\omega = 2\omega_1$ または $\omega = 0$ の分極が生じる。前者を第2高調波といい、後者を光整流という。同様に、2つの入射光から1つの出力光を得る過程を3光波混合といい、相互作用の弱い極限状態ではこの過程は2次の非線形感受率 $\chi^{(2)}$ によって支配される。

3次の効果 $P^{(3)} = \chi^{(3)}EEE$ の非線形分極は全ての物質に存在する。これによって生ずる3次の効果はパラメトリック過程と光強度に依存する過程に大別できる。パラメトリック過程において、3つの入射光から1つの出力光を得る過程を4光波混合といい、弱い相互作用の極限では3次の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ による過程となる。4つの波が互いに全く等しい周波数を持ち、波数ベクトルのみが異なる過程を縮退4光波混合という。

光強度に依存する自己作用の効果は入射光と同じ周波数の非線形分極によって誘起される。非線形屈折率を持った媒質中を光が伝搬するとき、光の位相速度を決める媒質の屈折率は伝搬する光自身の持つ電場の関数で、光強度により非線形に変化する。これは光カー(Kerr)効果と呼ばれている。非線形屈折率は光の強度分布の関数であるため、光の位相の進みかたは媒質中の場所により異なる。吸収が十分小さいほとんどの媒質の非線形屈折率は正であり、光強度とともに屈折率は増加する。屈折率が変化すると光の位相速度が変わり、位相も変化する。光が伝搬により自ら位相変調されるこの現象は自己位相変調 (self-phase modulation) と呼ばれている。等位相面に垂直な方向が光線の進路であるから、屈折率変化が正の場合、光は集光することになる。この集束の過程を自己集束(self-focusing)という。光の伝搬には必ず光の回折の効果が働く。この回折による光束の拡がりとは自己集束による集束の効果が互いに相殺するとき、光は拡がることなく一定のビーム径を保って伝搬する。これを自己束縛(self-trapping)という。

1.3.2 自己位相変調

超短光パルスのように時間方向に強い光強度の勾配がある場合、位相変調は時間方向の周波数変化となって現れる。この時間軸の自己位相変調は1967年に Shimizu[68]によって自己集束したQスイッチレーザーパルスのスペクトル広がりの説明に用いられた。

ここでは、超短光パルスのスペクトル広がりを定式化するために「簡単な自己位相変調理

論」(simple theory of self-phase modulation)[69-72]の結果をまとめておく。媒質中を伝搬するレーザー光パルスを平面波であると仮定すると、以下の波動方程式で記述することができる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P^{(3)}, \quad (1-21)$$

ここで、

$$E = A(z,t) \exp(i k_0 z - i \omega_0 t) \quad (1-22)$$

$$P^{(3)} = \chi^{(3)} |E|^2 E \quad (1-23)$$

であり、 n_0 は媒質の線形屈折率、 $P^{(3)}$ は3次の非線形分極である。「簡単な自己位相変調理論」において Slowly varying 近似 (Slowly varying amplitude approximation) を用い、さらに、非線形屈折率 $n_2 = (2\pi / n_0) \chi^{(3)}$ の瞬時応答性を仮定すると、以下の解が得られる。

$$|A| = |A(t)| \quad (1-24)$$

$$\phi(z,t) = \phi_0 + \frac{2\pi\omega_0^2}{c^2 k_0} \chi^{(3)} |A(t)|^2 z, \quad (1-25)$$

式 (1-24) はパルスが媒質中を変形せずに伝搬することを意味し、式 (1-25) は位相の変化を表す。この位相変調は周波数変調

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\partial\Delta\phi}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega_0^2}{c^2 k_0} \chi^{(3)} \frac{\partial|A|^2}{\partial t} z, \quad (1-26)$$

を与え、スペクトルが広がることを示している。 $\Delta\omega(t)$ は媒質の長さ z および光強度の時間勾配に比例する。パルス幅の短い、高強度の光を長距離伝搬させることが大きなスペクトル

拡がりを得る鍵となる。しかし、伝搬に伴い自己位相変調によってスペクトルが拡がり始めると、群速度分散を抑えることが困難となる。結果としてパルス幅は拡がるので強度の時間勾配は減少して、一定以上の伝搬距離を経るとそれ以上は変調は行われなくなる。図1.2(a)に入射パルスの電場を示す。媒質の非線形屈折率の符号を正とすれば、光強度の増大に対して、屈折率が増加する。この結果、パルス前半部では光強度が時間とともに増大するが、自己位相変調は瞬時周波数の低下を引き起こす。同様に、パルス中央部で瞬時周波数は元に戻り、パルス後半部で上昇する。したがって、パルス前半部で瞬時周波数が低く、後半部で高くなる。図1.2(b)に自己位相変調を受けたパルスの電場を示す。図1.2(c)に自己位相変調を受けたパルスの電場をフーリエ変換することにより得られるスペクトルの拡がりを示す。

前節で述べた自己集束は非線形屈折率による光パルスの空間的強度分布の変化とみられるが、この同じ非線形屈折率が時間的に光パルスの幅あるいは波形を変化させる現象がある。非線形屈折率が正の場合、光パルスは伝搬とともにそのピーク位置が後方に移動し、パルス波形の後半部に急峻な立ち上がりが見られる。この現象は自己急峻化(self-steepening)と呼ばれている。自己急峻化において光パルスは伝搬とともにそのピーク位置がより後方に移動し、パルス波形の後半部に急峻な立ち下がりが現れる。また、自己集束した光の周波数は強い自己位相変調により大きく拡がる。

1.4 連続スペクトル白色光パルス

高強度超短光パルスが非線形媒質中を伝搬すると紫外領域から近赤外領域までスペクトルが拡がる光パルスを生じる。このパルスは連続スペクトル白色光パルスと呼ばれ、多くの固体[41-43]や液体[41-45]、気体[47,48]においてその発生が確かめられた。連続スペクトル白色光パルスは、スペクトル帯域が広く、輝度が高い光パルスであり、物性計測や生物計測における新しい光源として近年注目されている。その発生原因には、自己位相変調[42,48,49]、4光波混合[41,50-53]などがあげられているが、発生機構は現在のところ十分には解明されていない。また、連続スペクトル白色光パルス発生の際に、自己集束によりフィラメントが生成されることが確認されている[54-56]。この自己集束によるフィラメントの発生過程、時間、空間的振る舞いは非線形現象であり[54-58]、厳密な解明は容易ではない。

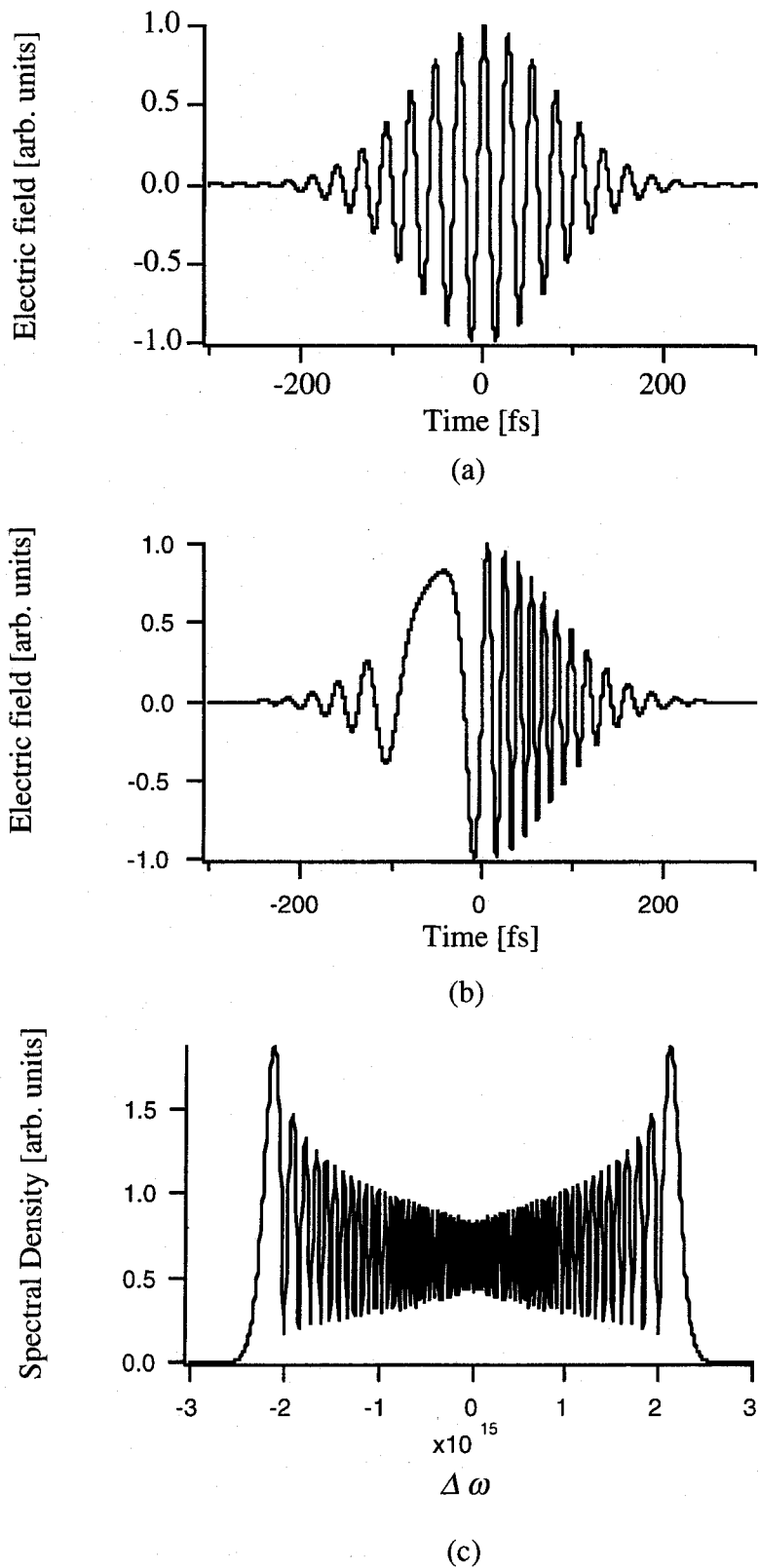


図 1.2 自己位相変調と周波数チャープ : (a)入射パルス, (b)自己位相変調を受けたパルス, (c)自己位相変調を受けたパルスのスペクトル (周波数は 1/10 にして表示)

前節の自己位相変調の理論では非線形屈折率の瞬時応答性を仮定している。屈折率変化の原因として、電歪効果、分子の再分布、非線形電子分極、熱的效果などが考えられ、一般には、各々の機構はそれぞれ固有の緩和時間 τ を持つため、媒質の応答はレーザーパルスに対して瞬時に応答せず、過渡的である。パルス幅が τ よりも短いときには屈折率変化の値は定常的な値より小さくなり過渡的状态が重要になってくる[73,74]。このため、位相変化と屈折率変化はそれぞれ、

$$\Delta\phi(z,t) = \frac{\omega}{c} \int_0^z \Delta n(z,t) dz, \quad (1-27)$$

$$\Delta n(z,t) = \int_{-\infty}^t n_2(z,t-t') |E(z,t')|^2 dt', \quad (1-28)$$

となり、 $|E(t)|^2$ が対称であっても、 $\phi(t)$ は非対称となり、 $|E(t)|^2$ に比例しない。その結果、スペクトルの拡がり是非線形となる。さらに、近似をより厳密にした「厳密な自己位相変調理論」(more rigorous theory of self-phase modulation)[75,76]が提案され、自己急峻化の影響まで考慮されている。

最後に、連続スペクトル白色光パルスの輝度を分光放射輝度の観点から従来の白色光源と比較する。光源の放射束を Φ W、立体角を Ω sr、波長を λ m、射出面の面積を S m² とすると、分光放射輝度 $L(\lambda, T)$ W sr⁻¹ m⁻³ は次式で与えられる。

$$L(\lambda, T) = \frac{d\Phi}{dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda}, \quad (1-29)$$

また、一般に、熱放射のエネルギーはその物体の温度に依存し、物体が完全放射体（黒体）の場合には、その分光放射輝度 $L(\lambda, T)$ と熱力学温度 T との関係は、Plankの放射則によって次式で表される。

$$L(\lambda, T) = \frac{2c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1}, \quad (1-30)$$

ここで、 λ は物体から放射されるの光の波長、 c_1, c_2 は放射の第1定数および第2定数と呼ばれ、次式で表される物理定数である。

$$c_1 = c^2 h = 5.9548 \times 10^{-17} \text{ W m}^2$$

$$c_2 = c h / k = 0.014388 \text{ m K}$$

ただし、 c は真空中の光の速度 ($c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$)、 h はプランクの定数 ($h = 6.6256 \times 10^{-34} \text{ J s}$)、 k はボルツマンの定数 ($k = 1.38054 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$)である。P. A. Barnesらにより、Qスイッチルビーレーザー (ピーク強度 30 MW, 半値全幅 30 ns) を水に集光することにより得られる連続スペクトル白色光パルスの波長 380 nm から 900 nm における測定放射強度は、Plank の放射則により 15000 K の黒体輻射に相当することが確かめられている [77]。

結言

本章では、超短光パルスと連続スペクトル白色光パルスについて述べた。まず、超短光パルス自体と超短光パルスによる非線形光学効果について概説し、連続スペクトル白色光パルスの発生方法とその発生機構について述べた。

第2章 低コヒーレンス干渉法と干渉分光トモグラフィ

2.1 緒言

低コヒーレンス光源を用い、コヒーレンス関数を基礎とした干渉計測法は、光ファイバーの検査測定として提案され[5-7]、近年では、表面形状計測[8-11]、生体計測[3,4,12-16]に応用されている。本章では、基本となる低コヒーレンス干渉法と、これを基にした物体の奥行き情報と分光情報の獲得を可能にした干渉分光トモグラフィについて述べる。

§ 2.2 では、低コヒーレンス干渉法とスペクトル干渉法の原理について概説し、§ 2.3 では、低コヒーレンス干渉計において計測対象となる散乱媒質からの後方散乱光を用いて、反射面の位置を特定できると同時に、試料の分光情報も抽出することができる干渉分光トモグラフィについて述べる。

2.2 低コヒーレンス干渉法の原理

2.2.1 低コヒーレンス干渉法

計測対象の表面形状計測のために提案された低コヒーレンスリフレクトメトリー(Optical coherence domain reflectometry)の原理を図2.1のマイケルソン型干渉計をもとに説明する[6]。低コヒーレンス光源としてコヒーレンス時間 ΔT をもつ光源を考える。光源を射出した光はマイケルソン干渉計に入射し、ビームスプリッターにより2光束に分けられる。試料の表面での振幅反射係数を R とする。参照ミラーを光軸に沿ってに駆動することにより、検出器で干渉信号を時系列データとして得る。この干渉信号は、干渉計の2つ腕の光路差による相対的な時間遅延 τ の関数であり、参照面と試料からの反射光との相互相関関数となる。 $V_1(t)$ と $V_2(t)$ がそれぞれ参照光と試料からの反射光の振幅を表すものとする。検出器面上の光の強度分布は次のように与えられる[78]。

$$\begin{aligned}
 I(\tau) &= \langle |V_1(t) + V_2(t+\tau)|^2 \rangle \\
 &= \langle |V_1(t)|^2 \rangle + \langle |V_2(t+\tau)|^2 \rangle \\
 &\quad + 2 \operatorname{Re} [\langle V_1(t) V_2^*(t+\tau) \rangle], \tag{2-1}
 \end{aligned}$$

ここで、 $\langle \rangle$ は時間平均または集合平均を表すものとする。Re[]は実部を、*は複素共役を表す。式(2-1)の第1, 第2項は各々参照光と信号光のみによる光強度を表し、第3項が2つの光束の相互相関関数、すなわち干渉信号を表している。したがって、

$$I(\tau) = I_0 \left[1 + R^2 + 2R |\mu_{12}(\tau)| \cos(2\pi f\tau + \xi) \right], \quad (2-2)$$

となる。ここで、 I_0 は干渉計に入射する光源の強度、 f は光源の中心周波数、 ξ は位相シフト(定数)を表す。 τ は相対遅延であり、参照面の腕の光路長を z_1 、試料の腕の光路長を z_2 として、

$$\tau = (z_1 - z_2) / c, \quad (2-3)$$

で与えられる。ここで、 c は光速である。また、 $|\mu_{12}(\tau)|$ は相互相関関数の絶対値を表し、

$$\mu_{12}(\tau) = \frac{\langle V_1(t) V_2^*(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |V_1(t)|^2 \rangle \langle |V_2(t)|^2 \rangle}}, \quad (2-4)$$

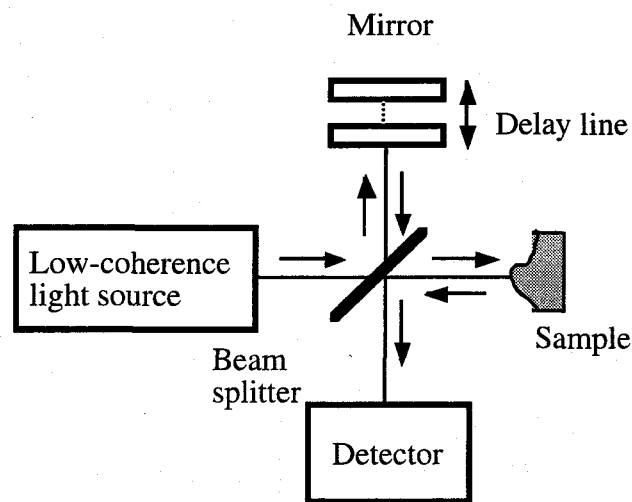


図2.1 低コヒーレンスリフレクトメトリー光学系の概念図

で定義される。(2-2)式より干渉計の2つの腕の光路差が $c \Delta T$ より小さいときにのみ、干渉信号が現れることがわかる。この局在した干渉縞により反射面の相対位置を特定することができる。光源のスペクトルの半値全幅を Δf とすれば、干渉縞の包絡線の幅は、 $1 / \Delta f$ に比例する。光源のスペクトル分布がガウス型であると仮定した場合、干渉信号の包絡線もガウス型となり、その半値全幅は、

$$\Delta \tau = \frac{4 \ln 2}{\pi \Delta f}, \quad (2-5)$$

となる。式 (2-5) より、奥行き方向の解像限界 Δz は、

$$\Delta z = \frac{c}{2 \Delta f}, \quad (2-6)$$

となる。この奥行き方向の解像限界を奥行き解像限界と呼ぶことにする。奥行き解像限界は光源のスペクトル幅により決定されるため、適切なスペクトル幅を持つ光源により制御することができる。このように低コヒーレンスリフレクトメトリーは光源のコヒーレンス長程度の奥行き解像限界で、計測対象の相対位置を特定することができる。

次に、低コヒーレンスリフレクトメトリーを応用した光干渉トモグラフィー(Optical coherence tomography)について概説する[3]。光干渉トモグラフィーでは試料を奥行き方向

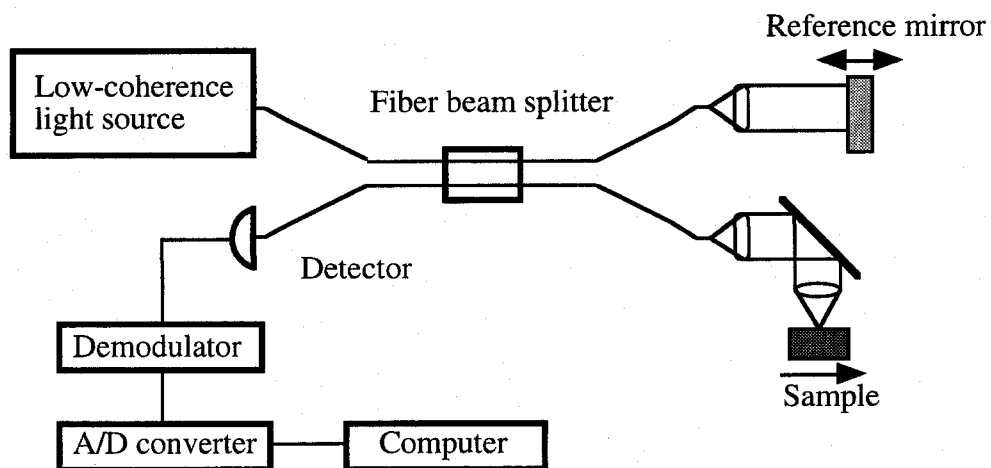


図 2.2 光干渉トモグラフィー光学系の概念図

に走査するだけでなく、ビームを横方向にも走査することにより、試料の断層画像を得ることができる。低コヒーレンスリフレクトメトリーと同様の光学系(図2.2)において、参照光は参照面に導かれる。この鏡を一定の速度で動かすことにより参照光の周波数にドップラーシフトを与える。周波数変調された参照光と試料からの物体光とを干渉させる。参照面を移動させることにより深さ方向の信号が得られる。さらに、物体への入射光を2次元的に走査することにより、断層画像が得られる。また、光干渉トモグラフィーでは比較的低い開口数を持つレンズを用いて試料に集光している。散乱媒質の測定において、試料からの多重散乱光は信号対雑音比を低下させる。このため光干渉トモグラフィーの拡張として、高い開口数を持つレンズを用いて試料に集光し、シングルモードファイバーとの組み合わせで共焦点系を作製することにより焦点以外からの多重散乱光を除去する光干渉顕微鏡(Optical coherence microscopy)[79-81]が提案されている。

2.2.2 スペクトル干渉法

図2.3にスペクトル干渉法(Spectral interferometry)の典型的な光学系を示す。スペクトル干渉法では、干渉信号を光学的にスペクトル要素に分解し、スペクトル分解された信号を解析する。低コヒーレンス干渉法と異なり、光軸方向の参照面の走査を行わずに計測対象の深さ情報を得ることができる。計測対象となる試料はマイケルソン型干渉計の

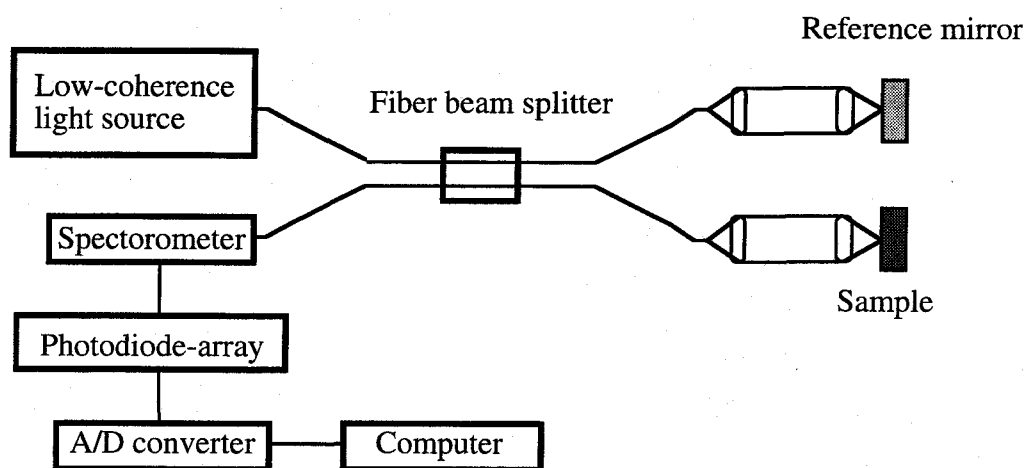


図2.3 スペクトル干渉法光学系の概念図

一方の腕におかれる。光源から出た光はマイケルソン干渉計に入射し、ビームスプリッターにより2光束に分けられる。干渉計からの出力は、分光器によりスペクトル分解され、フォトダイオードアレイにより検出される。スペクトル干渉法では比較的短時間で試料表面からの深さ方向の散乱振幅を測定することができる。ただし、2次元画像の測定には、横方向の走査が必要となる。

スペクトル干渉法の概略は以下の通りである[34]。試料からの信号は、異なる深さ z からの光波の集まりである。ここでは試料中の分散は無視する。深さ z における光波の散乱振幅を $a(z)$ とし、波数に依存しないと仮定する。試料からの物体光は参照面からの参照光と重ね合わされる。干渉計からの光は、分光器または分散素子により異なる波数要素に分割される。試料の1点からの光は、検出器上の横軸に広がり、この軸が波数軸となる。検出器で得られる干渉信号 $I(\sigma)$ は、

$$I(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \left\langle \left| \exp(2\pi i \sigma r) + \int_0^{+\infty} a(z) \exp\{2\pi i \sigma [r + n(z) \cdot z]\} dz \right|^2 \right\rangle, \quad (2-7)$$

ここで、 σ は波数 ($\sigma = 1/\lambda$, λ は波長), r は光源から参照面に至る光路長, z は試料の腕での参照面の光路長を基準とした位置からの光路長, n は試料の屈折率, $\tilde{S}(\sigma)$ は光源のスペクトル密度を表す。式(2-7)は次のように書ける。

$$I(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \times \left[1 + 2 \int_0^{+\infty} a(z) \cos(2\pi \sigma z) dz + \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} a(z) a(z') \exp[2\pi i \sigma n(z - z')] dz dz' \right]. \quad (2-8)$$

式(2-8)の右辺第1項は参照面からの直流成分、第2項は散乱振幅 $a(z)$ に比例し、深さ z の情報は周波数 $2n z$ のコサイン関数で変調されている。第3項は試料の散乱光の相互相関

関数を表す。ここで、対称関数 $\hat{a}(z)$ を次式のように、

$$\hat{a}(z) = a(z) + a(-z) \quad , \quad (2-9)$$

とすると、式 (2-7) は、

$$I(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \times \left[1 + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}(z) \cos(2\pi\sigma z) dz + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \hat{a}(z) \hat{a}(z') \rangle \exp[2\pi i \sigma n(z-z')] dz dz' \right] \quad , (2-10)$$

となる。さらに、

$$\langle \hat{a}(z) \hat{a}(z') \rangle = \Gamma_{au}(z) \delta(z - z') \quad , \quad (2-11)$$

と仮定する。ここで、 $\Gamma_{au}()$ は自己相関関数を表す。式 (2-10) は、

$$I(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \times \left[1 + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}(z) \exp(2\pi\sigma z) dz + \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{au}(z) \exp[-2\pi i \sigma n z] dz \right] \quad , \quad (2-12)$$

と変形できる。式 (2-12) を σ に関して逆フーリエ変換することにより、対称化された散乱振幅 $\hat{a}(z)$ が求められる。実験条件を $a(z) = 0 (z < 0)$ とすると対称化された散乱振幅 $\hat{a}(z)$ は $z > 0$ で散乱振幅 $a(z)$ と等しいので、深さに対応する散乱の強度が得られる。

また、スペクトル干渉法における奥行き方向の最大測定範囲 z_{max} は分光器のスペクトル分解能で決定される。すなわち、

$$z_{max} = \frac{1}{4n} \frac{\lambda^2}{\delta\lambda} \quad (2-13)$$

ただし、 $\delta\lambda$ は検出器によって決まる波長分解能である。

2.3 干渉分光トモグラフィーの原理

従来の低コヒーレンス干渉法は光源のコヒーレンス長程度の奥行き解像限界で計測対象の反射面の位置を特定できるが、分光情報を同時には抽出していない。低コヒーレンス干渉法に基づき、物体の奥行き情報と分光情報の獲得を可能にした干渉分光トモグラフィーの原理を述べる[35-37]。図2.4に干渉分光トモグラフィー光学系のブロック図を示す。計測対象となる試料をマイケルソン型干渉計の一方の腕におく。計測対象として多層媒質を考え、散乱、吸収に関してはBeer則が成り立つと仮定する。光源には、帯域の広い白色光で分光放射特性が既知の光を仮定する。試料表面に対して垂直に光を照射し、各層間の界面で散乱した光を受光する。参照光が反射される参照面は不動であり、レンズ2によって常に検出器面上に結像している。ここでは、試料中の光を散乱を受けずに直進する光と散乱された光の2種類に分ける。次に、簡単のために、散乱による効果を直進光の減衰と試料中での1回の散乱だけに限定し、他を無視する。このような仮定は、散乱の少ない試料中や奥行き短い媒

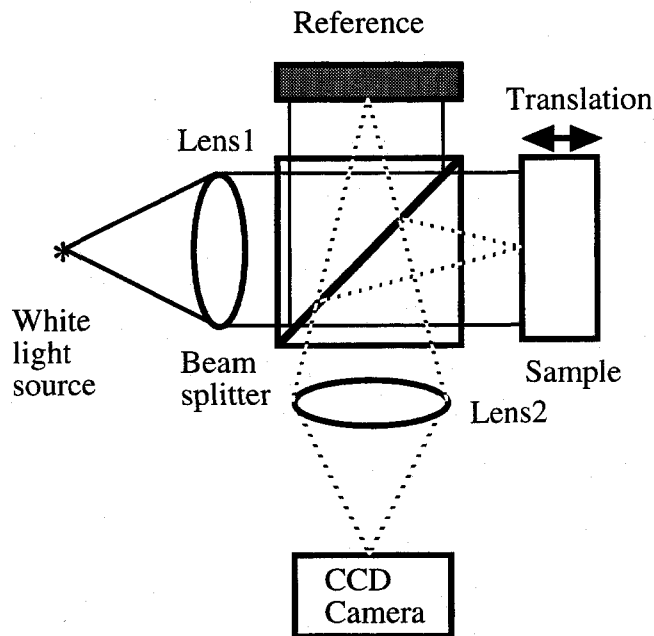


図2.4 干渉分光トモグラフィー光学系のブロック図

質中で成立するものと考えられる。このとき、受光面において参照光と干渉する物体光は、試料中で後方への散乱ないしは反射の機会を一度しか持たないため、散乱物体の運動が無視できる限り、光路長から深さの計測が可能となる。試料に入射した光は、試料中で反射および吸収、散乱の作用を受けた後、検出器に達する。受光面における物体光の振幅は、試料表面及び内部の反射面、後方散乱媒質からの反射光、後方散乱光の振幅の総和になる。低コヒーレンス光源を用いているので、干渉計の2つの腕の光路差が光源のコヒーレンス長以下の時のみ干渉信号を得ることができる。参照面を光軸方向に駆動することにより、計測対象の奥行き方向の構造の情報を得ることができる。また、干渉信号は計測対象の反射光に関する分光情報を持つことを利用し、分光情報を抽出する。白色光源を用いるので広帯域の分光情報を抽出することができる。具体的には、様々な帯域通過フィルターを用いて干渉信号を処理することにより、各フィルター帯域内の反射面に関する分光情報を抽出することができる。

次に、干渉信号から各層の反射光または後方散乱光の分光情報を得るための信号処理の原理について述べる。光源から出た光はマイケルソン干渉計に入射し、ビームスプリッターにより2光束に分ける。まず、 $V_r(t)$ と $V(z,t)$ がそれぞれ、参照光と試料からの反射および後方散乱光の振幅を表すものとする。いま、光源から参照面を経て検出器までの光路長、および試料端面を経て検出器までの光路長を z_r に調整する。試料が図2.5のように z だけ光源から離れる方向に移動したとすると、試料の端面から深さ $\zeta/2$ で反射される光の光源か

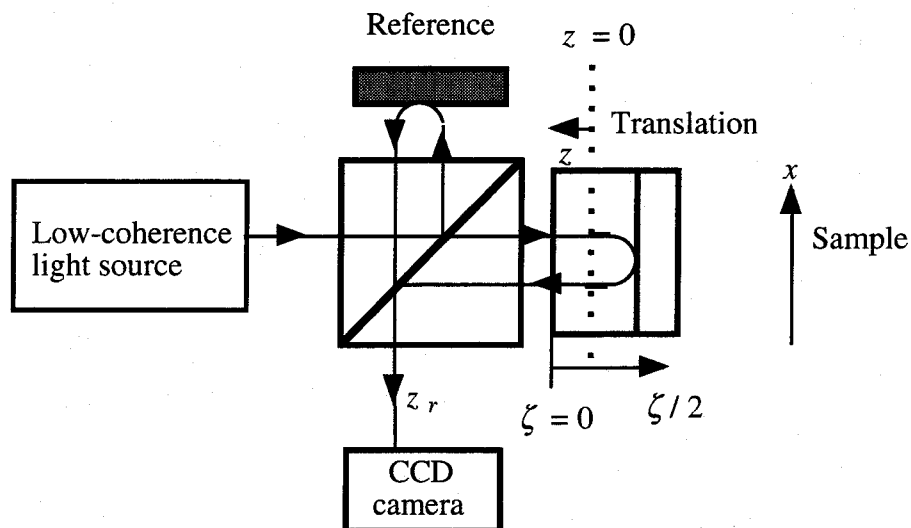


図2.5 干渉分光トモグラフィー光学系

らの光路長は $z_r + z - \zeta$ となる。いま、参照光のフーリエスペクトルを $\tilde{u}(\sigma)$ で表すと、参照光の検出器での振幅は時間 t のランダム関数として次のように書くことができる。

$$V_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}(\sigma) \exp[2\pi i(\sigma z_r - \nu t)] d\sigma, \quad (2-14)$$

ここで、 σ は波数（波長 λ の逆数）、 ν は振動数である。また、試料中深さ $\zeta/2$ において反射または後方散乱される光の振幅の減衰 $H(\zeta, \sigma)$ は、

$$H(\zeta, \sigma) = R(\zeta/2, \sigma) \cdot \exp\left[-2 \int_0^{\zeta/2} \mu_t(r, \sigma) dr\right]. \quad (2-15)$$

式(2-15)は光が散乱媒質から受ける減衰と光が散乱によって後方に散乱される効果を表している。ここで、 $R(\zeta/2, \sigma)$ は、試料の光軸上での深さ $\zeta/2$ の位置での波数 σ の光の後方への反射係数を、 $\mu_t(r, \sigma)$ は散乱と吸収による光の減衰率を表している。ここで、試料の表面形状を計測する場合、反射光の位置と分光情報を表す関数 $H(\zeta, \sigma)$ は、

$$H_{xy}(\zeta, \sigma) = R_{xy}(\zeta, \sigma). \quad (2-16)$$

と書くことができる。ただし、 xy は光軸に垂直な面とする。よって、検出器面上における物体光の振幅は、

$$V(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}(\sigma) \left[\int_0^d H(\zeta, \sigma) \exp[2\pi i\{\sigma(z_r + \zeta - z) - \nu t\}] d\zeta \right] d\sigma, \quad (2-17)$$

となる。ここで、 d は試料の厚さを表す。 ζ に関する積分は試料から反射または後方散乱される全ての光の振幅の総和を示す。簡単のため、試料の屈折率は1としたが、以下の定式化は屈折率分布が一様でない場合にも拡張できる。検出器面上の光の強度分布は次のように与えられる。

$$I(z) = \langle |V_r(t)|^2 \rangle + \langle |V(z,t)|^2 \rangle + 2\text{Re}[\langle V_r(t) V^*(z,t) \rangle], \quad (2-18)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は時間平均または集合平均を表すものとする。Re[]は実部を、*は複素共役を表す。式(2-18)の第1, 第2項はそれぞれ参照光と信号光のみによる光強度を表し、第3項が2つの光束の相互相関関数、すなわち干渉信号を表している。ここで、

$$\Gamma(z) = \langle V_r(t) V^*(z,t) \rangle. \quad (2-19)$$

と定義する。ここで、光源から出た光のうち、周波数の異なる成分どうしは無相関であるとし、次の関係が成り立つ[82].

$$\langle \tilde{u}(\sigma_1) \cdot \tilde{u}^*(\sigma_2) \rangle = \frac{1}{2\pi} \tilde{S}(\sigma_1) \delta(\sigma_1 - \sigma_2), \quad (2-20)$$

ここで、 δ はDiracのデルタ関数で、 $\tilde{S}(\sigma)$ は光源から出る光のスペクトル密度である。また、参照光の自己相関関数 $\Gamma_r(z)$ は、

$$\begin{aligned} \Gamma_r(z) &= \langle V_r(t) V_r^*(z,t) \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}(\sigma) \exp(-2\pi i \sigma z) d\sigma, \end{aligned} \quad (2-21)$$

と表される。式(2-19)は、式(2-14), 式(2-15), 式(2-20)より

$$\Gamma(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}(\sigma) \left[\int_0^d H^*(\zeta, \sigma) \cdot \exp[-2\pi i \sigma (\zeta - z)] d\zeta \right] d\sigma, \quad (2-22)$$

となる。

次に、干渉信号 $\Gamma(z)$ を中心波数の異なる幾つかの連続した帯域で構成した帯域通過フィルターを用いてフィルタリングすることにより、試料中の散乱係数の3次元的な分布とそのスペクトル分布に関する情報を同時に得ることができる方法について説明する。ただし、光軸と垂直な面内の特定の位置についての議論を進めるので、この面内の空間座標 (x, y) は無視し、光軸方向の座標 (z) のみを扱う。いま、等しい通過帯域幅をもつ N 個の連続した帯域通過フィルター $w_n(z)$ ($n = 1, 2, 3, \dots, N$)が用意されているものとする。このとき、 $\Gamma_n(z)$ がこの n 番目のフィルターによって処理した信号であるとし、スペクトロトモグラムと呼ぶ。スペクトロトモグラムは以下のように表すことができる。

$$\Gamma_n(z) = \Gamma(z) \otimes w_n(z) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N), \quad (2-23)$$

ここで、 \otimes は畳み込み積分を表す。この関係は、波数空間では、

$$\widetilde{\Gamma}_n(\sigma) = 2\pi \widetilde{\Gamma}(\sigma) \cdot \widetilde{w}_n(\sigma) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N), \quad (2-24)$$

となる。ここで、 $\widetilde{\Gamma}_n(\sigma)$ 、 $\widetilde{\Gamma}(\sigma)$ 、 $\widetilde{w}_n(\sigma)$ はそれぞれ、 $\Gamma_n(z)$ 、 $\Gamma(z)$ 、 $w_n(z)$ のフーリエ変換を表す。また、式(2-22)より、

$$\widetilde{\Gamma}(\sigma) = \frac{\widetilde{S}(\sigma)}{2\pi} \int_0^d H^*(\zeta, \sigma) \cdot \exp[-2\pi i \sigma \zeta] d\zeta, \quad (2-25)$$

である。式(2-23)と式(2-25)より、スペクトロトモグラムを次のように表すことができる。

$$\Gamma_n(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{S}(\sigma) \cdot \widetilde{w}_n(\sigma) \left[\int_0^d H^*(\sigma, \zeta) \cdot \exp(-2\pi i \sigma \zeta) d\zeta \right] \exp[2\pi i \sigma z] d\sigma, \quad (2-26)$$

帯域通過フィルターが光源の帯域と関数 $H(\zeta, \sigma)$ よりも十分狭いと仮定すると, $H(\zeta, \sigma)$ は帯域通過フィルター内では波数に依存せず, $H_n(\zeta)$ と書く. ここで,

$$H_n(\zeta) = H(\zeta, \sigma) |_{\sigma = \sigma_n} . \quad (2-27)$$

とする. ただし, σ_n はフィルターの中心波数とする. その結果, 式 (2-26) は,

$$\Gamma_n(z) = \int_0^d H_n(\zeta) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}(\sigma) \tilde{w}_n(\sigma) \exp[2\pi i \sigma (z - \zeta)] d\sigma \right] d\zeta , \quad (2-28)$$

と書くことができ, 最終的に実空間では,

$$\Gamma_n(z) = H_n(z) \otimes W_n(z) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N) , \quad (2-29)$$

となる. ここで,

$$W_n(z) = \Gamma_r(z) \otimes w_n(z) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N) , \quad (2-30)$$

となる. 同様に, 波数空間では,

$$\tilde{\Gamma}_n(\sigma) = \tilde{H}_n(\sigma) \cdot \tilde{W}_n(\sigma) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N) , \quad (2-31)$$

ここで,

$$\tilde{W}_n(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \cdot \tilde{w}_n(\sigma) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N) . \quad (2-32)$$

であり, $\tilde{H}_n(\sigma)$ は $H_n(z)$ のフーリエ変換であり, 各フィルターの帯域内の $H(\sigma, z)$ の平均値を表しており, 奥行き方向と波数方向の両方に関する情報を同時に含んでいる. $\Gamma_n(z)$

が含む $H_n(z)$ に関する微細な空間情報を保つには、 $w_n(z)$ の z に関する幅を狭くすればよいことがわかる。式 (2-29) - (2-32) より各帯域における奥行き方向の反射係数と減衰率の空間的構造に関する情報を得ることができる。 $W_n(z)$ は実質的なフィルター関数を表しており、 $\Gamma_n(z)$ に含まれる分光情報と空間情報量を決定している。フィルターの帯域が適当であれば、試料の分光情報と深さ情報を同時に抽出することができる。式 (2-29) と (2-30) の畳み込み積分の関係から奥行き解像限界と波数分解能を同時に高めることはできない。つまり、フィルター $w_n(z)$ の帯域幅が狭くなればなるほど、スペクトロトモグラム $\Gamma_n(z)$ の奥行き解像限界は低下する。このため、波数分解能をあげることは、奥行き解像限界を犠牲にすることになる。波数分解能を必要としない場合には、最大の奥行き解像限界を得ることができる。この場合、式 (2-28) より最高の奥行き解像限界は光源の帯域 $\tilde{S}(\sigma)$ により決定される。このとき、フィルターは $w_1(z)$ のみになるので、奥行き情報は全く捨てられるが、分光情報は $H_1(z)$ の中に含まれていることになる。実際の測定では、干渉信号は離散的にサンプリングされ、有限の範囲で測定を打ち切っている。このことにより、測定可能な最大波数および波数分解能が決まる。試料の移動間隔を $\Delta z/2$ とし、干渉信号のサンプリング点数を N とすると、最大波数は、

$$\Delta\sigma = 1/(2N\Delta z) , \quad (2-33)$$

で表され、波数分解能は、

$$\sigma_{max} = 1/(2\Delta z) , \quad (2-34)$$

と表される。

フィルター関数は目的に応じて選ぶことができる。波数空間での矩形の帯域通過フィルターを代表的な例として挙げるができる。また、Gabor フィルター[83]は奥行き方向の解像度と波数分解能に関して適切な関係を与えることができる。直交性や低い冗長性を必要とする場合は、ウェーブレット関数[83]を用いてもよい。以下の実験では、矩形帯域通過フィルターを用いる。

2.4 結言

本章では、低コヒーレンス干渉法、および干渉分光トモグラフィの原理と特徴について述べた。従来の低コヒーレンス干渉法は、光源のコヒーレンス長程度の奥行き解像限界で計測対象の反射面の位置を特定できるが、分光情報を同時に抽出することはできないことを指摘した。次に、計測対象の3次元空間情報と分光情報を同時に抽出することを目的とした干渉分光トモグラフィの原理をマイケルソン型干渉計を用いたシステムにより概説した。計測対象からの反射光に関する分光情報は干渉信号に含まれているので、白色光源を用いることにより、干渉信号から広いスペクトル領域内の分光情報を抽出することができる。具体的には、波数領域において中心波数の異なる連続した通過帯域を持つフィルター群を用いて抽出処理を行う。ここで、各帯域内で再生した干渉信号は、計測対象からの反射光と参照光に関する相互コヒーレンス関数と各帯域通過フィルターとの実空間でのコンボリューション積分となることを示し、奥行き情報と分光情報を同時に与えることができることを示した。このことから、干渉分光トモグラフィでは、実空間内の奥行き解像限界とスペクトル領域の分解能を同時に高めることはできないというトレードオフの関係も述べた。

第3章 連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィ

3.1 緒言

§ 2.4で述べた干渉分光トモグラフィは、奥行き情報と分光情報を同時に抽出することが可能である。干渉分光トモグラフィでは信号に含まれる情報量は光源のスペクトル帯域幅で決定される。また、散乱の強い生体試料では、十分な後方散乱光を得るために、輝度の高い光源が必要となる。本章では、広帯域の連続スペクトル白色光パルスを用いて、試料の奥行き情報と分光情報を同時に得ることができる干渉分光トモグラフィ光学系を試作し、信号処理系を合わせた干渉分光トモグラフィシステムにより層状媒質の測定結果について述べる。

§ 3.2では連続スペクトル白色光源を用いた干渉分光トモグラフィ光学系について述べる。§ 3.3.1では連続スペクトル白色光源の光学的特性の測定結果、§ 3.3.2では表面形状測定結果、§ 3.3.3では着色層状媒質の形状と分光情報を推定する実験結果について述べる。

3.2 光学系の構成

図3.1に連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィ実験光学系を示す。チタンサファイア増幅装置からのレーザー光パルスを液体中に集光することにより連続スペクトル白色光パルスを得る。連続スペクトル白色光パルスは、励起光を遮るフィルターを通過後、レンズにより平行光にし、干渉計に導入する。このため、本章の実験では連続スペクトル白色光パルスの波長領域は700 nm以下に限定する。干渉計の一方の腕には計測対象となる試料を、もう一方の腕には参照面を置く。平行光はマイケルソン干渉計内に置かれた試料面および参照面に垂直に入射し、反射後再び重畳される。試料を光軸に沿って駆動しながら、CCDカメラで干渉光を受光する。参照面とCCDカメラの受光面は結像関係にある。試料からの反射光と参照面からの反射光の光路差がコヒーレンス長以下のときにのみ、干渉信号が得られる。また、§ 2.4で示した信号処理手順に従い、分光情報を抽出する。

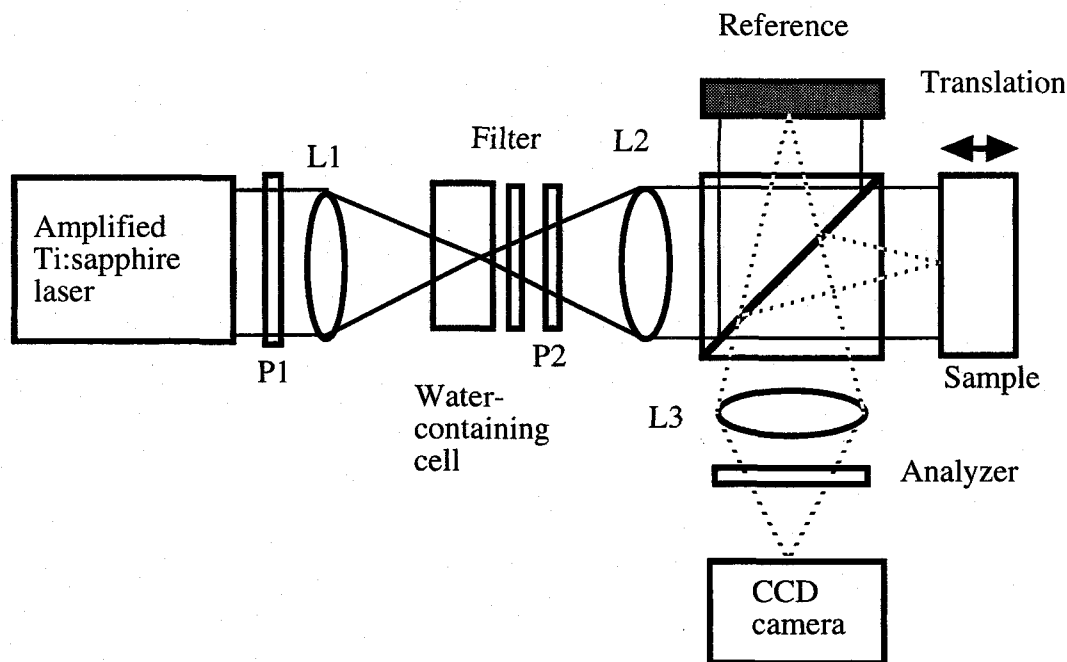


図 3.1 連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィ光学系;

L1, L2, L3 : レンズ, P1, P2 : 偏光子

3.3 実験結果

3.3.1 連続スペクトル白色光パルスの発生と解析

アルゴンイオンレーザー (Spectra-Physics 社, Beamlok) 励起のチタンサファイアレーザー (Spectra-Physics 社, Tsunami) の出力光パルスを, Nd:YLF レーザー (Spectra-Physics 社, Merlin) 励起チタンサファイア再生増幅装置 (Spectra-Physics 社, Spitfire) に入射する. 増幅したレーザー光パルスは, 中心波長が 800 nm, パルス時間幅が約 130 fs, 繰り返し周波数が 1 kHz である. チタンサファイア増幅レーザー光パルス (エネルギー; 190 μ J, 直径約 5 mm) を焦点距離 100 mm のレンズで外径 12.5 mm, 光路長 10 mm の熔融石英セル中の水または四塩化炭素中に集光することにより連続スペクトル白色光パルスを得た.

図 3.2 に連続スペクトル白色光パルスの典型的なスペクトルを示す. 波長が 850 nm 以上の領域は使用した分光器 (Ocean Optics Inc., SD1000) では検出できなかったが, 連続スペクトル白色光パルスは広いスペクトル帯域を持つことが示されている.

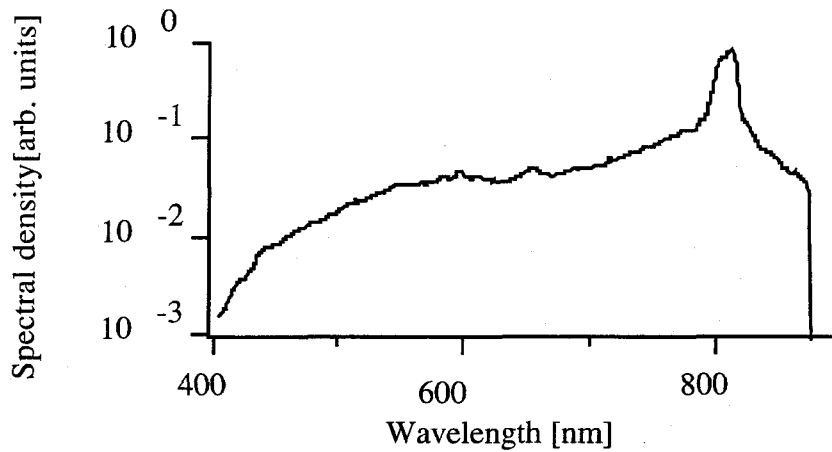


図 3.2 連続スペクトル白色光パルスのスペクトル

次に、連続スペクトル白色光パルスの輝度を分光放射輝度の観点から従来の白色光源と比較した。ここでは、簡単のため波長領域を可視域に限定し議論する。連続スペクトル白色光パルスの遠視野像は、中心付近は様々な波長成分から構成されており、全体的に白く見え、周囲に行くにしたがって緑色、青色、紫色に色づいて見える。本測定では、白色に見える中央部分に限定し、中心波長 600 nm の干渉フィルターを用いて、連続スペクトル白色光パルスの強度を測定した。チタンサファイア増幅レーザー光パルスの入射エネルギーを増加させると連続スペクトル白色光パルスの強度は強くなるが、気泡の発生が激しくなる。このため入射エネルギーは気泡発生が少ない $190 \mu\text{J}/\text{pulse}$ とした。連続スペクトル白色光パルスの分光密度は波長 600 nm において、水、四塩化炭素の場合それぞれ、 $2.8 \times 10^4 \text{ W}/\text{m}^3$ 、 $1.2 \times 10^4 \text{ W}/\text{m}^3$ であった。放射される連続スペクトル白色光パルスの立体角は、水、四塩化炭素の場合それぞれ、 $4.4 \times 10^{-2} \text{ sr}$ 、 $2.0 \times 10^{-2} \text{ sr}$ であった。セル中の励起光パルスの集束の様子を顕微鏡対物レンズ (Olympus 社, MSplan 10x) で観察した。連続スペクトル白色光パルスは多くのフィラメントの集まりであり、数十個のフィラメントが存在することを確認した。なお、フィラメントの存在については [53-55] が既に報告している。図 3.3(a) に示すように励起光パルスの入射側で多数のフィラメントが生成され、これらのフィラメントが集束し、最小となる光源の直径は図 3.3(b) より約 $100 \mu\text{m}$ である。波長 600 nm での連続スペクトル白色光パルスの分光放射輝度は、第 1 章の黒体放射の式 (1-29) と (1-30) を用いて、水と四塩化炭素の場合それぞれ、 $2.9 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ 、 $1.2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ と

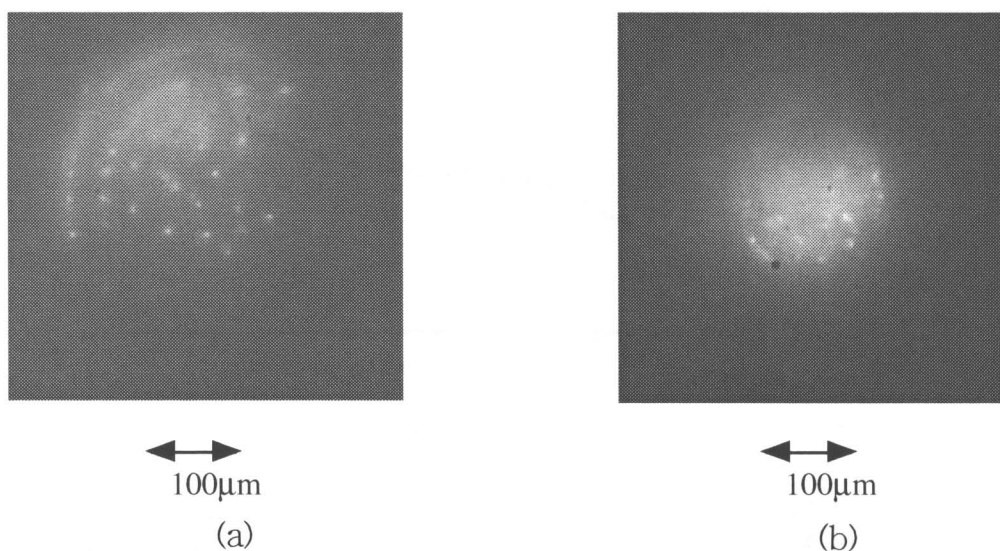


図 3.3 連続スペクトル白色光パルスのフィラメント

なる．これらの分光放射輝度は波長 600 nm において絶対温度 1.3×10^4 K と 0.9×10^4 K の黒体の輝度に相当する．タングステンの融点は 3700 K であり，この温度におけるタングステンの分光放射輝度は波長 600 nm において $1.2 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ となる．この結果，連続スペクトル白色光パルスの分光放射輝度はタングステンに比べて 29 倍大きく，連続スペクトル白色光パルスは高い光子密度を持つ．

さらに，連続スペクトル白色光パルスの時間コヒーレンスを測定した．図 3.1 の光学系で試料を鏡に置き換え，ステップ幅 98 nm，最大移動距離 100 μm のピエゾ素子(Physik Instrumente Inc., P-915.671)を用いて可動鏡とした．サンプリング定理より観測可能な最大波数は $4.88 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ であり，波長 400 nm に相当する．波数分解能は 50 cm^{-1} である．この波数分解能は波長 600 nm において 1.8 nm に相当する．光軸方向にピエゾ素子を駆動させることにより得られる干渉信号は CCD カメラ (Xillix technologies Corp., MI1400-12S) により検出し，データはパーソナルコンピュータのメモリ上に転送して解析した．信号対雑音比を向上させるため，各ステップの画像はフレームメモリ上で 100 パルス分積算した．図 3.4 に得られた干渉信号を示す．図より連続スペクトル白色光パルスのコヒーレンス長は約 1.9 μm であることがわかる．測定した連続スペクトル白色光パルスのスペクトル領域からコヒーレンス長は 1.3 μm と計算される．この差は光源のスペクトル形状と検出器の分光感度

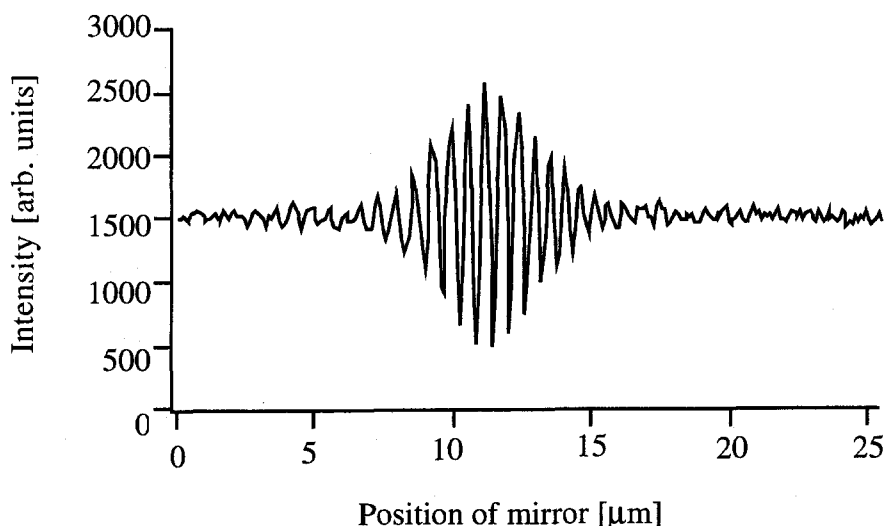


図3.4 連続スペクトル白色光パルスの干渉信号

によるものと考えられる。干渉分光トモグラフィーにおいて信号に含まれる奥行き情報と分光情報に関する情報量は光源のスペクトル帯域で決定されるため、連続スペクトル白色光パルスは干渉分光トモグラフィーの光源として有効であることがわかる。しかし、連続スペクトル白色光パルスの強度はパルス毎に変動する。これは、励起チタンサファイアレーザー光パルスの強度のゆらぎ、連続スペクトル白色光パルス発生の際焦点付近で発生する気泡などの影響であると考えられるが、精密な計測を行うときの光源として利用する上で解決すべき問題である。

3.3.2 連続スペクトル白色光源を用いた表面形状計測

連続スペクトル白色光パルスを用いた表面形状の測定実験結果を図3.5に示す。試料はポーランドのコインでニッケル (Cupro-nickel) と青銅 (Aluminium bronze) からできている。参照面に吸収型NDフィルターを用いることにより、参照光強度を抑え、CCDカメラのダイナミックレンジを確保した。図3.5(a),(b),(c)は、試料を走査することによりCCD面上で各点の干渉信号を得、その最大振幅を与える相対位置を濃淡で表示している。すなわち、図の濃淡がコイン表面の凹凸分布に対応している。周囲と高さが異なる「O」、「T」、「Y」などの文字のレリーフが計測されている。凹凸のために表面の傾きが大きい部分は正確な測定

が行うことができなかった。

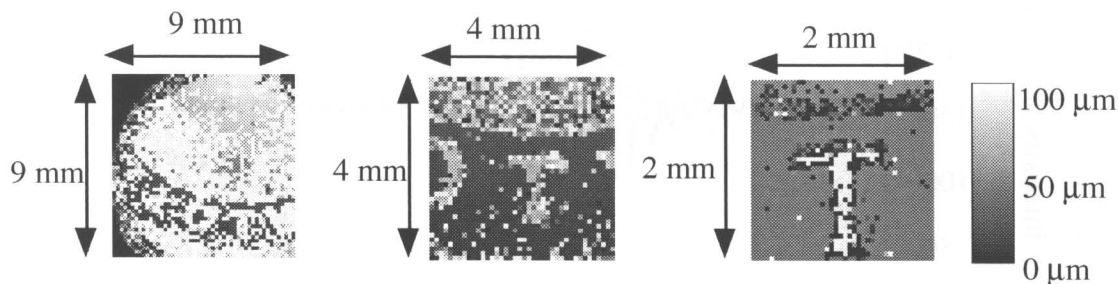


図 3.5 (a),(b), (c) 金属表面の形状計測結果

3.3.3 着色層状媒質の実験結果

着色層状媒質として、まず、カラスライドフィルムを用いた実験を行った。試料の大きさは $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 500\text{ }\mu\text{m}$ (図 3.6) であり、比較的厚い透明層をベースに着色層が密着している。ここでは、着色層裏面からの干渉信号のみ測定した。参照面には吸収型 ND フィルターを用いた。図 3.7(a),(b)はそれぞれ赤色発光した層と緑色発光した層の裏面の代表的な点から得られた干渉信号を示す。図 3.8(a),(b)はそれぞれ裏面で得られた干渉信号の絶対値とスペクトル強度分布を試料の位置 x と深さ z との関数として示している。左側と右側の領域はそれぞれ緑色と赤色の領域に対応している。中央部分は濃紺色であり反射率が低いため区別ができなかった。赤色領域と緑色領域での反射面の位置の違いとスペクトル強度の違いがわかる。図 3.8(a)より赤色領域と緑色領域の差は $3.5\text{ }\mu\text{m}$ である。この差は感光フィルムのゼラチン層の差または屈折率の差とも考えられる。図 3.9(a)はフィルム裏面の形状を、図 3.9(b)は得られた干渉信号から再生されたピーク波長を示している。これらの情報から層状媒質の反射面の 3 次元形状と分光情報を得ることができた。

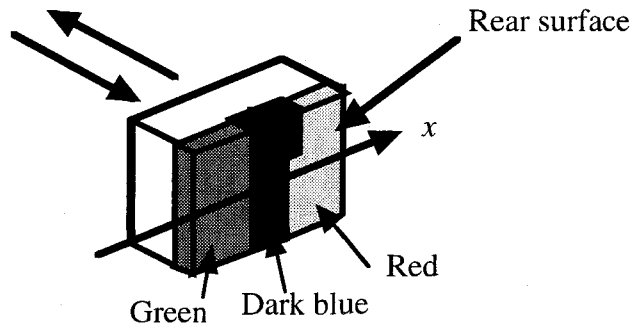


図 3.6 試料 (カラスライド)

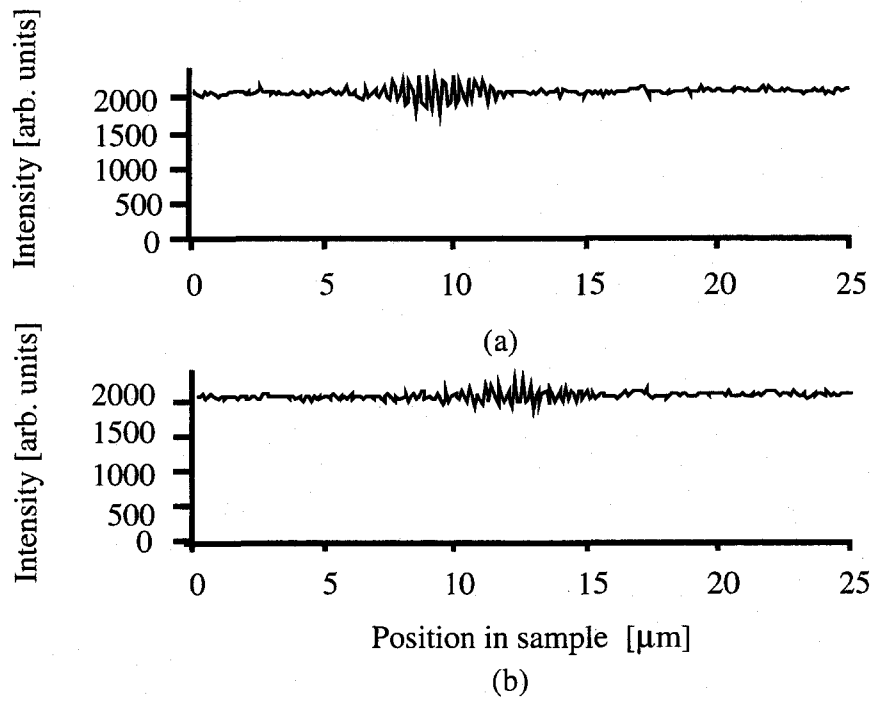


図 3.7 (a)赤色層付近で得た干渉信号(b)緑色層付近で得た干渉信号

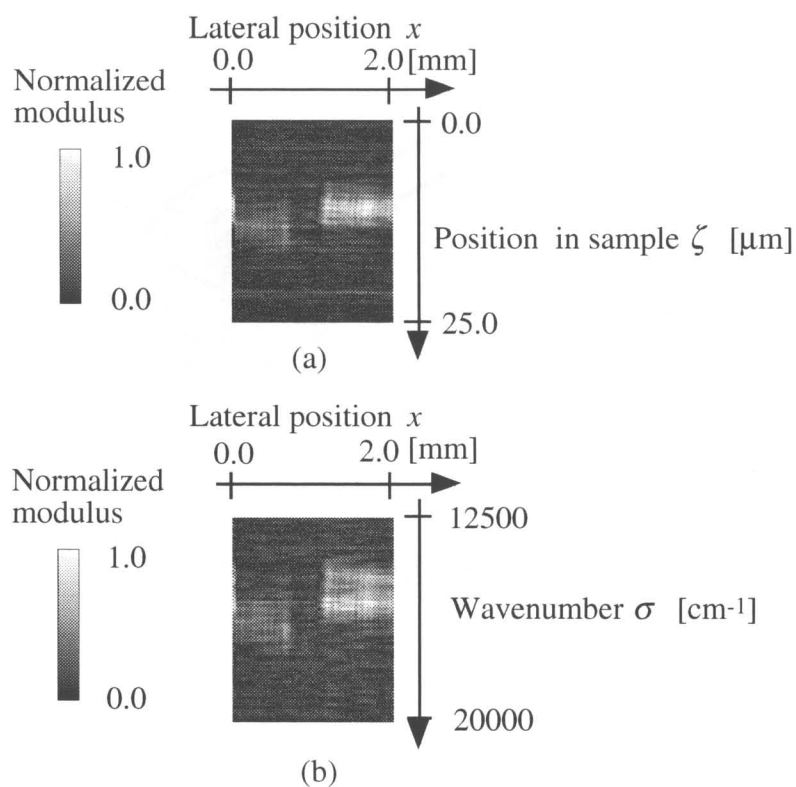


図 3.8 (a)干渉信号の絶対値(b)スペクトル強度を位置 x と深さ ζ との関数として表示

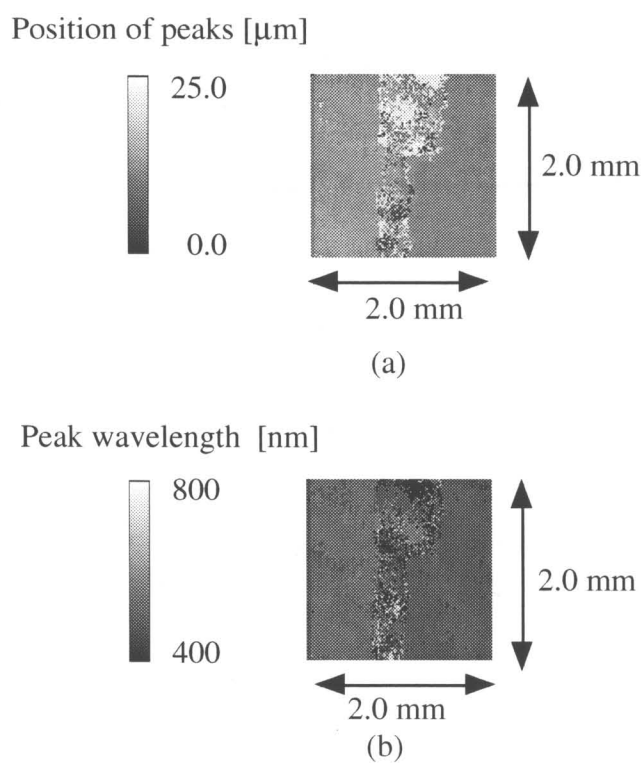


図 3.9 (a)フィルム裏面の形状(b)ピーク波長

次に、層状媒質を用いた干渉分光トモグラフィの実験として、カラーOHPシート(Seiko Epson Inc., MJOHPS1N)の形状と分光特性を測定した。用いたカラーOHPシートの形状を図3.10に示す。シートは層状であり、カラーインクは表面の第1層に充填される。OHPシートの着色層には、赤色と緑色を用いた。参照面にはやはり吸収型NDフィルターを用いた。試料の大きさは6 mm × 6 mm × 200 μmである。図3.11(a), (b)はそれぞれ、赤色層、緑色層で得た干渉信号 $I(z)$ を示す。図3.11の左側と右側の干渉信号のピークはそれぞれ図3.10における第2層の表面と裏面の位置に対応している。このことから着色層の光学長は約32 μmであることがわかる。

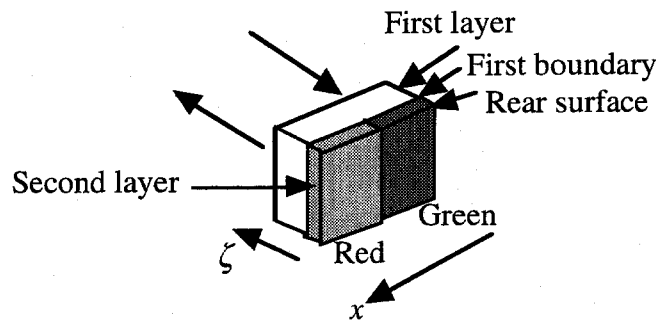


図3.10 試料 (カラーOHPシート)

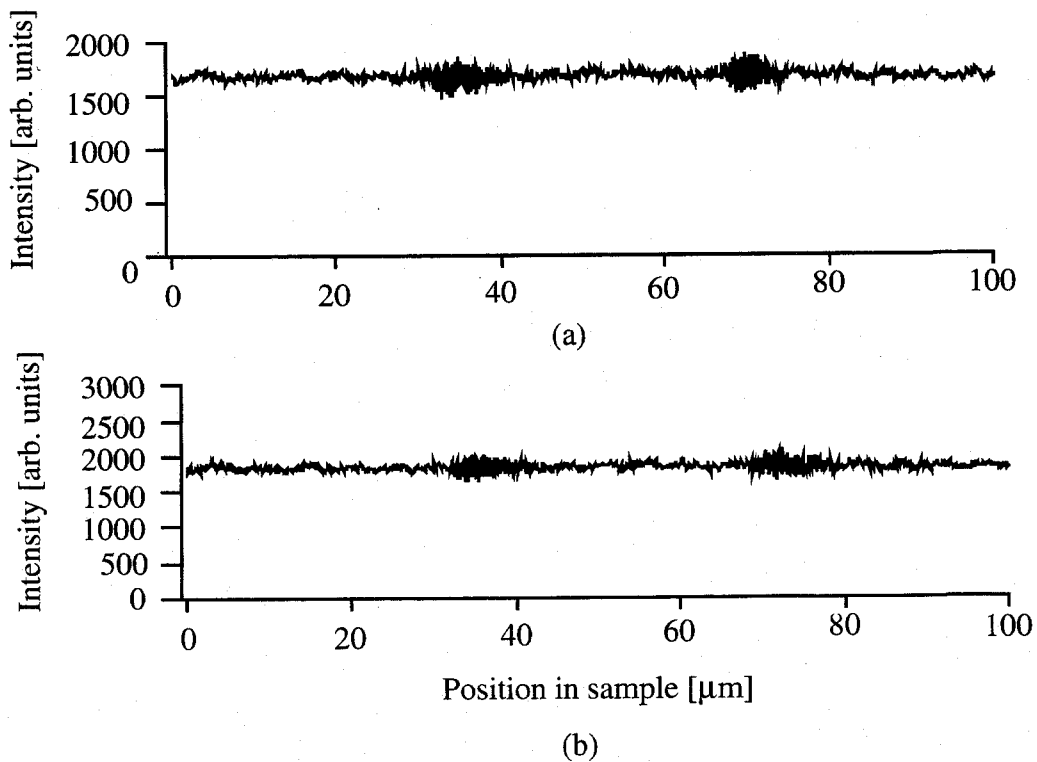


図3.11 (a)赤色層付近で得た干渉信号,(b)緑色層付近で得た干渉信号

干渉分光トモグラフィーにおける奥行き解像限界とフィルターの帯域幅依存性を実験で確認した。図3.12に干渉分光トモグラフィーにおける奥行き解像限界と波数分解能の関係を示す。帯域通過フィルターとして中心周波数を固定し、幅が異なる矩形関数群を用いた。フィルター群の中心波長は 600 nm とし、波数分解能は 500 cm^{-1} から 4500 cm^{-1} まで変化させた。フィルター処理により得たスペクトロトモグラムの包絡線の絶対値 $|\Gamma_n(z)|$ を波数分解能の関数として表示している。スペクトロトモグラムの絶対値は規格化した。フィルターの幅が狭くなると、波数分解能は高くなるが、奥行き解像限界は低下するトレードオフの関係が示されている。干渉分光トモグラフィーの理論より、波数分解能が 4500 cm^{-1} の場合の奥行き解像限界の半値幅は $2.2 \mu\text{m}$ 、波数分解能が 500 cm^{-1} の場合の奥行き解像限界の半値幅が $20 \mu\text{m}$ となることが予想することができるが、ほぼ解析通りの解像限界が得られている。

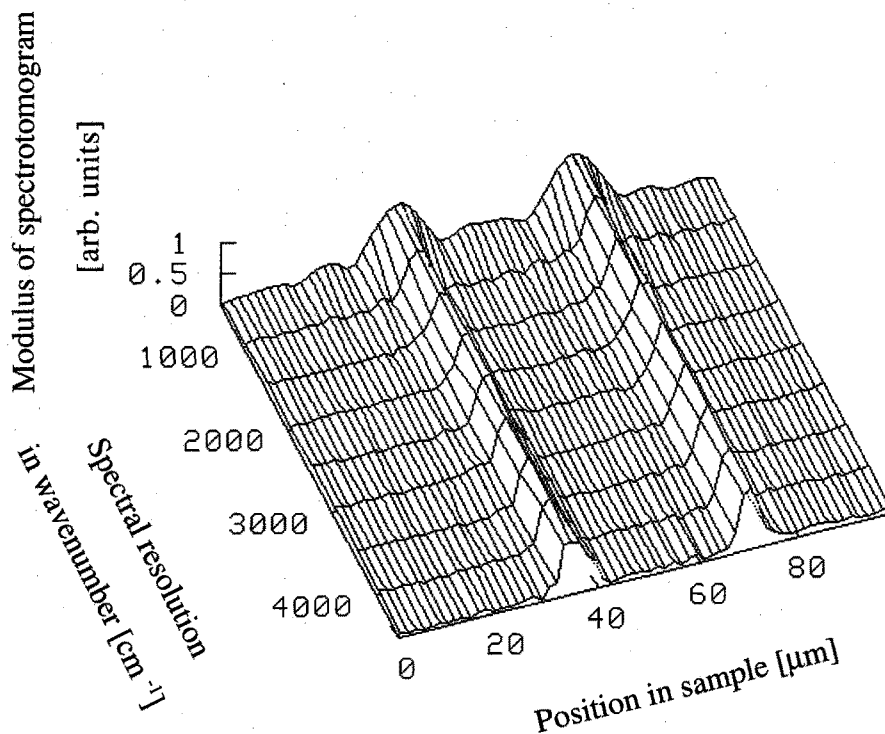


図3.12 干渉分光トモグラフィーにおける奥行き解像限界とスペクトル分解能のトレードオフ

また、図3.13に図3.11(a)で示した赤色層での干渉信号を多数の連続した矩形の帯域通過フィルターにより処理したスペクトロトモグラムを示す。矩形帯域通過フィルターの幅を固定し、波数分解能は 500 cm^{-1} に設定し、フィルターの中心波長は(a),(b),(c)それぞれ 650 nm , 600 nm , 550 nm とした。このときフィルターの幅は波長 650 nm , 600 nm , 550 nm において、それぞれ 21 nm , 18 nm , 15 nm に相当する。中心波長 650 nm , 600 nm の領域では、着色層の表面と裏面に由来する干渉信号が得られているが、中心波長 550 nm の領域では吸収のため着色層裏面からの信号は得られていない。図3.14に連続したフィルターの中心波長と試料の位置との関数としてプロットしたスペクトロトモグラムの包絡線の絶対値を示す。波長 520 nm から 700 nm のスペクトル領域において用いたフィルターの数は11個である。波長 580 nm 以下の領域では着色層裏面からの信号が得られていないことから赤色層の吸収の様子を示している。着色層状媒質の各帯域での散乱係数、すなわち分光情報が試料内の位置の関数として示すことができている。

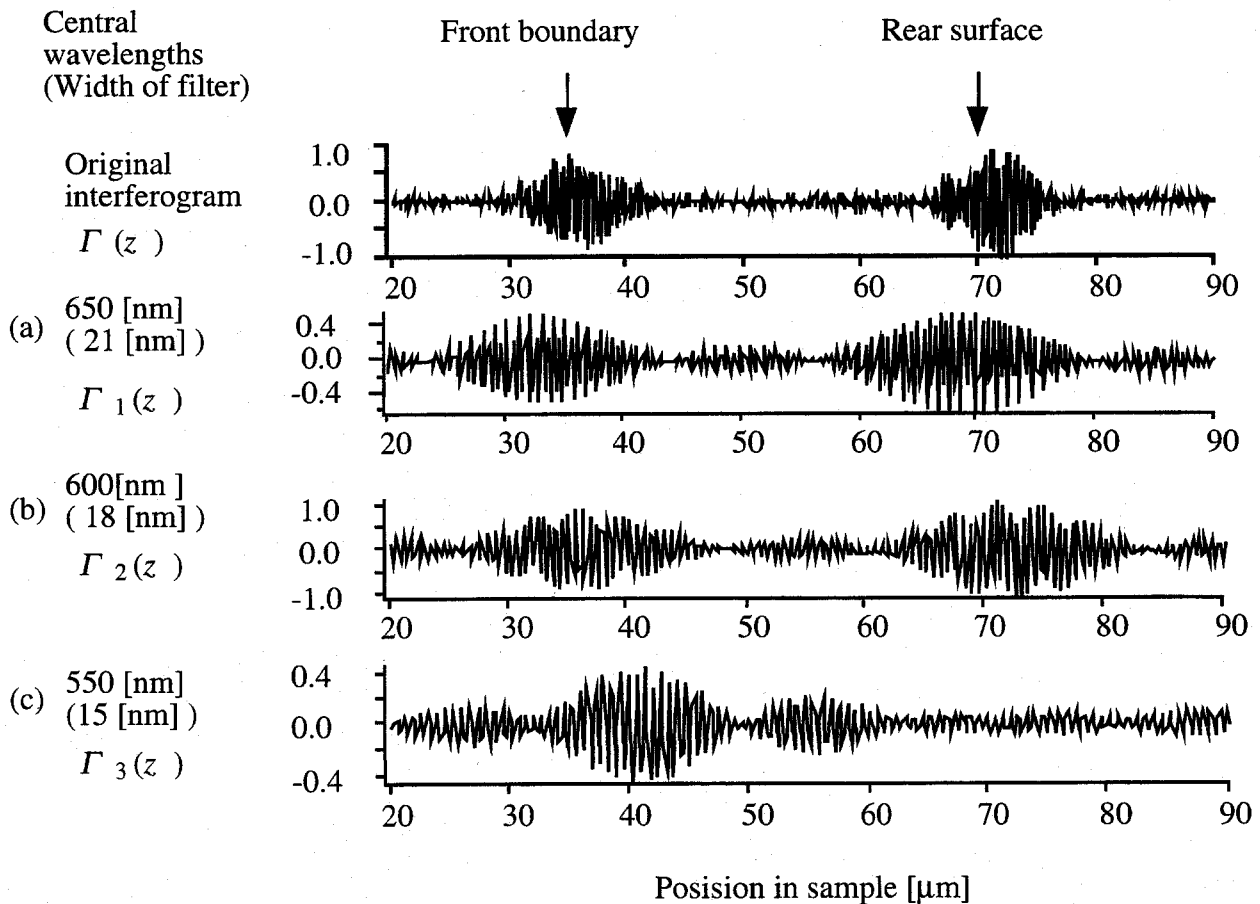


図3.13 スペクトロトモグラム；中心波長(a) 650 nm , (b) 600 nm , (c) 550 nm

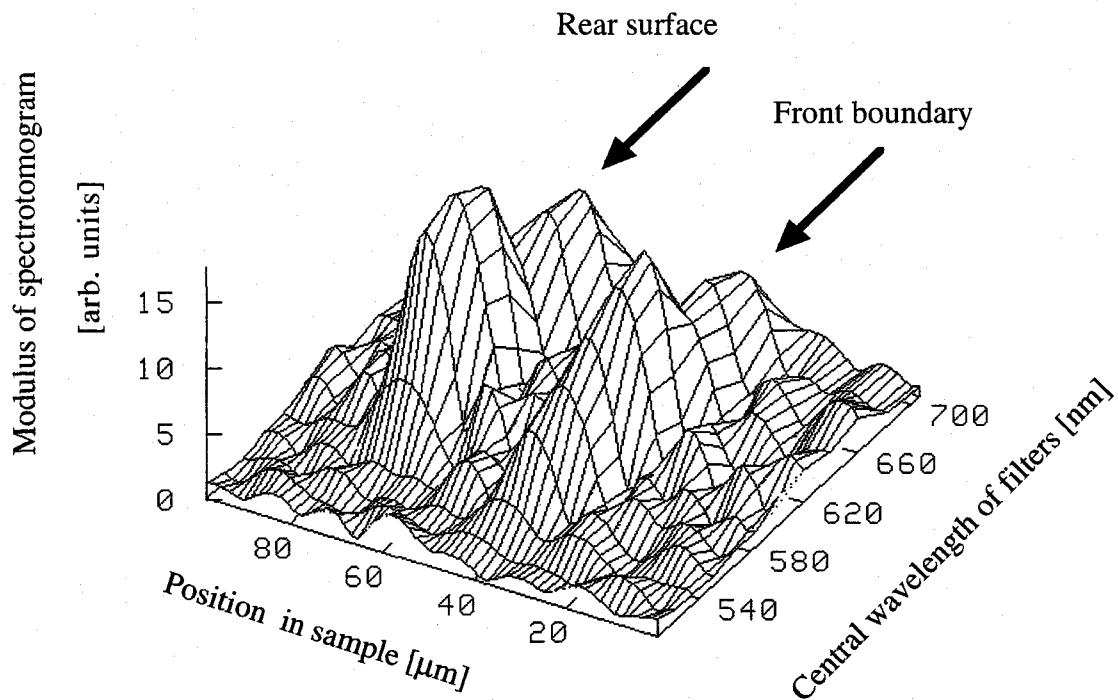


図3.14 スペクトロトモグラム (絶対値)

図3.15に連続スペクトル白色光パルスを光源とし、赤色層を持つシートを透過した光の分光密度を分光器(Ocean Optics社, SD1000)を用いて計測した結果を示す。図より干渉分光トモグラフィによる分光情報の抽出の妥当性が示されている。

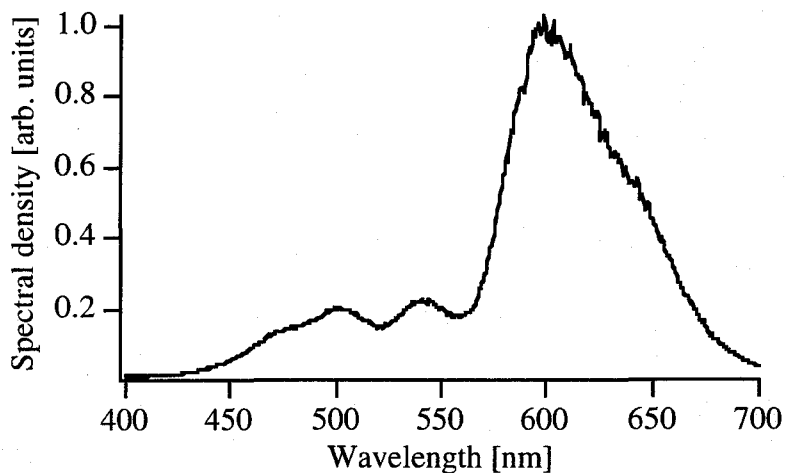


図3.15 赤色層を持つ試料を透過する光の分光密度

3.5 結言

本章では、連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィー光学系を試作し、試料の形状と分光情報を推定する実験結果を示した。干渉分光トモグラフィーの信号に含まれる奥行き情報と分光情報は光源のスペクトル帯域で決定されるため帯域の広い光源を用いる必要がある。また、より奥部の情報を得るためには高い輝度の光源が必要となる。このため、超短光パルスにより得られる輝度が非常に高く、帯域幅の非常に広い連続スペクトル白色光パルスを用いた。

連続スペクトル白色光パルスは、高輝度かつ広帯域であり、様々な白色干渉計測に適用することが可能である。現在のところ、その強度変動が問題となっている。この強度変動は、連続スペクトル白色光パルスを励起するチタンサファイアレーザーの出力変動と連続スペクトル白色光パルス発生の際に生じる強度の変動が原因と考えられる。散乱が顕著な生体組織の測定をはじめ実用的な応用のためには、この連続スペクトル白色光パルスの経済的な発生方法、高輝度化、スペクトル形状および全光量の安定化の方法を検討していく必要がある。

第4章 共焦点アレイ干渉計による干渉分光トモグラフィー

4.1 緒言

生体組織などの光散乱性媒質の計測では、多重散乱光の影響を軽減させるために共焦点光学系が有効である [84,85]。また、マイクロレンズアレイを用いて並列計測が可能な共焦点光学系が表面の形状計測のために提案されている [86]。従来の低コヒーレンス干渉法と共焦点光学系を組み合わせた光干渉顕微鏡は、計測対象の3次元構造を得るために計測対象または入射ビームの2次元走査が必要となる [79-81]。本章では、並列計測が可能なマイクロレンズアレイを用いた共焦点アレイ干渉計を提案する。共焦点アレイ干渉計では妥当な信号対雑音比の計測が並列に可能となることを試作システムを用いて示す。また、共焦点アレイ干渉計を用いた干渉分光トモグラフィーにより、試料の形状と分光情報を推定できる。§ 4.2では共焦点アレイ干渉計の原理について述べる。§ 4.3では実験システムと本手法の原理確認のために行った金属表面の形状計測の実験結果を示す。

4.2 共焦点アレイ干渉計の原理

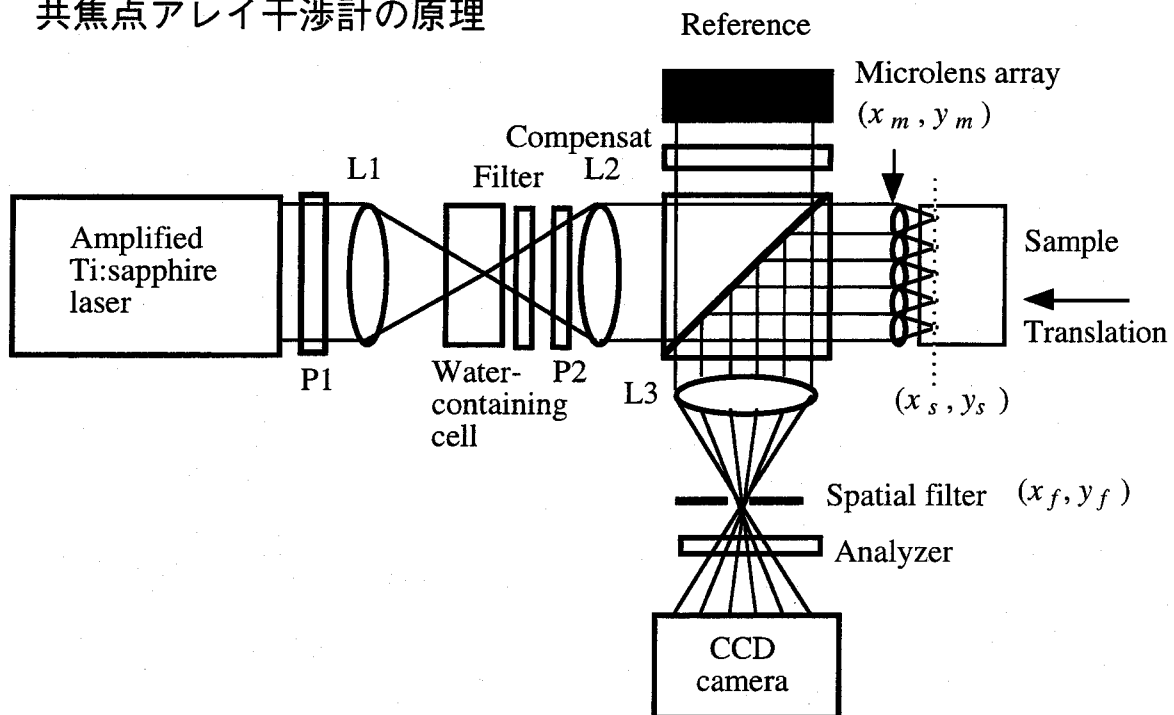


図 4.1 共焦点アレイ干渉計；

L1, L2, L3 : レンズ, P1, P2 : 偏光子

図4.1に共焦点アレイ干渉計を示す。増幅されたチタンサファイアレーザーをレンズL1により水セルに集光することで得られる連続スペクトル白色光パルスレンズL2により平行光にする。平行にした連続スペクトル白色光パルスは、ビームスプリッターにより2光束に分けられ、一方はマイクロレンズアレイにより、多点に計測対象に集光される。計測対象からの反射光および後方散乱光は、再びマイクロレンズアレイを通過し、レンズL3により空間フィルターに集光する。マイクロレンズアレイとレンズL3は共焦点配置となっている。試料からの多重散乱光を空間フィルターにより除去し、マイクロレンズアレイの焦点近傍で反射または後方散乱された光のみ空間フィルターを通過させる。このように共焦点アレイ干渉計は、焦点近傍外の多重散乱光を除去し、信号対雑音比を向上させる特徴を持つ。空間フィルターを通過した光はCCDカメラ面上で、参照面からの光と重畳する。マイクロレンズアレイの瞳面とCCDカメラ面上は結像関係である。試料を光軸方向に駆動し、多点の干渉信号を同時に時系列データとして得る。また、偏光素子を用いた偏光ゲート法を組み合わせることにより、信号対雑音比を向上させることができる。

次に、共焦点アレイ干渉計における空間フィルターの大きさ、マイクロレンズアレイの焦点近傍外からの光の軽減について述べる。まず、共焦点アレイ干渉計の空間フィルターの大きさについて述べる。簡単のため、光軸上の1つのマイクロレンズについて考える。マイクロレンズアレイを用いた共焦点光学系での光軸方向の光の強度分布は次式のように記述できる [84-86]。ただし、試料としては簡単のため鏡を考える。

$$I(u) = \left[\frac{\sin(u/2)}{u/2} \right]^2, \quad (4.1)$$

ここで、 u は規格化軸座標であり、

$$u = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{h^2}{f_m^2} z, \quad (4.2)$$

である。ここで、 h はマイクロレンズの半径、 f_m はマイクロレンズの焦点距離、 λ は波長、 z は鏡の位置を表す。鏡を光軸に沿って移動させることにより得られる強度分布の半値全幅 (full width at half-maximum ; FWHM) は [84-86]、

$$\text{FWHM} = 0.043 \frac{\lambda}{1 - \cos \alpha}, \quad (4.3)$$

で与えられる。ここで、 α はマイクロレンズの最大入射角で開口数は $\sin \alpha$ である。共焦点光学系が有効に成り立つためには、空間フィルターの直径 d が以下の式を満たす必要がある [83,84].

$$d \leq \frac{2.5}{\pi} \frac{M}{\sin \alpha} \lambda, \quad (4.4)$$

ここで、 M は共焦点光学系の拡大率である。マイクロレンズを用いた共焦点光学系では、上式は [85],

$$d \leq \frac{5f_3}{\pi L} \lambda, \quad (4.5)$$

と書ける。ここで、 f_3 はレンズ L3 の焦点距離である。

次に、共焦点アレイ干渉計における点像分布関数について述べる。点像分布関数はマイクロレンズアレイの焦点近傍外からの光の影響の軽減を表す関数である。ここでは、Schmitt が示した光干渉顕微鏡の点像分布関数の導出に従う [79]。図 4.2 に共焦点アレイ干渉計の概念図を示す。簡単のため、図 4.2 の光学系は図 4.3 の等価結像光学系に置き換えることができる。さらに、レンズ L2 と L3 の焦点距離は同じく f_3 と仮定し、マイクロレンズの収差は無視する。マイクロレンズアレイと試料となる散乱媒質の表面との距離を d_{ms} とする。散乱媒質は試料の表面から深さ z_s の面 (x_s, y_s) にあり、そこでは、マイクロレンズの焦点から δ だけ離れているものとする。この等価結像光学系の拡大率 M は f_3 / f_m であり、等価結像光学系の焦点距離 f_{syn} は以下の式を満たす。

$$\frac{1}{2f_m - 2\delta} - \frac{1}{2f_3} = \frac{1}{f_{syn}}, \quad (4.6)$$

マイクロレンズの瞳関数を $P(x_m, y_m)$ とし、レンズの開口は十分大きく、瞳関数は 1 とする。この合成光学系において、もとの光学系を開口数を保つには、マイクロレンズの直径を

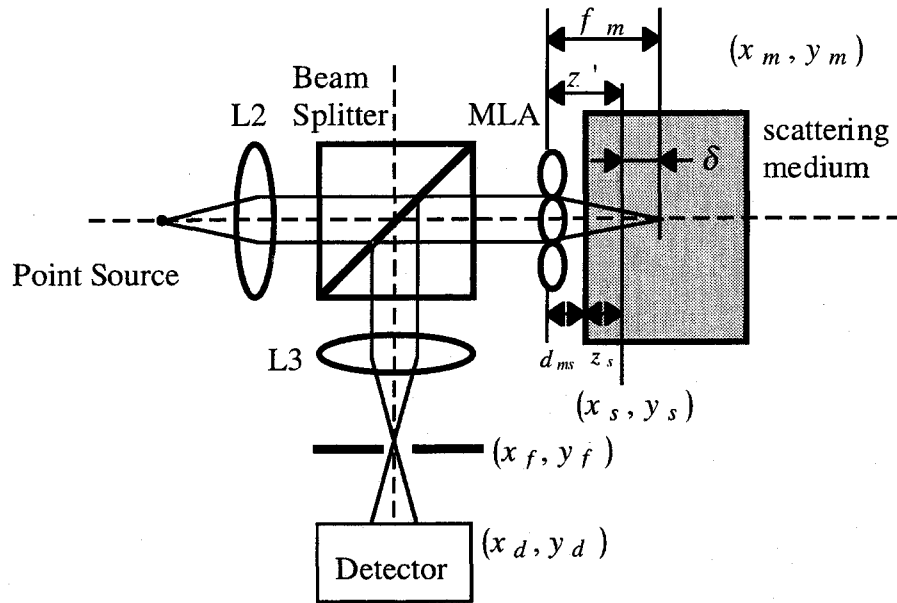


図 4.2 共焦点アレイ干渉計の概念図；MLA：マイクロレンズアレイ

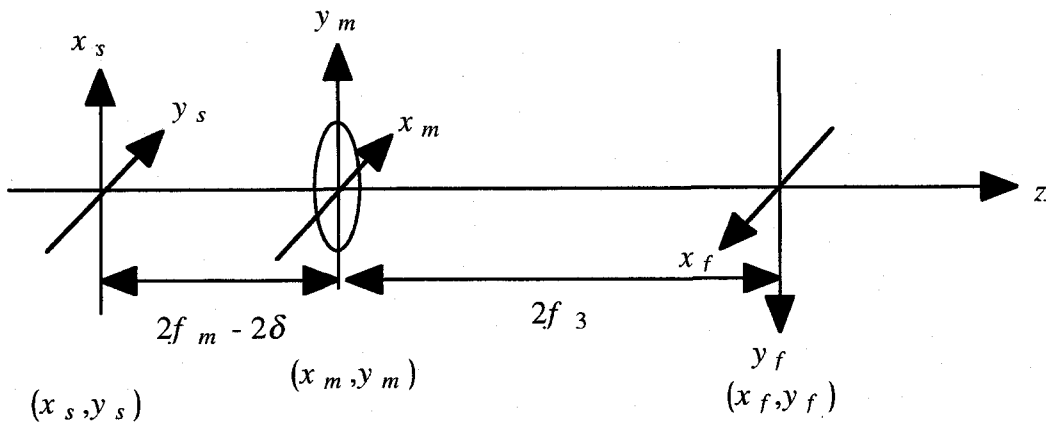


図 4.3 等価結像光学系

$2L$ とみなす必要がある。ただし、 L はもとの光学系のマイクロレンズの直径である。 (x_s, y_s) 面、 (x_f, y_f) 面での複素振幅をそれぞれ $U_s(x_s, y_s), U_f(x_f, y_f)$ とすると、次の関係式が得られる。

$$U_f(x_f, y_f) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} U_s(x_s, y_s) h(x_s, y_s; x_f, y_f; \delta) dx_s dy_s, \quad (4.7)$$

ここで $h(x_s, y_s; x_f, y_f; \delta)$ は、光学系の点像分布関数であり、

$$\begin{aligned} & h(x_s, y_s; x_f, y_f; \delta) \\ &= \frac{1}{\lambda^2(2f_m - 2\delta)} \times \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda(2f_m - 2\delta)} (x_s^2 + y_s^2)\right] \times \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda(2f_3)} (x_f^2 + y_f^2)\right] \\ & \times \int_{x_m \leq -\frac{L}{2}}^{x_m \leq +\frac{L}{2}} \int_{y_m \leq -\frac{L}{2}}^{y_m \leq +\frac{L}{2}} P(x_m, y_m) \times \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda} \left\{ \frac{1}{(2f_m - 2\delta)} + \frac{1}{2f_3} - \frac{1}{2f_{syn}} \right\} (x_m^2 + y_m^2)\right] \\ & \times \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \left(\frac{x_s}{(2f_m - 2\delta)} + \frac{x_f}{2f_3} \right) x_m + \left(\frac{y_s}{(2f_m - 2\delta)} + \frac{y_f}{2f_3} \right) y_m \right\} dx_m dy_m \right], \end{aligned} \quad (4.8)$$

となる。式(4.8)より共焦点アレイ干渉計における多重散乱光の影響の軽減を評価することができる。

4.3 実験結果

4.3.1 実験システム

本実験では、表面形状計測に限定し、低い開口数のマイクロレンズアレイを用いた。しかし、多重散乱光の影響の軽減するには高い開口数のマイクロレンズアレイを使用する必要がある。実験に用いたマイクロレンズアレイのピッチは $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ 、焦点距

離は 10 mm である。マイクロレンズアレイのスポット径は波長 587 nm において、 $45 \mu\text{m}$ である。図 4-1 のレンズ L3 の焦点距離は 100 mm，空間フィルターの直径は $200 \mu\text{m}$ から 6 mm の間で可変である。試料はステップ幅 100 nm，最大移動距離 $76 \mu\text{m}$ のピエゾ素子 (Queensgate Instrumente Inc., DPT-C-L) に設置した。ここで得られる最大波数は $5.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ であり最小波長 400 nm に相当する。波数分解能は 66 cm^{-1} である。この波数分解能は波長 600 nm において 2.7 nm に相当する。光軸方向にピエゾ素子を駆動させることにより得られる干渉信号は CCD カメラ (Xillix technologies Corp., MI1400-12S) により記録し，コンピュータに転送して解析した。信号対雑音比を向上させるため，各ステップの画像はフレームメモリ上で積算した。アルゴンイオンレーザー (Spectra-Physics 社, Beamlok) 励起のチタンサファイアレーザー (Spectra-Physics 社, Tsunami) の出力パルス光を，Nd:YLF レーザー (Spectra-Physics 社, Merlin) 励起チタンサファイア増幅装置 (Spectra-Physics 社, Spitfire) に入射する。増幅されたレーザーパルス光は，中心波長が 800 nm，パルス時間幅が約 130 fs，繰り返し周波数が 1 kHz である。増幅されたレーザーパルス光 (エネルギー: $190 \mu\text{J}$) を焦点距離 100 mm のレンズで外径 12.5 mm，光路長 10 mm の熔融石英セル中の水または四塩化炭素セル中に集光して得られる連続スペクトル白色光パルスを光源に用いた。

4.3.2 表面形状計測

表面形状計測の実験結果を以下に述べる。試料の写真を図 4.4 示す。試料はポーランド製コインで，ニッケル部 (Cupro-nickel) と青銅部 (Aluminium bronze) からできている。試料の前にビームスプリッターとマイクロレンズアレイを配置した。計測対象を光軸方

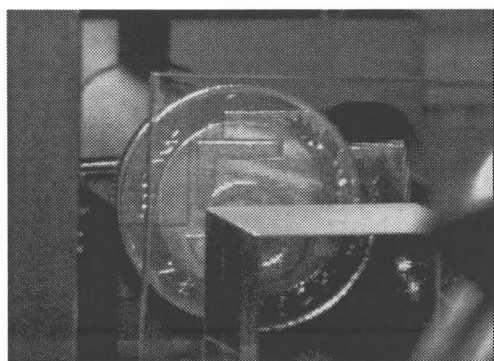


図 4.4 試料

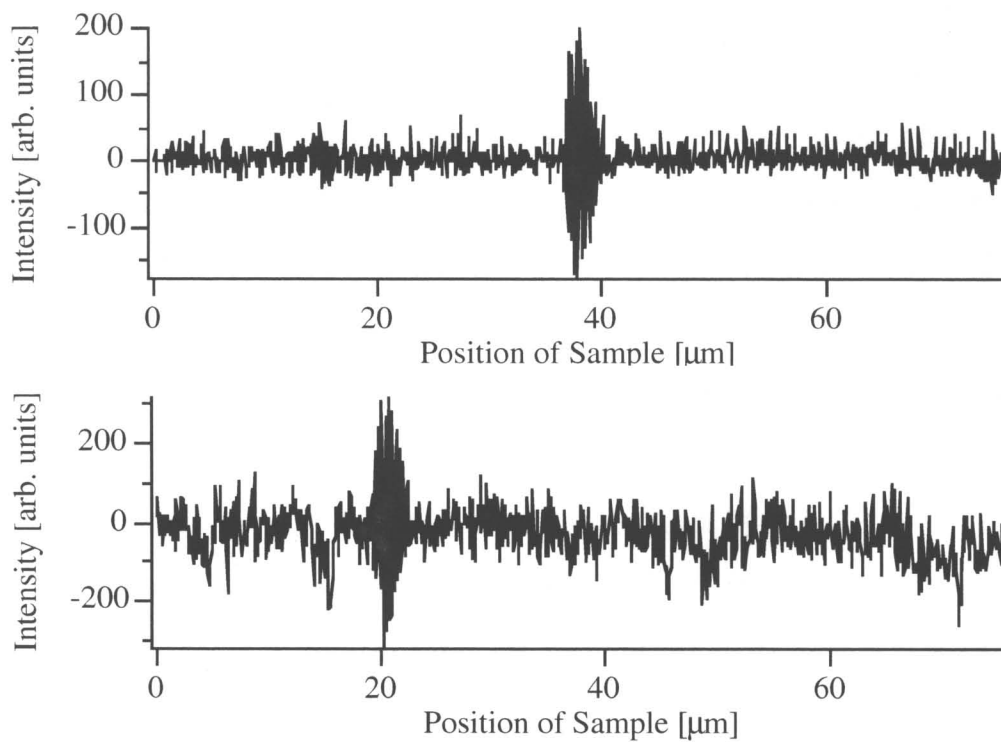


図 4.5 異なる 2 点での干渉信号

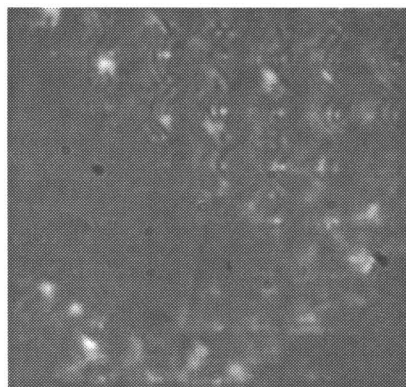


図 4.6 CCD 面上での干渉縞パターン

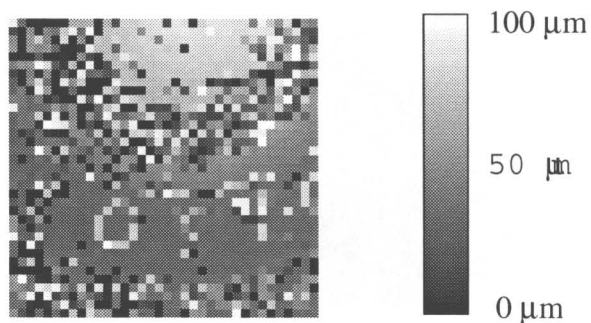


図 4.7 金属表面形状の測定結果

向に走査することにより得られる各点の干渉縞から計測対象の高さ情報を得ることができ
る。図4.5に2つの異なる部分から得られた干渉信号を示す。表面の凹凸により、信号の最
大振幅の位置が異なっているのがわかる。図4.6にCCD面上で得られた干渉縞パターンを示
す。図に示した範囲はマイクロレンズアレイ7個×7個分に相当する。試料の反射面の位置
と参照面との光路差がコヒーレンス長程度の場所でのみ干渉信号が得られている。各マイク
ロレンズの位置で得た干渉信号の最大振幅の相対位置をマイクロレンズの位置に濃淡で表示
したものを、図4.7に示す。アレイのサイズは、 35×35 である。コイン表面の凹凸分布を
濃淡で表示している。「5」という数字の下の部分と文字部を計測している。図の中央やや
下の部分に、「O」、「T」、「Y」の文字が現れている。表面の傾きが凹凸のために大きく傾い
ている部分は正確な測定が行うことができなかった。

4.4 結言

本章では、マイクロレンズアレイを用いた共焦点アレイ干渉計による干渉分光トモグラ
フィーを提案した。共焦点アレイ干渉計では、共焦点光学系を用いることにより多重散乱光
の影響の軽減し、マイクロレンズアレイを用いることにより多点の情報を得ることができ
る。さらに、干渉分光トモグラフィに基づき、干渉信号をフーリエ解析することにより試
料の分光情報も同時に抽出することが可能となる。このシステムの原理について述べ、本手
法の原理確認のために、前述の連続スペクトル白色光パルスを用いた試作システムにより金
属の表面形状計測（空間サンプル点数 35×35 点）を行い、金属材料表面を並列に測定可能
であることを示した。散乱性媒質を対象とした場合、光源である連続スペクトル白色光パル
スの強度のゆらぎのため、妥当な信号対雑音比の測定を行うことができなかった。

第5章 分散型干渉分光トモグラフィ

5.1 緒言

本章では、連続スペクトル白色光パルスの高い輝度を活かし、干渉信号を分散素子を用いて分光することにより、高い信号対雑音比を持つ2つの分散型干渉分光トモグラフィを提案する。分光した光を検出器で受光することにより、ダイナミックレンジを稼ぎ、干渉信号の信号対雑音比を向上させることを目的としている。スペクトル干渉法に基づいた干渉分光トモグラフィでは、高速に奥行き情報と分光情報を抽出することが可能である。また、走査方式分散型干渉分光トモグラフィではデータ処理時間の短縮が可能となり、測定可能な奥行きには制限がない。§ 5.2では2つの分散型干渉分光トモグラフィを提案し、その原理と信号対雑音比について述べる。§ 5.3では走査方式分散型干渉分光トモグラフィによる層状媒質の測定結果について述べる。

5.2 分散型干渉分光トモグラフィ

5.2.1 スペクトル干渉法に基づく分散型干渉分光トモグラフィ

スペクトル干渉法に基づいた分散型干渉トモグラフィの原理について述べる。光学系はスペクトル干渉法と同様に、低コヒーレンス光源を持つマイケルソン型干渉計と干渉計の出力側に配置された分散素子から成り立っている。この方式では、光源に高輝度の連続スペクトル白色光パルスの利用を前提としている。計測対象となる試料は干渉計の一方の腕に置く。試料の1点からの信号は干渉計を出たあと、分散媒質により検出器上の一方向に拡がる。この軸が波数軸となる。このように、参照面からの反射光と試料からの反射光または後方散乱光は分光された成分どうしでのみ干渉する。分光した光を検出器で受光し、光強度の過度の集中を防ぐことにより、検出器のダイナミックレンジを稼ぎ、信号対雑音比を高くすることができる。次に、試料の奥行き情報と同時に分光情報を抽出する信号処理法について述べる。分光情報の抽出には、波数領域において中心波数の異なる連続した通過帯域を持つフィルター群を用いる。ここでは、第2章で述べた散乱振幅 $a(z)$ の波数依存性を考慮し $a(z, \sigma)$ とする。検出器面上の波数軸方向の画素において受光される光の強度は、第2章式 (2-12) より、

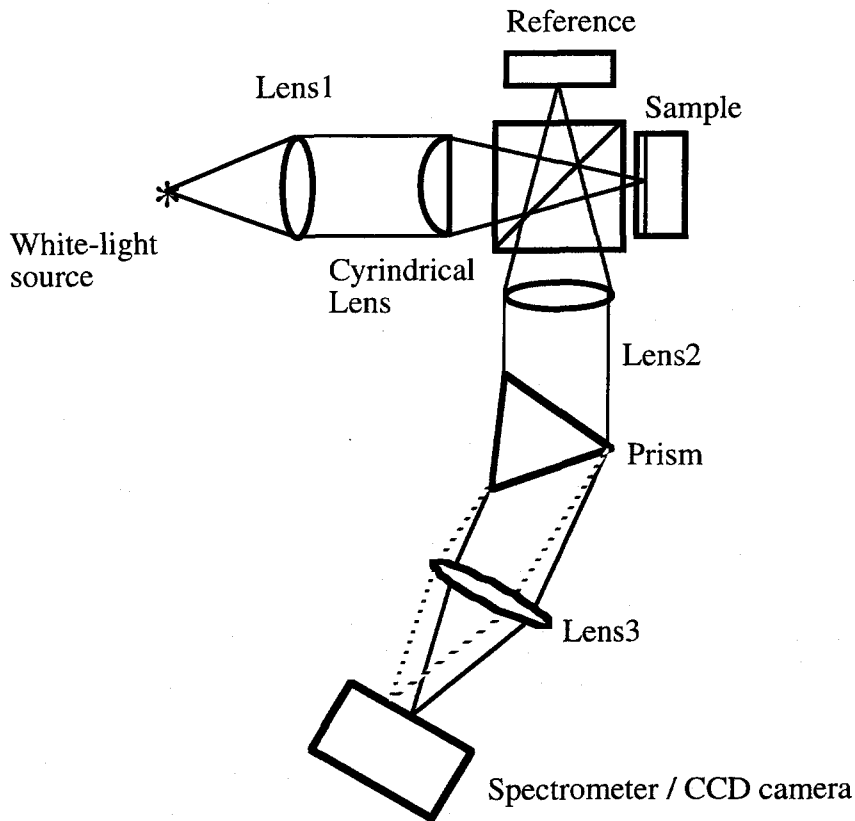


図 5.1 分散型干渉分光トモグラフィ実験光学系

$$I(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \times \left[1 + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}(z, \sigma) \exp(2\pi i \sigma z) dz + \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{au}[\hat{a}(z, \sigma)] \exp[-2\pi i \sigma n z] dz \right], \quad (5-1)$$

となる。ここで、 $\tilde{S}(\sigma)$ は光源のスペクトル密度、 z は試料の腕での参照面の光路長を基準とした位置からの光路長、 n は屈折率、 $\Gamma_{au}()$ は自己相関関数を表す。また、 $\hat{a}(z, \sigma)$ は対称化した散乱振幅を表し、波数依存性を考慮した。この信号を帯域通過フィルターを用いて処理を施し分光情報を抽出する。ここで、 $w_n(\sigma)$ ($n = 1, 2, 3, \dots, N$)を中心波数が σ_n の異なる連続した帯域フィルターとする。 $I_n(\sigma)$ を n 番目の帯域フィルターにより処理した再生スペクトル強度とする。再生スペクトル強度は、

$$I_n(\sigma) = \widetilde{S}(\sigma) \widetilde{w}_n(\sigma) \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N), \quad (5-2)$$

と書くことができる。式 (5-1) を式 (5-2) に代入することにより、

$$I_n(\sigma) = I(\sigma) \widetilde{w}_n(\sigma) \times \left[1 + 2 \int_0^{+\infty} \widehat{a}(z, \sigma) \exp(2\pi\sigma z) dz + \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{au}[\widehat{a}(z, \sigma)] \exp[-2\pi i \sigma n z] dz \right], \quad (5-3)$$

となる。フィルターの帯域 $\widetilde{w}_n(\sigma)$ が光源の帯域 $\widetilde{S}(\sigma)$ と散乱振幅 $\widehat{a}(z, \sigma)$ よりも十分小さい場合、 $\widehat{a}(z, \sigma)$ はフィルターの帯域内では波数に依存せず、これを $\widehat{a}_n(z)$ と書く。ここで、

$$\widehat{a}_n(z) = a(z, \sigma) | \sigma = \sigma_n, \quad (5-4)$$

である。式 (5-4) を式 (5-3) に代入し、 σ に関して逆フーリエ変換することにより、

$$\text{FT}^{-1}[I_n(\sigma)] = \left[|\Gamma_r(z)| \times w_n(z) \right] \otimes \left[\delta(z) + \widehat{a}_n(z) + \Gamma_{au}[\widehat{a}_n(z)] \right], \quad (5-5)$$

となる。ここで、 $\text{FT}^{-1}[\]$ は逆フーリエ変換、 $\Gamma_r(z)$ は光源の自己相関関数、 $w_n(z)$ は $\widetilde{w}_n(\sigma)$ の逆フーリエ変換であり、 \otimes は畳み込み積分、 δ は Dirac のデルタ関数を表す。また、簡単のため屈折率 $n = 1$ を仮定した。右辺第1項は参照面からの直流成分、第2項は対称化された散乱振幅に比例し、深さ z の情報が周波数 $2nz$ のコサイン関数で変調されている。また、第3項は試料の散乱光の相互相関関数を表す。式 (5-5) より、試料の奥行き情報と分光情報を走査なしで比較的高速に得ることができることがわかる。しかし、従来の干渉分光トモグラフィ理論と同様に、奥行き方向の解像度とスペクトル分解能を同時に高めることはできない。また、この手法では第2章式 (2-13) より、スペクトル干渉法と同様に測定可能な最大の奥行きは、光源の帯域と検出器の要素数で決定される波数分解能で制限される。また、第2章式 (2-9) において散乱振幅の対称性を仮定しているため、参照面の位置と試料

の位置に制限を与える。この2つの理由のため、広帯域光源を用いた場合測定可能な最大の奥行きは制限される。

5.2.2 走査方式分散型干渉分光トモグラフィー

走査方式分散型干渉分光トモグラフィーの原理とその信号処理手順について述べる。走査方式分散型干渉分光トモグラフィーの光学系はスペクトル干渉法と同様の光学配置であるが、試料を光軸に沿って走査し、分光した光を検出器で受光する。

N を検出器上で測定可能な波数要素数、 σ を波数とし、 $\sigma_n (n = 1, 2, 3, \dots, N)$ を検出器の n 番目の画素で得られる波数とする。簡単のために検出器1画素に相当する波数の幅を Δ とおくと、第2章式(2-22)を拡張して、検出器の n 番目の画素で得られる直流成分を除いた干渉信号成分は試料からの反射光または後方散乱光と参照光との相互相関関数であり、

$$\Gamma(z, \sigma_n) = \int_{\sigma_n - \Delta/2}^{\sigma_n + \Delta/2} \tilde{S}(\sigma) \times \left[\int_0^d H^*(\zeta, \sigma) \cdot \exp[-2\pi i \sigma (\zeta - z)] d\zeta \right] d\sigma, \quad (5-6)$$

となる。この検出器における各点の信号は試料中の1点から得られる、ある特定の波数領域内の干渉信号を表し、分光情報を同時に含んでいる。

次に、信号処理手順について述べる。検出器の各画素で得た信号 $\Gamma(z, \sigma_n)$ に重み関数を用いた積算処理を行う。 $\tilde{w}_m(\sigma) (m = 1, 2, 3, \dots, M)$ を重み関数とし、 $\Gamma_m(z)$ を m 番目の重み関数を用いて積算処理した干渉信号とする。重み関数処理による積算処理後の干渉信号は、

$$\Gamma_m(z) = \sum_{n=1}^N \tilde{w}_m(\sigma_n) \Gamma(z, \sigma_n), \quad (5-7)$$

となる。この積算した干渉信号は、第2章で述べた帯域通過フィルターで処理した $\Gamma_n(z) (n = 1, 2, \dots, N)$ と等価であり、奥行き情報と分光情報を同時に与えるスペクトルトモグラムである。基本的な違いは、第2章2.3節で述べた従来の干渉分光トモグラフィーの場合は

スペクトル成分の分解をフーリエ変換により数値的に行っているが、この方法では光学的に行っていることである。検出器上の連続した点での信号を積算することは帯域幅を拡げることと相当し、奥行き方向の解像度を向上させることができるとともに、信号対雑音比を向上させることができる。また、奥行き情報と分光情報の同時抽出に要する時間は短縮することができる。一方で、スペクトルトモグラムの波数分解能は低下する。また、 $\tilde{w}_n(\sigma) = 1$ とした場合、検出器の各点で得られる信号の総和は、

$$\Gamma(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}(\sigma) \left[\int_0^d H^*(\zeta, \sigma) \cdot \exp[-2\pi i \sigma (\zeta - z)] d\zeta \right] d\sigma, \quad (5-8)$$

である。この信号は従来の白色干渉縞（インターフェログラム）がコンピュータ上で再生できることを示す。また、従来の干渉分光トモグラフィと同様に、奥行き方向の解像度と波数分解能を同時に高めることはできない。奥行き方向の最大測定範囲は光源の帯域幅で決定される。本手法では奥行き方向に走査する時間を必要とするが、測定可能な奥行きには制限がない。ただし、3次元画像を得るためには、試料を光軸に垂直な面内で走査を行う必要がある。

5.2.3 分散型干渉分光トモグラフィの信号対雑音比

走査方式分散型干渉トモグラフィの信号対雑音比について簡単に述べる。ここでは試料の1点の測定の場合に限定する。分光した各波数成分が検出器1画素に入射する単位時間あたりの平均光量は一定かつ観測時間は一定とする。 N 個の検出器で受光した信号を連続する N_s 個積算する。各検出器の発生する雑音が互いに無相関であると仮定すると、 N_s 個の積算により得られる信号対雑音比は検出器1画素の場合と比較して $\sqrt{N_s}$ 倍向上する。

5.3 実験結果

5.3.1 光学系の構成

図5.2に実験光学系のシステム構成を示す。アルゴンイオンレーザー（Spectra-Physics社、Beamlok）励起のチタンサファイアレーザー（Spectra-Physics社、Tsunami）の出力パルス光

を, Nd:YLFレーザー (Spectra-Physics社, Merlin) 励起チタンサファイア増幅装置 (Spectra-Physics社, Spitfire) で増幅する. 得られたレーザー光パルスは, 中心波長が800 nm, パルス時間幅が約130 fs, 繰り返し周波数が1 kHzである. エネルギー4 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ のレーザー光パルスを焦点距離が10 mm, 開口の大きさが300 $\mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ のマイクロレンズを用いて外径7.5 mm, 光路長5 mmの溶融石英セル中のイオン交換水に集光し連続スペクトル白色光パルスを得た. フィルターにより励起光パルスを除去し, 波長領域は400 nm - 700 nmに限定した. 連続スペクトル白色光パルスはレンズを通過後, 円筒レンズにより一方は参照面上に, もう一方は試料表面の一直線上に集光した. 参照面からの反射光, 試料からの反射光はレンズにより平行にする. 分散媒質であるプリズムを通過することにより, 分光され各波数成分どうしで干渉する. 試料中の線状部分は CCD 面上に結像する. 試料はピエゾ素子 (Physik Instrumente Inc., P-915.671) を用いた微動装置上に設置し, 光軸方向の移動に用いた. ピエゾ素子のステップ幅は98 nm, 最大移動距離は100 μm である. この最大移動量とサンプリング定理で決まる最大波数は $4.88 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ であり, 波長400 nmに相当する. 波数分

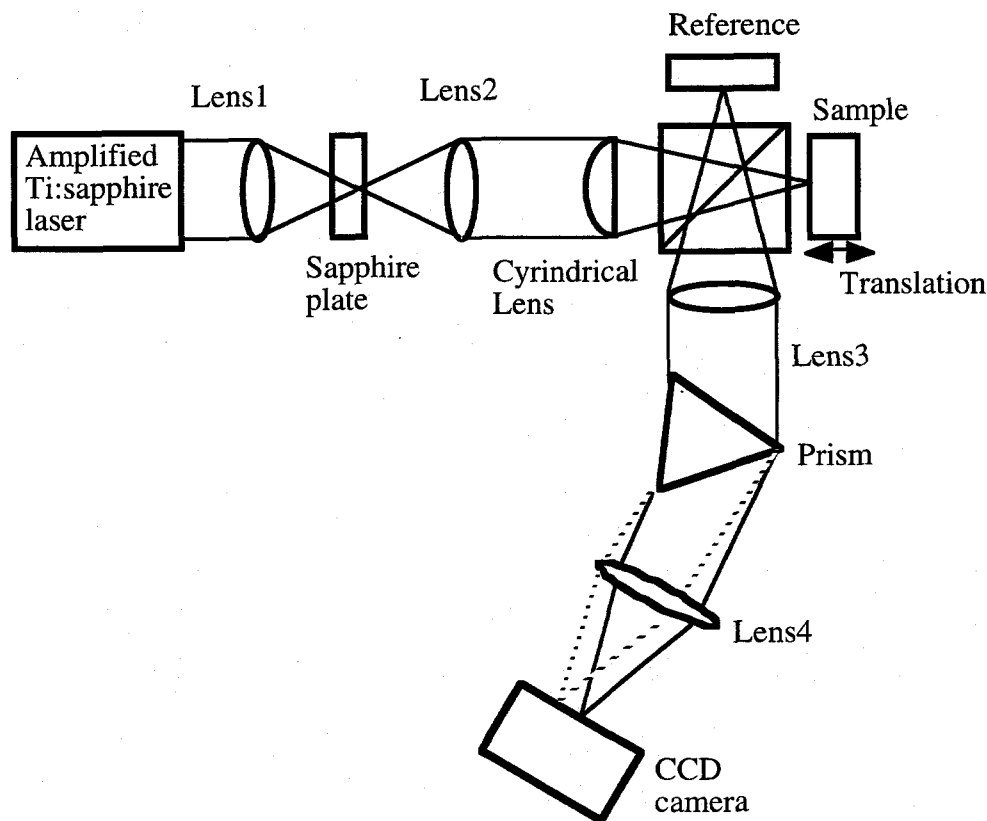


図5.2 分散型干渉分光トモグラフィー実験光学系

解能は 50 cm^{-1} であり、波長 600 nm において 1.8 nm に相当する。干渉分光した光は CCD カメラ (Xillix technologies Corp., MI1400-12S) により記録し、データはコンピュータに転送し解析した。信号対雑音比を向上させるため、各ステップの画像はフレームメモリ上で100パルス分積算した。

5.3.2 信号対雑音比の比較結果

試作したシステムを用いて、分散型干渉分光トモグラフィーの信号対雑音比を調べる実験を行った。干渉分光トモグラフィーと分散型干渉分光トモグラフィーの信号対雑音比を比較した実験結果を示す。

まずはじめに検出器の雑音特性を調べた。検出器は濃度階調 12bits の CCD デジタルカメラ (Xillix-MicromImager 1400S) を用いた。測定物体は一様な白色トレーシングペーパーの $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ の領域をタンゲステンハロゲンランプ (林時計工業, LUMINAR ACE LA-150SP) で後ろ側から一様に照射したものをを用いた。1枚の画像を取得する露光時間は 100 ms に固定し、同じ入射光強度で画像を100回測定し、その標準偏差を調べ雑音成分とした。ND (Neutral density) フィルターを用いて入射光強度を変化させ、それぞれの入射光強度での標準偏差を調べた結果を図5.3に示す。グラフの横軸は平均強度であり、縦軸は標準偏差である。図5.3より、入射光強度が小さい領域では標準偏差は入射光強度を変化させても変わらないことからこの領域での信号検出では検出器または増幅器で発生する一定レベルの雑音が支配的であると考えることができる。また入射光強度が大きい領域では標準偏差は入射光強度の平方根にほぼ比例していることがわかる。このことから、この領域での検出器は光子雑音が支配的とみなすことができる。また、図5.3に光源として連続スペクトル白色光パルスを用いた場合の測定結果も示す。図より標準偏差はタンゲステンハロゲンランプの約3倍高く、入射光強度の平方根にほぼ比例し、光子雑音より大きな標準偏差を持つことがわかる。この検出器を用いて、画像を100枚測定し、従来のマイケルソン型干渉分光トモグラフィーと分散型干渉分光トモグラフィーの信号対雑音比を比較した。光源としてタンゲステンハロゲンランプを用い、直径 $100 \mu\text{m}$ のピンホールを通過させて使用した。干渉計の両腕には鏡を設置した。100回の測定の平均強度を信号成分とし、その標準偏差を雑音成分として信号対雑音比を求めた。マイケルソン型の場合は検出器面上で 1×50 点の領域内の各点

における信号対雑音比の平均は90であり、分散型の場合は検出器面上波数軸方向に拡がった100×50点の領域内の各点における信号対雑音比の平均は863となり、分散型干渉分光トモグラフィーの方が約10倍高いことがわかった。各測定毎に発する雑音が互いに独立であれば、10倍の信号対雑音比の改善が予想されることから、このことは理論的予想にはほぼ一致しているといえることができる。

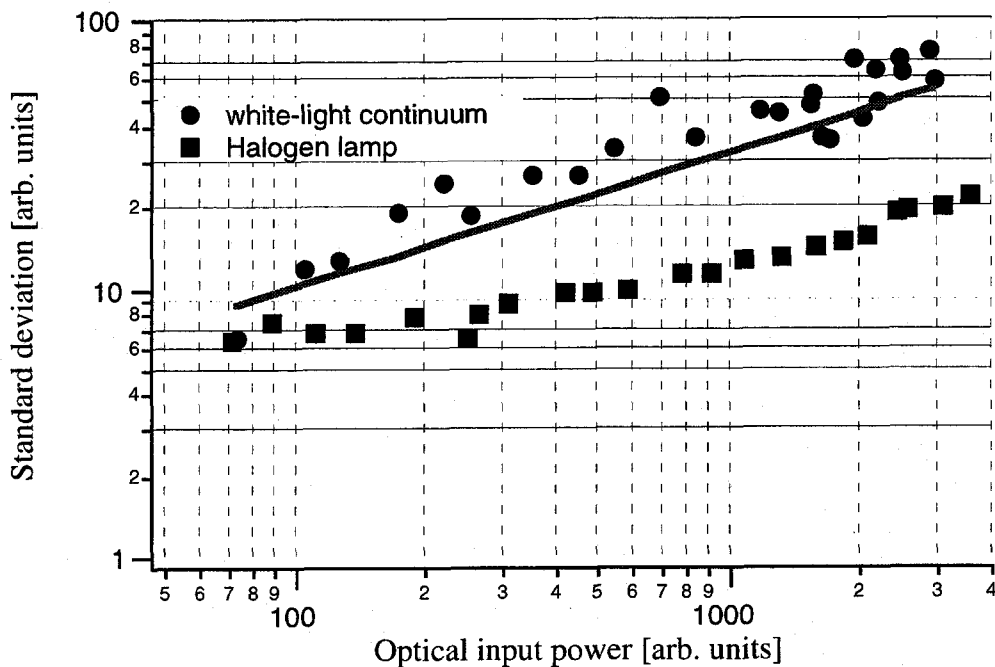


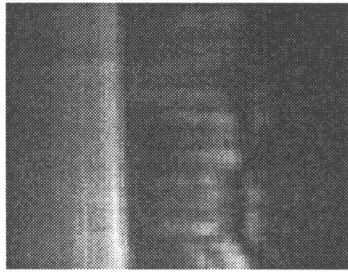
図 5.3 検出器の雑音特性

5.3.3 層状媒質の測定結果

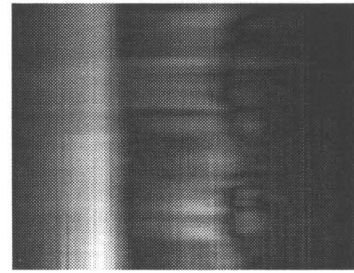
走査方式分散型干渉分光トモグラフィーの原理確認するために、第3章で用いたカラーOHPシートの形状と分光特性の測定実験を行った。OHPシートの赤、濃緑、緑の着色層を試料とし、参照面には吸収型NDフィルターの表面を用いた。測定した試料の大きさは500 μm の線状部分である。また、波数方向には256画素に分光した。式(5-7)に従い、CCDの各画素で検出された干渉信号を連続した32画素で足し合わせ、波数方向には8バンドとした。図5-4は中心波長が異なる各バンドでの再生された干渉信号の包絡線の絶対値を示す。

Central wavelength
of filter

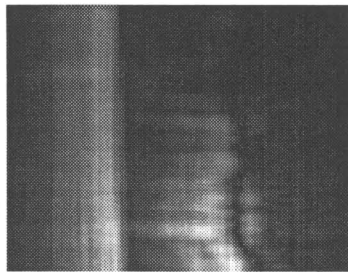
493 nm



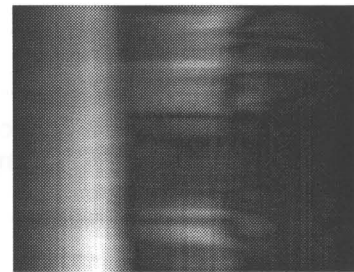
570 nm



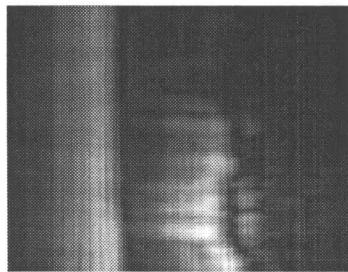
511 nm



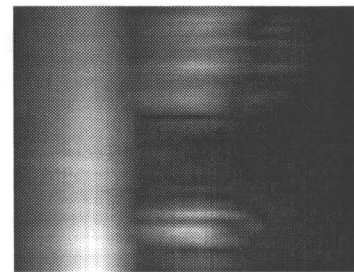
593 nm



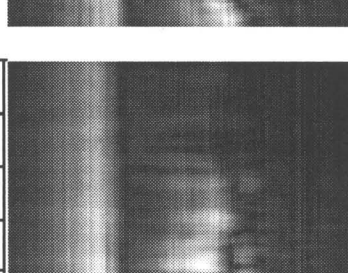
529 nm



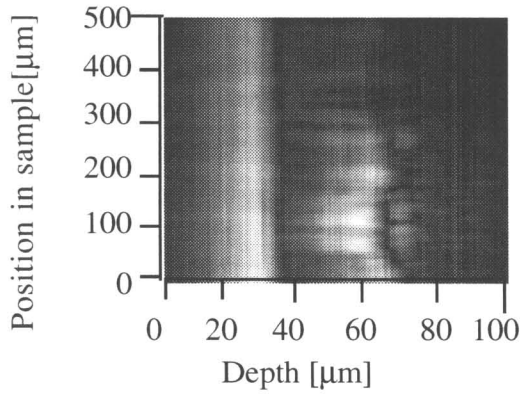
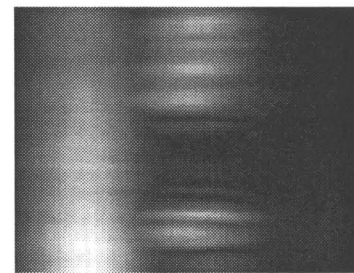
621 nm



547 nm



651 nm



Normarilized intensity

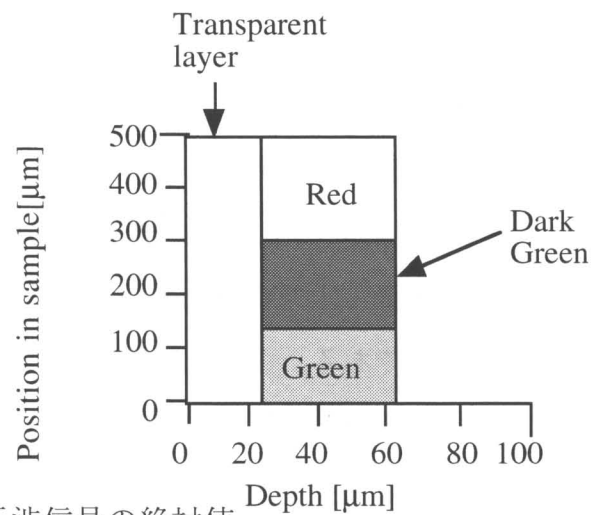
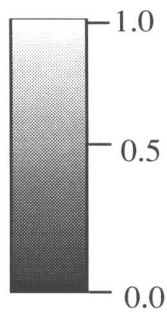


図 5.4 積算処理した干渉信号の絶対値

各図の左側と右側の干渉信号のピークはそれぞれ着色層の表面と裏面の位置に対応している。短波長の光は吸収により赤色層裏面からの信号が得られていない。また、赤色層と緑色層の境界部分は濃緑色のため長波長の光は吸収され裏面からの反射光が得られていない。着色層状媒質の各帯域での分光情報が試料内の位置の関数として示すされていることがわかる。中心波長が493nm, 570 nm, 651 nmの場合、各バンド幅から予想される奥行き方向の分解能はそれぞれ15.4 μm , 14.3 μm , 13.3 μm である。実験により再生した干渉信号から得られる奥行き解像限界は理論値と同程度である。長波長側の見かけ上の奥行き解像限界が広がっているが、これは連続スペクトル白色光パルスの射出端の深さ方向の違いによる色収差による像のぼけが原因であると考えられる。また、図5.5に同じ連続スペクトル白色光パルスを光源とし、赤色層、濃緑色層、緑色層を持つシートを透過した光の分光密度を分光器 (Ocean Optics社, SD1000) を用いて計測した結果を示す。図より干渉分光トモグラフィによる分光情報の抽出の妥当性が示されている。

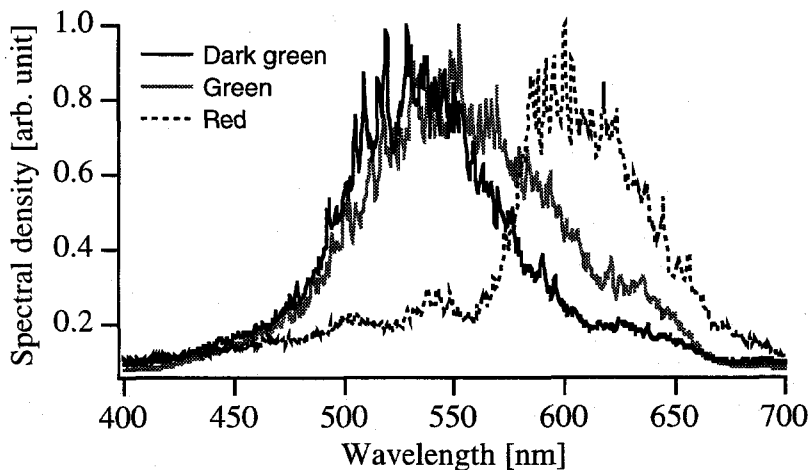


図 5.5 試料を透過する光の分光密度

5.4 結言

本章では、干渉信号を分散素子を用いて光学的に各波数成分に分解することにより連続スペクトル白色光パルスの高い輝度を活かし、高い信号対雑音比をもつ分散型干渉分光トモグラフィを提案した。まず、分散型干渉分光トモグラフィの原理を説明し、高い信号対雑音比を持つこと示した。通常の高コヒーレンス干渉法と比較して、高い信号対雑音比を持つことを実験により示した。また、分散型干渉分光トモグラフィを層状媒質に適用し、奥行き情報と同時に分光情報を同時に抽出する実験を示した。

第6章 連続スペクトルアレイ光パルスの発生と光学的性質

6.1 緒言

本章では、マイクロレンズアレイを用いた連続スペクトル白色光源アレイの発生方法を提案し、その光学的性質の測定結果について述べる。§ 6.2では連続スペクトル白色光源アレイの発生方法について説明する。§ 6.3では連続スペクトル白色光源アレイの時間、空間コヒーレンスの測定結果について述べる。

6.2 連続スペクトル白色光源アレイ

図6.1に、連続スペクトル白色光源アレイ発生方法の模式図を示す。増幅されたチタンサファイアレーザー光パルスマイクロレンズアレイにより液体や固体中に多点に集光することで連続スペクトル白色光パルスがアレイ状に発生する。

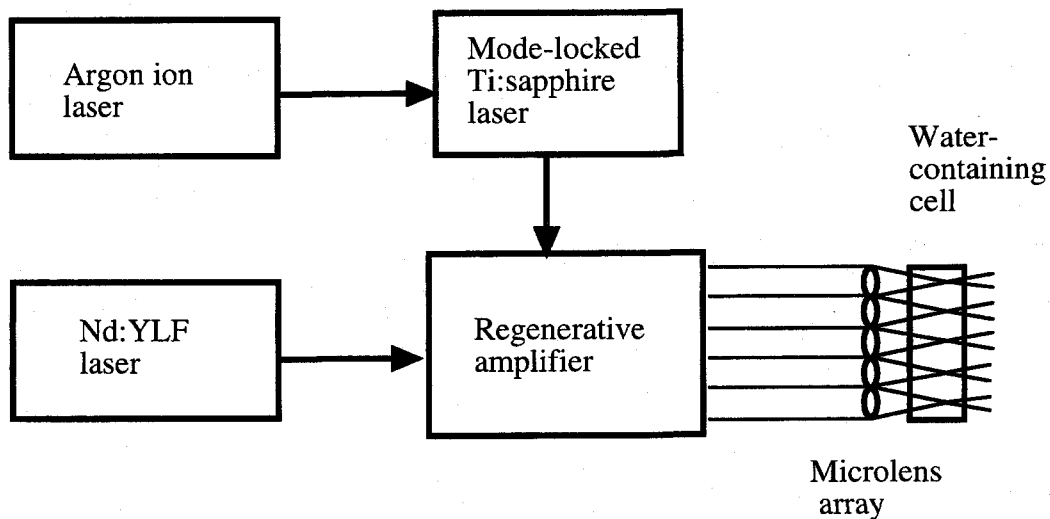


図 6.1 連続スペクトル白色光源アレイの発生

6.3 実験結果

6.3.1 連続スペクトル白色光源アレイの発生

アルゴンイオンレーザー (Spectra-Physics 社, Beamlok) 励起のチタンサファイアレーザーの出力光パルス (Spectra-Physics 社, Tsunami) を, Nd:YLF レーザー (Spectra-Physics 社, Merlin) 励起チタンサファイア増幅装置 (Spectra-Physics 社, Spitfire) に入射する. 増幅されたレーザー光パルスは, 中心波長が 800 nm, パルス時間幅が約 130 fs, 繰り返し周波数が 1 kHz である. 増幅されたチタンサファイアレーザー (エネルギー: 700 $\mu\text{J}/\text{pulse}$, 直径: 約 5 mm) をマイクロレンズアレイ (Nalux Inc. No. 10, 焦点距離: 10 mm, ピッチサイズ: 300 μm) を用いて外径 7.5 mm, 光路長 5 mm の熔融石英セル中のイオン交換水に多点に集光することにより, 約 100 個の光源要素から成る連続スペクトル白色光源アレイを発生させることに成功した. 用いたマイクロレンズの開口は正方形であり, 基板の厚さは 2 mm である. 1 つのマイクロレンズに入射するレーザー光パルスの強度は約 4 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ であった. 入射励起レーザー光パルスの空間的な強度分布の不均一性により生成した連続スペクトル白色光源アレイの強度, 分光密度は必ずしも一様でないことを確認した. 均一な連続スペクトル白色光源アレイを得るには空間的に一様なビーム断面を持つレーザー光パルスをマイクロレンズアレイに入射する必要がある. 図 6.2 に生成された連続スペクトル白色光源アレイ射出端の写真 (4 個 \times 4 個) を示す. 射出端の間隔は, 300 μm , 直径は約 10 μm (半値全幅) である.

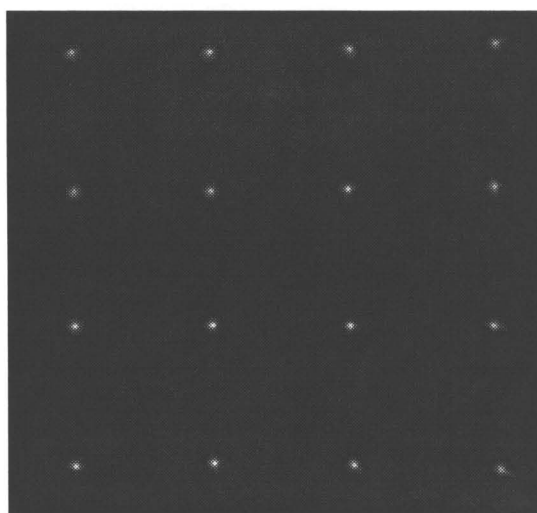


図 6.2 生成された連続スペクトル白色光源アレイ

連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素の分光放射輝度を黒体輻射の温度に換算した。波長 600 nm での連続スペクトル白色光パルスの分光放射輝度は、第1章の黒体輻射の式(1-29)と(1-30)を用いて、 $1.8 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ と計算され、波長 600 nm での分光放射輝度は 10700 K の黒体の輝度に相当する。タングステンの融点 3700 K に比べて、連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素は高い光子密度を持つことがわかった。

次に、連続スペクトル白色光源アレイの光学的特性を調べた。まず、連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素に着目し、焦点付近の強度分布の波長依存性を調べた。図6.3に焦点付近の顕微鏡像の波長依存性を示す。波長の選択には、半値全幅が 10 nm の干渉フィルターを用いた。横軸は水セル中の光軸方向の位置を示す。原点は励起用チタンサファイアレーザー光パルスのエネルギーを十分に下げ、連続スペクトル白色光パルスが発生しない条件下での焦点位置とした。図中左から右に向けて、対物レンズを光軸に沿って移動することにより得られた焦点付近の像を表す。図よりまず、短波長の光の出射端の直径は小さく、長波長の光では、直径は大きくなることがわかる。最小となる直径(規格化ピーク強度の e^{-2} 値)は、700 nm, 600 nm, 500 nm において、それぞれ 27 μm , 16 μm , 12 μm である。マイクロレンズの回折限界から計算される集光点の直径は、800 nm, 600 nm においてそれぞれ 33

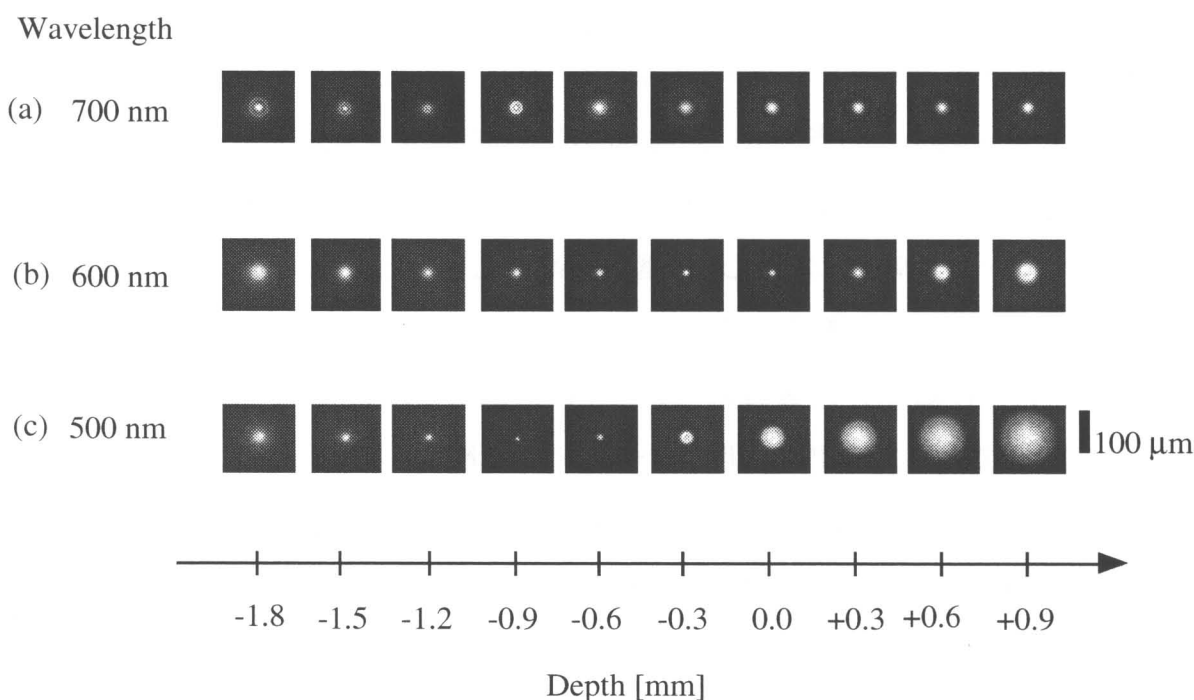


図 6.3 焦点付近の像の波長依存性

μm , $25 \mu\text{m}$ である。また、波長 587 nm におけるスポット形は収差などにより $45 \mu\text{m}$ であることがわかっている。これらから、焦点付近では自己集束が起こっていることは明らかである。また、連続スペクトル白色光源アレイの光源要素の遠視野像は中心が白く、青いリングを持つ。このことは、Brodeurらが指摘したように [61], 短波長の光が小さな直径を持つことから説明できる。また、短波長の光はセルの前方で自己集束する。一方、長波長の光の集光点は後ろ側にある。波長による焦点の位置の違いは、マイクロレンズの色収差よりはるかに大きい。

連続スペクトル白色光源アレイの各光源要素の偏光は、入射レーザー光パルスの偏光を保持している。この結果は、Skinnerら [87], Meyer [88], Golubら [59] の結果と一致する。また、光源要素の強度は時間的に変動するが、フレームグラバーで100パルス以上積算することにより、強度変動は3%以下に抑えることができる。

6.3.2 時間、空間コヒーレンスの測定

連続スペクトル白色光源アレイの時間、空間コヒーレンスの測定を行った。図6.4に時間、空間コヒーレンス測定光学系を示す。時間コヒーレンスの測定には、マイケルソン干渉計を用いた。参照鏡は固定し、もう一方の鏡はピエゾ素子 (Physik Instrumente Inc., P-915.671) を利用した微動装置上に設置した。微動装置の最大移動量とサンプリング定理で決まる最大波数は $4.88 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ であり、波長 400 nm に相当する。波数分解能は 50 cm^{-1} であり、波長 600 nm において 1.8 nm に相当する。光軸方向にピエゾ素子を駆動させることにより得た干渉信号を CCD カメラ (Xillix technologies Corp., MI1400-12S) により記録し、データはパーソナルコンピュータに転送し解析した。信号対雑音比を向上させるため、ピエゾ素子の各ステップの画像をフレームメモリ上で100パルス分積算した。図6.5は、片側の鏡を走査することにより得た干渉縞を示す。連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素のコヒーレンス長は約 $2.2 \mu\text{m}$ であり、時間的に低コヒーレンス光源であることがわかる。連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素のスペクトル領域 ($400 \text{ nm} - 700 \text{ nm}$) からコヒーレンス長は $1.9 \mu\text{m}$ である。この差は光源要素のスペクトル形状と検出器の分光感度によると考えられることができる。

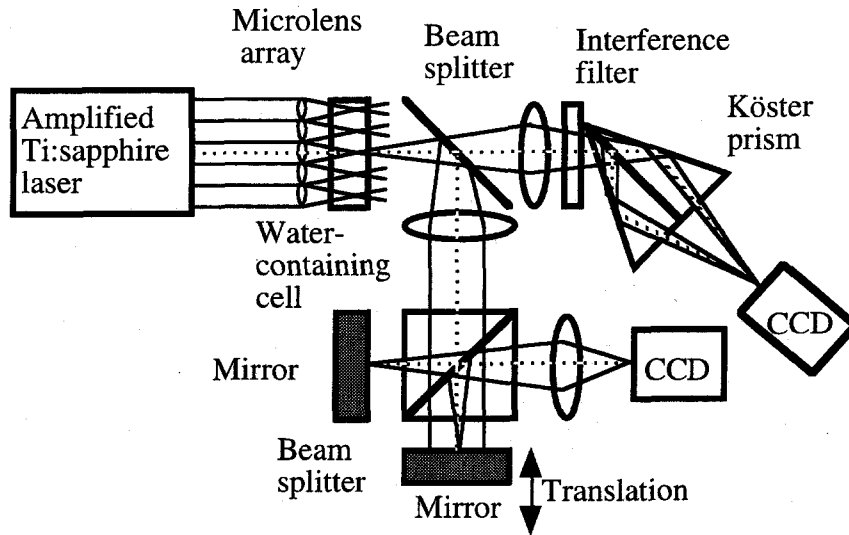


図 6.4 時間, 空間コヒーレンス測定光学系

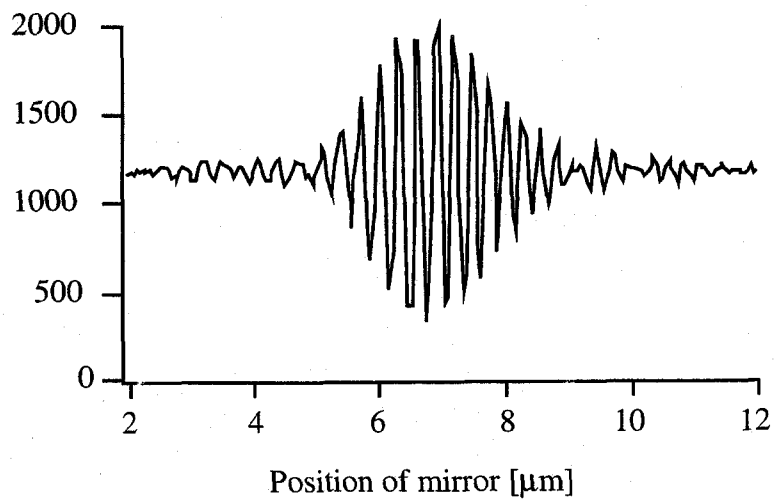


図 6.5 干渉信号

ケスタープリズム (Köster prism)を用いた波面折畳み干渉計により連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素の空間コヒーレンスを測定した。単一光源要素の射出端からの波面は干渉フィルター (中心波長: 632 nm, 半値全幅 1 nm) を通過し, ケスタープリズムに入射する。入射した波面はケスタープリズムにより分割され, 一方が折り返された後に重畳され, CCD 面上に結像し干渉する。波面が折り畳まれるため, 光軸に対象な 2 点からの波面が干渉し, 干渉縞を生成する。図 6.6(a), (b)はそれぞれ CCD 面上で観測した干渉縞の 2 次元強度分布, 直線上の強度分布を示す。図 6.7 には計算したコヒーレンス度を示す。図 6.7 よりコヒーレンス度は 0.9 以上であり, 連続スペクトル白色光源アレイ中の単一光源要素内には明らかに高い空間コヒーレンスが存在する。

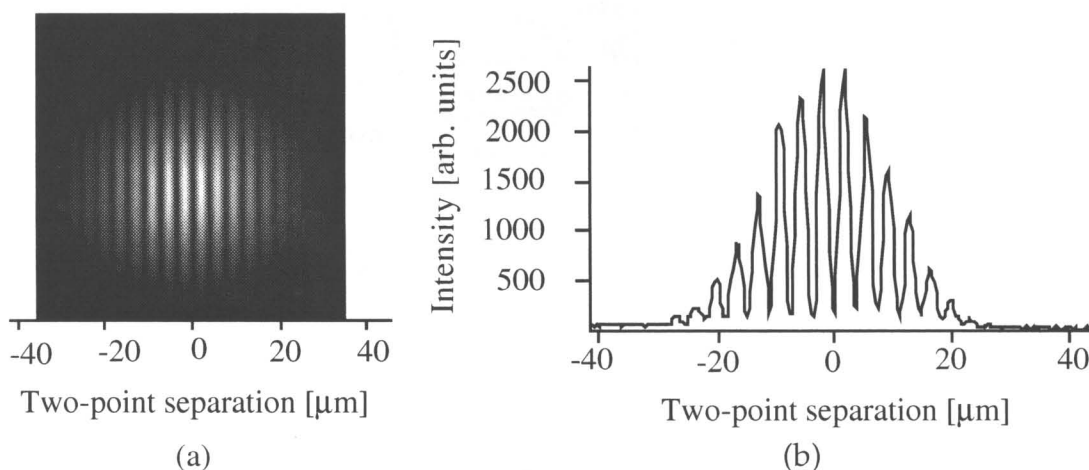


図 6.6 連続スペクトル光源アレイの単一光源要素内の
(a)干渉縞パターン, (b)断面での強度分布

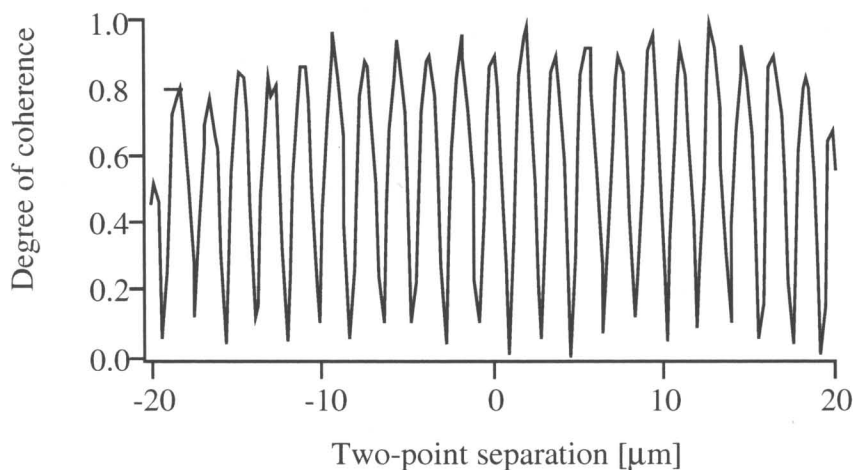


図 6.7 連続スペクトル光源アレイの単一光源要素内のコヒーレンス度

また、連続スペクトル白色光源アレイの隣り合う2つの光源要素間の空間コヒーレンスを図6.8に示すケスタープリズムを用いた光学系により測定した。隣り合う2つの光源要素から出た連続スペクトル白色光パルスは各々、ケスタープリズムに入射する。このとき2つの光源の像が重なるようにプリズムの角度を調整する。2つの隣接する光源間の距離は $300\ \mu\text{m}$ であるため、像の中心は $300\ \mu\text{m}$ 離れた2点から出た光の干渉となる。図6.9(a), (b)はそれぞれCCD面上で観測した干渉縞パターンとコヒーレンス度を示す。図よりコヒーレンス度は0.9以上であり、連続スペクトル白色光源アレイの隣り合う2点の光源要素間には高い空間コヒーレンスを有することがわかる。また、連続スペクトル白色光源アレイにおいて3個または7個の光源要素の列を選択し同様の実験を行った結果、その両端の光源要素間のコヒーレンス度はともに0.85以上であることを確認した。

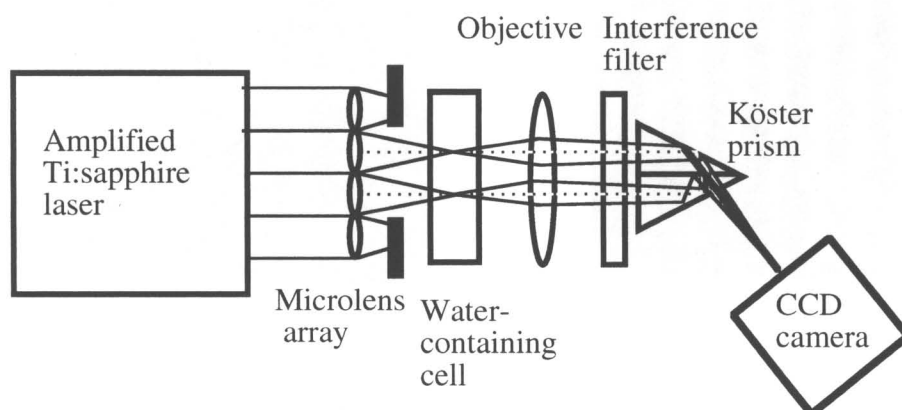


図 6.8 連続スペクトル白色光源アレイの隣り合う2点の空間コヒーレンス測定光学系

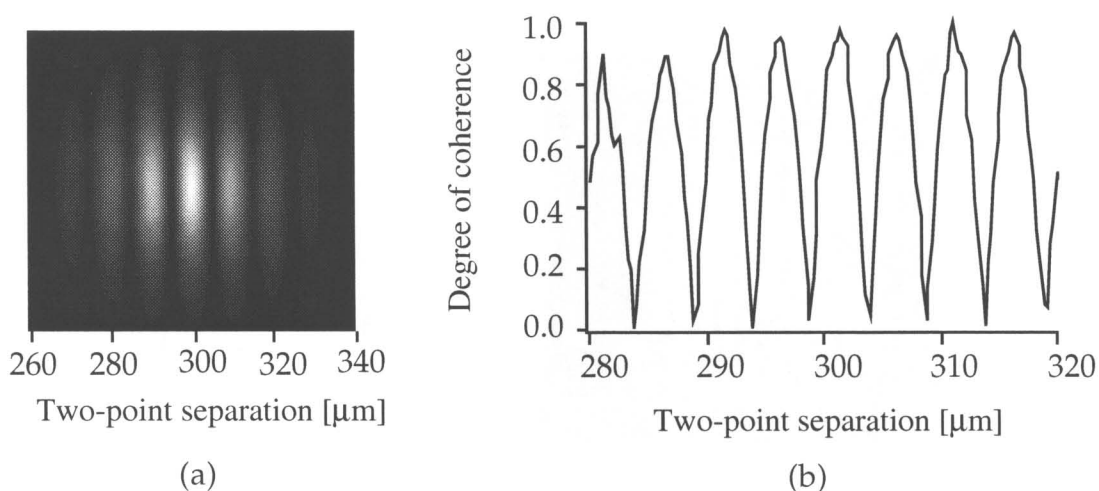


図 6.9 連続スペクトル白色光源アレイの隣り合う2つの光源要素間の
(a)干渉縞パターン, (b)コヒーレンス度

最後に、遠視野における干渉縞パターンを観測した。図 6.10(a), (b)は、それぞれ隣り合う 2 点と隣り合う 4 点の光源要素が干渉フィルター（半値全幅 : 1 nm）を通過したのちに遠視野に形成した干渉縞パターンを示す。また、図 6.11(a), (b)は、隣り合う 2 つの光源要素の干渉フィルターを用いない場合の、遠視野での干渉縞パターンと断面での強度分布を示す。波長は 400 nm から 700 nm に制限した。このことから隣り合う 2 つの光源要素間にわずかに位相差が存在することがわかる。干渉縞の可視度から最大のコヒーレンス度は 0.78 である。以上より連続スペクトル白色光源アレイのほとんど全ての光源は比較的高い空間コヒーレンスを有することを明らかにした。

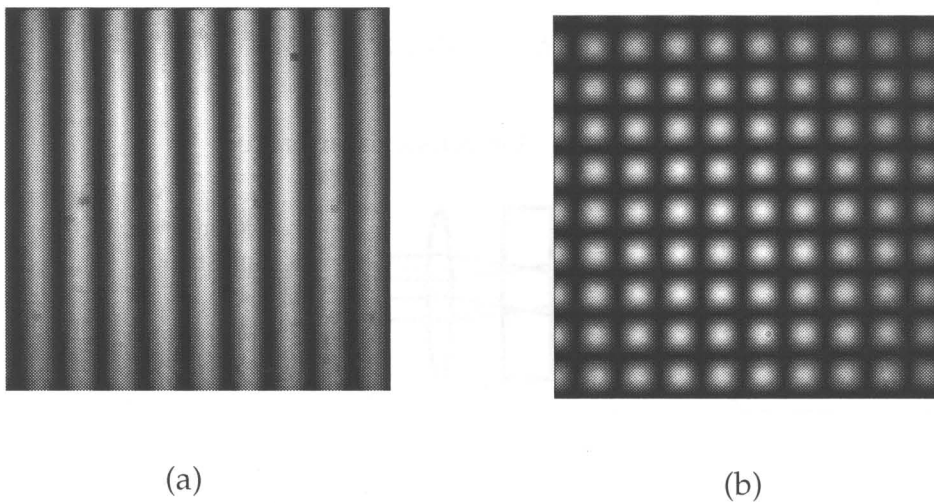


図 6.10 隣り合う (a) 2 点, (b) 4 点間の遠視野における干渉縞

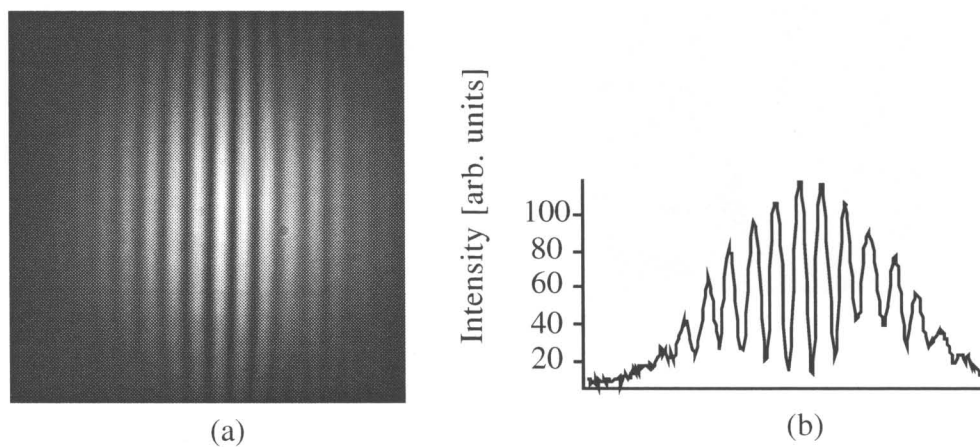


図 6.11 隣り合う 2 点間の遠視野における干渉縞（干渉フィルターなし）

6.4 自己位相変調モデルによる数値的空間コヒーレンスの評価

「簡単な自己位相変調理論」(simple self-phase modulation theory) [69-72] を用いた数値計算により、連続スペクトル白色光源アレイの2つの光源要素間の空間コヒーレンスを評価する。励起用超短光パルスは平面波であると仮定し、2つのマイクロレンズに異なる強度で入射すると仮定する。媒質中を z 伝搬する高強度の超短光パルスの電場 $E_1(E_0, t)$ は自己位相変調を受け、次式のように記述することができる。

$$E_1(E_0, t) = E_0 \exp\left[-\frac{t^2}{T^2}\right] \times \exp\left[i\left\{\omega_0 t - \frac{n_2 z}{c} - n_2 |E_0|^2 \frac{\omega_0 z}{c} \exp\left[-2\frac{t^2}{T^2}\right]\right\}\right], \quad (6.1)$$

ここで、 $T = T_p / (2\ln 2)^{1/2}$ であり、 T_p は入射光パルス強度の包絡線の半値全幅、 n_0 は線形屈折率、 n_2 は非線形屈折率、 ω_0 は角周波数、 E_0 は電場のピーク強度を表す。ここでは、入射光パルスの時間波形はガウス型と仮定した。次に、ピーク強度の異なる電場 $E_2(aE_0, t)$ を考える。ここで a は定数であり、 $0 < a \leq 1$ を満たす。1つのパルスに対する2つの電場 E_1, E_2 の複素コヒーレンス度は干渉縞のコントラストで定義し、次式のように記述できる。

$$\mu_{12}(\tau) = \exp[-i\omega_0 \tau] \times \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{T^2}\right] \exp\left[-\frac{(t+\tau)^2}{T^2}\right] \exp\left[-in_2 |E_0|^2 \frac{\omega_0 z}{c} \exp\left[-2\frac{t^2}{T^2}\right]\right] dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{T^2}\right] dt}, \quad (6.2)$$

ここで、 τ は相対遅延時間である。また、 b を以下のように定義する。

$$b = n_2 |E_0|^2 \omega_0 z / c. \quad (6.3)$$

ここで、 c は光速である。連続スペクトル白色光源アレイの光源要素のスペクトルは短波長側には400 nmまで広がっている。このことから「簡単な自己位相変調理論」の式(1-26)より、係数 b は約200 radと推定できる。図6-12 (a) と (b) に数値計算により得たコヒーレンス度と位相を示す。簡単のため、相対遅延時間 $\tau=0$ とした。厳密には、励起レーザー光パルスはパルス毎に変動しているため、 E_0 に関して集合平均を取る必要がある。また、連続スペクトル白色光パルスが発生している領域の長さ z もパルス毎に変動することが考えられる。図より2つの励起レーザー光パルスの強度差が小さいときは、空間コヒーレンスは高いことがわかる。実験結果と比較して、「簡単な自己位相変調理論」を仮定した場合、数値計算により得られるコヒーレンス度は実験結果より小さい。正確な数値的評価には、自己集束、自己急峻化、非線形屈折率の緩和時間を考慮する必要がある。「厳密な自己位相変調理論」(more rigorous self-phase modulation theory) [75,76] は上記の現象を考慮した理論であり、同じスペクトルの広がりに対して、簡単な自己位相変調理論よりも小さな b の値が得られる。非線形屈折率の飽和などの効果も連続スペクトル白色光源アレイにおける高い空間コヒーレンスを解明する上で考慮する必要がある。しかし、このためには時間、空間に依存した3次元波動方程式を解く必要があり、数値的な評価は容易ではない。

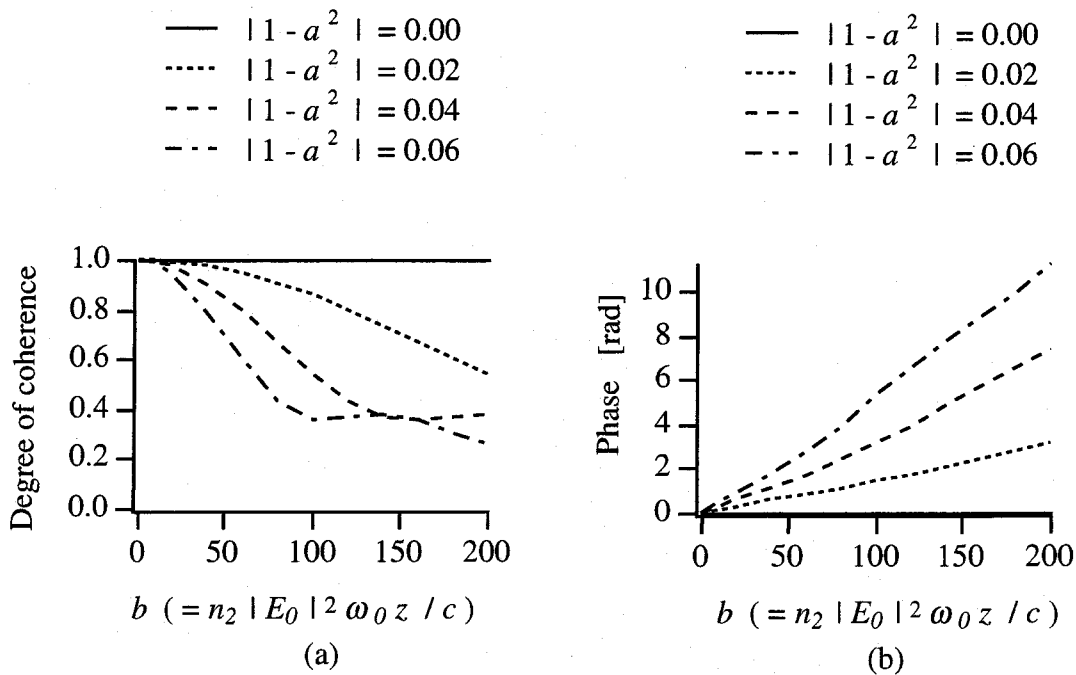


図 6.12 数値計算による連続スペクトル白色光源アレイの空間コヒーレンス

(a) コヒーレンス度, (b) 位相

6.5 結言

マイクロレンズアレイを用いた連続スペクトル白色光源アレイの発生法を提案した。連続スペクトル白色光源アレイの各光源要素は、高輝度、広帯域、低時間コヒーレンスといった特徴を持つことを示した。また、連続スペクトル白色光源アレイの単一光源要素は高い空間コヒーレンスを有することを実験で確かめた。さらに、連続スペクトル白色光源アレイのほとんど全ての光源要素間にも高い空間コヒーレンスが存在することを実験で確かめた。このような連続スペクトル白色光源アレイの高いコヒーレンスにより、連続スペクトル白色光源アレイの全ての光源要素から射出する光を1つの点に集光することが可能である。その焦点はもとの光源よりもはるかに輝度の高い2次光源として使用することが可能となり、様々な分野で利用することができると考えられる。また、連続スペクトル白色光源アレイにおける任意の光源要素を選択することにより様々な干渉縞パターンを作ることができる。連続スペクトル白色光源アレイの高い空間コヒーレンスの要因解明には連続スペクトル白色光パルス発生の原因となる全ての要因を考慮し、時間、空間に依存した3次元波動方程式を解く必要があるが、数値的な評価は容易ではない。しかし、連続スペクトル白色光源アレイの高い空間コヒーレンスの要因の解明は連続スペクトル白色光パルスの発生機構やその光学的性質を調べる上でも重要であり、いくつかの要因を取り入れた数値計算を行う必要がある。

第7章 並列光フィードバックシステムにおける 非線形現象

7.1 緒言

第1章で述べた連続スペクトル白色光パルスの発生に伴って生じるフィラメント形成をはじめ、自然界において非線形性のため複雑な振る舞いが生じたり、複雑なパターンが現れることがある。このような現象はカオスおよびフラクタルとして知られている。カオスやフラクタルは実数または複素数の概念に基づいており、簡単な変換の反復によって生成することができる。本章では、光の持つ並列性と情報の連続性を用いた並列光フィードバックシステムを用いた非線形現象発生方法を提案する。

§ 7.2では非線形時空間現象について述べ、§ 7.3では並列光フィードバックシステムについて概説する。§ 7.4では馬蹄型写像を実現する光フィードバックシステムとその実験結果について述べる。

7.2 非線形時空間現象

決定論的な時間挙動をするシステムにおいて、非線形性により時間挙動が複雑な振る舞いをするのが広く知られている。このような振る舞いは一般にカオスと称され、種々の立場から特徴付けが行われている [90-93]。また、カオスとともに空間的な自己相似性をもつフラクタル現象 [94] が見られることが多い。数学的あるいは数値計算上では、システムの時空間発展の振る舞いを記述する非線形微分方程式を解くことは困難である。そのため、非線形微分方程式を時間を離散的にした差分方程式の形で記述する。典型的な1次元差分方程式は、

$$x_{n+1} = f(\mu, x_n), \quad (7-1)$$

である。ここで、 f は写像、 x_n は実数 x の n 番目の値であり、 μ はパラメータである。

カオスやフラクタルは簡単な非線形変換の繰り返しにより生成されることがわかっている。2次元カオスを生成する関数の例として、馬蹄型写像 [95,96] について概説する。馬蹄

型写像 f は 2次元の平面から平面への単位正方形領域 D の写像であり、縮小、拡大した後、折り畳みを行い、単位正方形から出ていく点は無視する。

$$f : D \rightarrow R^2, D = \{ (x, y) \in R^2 \mid 0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1 \} . \quad (7-2)$$

馬蹄型写像は前方反復と後方反復の2つの写像があり、前方反復を図7.1 (a) に示し、次の変換により定義する。

$$f(H_0) : \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}, \quad (7-3)$$

$$f(H_1) : \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -a & 0 \\ 0 & -b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ b \end{bmatrix}, \quad (7-4)$$

ここで、 $0 < a < 1/2$ かつ $b > 2$ である。馬蹄型写像の前方反復は横長の帯 H_0 を縦長の帯 $V_0 = \{ (x, y) \mid 0 \leq x \leq a \}$ に変換し、帯 H_1 を縦長の帯 $V_1 = \{ (x, y) \mid (1-a) \leq x \leq 1 \}$ に変換する。

$$f(H_0) = V_0, \quad (7-5)$$

$$f(H_1) = V_1, \quad (7-6)$$

帯 H_1 は折り畳みの際、180度回転される。この変換を繰り返すことにより、水平方向にカントール集合 (Cantor set) が得られる。後方反復は縦長な長方形 V_0 と V_1 をそれぞれ横長な長方形 H_0 と H_1 に変換する。また、馬蹄型写像の後方反復が図7.1 (b) に示す。後方反復の数学的記述を示す。

$$f^{-1}(V_0) : \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/a & 0 \\ 0 & 1/b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix}, \quad (7-7)$$

$$f^{-1}(V_1) : \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1/a & 0 \\ 0 & -1/b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1/a \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (7-8)$$

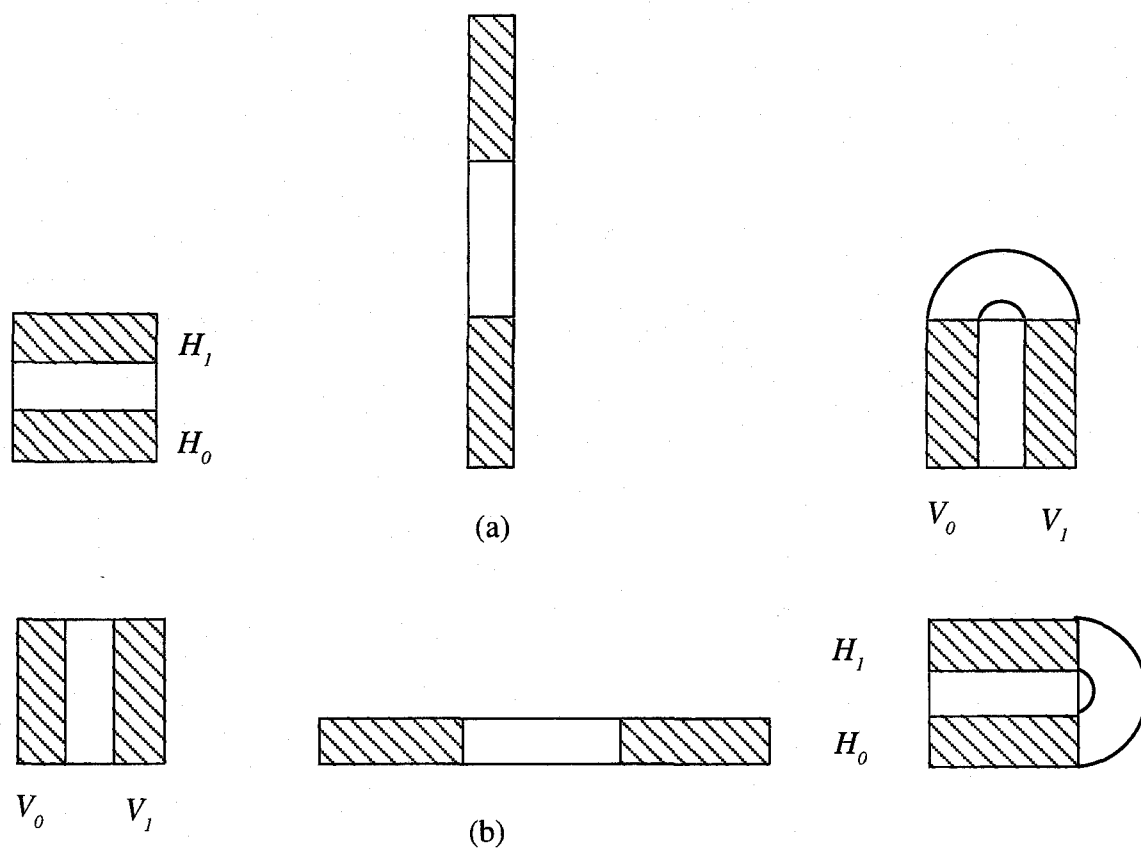


図7.1 馬蹄型写像の (a) 前方反復 (b) 後方反復

馬蹄型写像の後方反復 f^{-1} は、垂直方向にコントロール集合を作成する。さらに、馬蹄型の前方反復と後方反復の2つの写像の不変集合 Λ は、 f と f^{-1} のすべての反復のもとで領域 D にとどまるすべての点の集合であり、

$$\Lambda = \dots \cap f^{-2}(D) \cap f^{-1}(D) \cap D \cap f(D) \cap f^2(D) \cap \dots, \quad (7-9)$$

となる。この点の集合は横長と縦長の長方形の無限個の共通部分から成り立っており、2つのコントロール集合の積となる。

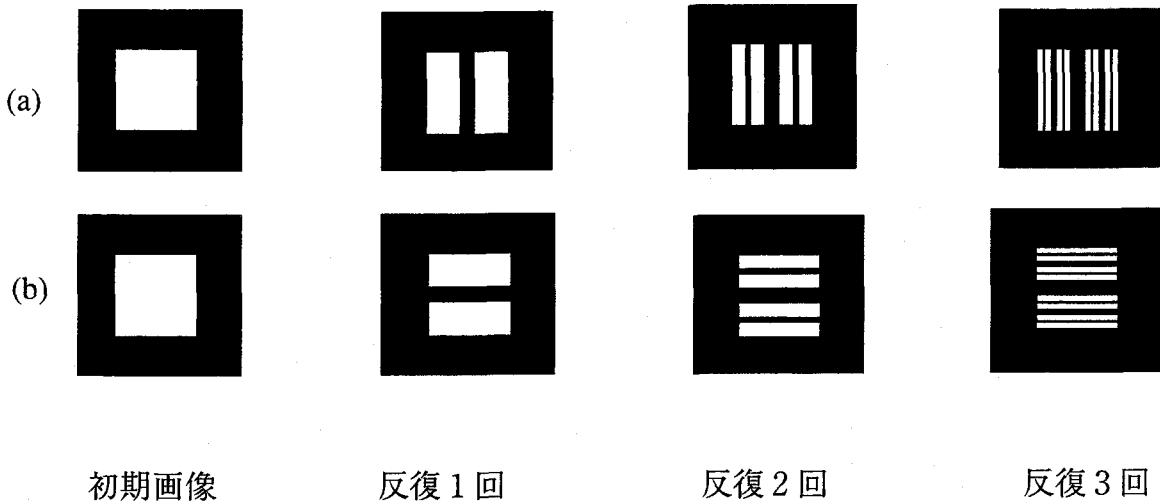


図7.2 馬蹄型写像による反復演算；(a) 前方反復 (b) 後方反復

次に、馬蹄型写像の振る舞いを記述する符号化方法と記号力学について述べる。初期画像は領域 D 内の単位正方形とする。馬蹄型写像の1回目の前方反復により初期画像は、2つの縦長の長方形 V_0, V_1 に変換される。 V_0 は左にある縦長の長方形であり、 V_1 は右にある縦長の長方形である。2回目の前方反復により、 V_0, V_1 は4つの縦長の長方形を生成する。それらを左から右に $V_{00}, V_{01}, V_{11}, V_{10}$ とラベル付けをする。一般に、 n 回の反復は 2^n 個の長方形を生成し、各帯の幅は a^n である。縦長の帯のラベル付けは以下のように行う。現在の帯が単位正方形の中心より左にあれば、前の長方形のラベルの前に0を付ける。右にあれば、1を付け加える。このように縦長の帯に各々の記号の遍歴を割り当てる。

$$V_{s_1 s_2 \dots s_n}, \tag{7-10}$$

この記号遍歴は、 n 回の反復によって縦長の帯がたどる近似的な軌道を与える。同様に、後方反復は、 n 回の反復で 2^n 個の横長の長方形を生成し、各帯の高さは $1/b^n$ である。2つの横長の帯 H_0, H_1 から、後方反復は4つの横長な長方形を生成し、それらを下から上に向かって $H_{00}, H_{01}, H_{11}, H_{10}$ とラベルを付ける。横長の帯のラベル付けは、現在の帯が単位正方形の中心より下にあれば、前の長方形のラベルの前に0を付ける。上にあれば1を付け加える。このように縦長の帯に各々の記号の遍歴を割り当てる。

$$H_{s_0 s_1 \dots s_{n-1}}, \quad (7-11)$$

前方反復と後方反復との共通部分に、両側に無限に続く記号列を割り当てると、

$$\dots s_{-n} \dots s_{-2} s_{-1} s_0 s_1 s_2 \dots s_n \dots, \quad (7-12)$$

となる。この記号列は不変集合内の1点を形成する縦長の帯と横長の帯のラベルを表し、不変集合内の点を同定することができる。小数点の右側 $(s_0 s_1 s_2 \dots s_n \dots)$ は横長の帯 $H_{s_0 s_1 \dots s_{n-1}}$ のラベルであり、左側 $(\dots s_{-n} \dots s_{-2} s_{-1})$ は縦長の帯 $V_{s_{-1} s_{-2} \dots s_{-n}}$ のラベルを逆向きに書いたものである。次に、ずらし写像 σ を次式で定義する。

$$\sigma(s) = (\dots s_{-n} \dots s_{-2} s_{-1} s_0 s_1 s_2 \dots s_n \dots), \quad (7-13)$$

すなわち、

$$\sigma(s_i) = s_{i+1}, \quad (7-14)$$

である。両側に無限に続く記号列の空間でのずらし写像と馬蹄型写像は対応関係にある [92]。前述のように、馬蹄型の不変集合は横長の帯と縦長の帯との無限個の共通部分から成り立っている。これらの共通部分は、記号力学でラベル付けされ、馬蹄型写像によって不変集合の1点はずらし写像によって移されるもう一つの不変集合の1点に移される。したがってずらし写像は馬蹄型写像と同様、初期条件への敏感な依存性を示す。この性質は、一般的にカオスの集合を定義するものとみなされる。

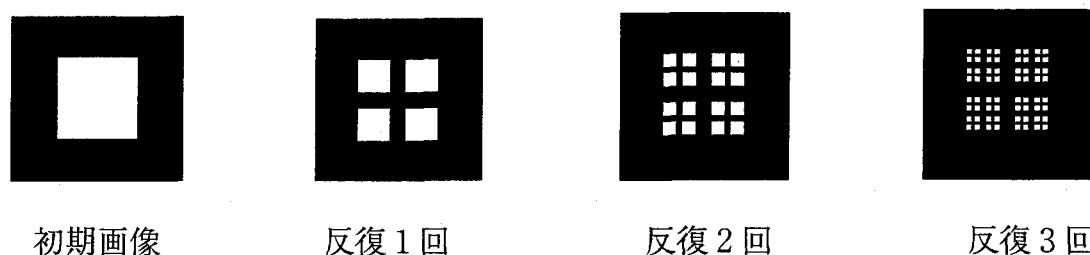


図 7.3 馬蹄型写像の前方反復と後方反復の不変集合

7.3 並列光フィードバックシステム

カオス、フラクタルなどの時空間現象の発生には計算機による数値計算の他に、フィードバックシステムが有効である。フィードバックシステムは反復演算を効率よく行うシステムであり、多様な時空間現象の生成、解析に有効である。TVフィードバックシステムは、TVカメラとCRTディスプレイから構成される [97,98]。TVフィードバックシステムでは、電気と光の2種類の信号により情報を処理する。CRTディスプレイとTVカメラの間の信号伝達は光学的に行う。また、TVカメラからCRTディスプレイの間の信号伝達は電氣的に行い、光学的に信号を伝達する部分では、光学的フィルターやレンズ、ミラー、光学結晶などを用いて、信号を並列に処理することができる。また、電氣的処理部分では、デジタルシグナルプロセッサやオペアンプなどの電氣的演算回路を挿入することにより柔軟かつ複雑な処理を行うことができる。TVフィードバックシステムを用いて、複雑な図形が生成できることが報告されており、2次元力学系のシュミレータとしての利用が提案されている [97-100]。

しかし、TVフィードバックシステムは、CRTディスプレイ表示の離散性に起因する量子化誤差やTV信号処理系の逐次性などのために処理の柔軟性や能力に制限がある。非線形光学現象を調べることを目的として、空間光変調素子を用いることにより、空間座標は連続な値をとることができる完全並列処理が可能な光フィードバックシステムを提案する。光学的に変換を実現することにより、像上のすべての点はデータ面での連続性から量子化誤差なしで写像することができる。したがって、光フィードバックシステムでは空間データとして連続な値を取る画像を用い、フィードバックシステムの反復回数をその時間軸とした離散的なモデルである。また、データ面の連続性は、実数に基づくカオスおよびフラクタル現象を

調べる上で有効であり、光の並列性、高速性、情報容量といった特徴をいかした複雑な時空間現象の発生および解析が可能となる。

7.4 実験結果

2次元写像である馬蹄型写像を2つの光書き込み型液晶空間光変調素子と変換光学系から成る光フィードバックシステムにより光学的に実現した。空間光変調素子には、セイコー電子工業(株)により開発された強誘電性結晶を用いた光アドレス型空間光変調素子、LAPS-SLM (Light Addressed Photoconductor and Smectic C* Liquid Crystal Spatial Light Modulator) [101]を用いた。LAPS-SLMの有効面積は約20 x 20 mm²であり、解像度はカタログ値で最高200本/mmである。図7.4に実験システムの概念図を示す。光路1,2の2つの変換光学系は馬蹄型写像の前方反復と後方反復に対応している。変換光学系は、像の拡大、縮小を行う円筒レンズ系、像の平行移動を行う鏡、そして像の分離、合成を行う偏光素子から成り立っている。像の記録には、空間光変調素子を用いた。また、コヒーレントノイズを防ぐために、拡散板を使用した。図7.5にシステムの外観図を示す。

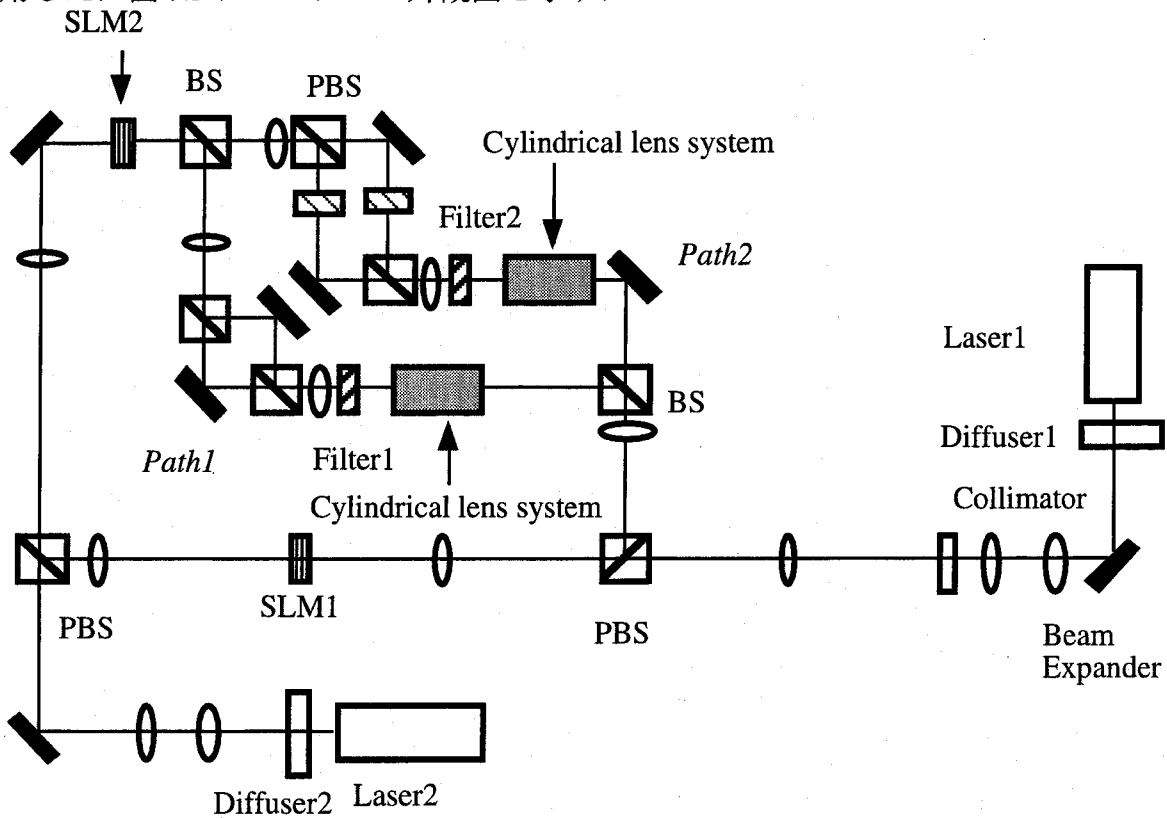


図7.4 実験光学系; SLM:空間光変調素子, BS:ビームスプリッター, PBS:偏光ビームスプリッター

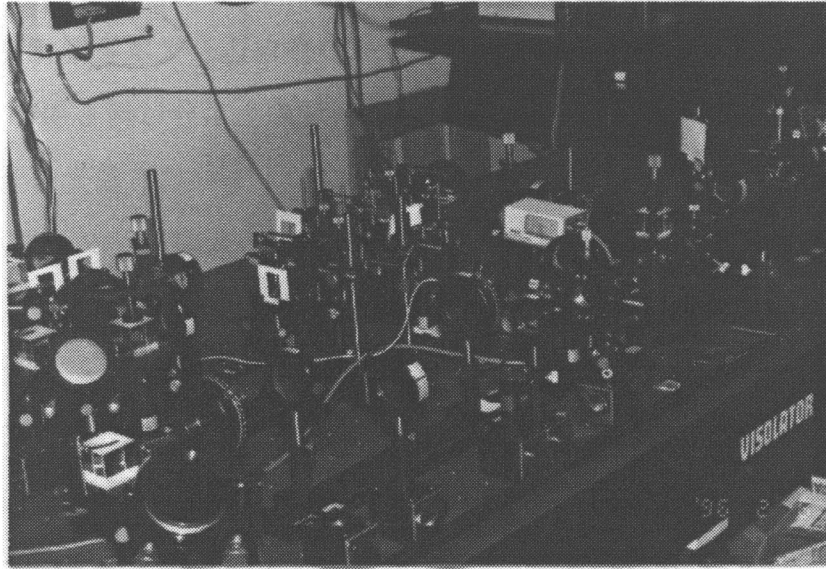


図 7.5 実験光学系の外観図

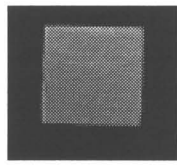
システムの処理手順は以下の通りである。

1. 初期画像（単位正方形）を入力面におき，レーザー 1 で右から空間光変調素子に書き込む。
2. 同じレーザー 1 で，空間光変調素子 1 に書き込まれた像を読み出す。
3. 読み出された像は，変換光学系で変換する。変換像は空間光変調素子 2 に結像し，書き込む。空間光変調素子 2 は，ラッチと信号増幅の役割を持つ。ここで，空間光変調素子 1 の像を消去しておく。
4. 空間光変調素子 2 の像をレーザー 2 で読み出し，左から空間光変調素子 1 に書き込む。同様な操作を繰り返すことにより，反復演算が繰り返し実現することができる。

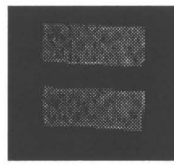
2つの変換光学系はそれぞれ前方反復と後方反復の2つの変換を行う。ビームスプリッターにより分割した像を，それぞれ異なる円筒レンズ系に入射する。円筒レンズ系では，像の拡大，縮小を行う。変換した像は，偏光状態を利用して像の分離を行い，像の合成をする。円筒レンズ系では焦点距離 100 mm，40 mm の円筒レンズを組み合わせ用いる。入力像に対し，光路 1 では縦方向に 2.5 倍に拡大し，横方向に 0.4 倍に縮小する。また，光路 2 では横方向に 2.5 倍に拡大し，縦方向に 0.4 倍に縮小する。像の分割，合成方法を光路 1 を例に

とって概説する。像の分離，合成は偏光状態を利用したフィルターと偏光ビームスプリッターとミラーから実現する。空間光変調素子1への書き込み光はP偏光であるので，読み出された光は偏光が90度回転し，S偏光になる。領域の上半分は何も用いず，中央に光を遮る部分，領域の下半分は半波長板からできているフィルターにS偏光の光が入射する。領域の上半分を透過した光はS偏光であるので，偏光ビームスプリッターで反射される。しかし，領域の下半分を透過した光は，半波長板により偏光が90度回転し，P偏光になるので，偏光ビームスプリッターを透過する。この2つの領域をミラーと偏光ビームスプリッターを用いて合成することにより，馬蹄型写像の前方写像を得ることができる。同様に，光路2において，馬蹄型写像の後方写像が実現できる。前方写像による像と後方写像による像をビームスプリッターを用いて合成し，この像を空間光変調素子2に書き込む。ここで，空間光変調素子への書き込み電圧により光の強度を閾値処理を行い，前方写像と後方写像の共通部分のみ空間光変調素子2に書き込む。これは，AND演算に対応している。

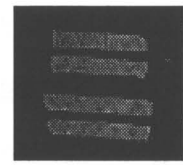
実験結果を以下に示す。分解能テストチャートを入力とし，反復を1回行い，像の劣化を調べた。このシステムでは，約9本/mm程度の解像度を得ることができた。また，本システムにおける空間光変調素子の書き込み時間は，100msであり，1回の反復に要する時間は300msとなる。図7.6に馬蹄型写像の前方反復を4回繰り返した結果を示す。入力画像は4mm x 4mmの正方形とした。



初期画像



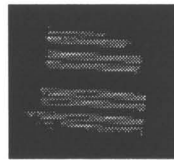
反復1回



反復2回



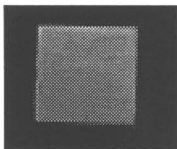
反復3回



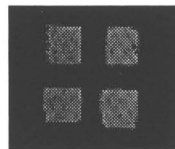
反復4回

図 7.7 馬蹄型写像の前方反復による演算結果

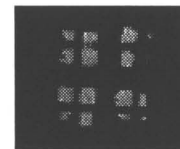
前方写像の式(7-3)と(7-4)と後方写像の式(7-5)と(7-6)に対応する変換を行い，両者の共通部分の反復結果を図 7.7 に示す．



初期画像



反復1回



反復2回

図 7.7 馬蹄型写像による反復演算結果

7.5 結言

並列光フィードバックシステムの応用として、カオス的な振る舞いを示す馬蹄型写像を光学的に実現した。時空間現象の解析や情報処理への応用に対して、TVフィードバックシステムは、その特性上、実数に基づくカオスの生成には制限がある。また、その逐次的な処理系も、正確な変換の実現の観点から問題がある。したがって、光の持つ並列性と情報の連続性を用いた光フィードバックシステムはカオス現象を調べる上で有効である。本研究では、光学的に並列に像を読み書きできる空間光変調素子を用いて光フィードバックシステムを構成した。この系は光学的に変換を実現するため、像上のすべての点を量子化誤差なしで写像することができる。馬蹄型写像の反復的実行により、自己相似図形を得た。光学的な変換結果は、傾きや歪みが生じ、理論的結果と異なる。その原因として、収差、回折、像の傾き、光の強度、光源の不均一性、空間光変調素子の空間的な不均一性、分解能の限界が挙げられる。カオス的な振る舞いをするシステムにおいて、誤差は指数関数的に拡大されるので、実験におけるこれらの誤差、歪みも指数関数的に拡大されることになる。非線形光フィードバックシステムにおいて、光学系における収差や回折などは不可避であるが、これらを含んだ光学系の変換関数によりカオスおよびフラクタルが生成される方法を検討すれば、光学系の問題点を利点としてを活かすことができると考えられる。超短光パルスによる媒質中のフィラメント形成は、非線形光学効果による時空間的な放射エネルギーの集中と考えられているが、連続スペクトル白色光パルスの発生と同時に起こることが多い。これら非線形過程の時空間的發展の解析には、計算機による数値的解析とともに光を用いた非線形シミュレーターの利用は有効であると考えられる。

総括

本論文では、光散乱性媒質の3次元空間情報と分光情報を同時に抽出する光学干渉計システム、すなわち干渉分光トモグラフィーシステムを構築することを目的として、幾つかの試作システムについて実験的知見を蓄積し、それらを解析し体系化を行った。また、高輝度かつ広帯域の光源の開発を目的として、新しい連続スペクトル白色光源アレイを発生させ、その光学的特性を評価した。以下に、本研究で得られた成果ならびに新しい知見を各章毎に総括し、今後の課題について述べる。

緒論では、本研究の背景と目的、およびその意義について述べた。

第1章では、超短光パルスと連続スペクトル白色光パルスについて述べた。まず、超短光パルス自体と超短光パルスによる非線形光学効果について概説し、連続スペクトル白色光パルスの発生方法とその発生機構について述べた。

第2章では、低コヒーレンス干渉法、および干渉分光トモグラフィーの原理と特徴について述べた。従来の低コヒーレンス干渉法は光源のコヒーレンス長程度の解像限界で計測対象の反射面の位置を特定できるが、分光情報を同時に抽出することはできないことを指摘した。次に、計測対象の3次元空間情報と分光情報を同時に抽出することを目的とした干渉分光トモグラフィーの原理をマイケルソン型干渉計を用いたシステムにより説明した。計測対象からの反射光に関する分光情報は干渉信号に含まれているので、白色光源を用いることにより、干渉信号から広いスペクトル領域内の分光情報を抽出することができる。具体的には、波数領域において中心波数の異なる連続した通過帯域を持つフィルター群を用いて抽出処理を行う。ここで、各帯域内で再生された干渉信号は、計測対象からの反射光と参照光に関する相互コヒーレンス関数と各帯域通過フィルターとの実空間でのコンボリューション積分となることを述べ、奥行き情報と分光情報を同時に与えることができることを述べた。このことから、干渉分光トモグラフィーでは、実空間内の奥行き解像限界とスペクトル領域の分解能を同時に高めることはできないというトレードオフの関係も触れた。

第3章では、奥行き情報と分光情報を同時に抽出することを目的として、連続スペクトル白色光パルスを用いた干渉分光トモグラフィー光学系を試作し、実験結果について述べた。干渉分光トモグラフィーにおいて信号に含まれる情報量は光源のスペクトル帯域幅で決定さ

れるため、広帯域の連続スペクトル白色光パルスを用いた。増幅されたチタンサファイアレーザー（エネルギー $300 \mu\text{J}/\text{pulse}$ ，繰り返し周波数 1 kHz ，中心波長 800 nm ）を焦点距離 100 mm のレンズにより四塩化炭素（ 10 mm セル）に集光することにより得られる連続スペクトル白色光パルスの輝度は、可視域において約 10^4 K の黒体放射のそれと等価であるとの知見を得た。この連続スペクトル白色光パルスを用いて着色層状媒質の計測を行い、数 μm の空間解像度で反射面の位置を特定し、さらに干渉分光トモグラフィーの原理に基づき、奥行き情報と分光情報を同時に抽出できることを実験で示した。

第4章では、マイクロレンズアレイを用いた共焦点アレイ干渉計による干渉分光トモグラフィーを提案した。共焦点アレイ干渉計では多重散乱光の影響を軽減させた上で、多点の情報を同時に計測することができる。このシステムの原理について述べ、本手法の原理確認のために、前述の連続スペクトル白色光パルスを用いた試作システムにより金属の表面形状計測（空間サンプル点数 35×35 点）を行い、金属材料表面が並列的に測定可能であることを示した。散乱性媒質の測定では、光源である連続スペクトル白色光パルスの強度のゆらぎのため、散乱性媒質や多層媒質の測定はできなかった。

第5章では、高い信号対雑音比をもつ異なる2つの分散型干渉分光トモグラフィーの原理を提案した。走査方式分散型干渉分光トモグラフィーとスペクトル干渉法に基づく分散型干渉分光トモグラフィーの原理を述べ、従来の白色干渉法と比較して、高い信号対雑音比を持つことを示した。増幅されたチタンサファイアレーザー（エネルギー $4 \mu\text{J}/\text{pulse}$ ）をマイクロレンズ（焦点距離： 10 mm ，開口： $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ ）を用いて水中（厚さ 5 mm のセル）に集光することにより得られる連続スペクトル白色光パルスを用いて、着色層状媒質の測定を行い、奥行き情報と分光情報を同時に抽出できることおよび本手法が高い信号対雑音比を持つことを実験により示した。

第6章では、マイクロレンズアレイを用いた連続スペクトル白色光源アレイの発生方法を提案し、実験により高い空間コヒーレンスを有することを示した。増幅されたチタンサファイアレーザー（エネルギー $700 \mu\text{J}/\text{pulse}$ ）をマイクロレンズアレイ（焦点距離： 10 mm ，ピッチサイズ： $300 \mu\text{m}$ ）を用いて水中（厚さ 5 mm のセル）に集光することにより、約 100 個の連続スペクトル白色光源アレイを作製することに成功した。各マイクロレンズに入射するレーザーパルスのエネルギーは約 $4 \mu\text{J}/\text{pulse}$ であり、連続スペクトル白色光源アレイ光源

における光源要素の間隔は $300\ \mu\text{m}$ 、光源要素の直径は約 $10\ \mu\text{m}$ （半値全幅）であった。まず、連続スペクトル白色光源アレイ中の光源要素に着目し、焦点付近の強度分布の波長依存性を調べ、次に連続スペクトル白色光源アレイの光源要素が高い輝度と低い時間コヒーレンスを持つことを確認した。さらに、ケスタープリズムを用いた波面折畳み干渉計により連続スペクトル白色光源アレイの空間コヒーレンスを測定した。その結果、連続スペクトル白色光源アレイの光源要素内のコヒーレンス度は、 0.9 以上であると確認した。また、連続スペクトル白色光源アレイの隣り合う2つの光源は互いに 0.9 以上の空間コヒーレンスを有することを確認した。続いて、連続スペクトル白色光源アレイにおいて3個または7個の光源の列を選択し、その両端の光源要素間のコヒーレンス度はともに 0.85 以上であることを明らかにした。さらに、連続スペクトル白色光源アレイ中の隣り合う点2つの光源要素の遠視野における干渉縞を測定し、連続スペクトル白色光源アレイ中の大半の光源要素間にも高い空間コヒーレンスが存在することを確認した。また、この連続スペクトル白色光源アレイの高い空間コヒーレンスは、単純な自己位相変調だけでは説明できないことを数値計算により明らかにした。

第7章では、並列光フィードバックシステムを提案した。非線形光学過程の時空間パターンの生成、発展の解析には、光を用いた非線形シミュレーターが有効であると考えられ、光を用いた非線形フィードバックシステムを作製し、非線形過程の時空間パターンの生成、発展の解析を行った。具体的には、非線形写像として、馬蹄系写像を用いた非線形光フィードバックシステムを構築し、2次元の時空間パターンの生成、発展を調べ、短時間のシミュレーションが可能であることを確認した。

今後の課題としては、以下の事項があげられる。

まず、連続スペクトル白色光パルスは、高輝度かつ広帯域であり、様々な白色干渉計測に適用することが可能であるが、その強度変動が応用上問題であることが明らかになった。この強度変動は、連続スペクトル白色光パルスを励起するチタンサファイアレーザー光パルスの強度変動と連続スペクトル白色光パルス発生過程の不安定性が原因と考えられる。散乱が顕著な生体組織の測定をはじめ実用的な応用のためには、この連続スペクトル白色光パルスの経済的な発生方法、高輝度化、スペクトル形状および全光量の安定化の方法を検討してい

く必要がある。連続スペクトル白色光パルスの強度を安定化させるには、光ファイバーを用いて連続スペクトル白色光パルスを発生させ、入射励起レーザー光パルスの強度をモニターし、光ファイバー中の伝搬遅れを利用して、発生した連続スペクトル白色光パルス強度の安定化を実現することが考えられる。

また、本研究では、連続スペクトル白色光源アレイの空間コヒーレンスに関して、単純な自己位相変調だけでは説明できないことを数値計算により明らかにした。連続スペクトル白色光源アレイの高い空間コヒーレンスの解明、正確な評価には、自己集束、自己急峻化、非線形屈折率の緩和時間など連続スペクトル白色光パルス発生に関連する全ての要因を考慮し、時間、空間に依存した非線形3次元空間波動方程式を解く必要がある。このことは、連続スペクトル白色光パルスの発生機構の解明につながるものと考えられる。

超短光パルスによる媒質中のフィラメント形成および連続スペクトル白色光パルスの発生をはじめ非線形光学効果の時空間的発展の解析には、計算機による数値的解析以外に光を用いた非線形シミュレーターの利用が有効である。非線形光フィードバックシステムにおいて、光学系における収差や回折などは不可避であるが、これらを含んだ光学系の変換関数によりカオスおよびフラクタルが生成される方法を検討すれば、光学系の問題点を利点としてを活かすことができると考えられる。

また、干渉計を用いた空間情報と分光情報の同時抽出に関して、生体内 (*in vivo*) 組織の測定、ダイナミックな測定には、測定時間の高速化とともに高い信号対雑音比を持つシステムの実用化が望まれる。また、高分解能、長作動距離の駆動素子を利用すれば、奥行き方向に制限なく計測対象の深さ情報と分光情報を同時に得ることができる。

謝辞

本研究は、大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻において、伊東一良教授のご指導の下に行ったものである。終わりに臨み、終始懇切なるご指導とご助言を賜りました伊東教授に深く感謝の意を表すとともに厚くお礼申し上げます。

本学大学院工学研究科一岡芳樹教授、後藤誠一教授、中村收助教授、ならびに西島国介助教授には、本論文作成にあたり詳しくご検討頂き、貴重なご意見を頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

第7章の実験に関して、本学大学院工学研究科谷田純助教授、助手小西毅博士には、貴重なご指導とご助言を賜りました。深く感謝の意を表すとともに厚くお礼申し上げます。

第3章から第6章までの実験において使用したレーザー装置に関して、本学大学院工学研究科助手溝口幸司博士、助手朝日剛博士、大阪大学ベンチャービジネスラボラトリー助手西山桂博士には有益なご助言をいただきました。各氏に感謝いたします。

本学の卒業生である平井亜紀子博士（現計量研究所）には、プログラム作成に関して親切なご指導をいただきました。深く感謝の意を表します。また、井上卓博士（現浜松ホトニクス株式会社）、廣川勝久博士（現広島県立東部工業技術センター）には、有益なご助言をいただきました。両氏に感謝いたします。

第4章から第6章までの実験で使用したマイクロレンズアレイを提供していただいたナルックス株式会社北川貞次氏には深く感謝の意を表します。

本学学生の増田善裕氏には、実験の遂行や電子計算機によるデータ処理ならびに、本論文作成にあたり多大なるご協力をいただきました。心から感謝いたします。第6章の実験ならびに、本論文作成にあたり貴重なご意見をいただきました本学学生有本英伸氏には心から感謝いたします。

本研究の遂行にあたって、日本育英会より奨学金を受けました。ここに深く感謝いたします。

6年間の研究生生活の中で、様々な形でご協力、ご援助を頂いた伊東研究室、一岡研究室の皆様には深く感謝いたします。

第3章から第6章までの実験は大阪大学ベンチャービジネスラボラトリーにおいて行われました。

参考文献

1. G. Müller, B. Chance, R. Alfano, S. Arridge, J. Beuthan, E. Gratton, M. Kaschke, B. Masters, S. Svanberg, and P. van der Zee, *Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring* (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1993).
2. V. V. Tuchin, ed., *Selected Paper on Tissue Optics: Applications in Medical Diagnostics and Therapy* (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1994).
3. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography," *Science* **254**, 1178-1181 (1991).
4. 丹野直弘, 市村勉, 佐伯昭雄, 特許第 20100425 号.
5. K. Takada, I. Yokohama, K. Chida, and J. Noda, "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," *Appl. Opt.* **26**, 1603-1606 (1987).
6. B. L. Danielson and C. D. Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution," *Appl. Opt.* **26**, 2836-2842 (1987).
7. R. C. Youngquist, S. Carr, and D. E. N. Davies, "Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique," *Opt. Lett.* **12**, 158-160 (1987).
8. M. Davidson, K. Kaufman, I. Mazor, and F. Cohen, "An application of interference microscopy to investigated circuit inspection and metrology," in *Integrated Circuit Microscopy; Inspection, and Process Control*, K. M. Monahan, ed., *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **775**, 233-247 (1987).
9. B. S. Lee and T. C. Strand, "Profilometry with a coherence scanning microscope," *Appl. Opt.* **29**, 3784 - 3788 (1990).
10. G. S. Kino and S. S. C. Chim, "Mirau correlation microscope," *Appl. Opt.* **29**, 3775-3783 (1990).
11. T. Dresel, G. Häusler, and H. Venzke, "Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar," *Appl. Opt.* **31**, 919-925 (1992).
12. A. F. Fercher, K. Mengedoht, and W. Werner, "Eye-length measurement by interferometry with

-
- partially coherent light," *Opt. Lett.* **13**, 186-189 (1988).
13. H. H. Gilgen, R. P. Novà, R. P. Salathé, W. Hodel, and P. Beaud, "Submillimeter optical reflectometry," *J. Lightwave. Tech.* **7**, 1225-1233 (1989).
 14. A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, and M. Juchem, "Measurement of intraocular distances using partially coherent laser light," *J. Mod. Opt.* **38**, 1327-1333 (1991).
 15. C. K. Hitzenberger, "Measurement of corneal thickness by low-coherence interferometry," *Appl. Opt.* **31**, 6637-6642 (1992).
 16. X. Clivaz, F. Marquis-Weible, R. P. Salathé, R. P. Novàk, and H. H. Gilgen, "High-resolution reflectometry in biological tissues," *Opt. Lett.* **17**, 4-6 (1992).
 17. C. Froehly, A. Lacourt, and J. Ch. Viénot, "Notions de réponse impulsionnelle de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et application," *Nouv. Rev. d'Opt.* **4**, 183-196 (1973).
 18. J. P. Goedgebuer, A. Lacourt, and J. Ch. Viénot, "Holographic behaviour of channelled spectra space and time optics," *Opt. Commun.* **16**, 99-103 (1976).
 19. J. P. Goedgebuer, A. Lacourt, and M. Guignard, "Construction of an interferometric gauge system for thickness measurement in white light," *Opt. Laser Technol.* **10**, 193-196 (1978).
 20. C. Saintz, J. Calatroni, and G. Tribillon, "Refractometry of liquid samples with spectrally resolved white light interferometry," *Measurements in Science and Technology* **1**, 356-361 (1990).
 21. C. Saintz, P. Jourdain, R. Escalona, and J. Calatroni, "Real time interferometric measurements of dispersion curves," *Opt. Commun.* **110**, 381-390 (1994).
 22. A. L. Guerrero, C. Saintz, H. Perrin, R. Castell, and J. Calatroni, "Refractive index distribution measurements by means of spectrally-resolved white-light interferometry," *Optics and Laser Technology* **1**, 333-339 (1990).
 23. Schwider and L. Zhou, "Dispersive interferometric profilometer," *Opt. Lett.* **19**, 995-997 (1994).
 24. P. Sandoz, G. Tribillon, and H. Perrin, "High-resolution profilometry by using phase calculation algorithms for spectroscopic analysis of white-light interferograms," *J. Mod. Opt.* **43**, 701-708 (1996).
 25. P. de Groot, "Use of a multimode short-external-cavity laser diode for absolute-distance

- interferometry," *Appl. Opt.* **32**, 4193-4198 (1993).
26. A. P. Kovács, K. Osvay, Zs. Bor, and R. Szipöcs, "Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry," *Opt. Lett.* **20**, 788-790 (1995).
 27. H. Bouasse and Z. Carrière, *Interférences* (Delagrave, Paris, 1923).
 28. A. F. Fercher, "Optical coherence tomography," *J. Bio. Opt.* **1**, 157-173 (1996).
 29. A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. El-Zaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry," *Opt. Commun.* **117**, 43-48 (1995).
 30. A. Baumgartner, B. Möller, C. K. Hitzenberger, W. Drexler, and A. F. Fercher, "Measurements of the posterior structures of the human eye in vivo by partial coherence interferometry using diffractive optics," in *Coherence Domain Optical Methods in Biomedical Science and Clinical Applications*, V. V. Tuchin and A. Katzir, eds., Proc. SPIE **2981**, 85-93 (1997).
 31. G. Häusler, German patent DE 41 08 944 (1991).
 32. M. Bail, A. Eigensee, G. Häusler, J. M. Hermann, and M. W. Lindner, "3D imaging of human skin-optical *in vivo* tomography and topography by short coherence interferometry," in *Coherence Domain Optical Methods in Biomedical Science and Clinical Applications*, V. V. Tuchin and A. Katzir, eds., Proc. SPIE **2981**, 64-75 (1997).
 33. M. Bail, G. Häusler, J. M. Hermann, M. W. Lindner and R. Ringler, "Optical coherence tomography with spectral radar - fast optical analysis in volume scatters by short coherence interferometry," in *Photon Propagation in Tissue II*, D. A. Benaron, B. Chance, G. J. Müller, eds., Proc. SPIE **2925**, 298-303 (1996).
 34. G. Häusler and M. W. Lindner, "'Coherence radar" and "spectral radar" - new tools for dermatological diagnosis," *J. Bio. Opt.* **3**, 21-31 (1998).
 35. K. Minami, T. Inoue, K. Itoh, and Y. Ichioka, "Coherence spectrotomography with reflected light from colored layers," in *Optics for Science and New Technology*, J. -S. Chang, J. -H. Lee, S. -Y. Lee, and C. H. Nam, eds., Proc. SPIE **2778**, 7P-PD-7(1994).
 36. K. Itoh, "Coherence spectral imaging," in *Optics for Science and New Technology*, J. -S. Chang, J. -H. Lee, S. -Y. Lee, and C. H. Nam, eds., Proc. SPIE **2778**, 150(1994).
 37. 南浩治, 菅武志, 井上卓, 伊東一良, 一岡芳樹, "コヒーレンス・スペクトロトモグラ

- フィー - 低干渉光干渉計測法による多層膜中間層の分光吸収率の測定," 光学 **25**, 156-160 (1996).
38. 菅武志, 井上卓, 伊東一良, 一岡芳樹, "層状媒質のコヒーレンス分光トモグラフィ," 第43回応用物理学会関係連合講演会予稿集 (1996), p. 28a-STE-19.
39. 渡辺 歴, 伊東一良, "多層媒質のコヒーレンス分光トモグラフィ," 第17回光波センシング技術研究会, 講演論文集 (1996), pp. 69-72.
40. R. R. Alfano, ed., *The Supercontinuum Laser Source* (Springer-Verlag, New York 1989).
41. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000-7000 Å via four-photon coupling in glass," *Phys. Rev. Lett.* **24**, 584-587 (1970).
42. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Observation of self-phase modulation and small scale filaments in crystals and glasses," *Phys. Rev. Lett.* **24**, 592-594 (1970).
43. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Direct distortion of electronic clouds of rare-gas atoms in intense electric fields," *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1217-1220 (1970).
44. A. Penzkofer, A. Lauberau, and W. Kaiser, "Stimulated short-wave radiation due to single-frequency resonances of $\chi^{(3)}$," *Phys. Rev. Lett.* **31**, 863-866 (1973).
45. W. L. Smith, P. Liu, and N. Bloembergen, "Superbroadening in H₂O and D₂O by self-focused picosecond pulses from a YAIG:Nd laser," *Phys. Rev. A* **15**, 2396-2403 (1977).
46. P. B. Corkum, C. Rolland, and T. Srinavaan-Rao, "Supercontinuum generation in gases," *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2268-2271 (1986).
47. P. B. Corkum and C. Rolland, "Femtosecond continua produced in gases," *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2634-2639 (1989).
48. R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirliman, R. Yen, and W. J. Tomlinson, "Femtosecond white-light continuum pulses," *Opt. Lett.* **8**, 1-3 (1984).
49. G. Yang and Y. R. Shen, "Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium," *Opt. Lett.* **9**, 510-512 (1984).
50. A. Penzkofer and W. Kaiser, "Generation of picosecond light continua by parametric four-photon interactions in liquids and solids," *Opt. Quantum Electron.* **9**, 315-349 (1970).
51. S. Belke, R. Gase, and K. Vogler, "On the generation of picosecond light continua depending

- on various nonlinear processes," *Opt. Quantum Electron.* **12**, 9-15 (1980).
52. R. Y. Chiao, P. L. Kelley, and E. Garmire, "Stimulated four-photon interaction and its influence on stimulated Rayleigh-wing scattering," *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1158-1161 (1966).
 53. Q. Xing, K. M. Yoo, and R. R. Alfano, "Conical emission by four-photon parametric generation by using femtosecond laser pulses," *Appl. Opt.* **32**, 2087-2089 (1993).
 54. R. Y. Chiao, M. A. Johnson, S. Krinsky, H. A. Smith, C. H. Townes, and E. Garmire, "A new class of trapped light filaments," *IEEE J. Quantum. Electron.* **2**, 467-469 (1966).
 55. R. G. Brewer, J. R. Lifshits, E. Garmire, R. Y. Chiao, and C. H. Townes, "Small-scale trapped filaments in intense laser beams," *Phys. Rev.* **166**, 326-329 (1970).
 56. V. I. Bespalov and V. I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids," *JETP Lett.* **3**, 307-310 (1966).
 57. A. J. Campillo, S. L. Shapiro, and B. R. Suydam, "Periodic breakup of optical beams due to self-focusing," *Appl. Phys. Lett.* **23**, 628-630 (1973).
 58. A. J. Campillo, S. L. Shapiro, and B. R. Suydam, "Relationship of self-focusing to spatial instability modes," *Appl. Phys. Lett.* **24**, 178-180 (1973).
 59. I. Golub, B. Shuker, and G. Erez, "On the optical characteristics of the conical emission," *Opt. Commun.* **57**, 143-145 (1986).
 60. I. Golub, "Optical characteristics of supercontinuum generation," *Opt. Lett.* **15**, 305-307 (1990).
 61. A. Brodeur, F. A. Ilikov, and S. L. Chin, "Beam filamentation and the white light continuum divergence," *Opt. Commun.* **129**, 193-198 (1996).
 62. H. Nishioka, W. Odajima, K. Ueda, and H. Takuma, "Ultrabroadband flat continuum generation in multichannel propagation of terawatt Ti:sapphire laser pulses," *Opt. Lett.* **20**, 2505-2507 (1995).
 63. H. Nishioka, W. Odajima, Y. Sasaki, and K. Ueda, "Super-wide-band coherent light generation of tera-watt Ti:sapphire laser pulses," *Prog. Cryst. Growth Charact.* **33**, 237-240 (1996).
 64. C. Spielmann, H. Burnett, R. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnurer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek, and F. Krausz, "Generation of coherent X-rays in the water window using 5-femtosecond laser pulses," *Science* **278**, 661-664 (1997).

-
65. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219-221 (1985).
 66. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1984).
 67. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, New York, 1992).
 68. F. Shimizu, "Frequency broadening in liquids by a short light pulse," *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1097-1099 (1967).
 69. R. R. Alfano, L. L. Hope, and S. L. Shapiro, "Electronic mechanism for production of self-phase modulation," *Phys. Rev. A* **6**, 433-438 (1972).
 70. Y. R. Shen and G. -Z. Yang, "Theory of self-phase modulation and spectral imaging," in *The Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, ed. (Springer-Verlag, New York, 1989), Chap. 1.3.
 71. A. C. Cheung, D. M. Rank, R. Y. Chiao, and C. H. Townen, "Phase modulation of Q-switched laser beams in small-scale filaments," *Phys. Rev. Lett.* **20**, 786-789 (1968).
 72. T. K. Gustafson, J. P. Taran, H. A. Haus, J. R. Lifshitz, and P. L. Kelly, "Self-modulation, self-steepening, and spectral development of light in small-scale trapped filaments," *Phys. Rev.* **177**, 306-313 (1969).
 73. Y. R. Shen and M. M. T. Loy, "Theoretical investigation of small-scale filaments of light originating from moving focal spots," *Phys. Rev. A* **3**, 2099-2105 (1971).
 74. G. K. L. Wong and Y. R. Shen, "Study of spectral broadening in a filament of light," *Appl. Phys. Lett.* **21**, 163-165 (1972).
 75. Y. R. Shen and G. -Z. Yang, "Theory of self-phase modulation and spectral imaging," in *The Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, ed. (Springer-Verlag, New York, 1989), Chap. 1.5.1.
 76. J. T. Manassah, M. A. Mustafa, R. R. Alfano, and P. P. Ho, "Spectral extent and pulse shape of the supercontinuum for ultrashort laser pulse," *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 197-204 (1986).
 77. P. A. Barnes and K. E. Rieckhoff, "Laser induced underwater sparks," *Appl. Phys. Lett.* **13**, 282-284 (1968).
 78. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, London, 1975).
 79. J. M. Schmitt, A. Knüttel, and M. J. Yadlowsky, "Confocal microscopy in turbid media," *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 2226-2235 (1994).

80. J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence microscopy in scattering media," *Opt. Lett.* **19**, 590-592 (1994).
81. J. M. Schmitt, M. J. Yadlowsky, and R. F. Bonner, "Multiple scattering in optical coherence microscopy," *Appl. Opt.* **34**, 5699-5707 (1995).
82. L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1995), p. 58.
83. Y. Sheng, D. Roberge, and H. H. Szu, "Optical wavelet transform," *Opt. Eng.* **31**, 1840-1845 (1992).
84. T. Wilson, ed., *Confocal Microscopy* (Academic Press, London, 1990).
85. T. Wilson and G. Sheppard, *Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy* (Academic Press, London, 1983).
86. H. J. Tiziani and H. -M. Uhde, "Three-dimensional analysis by a microlens-array confocal arrangement," *Appl. Opt.* **33**, 567-571 (1994).
87. C. H. Skinner and P. D. Kleiber, "Observation of anomalous conical emission from laser-excited barium vapor," *Phys. Rev. A* **21**, 151-156 (1979).
88. Y. H. Meyer, "Multiple conical emission from near resonant laser propagation in dense sodium vapor," *Opt. Commun.* **34**, 439-444 (1980).
89. M. A. Vorontsov and W. B. Miller eds, *Self-Organization in Optical Systems and Applications in Information Technology* (Springer, Berlin, 1995).
90. R. L. Devaney, *An introduction to chaotic dynamical systems* (Benjamin/Cummings Publishing, Menlo Park, 1986).
91. G. L. Baker and J. P. Gollub, *Chaotic Dynamics an introduction* (Cambridge University Press, London, 1990).
92. N. B. Tufillaro, T. Abbott, and J. Reilly, *An Experimental Approach to Nonlinear Dynamics and Chaos* (Addison-Wesley Publishers, Massachusetts, 1992).
93. R. M. May, "Simple mathematical models with very complicated dynamics," *Nature* **261**, 459-467 (1976).
94. M. F. Barnsley, *Fractal Everywhere* (Academic, Boston, 1988).

-
95. L. P. Cornfeld, S. V. Formin, and G. Ya. Sinai, *Ergodic Theory* (Springer, Berlin, 1982).
 96. S. Smale, "Diffeomorphisms with many periodic points," in *Differential and combinational topology*, S. S. Cairns, ed. (Princeton Univ. Press, Princeton, 1963), pp. 63-80.
 97. J. P. Crutchfield, "Space-time dynamics in video feedback," *Physica* **10D**, 229-245 (1984).
 98. J. P. Crutchfield, "Spatio-temporal complexity in nonlinear image processing," *IEEE Trans. Circuits Syst.* **35**, 770-780 (1988).
 99. G. Häusler, G. Seckmeyer, and T. Weiss, "Chaos and cooperation in nonlinear pictorial feedback systems. 1: Experiments," *Appl. Opt.* **25**, 4656-4663 (1986).
 100. J. Tanida, A. Uemoto, and Y. Ichioka, "Optical fractal synthesizer: concept and experimental verification," *Appl. Opt.* **32**, 653-658 (1993).
 101. S. Yamamoto, R. Sekura, J. Yamanaka, T. Ebihara, N. Kato, and H. Hoshi, "Optical pattern recognition with LAPS-SLM(1) / light addressed photoconductor and smectic c* liquid crystal spatial light modulator," *Proc. SPIE* **1221**, 273-283 (1990).

著者発表論文

本論文に関する発表論文

学術論文誌

1. Wataru Watanabe, Jun Tanida, and Yoshiki Ichioka, "Optical implementation of horseshoe map using parallel feedback system," *Opt. Rev.* **3**, 423-425 (1996).
2. Jun Tanida, Wataru Watanabe, and Yoshiki Ichioka, "High-accuracy optical computing based on interval arithmetic and the fixed-point theorem," *Appl. Opt.* **35**, 1367-1371 (1996).
3. Wataru Watanabe, Yoshiyasu Masuda, and Kazuyoshi Itoh, "Coherence spectrotomography of layered medium with white-light continuum," *Opt. Rev.* **6** (1999) (accepted for publication).
4. Wataru Watanabe, Yoshiyasu Masuda, Hidenobu Arimoto, and Kazuyoshi Itoh, "Coherent array of white-light continuum generated by microlens array," *Opt. Rev.* (submitted).
5. Wataru Watanabe, Yoshiyasu Masuda, and Kazuyoshi Itoh, "Dispersive coherence spectrotomography with white-light continuum," *Opt. Lett.* (submitted).

国際会議抄録

1. Jun Tanida, Wataru Watanabe, and Yoshiki Ichioka, "High-accuracy optical analog computing implemented on optical fractal synthesizer," in *Optical Computing*, Vol. 10, 1995 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1995), pp. 174-176.
2. Wataru Watanabe, Jun Tanida, and Yoshiki Ichioka, "Optical implementation of horseshoe map using parallel feedback system," in *1996 International Topical Meeting on Optical Computing (OC'96) Technical Digest* (Steering Committee of OC'96 and The Japan Society of Applied Physics, Tokyo, 1996), Vol.1, pp. 200-201.
3. Wataru Watanabe, Jun Tanida, and Yoshiki Ichioka, "Optical implementation of Baker's map using parallel feedback system," in *Optics for Science and New Technology*, J. -S. Chang, J. -H. Lee, S. -Y. Lee, and C. H. Nam, eds., Proc. SPIE **2778**, 537-538 (1996).
4. Jun Tanida, Toshiyuki Maeda, Wataru Watanabe, and Yoshiki Ichioka, "High-accuracy optical computing using motorized optical fractal synthesizer," in *Second International Conference on Optical Information Processing*, Z. I. Alferov, A. F. Ioffe, Y. V. Gulyaev, and D. R. Pape, eds., Proc. SPIE **2969**, 354-359 (1996).
5. Wataru Watanabe, Yoshiyasu Masuda, and Kazuyoshi Itoh, "Coherence spectrotomography with white light continuum," in *Three-Dimensional and Multidimensional Microscopy: Image Acquisition and Processing V*, C. J. Cogswell, J. -A. Conchello, J. M. Lerner, T. Lu, and T. Wilson, eds., Proc. SPIE **3261**, 305-312 (1998).
6. Kazuyoshi Itoh, Wataru Watanabe, and Yoshiyasu Masuda, "Parallelisms in interferometric fast spectral imaging," in *Three-Dimensional and Multidimensional Microscopy: Image Acquisition and Processing V*, C. J. Cogswell, J. -A. Conchello, J. M. Lerner, T. Lu, and T. Wilson, eds., Proc. SPIE **3261**, 278-288 (1998).

7. Kazuyoshi Itoh, Wataru Watanabe, and Yoshiyasu Masuda, "Coherence-based spectrotomography," in *Proc. OII'98, Topical Meeting of the International Commission for Optics*, G. G. Mu ed. (J. Optoelectronics · Laser, Tianjin, 1998), Vol. 9, Supp., pp. 233-235.

国内会議発表・抄録等

1. 渡辺 歴, 伊東一良, "多層媒質のコヒーレンス分光トモグラフィ", 第17回光波センシング技術研究会, 講演論文集 (大宮ソニックセンター, 1996年6月), pp. 69-72.
2. 渡辺 歴, 伊東一良, "後方散乱光コヒーレンス分光トモグラフィ", 第13回日本医学物理学会研究発表会, 抄録集 (大阪大学, 1996年7月), pp. 55-56.
3. 渡辺 歴, 増田善裕, 伊東一良, "高輝度白色光源を用いた後方散乱光コヒーレンス分光トモグラフィ," 第58回応用物理学会学術講演会「光CTの新展開-CW光で生体内部を探る-」シンポジウム (秋田大学, 1997年10月) p. 2p-L-8.

解説

渡辺 歴, "連続スペクトル白色光源を用いた干渉分光トモグラフィ," 光学 **28** (1999) (1999年3月刊行予定).

その他の発表論文

学術論文誌

1. Kazuyoshi Itoh, Kouichi Ikezawa, Wataru Watanabe, Yoshio Furuya, Yoshiyasu Masuda, and Tadamasa Toma, "Fabricating micro-Bragg reflectors in 3-D photorefractive waveguides," *Optics Express* **2**, 503-508 (1998).

国際会議抄録

1. Kazuyoshi Itoh, Wataru Watanabe, Kouichi Ikezawa, and Yoshio Furuya, "Micro-Bragg reflectors in photorefractive 3-D waveguides," in *Photorefractive Fiber and Crystal Devices: Materials, Optical Properties, and Applications III*, F. T. Yu and S. Yin, eds., *Proc. SPIE* **3137**, 162-170 (1997).