

双曲面型体積インターフェログラムを利用し
た全干渉型 3 次元イメージング分光法の研究

Fully passive interferometric three dimensional
imaging spectrometry based on hyperbolic-type
volume interferogram

2015 年

橋本 哲弥

Tetsuya Hashimoto

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	3
1.3 本論文の構成	4
第 2 章 光波の干渉性と空間コヒーレンス関数測定 の概念	5
2.1 緒言	5
2.2 光波の数学的記述	5
2.3 光波の干渉	8
2.3.1 2 光波の重ね合わせ	8
2.3.2 2 波長光波の干渉	10
2.3.3 多色光の表示	11
2.3.4 相互コヒーレンス関数	12
2.4 フーリエ分光法	14
2.5 ファンシッター・ゼルニケの定理	15
2.6 3次元空間コヒーレンス測定の概念	18
2.6.1 3次元相互スペクトル密度測定の概念	18
2.6.2 空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度	21
2.6.3 相互スペクトル密度からの3次元像再生法	23
2.7 結言	24
第 3 章 双曲面型体積インターフェログラムを用いた全干渉型 3次元イメージング分光法	25
3.1 緒言	25
3.2 2 光波折り畳み干渉計	26
3.3 5次元インターフェログラム	27
3.4 合成開口処理と体積インターフェログラム	30
3.4.1 球面波型体積インターフェログラムの合成開口処理	30

3.4.2	双曲面型体積インターフェログラムの合成開口処理	32
3.5	双曲面型体積インターフェログラムのための分光立体画像再生法	33
3.6	異なる位置に置かれた2つの異なる色を持つ面光源の実験	34
3.6.1	実験条件	35
3.6.2	実験結果	36
3.7	結言	40
第4章 双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計		41
4.1	緒言	41
4.2	H-type 体積インターフェログラムを直接取得する新規な干渉計	41
4.3	新規な干渉計によって計測される空間コヒーレンス関数	43
4.4	結言	45
第5章 双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計の試作		46
5.1	緒言	46
5.2	試作された干渉計による実験	46
5.3	残留位相の計測と補正	50
5.4	分光立体画像の取得	53
5.5	結言	55
第6章 白色光源への適用		56
6.1	緒言	56
6.2	白色面光源を測定するための実験条件	56
6.3	白色面光源の分光立体画像取得	58
6.4	結言	63
第7章 結論		64

謝辞.....	66
参考文献	67
本研究に特に関連部会国際会議抄録及び研究報告	69

第 1 章 序論

1.1 研究背景

光は振幅、位相、周波数、振動方向など多くの物理量を含み、その伝搬速度はこの世で最も早いという特徴を持つ。光を利用した計測技術は、非破壊・非接触・非侵襲に実行可能であるという利点から、古くから活用されている。光を利用した計測技術の 1 つに、光の干渉性を利用して位相を取得する干渉計測がある。取得した位相に光が進んできた方位や距離の情報が含まれている場合、その光源の 3 次元空間の画像を得ることが可能である。3 次元空間の画像は、写真に現れている像とは異なる。写真に現れている画像は、その写真を撮った位置から見た物体の明るさに関する情報を再現している。当然ながら、写真をどの方向から見ても写っている像の前後の相対的な位置関係は変化しない。このような画像は、2 次元の画像である。一方、物体の写真を撮るためにカメラを構えたとき、撮影者は、被写体にピントが合うように、レンズを前後に動かすはずである。このとき、カメラ内部のフィルムに写る像は、被写体の手前あるいは後ろにピントが合っている状態から被写体にピントを合わせた状態へ変化する。このように、奥行き方向の 1 断面にピントを動かして取得できる画像が、3 次元空間画像である。

干渉計測によって 3 次元空間画像を取得する技術にホログラフィー¹⁾がある。ホログラフィーは、光の干渉性を利用して、物体から伝搬した光波の波面情報全てを単一の写真乾板に記録・再生することで、3 次元空間画像の記録再生を行う。しかし、写真乾板で干渉縞画像を記録する為には、現像処理が必要であり、それに記録された情報に対する定量的な評価や信号処理の適用は困難である。

デジタルホログラフィーは CCD (Charge Coupled Device) や CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) センサーなどのイメージセンサーで撮影したデジタルデータの干渉縞画像をホログラムとして取り込み、このホログラムから物体の像をコンピューターで数値再生する技術である²⁾。デジタルホログラフィーは現像処理が不要であり、被写体の定量的な解析、デジタル信号処理の適用が可能である。これらの技術的特徴から、粒子計測³⁾、振動・変形計測⁴⁾、バイオメディカルイメージング⁵⁾などへの応用の研究が行われている。

ホログラフィーは、計測に使用する光源の可干渉性によって分類することができる。干渉性の高い光源の特徴として、スペクトル幅がきわめて狭い、単一の波長を持つ、位相が揃っていることが挙げられる。代表的な光には、レーザー(Light Amplification of Stimulated Emission of Radiation)の光が挙げられる。このような光をコヒーレント光、レーザー光を用いるホログラフィーをコヒーレントホログラフィーと呼ぶ。コヒーレントホログラフィーの特徴には、物体の3次元空間情報を、高速に、高い信号対雑音(Signal to noise: S/N)比で計測できるため、広く研究されている手法である。近年では、リアルタイム3次元イメージング⁶⁾や、複数の波長のレーザー光によるホログラムから波長情報を選択的に抽出できるマルチカラー3次元イメージング⁷⁾などが提案されている。

対して、干渉性の低い光源の特徴として、多数のスペクトルを含み、位相と振幅がランダムに変化することが挙げられる。自然光や、白色光といった一般的な光は、干渉性の低い光である。このような光をインコヒーレント光、物体からの自己放射光や自然光照明による反射光を用いた干渉計測をインコヒーレントホログラフィーと呼ぶ。インコヒーレントホログラフィーの代表的な手法を次に挙げる。

1920年にマイケルソンによって発表されたマイケルソン天体干渉計⁸⁾は、恒星から伝搬する単色光の横方向の干渉縞から恒星の角直径を測定した。これは、後に開発されるインコヒーレントホログラフィーと同じ原理である。また、マイケルソンは同一の光源から異なる距離だけ伝搬する2つの光波の干渉強度を測定することで、光源の連続スペクトルが得られる事を示唆した。この見識は、フーリエ分光法⁹⁾の基礎となった。

1986年のフーリエ分光映像法¹⁰⁾は、マイケルソン天体干渉計とフーリエ分光法を組み合わせ、回転シア体積干渉計による3次元の干渉縞データセットから、スペクトル成分毎の2次元画像のセットを取得する手法である。

1996年に発表されたローゼンとヤリフの方法¹¹⁻¹³⁾は、ファンシッター・ゼルニケの定理を一般化し、単色物体から伝搬する光波の3次元空間コヒーレンス関数を測定し、物体の3次元情報を取得する手法である。

インコヒーレントホログラフィーの分野では、様々なイメージング法が提案されているが、空間的にインコヒーレントな測定対象から連続スペクトル情報と3次元空間画像の同時取得を行う方法原理は世界的に見ても稀である。そこでわれわれは、コヒーレント照明、分光素子、結像素子を用いず、自然光照明下の通常の物体から連続スペクトルごとの3次元空間情報を取得する、3次元イメージング分光法の研

究を行ってきた。

2001年の吉森の方法¹⁴⁾は、フーリエ分光映像法を拡張し、スペクトル成分毎の3次元空間画像を取得する手法を提案した。これは測定対象のスペクトル情報と3次元空間情報を同時取得することが可能であることを示した世界初の研究結果であり、3次元イメージング分光法の基礎となる計測原理である。

2008年には、2光波折り畳み干渉計によって分光された3次元画像を取得する手法¹⁵⁾が提案され、この方法により、単色点光源^{15,16)}や、異なる位置にある異なる連続スペクトルを有する面光源の連続スペクトルを持つ面光源¹⁷⁾からスペクトルと3次元位置を再生した実験結果が報告されている。

また、デジタルホログラフィーの研究報告は干渉縞の分布から複素ホログラムを取得するため、撮像素子を用いた干渉計測に基づくものが一般的であるが、近年、単一光検出器による干渉強度の計測から、単色光の複素ホログラムを復号する研究報告が行われている^{18,19)}。しかし、単一検出器を用いた干渉計測により物体の3次元空間情報と分光情報を同時に取得する研究報告はわれわれの知る限りではみられない。

1.2 研究目的

笹本・吉森によって提案された3次元イメージング分光法は、2光波折り畳み干渉計により多次元空間コヒーレンス関数を含む干渉縞のデータセットを取得し、合成開口処理により、体積インターフェログラムを得る。この体積インターフェログラムは、測定対象から伝搬する光波の波面形状を反映した縞を持つことから、球面波型(Spherical type: S-type)体積インターフェログラムと呼ばれている。今回、新規な合成開口処理を導入することで、S-typeとは異なる縞パターンを持つ体積インターフェログラムが発見された。この体積インターフェログラムを双曲面型(Hyperbolic type: H-type)体積インターフェログラム¹⁹⁾と呼ぶ。この体積インターフェログラムから分光立体画像を取得する方法を提案し、実験により再生手法が有効であることを検証した結果について示す。

また、H-type体積インターフェログラムは、その特徴より、適切な干渉計によって単一光検出器による直接計測することが可能であることが予想された。そこで、H-type体積インターフェログラムを直接取得する干渉計の提案を行い、この干渉計を利用して単色点光源及び白色面光源の分光立体画像を取得した結果について述べ

る。

1.3 本論文の構成

以下に本論文の構成を示す。

第1章では、本研究の背景として全干渉型3次元イメージング分光法の従来研究及び研究の現状について説明し、本研究の目的について述べた。

第2章では、光波の一般的な数学的記述と、干渉計測と信号処理による分光立体画像取得のための、3次元空間コヒーレンス関数計測の概念及び分光立体画像の再生処理について述べる。

第3章では、本研究の出発点となった2光波折り畳み干渉計について説明し、この干渉計により測定される空間コヒーレンス関数と、合成開口処理により生成されるH-type体積インターフェログラムの特徴及び分光立体画像を取得する過程について述べる。また、この体積インターフェログラムを利用した分光立体画像取得の実験結果について述べる。

第4章では、本論文で新規に提案する、H-type体積インターフェログラムを直接取得する干渉計について述べる。この干渉計は第3章で述べた双曲面型体積インターフェログラムの特徴に基づいて提案された。提案される干渉計は、従来の2光波折り畳み干渉計を用いた分光立体画像計測法と比べ、測定対象に関する制約が大幅に緩和される。また、取得されるデータ量が少なく、処理時間も短い。

第5章では、第4章で提案した干渉計を試作し、実験的検証を行った結果について述べる。また、計測された体積インターフェログラムから残留位相を除いて分光立体画像を再生する方法を提案した。

第6章では、第5章で述べた、残留位相除去法を適用しながらH-type体積インターフェログラムを直接取得する干渉計により、白色面光源のイメージングを行った結果について述べる。

第7章では、研究成果をまとめ、今後の展望について述べた。

第2章 光波の干渉性と空間コヒーレンス関数測定のご概念

2.1 緒言

本章では、光波の数学的記述¹⁹⁾について述べた後、われわれの手法の基本となる3次元空間コヒーレンス関数の測定のご概念を説明し、計測したコヒーレンス関数から分光立体画像を再生する方法について説明する。

2.2 光波の数学的記述

光は電磁波の一つであり、電場、磁場が振動しながら伝播する波である。まず初めに、波の基本的な存在である平面波について述べる。

光を検出する時、主に電場が寄与するので、電場の波動性を扱う。波動は空間に存在し、時間的に変化する。時刻 t 、位置 z における電場の波動は、

$$V(z, t) = a \exp[i(kz - \omega t + \varphi_0)] \quad (2.1)$$

と表せる。 a は振幅、 \exp 関数の引数は位相である。位相には3つの項があり、 φ_0 は初期位相と呼ばれ、基準の時空間点($t=0, z=0$)での位相である。残りの二つは空間及び時間に関する項である。空間に関する位相項について、 λ を波長とすると、

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.2)$$

を波数と呼び、 kz は距離 z だけ隔てることによる位相の変化量を表す。時間に関する位相項について、 ω は角周波数であり、周波数 f 、周期 T に対して、

$$\omega = 2\pi f_t = \frac{2\pi}{T} \quad (2.3)$$

の関係がある。従って ωt は時間 t だけ経過することによる位相の変化量を示す。

波動は空間に静止せず、伝播する。その速度は、ある時刻 t のとき、 $z=0$ で波動が極大値をとるとする。時刻が Δt 秒経過したとき、波は Δz だけ移動するから、

$$v_p = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{\omega}{k} = f_t \lambda \quad (2.4)$$

となる。等しい位相を持つ点(等位相点)の移動速度であるから、位相速度と呼ばれている。

一般に、波は3次元空間のある方向に進む。位置ベクトル \mathbf{r} での電場を式(2.1)の代わりに

$$V(\mathbf{r}, t) = a \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_0)] \quad (2.5)$$

と表す。右辺の \mathbf{k} は波数ベクトルである。この波の進行方向は波数ベクトル \mathbf{k} が示す向きである。この波の等しい位相を示す位置は3次元空間において波の進行方向に垂直な平面となる。この等位相の面を波面と呼び、波面が進行方向に対し、垂直な平面となる光波を平面波あるいは平行光という。

更に、光学では、位置 \mathbf{r} 、時刻 t でのエネルギーを光強度と呼び、 $I(\mathbf{r}, t)$ と表す。比例係数を無視して、

$$I(\mathbf{r}, t) = V^2(\mathbf{r}, t) \quad (2.6)$$

とする。

電場を式(2.5)のように複素数で表示し、電場とその共役複素数の積を光強度と約束すると、光強度は、次のように振幅の2乗値から得ることができる：

$$I(\mathbf{r}, t) = V^*(\mathbf{r}, t)V(\mathbf{r}, t) = |V(\mathbf{r}, t)|^2 = a^2 \quad (2.7)$$

次により一般的な光波である球面波について述べる．一般に真空中やレンズを透過する場合を除き，球面波として扱われることが多い．先も述べたとおり，光波は電磁波であるため，波動性を示すから，電磁と電場が波動方程式に従う．電場 $V(\mathbf{r}, t)$ に関する波動方程式は，

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) V(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.8)$$

と表される．ここで ∇^2 はラプラス演算子であり， c は真空中の光速を表す．平面波は波動方程式の一つの特解である．式(2.5)を代入すると $\omega = ck$ ならば，

$$\left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) V(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.9)$$

となる．従って式(2.9)は，波動方程式を満たす平面波解であることが分かる．

座標原点に点光源がある場合を考えると，この場合も波動方程式を満たすと考えられる．ラプラス演算子を球座標系で表現し，球座標を r, φ, θ で表すと，

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (2.10)$$

となる．水面に小石を落とした時，波のうねりが同心円状に広がっていく．このことから類推すると，3次元空間に広がっていく光波の波面は同心球面上である．したがって，点光源からの波は中心対象であるから， r 方向と直交する方向の変化は考えなくてよく，演算子の第2，第3項を省略できる．さらに，観測位置は原点からの距離 r で表せる．その位置における電場の r 方向成分を $V_r(t)$ とすると，

$$\begin{aligned}\nabla^2 V_r(t) &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V_r(t)}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2 V_r(t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial V_r(t)}{\partial r} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} [r V_r(t)]\end{aligned}\quad (2.11)$$

と求められる。従って波動方程式は

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} [r V_r(t)] = v_p^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} [r V_r(t)] \quad (2.12)$$

となる。関数 $r V_r(t)$ が波動方程式を満たしている。

関数 $r V_r(t)$ が平面波解と等しいとすると、式(2.5)で表される $V(\mathbf{r}, t)$ は位置と波数をベクトルで表した平面波である。動径方向 (r 方向) に置きなおす、すなわちスカラー量で位置 r 及び波数 k 表し、この r 方向に進む平面波を $V(r, t)$ とする。こうして、

$$V_r(t) = \frac{1}{r} V(r, t) = \frac{a}{r} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t - \varphi)] \quad (2.13)$$

と求められる。座標原点にある点光源から、球面状に広がる光波を表す。位相は原点からの距離 r によって決まり、振幅は r に反比例して減衰する。これを球面波という。 r 方向へ伝播する球面波の位相速度は平面波と同じである。

2.3 光波の干渉

電磁波の中でも可視光は振動数があまりに高く、波そのものを検出できない。検出されるのは光強度であり、光波を最も直接的に観測できるのは波動の干渉効果による。光波を二つ重ね合わせると、光強度は時間的にも空間的にも変化する。これを干渉現象という。干渉現象を用いた計測手法は広く用いられており、現在では光を扱う際に非常に重要な現象として知られている。

2.3.1 2 光波の重ね合わせ

二つ以上の光波が重なり合うと、強めあったり、弱めあったりする干渉作用が生じ

る。それぞれの光の平面波は、

$$V(\mathbf{r}, t) = a \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_0)] \quad (2.14)$$

と表わされる。互いに直交した振動方向を持つ波は干渉しないため、振幅 a はスカラー量で表す。

2 光波の重ね合わせは、図 2.1 のように表わせる。位置ベクトル $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ にある点 P_1, P_2 から、初期位相 ϕ_1, ϕ_2 の平面波が発生しているとする。位置ベクトル \mathbf{r} の点 D で干渉光強度を観測する。ここで $\mathbf{r} - \mathbf{r}_1$ を点 P_1 を起点とした点 D までの位置ベクトルとする。従って式(2.14)でのベクトル \mathbf{r} をベクトル $\mathbf{r} - \mathbf{r}_1$ に置き換えることができる。このとき $\mathbf{k}_1 \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ は、点 P_1 を通過する平面波が点 D まで伝搬したときの位相遅れを表す。点 P_2 を通過する平面波についても同様に置く。

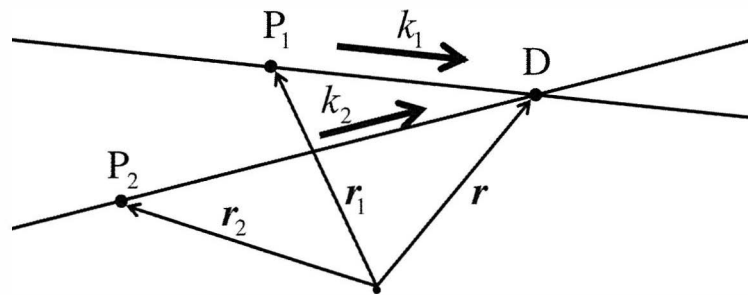


図 2.1 2 光波の重ね合わせ

観測点 D 、時刻 t における二つの平面波は、

$$V_1(\mathbf{r}, t) = a_1 \exp\{i[\mathbf{k}_1 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - \omega_1 t + \phi_1]\} \quad (2.15)$$

$$V_2(\mathbf{r}, t) = a_2 \exp\{i[\mathbf{k}_2 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) - \omega_2 t + \phi_2]\} \quad (2.16)$$

と表わせる。観測される光強度は、

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{r}, t) &= |V(\mathbf{r}, t)|^2 = |V_1(\mathbf{r}, t) + V_2(\mathbf{r}, t)|^2 \\
&= |V_1(\mathbf{r}, t)|^2 + |V_2(\mathbf{r}, t)|^2 + V_1^*(\mathbf{r}, t)V_2(\mathbf{r}, t) + V_2^*(\mathbf{r}, t)V_1(\mathbf{r}, t) \\
&= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) - \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - (\omega_2 - \omega_1)t + (\varphi_2 - \varphi_1)]
\end{aligned} \tag{2.17}$$

となる。ここで $I_1 = a_1^2$, $I_2 = a_2^2$ と置いた。第1項及び第2項はそれぞれの光波が単独で存在したときの光強度であり、第3項は干渉項である。干渉光強度は単に光強度の和ではなく、強くなったり弱くなったりする。この現象を干渉という。干渉項は2光波の位相差によって変化する。

2.3.2.2 波長光波の干渉

一つの光源からの光波を分割し、互いに平行にして $\mathbf{k}_1 // \mathbf{k}_2$ としたとしても、周波数がわずかでも異なり、 $\omega_1 \neq \omega_2$ であるならば、干渉縞は時間的に変動する。周波数は異なるが、連続した光波によって形成される干渉縞を検出する場合について考える。2光波は振幅が一定の平面波であり、角周波数が ω_1 , ω_2 であるとする。観測される干渉光強度は、ビート現象によって時間的に変化する。観測時間を T とし、平均値を $\langle \dots \rangle$ で表わすと、式(2.17)は、

$$\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle = I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{T} \int_0^T \cos[-(\omega_2 - \omega_1)t] dt \tag{2.18}$$

となる。観測時間がビート周波数の変動周期よりも十分長いと、干渉項は平均化され、

$$\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle = I_1 + I_2 \tag{2.19}$$

となって、干渉縞は観測されない。このように光波が干渉するかどうかは、それを観測できるかどうかによる。

二つの波長を持つ可視光を、一般に用いられる分光器で分解できるのは、2つの波長差が0.1nm程度より大きい場合である。波長が接近した二つの光が同一

方向からやってきたとする。それらの波長を $\lambda_1=500.0\text{nm}$, $\lambda_2=500.1\text{nm}$ であるとする。この光を周波数で表わすと、

$$f_i = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{\lambda} \quad (2.20)$$

であるから、周波数差は $(\omega_2 - \omega_1)/2\pi = 120\text{GHz}$ となる。干渉項は高い周波数で時間的に変動している。極端に考えて、観測時間が光検出器の応答時間であるとする。 10^{-9} 秒程度まで高速に応答する検出器であるとしても、時間的に変動する干渉縞は120周期にわたって平均化されるため、観測されない。一般には十分長い時間の平均強度で評価される。したがって波長が異なる二つの光波は干渉しないものとして扱う。

2.3.3 多色光の表示

一般に、光源はある有限の大きさを持っており、そこから発生する光波はいろいろな波長を含んでいる。これを多色光といい、ここではその多色光の数学的表示について述べる。

光波は時間とともに空間を伝搬するので、空間のある1点における時間変化にのみ着目する。位相の中の空間に関する項を省略すると、

$$U(t) = a \exp[i(-\omega t + \varphi_0)] \quad (2.21)$$

である。レーザー光は理想的な単色の平行光であり、式(2.21)で表わされる。

多色光はいろいろな周波数の光波から成る。周波数ごとの振幅をスペクトルという。また、周波数ごとの光強度をパワースペクトルと呼び、スペクトルの2乗で与えられる。角周波数 ω に対する振幅を $A(\omega)$ 、初期位相を $\varphi_0(\omega)$ と表わす。合成波の電場は、周波数ごとの電場の和によって得られる。スペクトル $A(\omega)$ が連続であるとき、合成波は ω についての積分で与えられる。これについて式(2.21)に対応して

$$V(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty A(\omega) \exp[i(-\omega t + \varphi_0(\omega))] d\omega \quad (2.22)$$

と表わすことができる。ここで $A(\omega)$ は実関数であることに注意する。

2.3.4 相互コヒーレンス関数

一般に存在する光源は、ある有限の大きさを持つ多色光である。このような光源から放出した光波の位相や振幅は、時間的にも空間的にも不規則に変化している。いま、位置 \mathbf{r} 、時刻 t での光波 $V(\mathbf{r}, t)$ を考える。この光の場は式(2.3)の波動方程式を満たしている。位置および時刻の異なる2つの光の場の相関を考えると、

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t_1) V(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \quad (2.23)$$

と表わされる。この $\Gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2)$ は相互コヒーレンス関数と呼ばれる。2つの光波の時間差を $\tau = t_2 - t_1$ とすると、次のようにも表される：

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) &= \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) \\ &= \langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle \end{aligned} \quad (2.24)$$

この相互コヒーレンス関数について、平均強度で規格化すると、

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle I(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I(\mathbf{r}_2) \rangle}} \quad (2.24)$$

と表わされる。これを複素相互コヒーレンス度という。 $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$ の場合をコヒーレントな光といい、 $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$ の場合をインコヒーレントな光という。また $0 < |\gamma_{12}(\tau)| < 1$ の場合を部分的にコヒーレントな光という。コヒーレントな光波は干渉現象をはっきりと観測することが可能だが、インコヒーレントな光波においては干渉現象を観測することが出来ない。この2つの光波はどちらも理想的なものであり、多くの光は部分的にコヒーレントな光である。

2つの光波について、位置が同じ ($\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$) で時間だけが異なる ($t_1 = t$, $t_2 = t + \tau$) 場

合,

$$\Gamma_{11}(\tau) = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_1, t + \tau) \rangle \quad (2.25)$$

となり, 位置 \mathbf{r}_1 における光波の時間的な相関を示す. これを時間コヒーレンス関数という. これは時間領域での自己相関関数であり, この自己相関関数のフーリエ変換はスペクトル密度 $S(\omega)$ を与える. 一般には,

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle V^*(0) V(\tau) \rangle \exp(i\omega\tau) d\tau \quad (2.26)$$

と表わされる. また, スペクトル密度から自己相関関数を求めることもでき,

$$\Gamma(\tau) = \langle V^*(0) V(\tau) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} S(\omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega \quad (2.27)$$

と表わされる. これはウィナー・ヒンチンの定理(Wiener-Khinchine theorem)と呼ばれている.

式(2.27)の相互コヒーレンス関数は, 時間差 τ がスペクトル密度 $S(\omega) = S(2\pi f_i)$ の広がりである Δf_i に比べて十分小さいとするなら,

$$|\tau| \ll \frac{1}{\Delta f_i} \quad (2.28)$$

を満足するとき $\tau = 0$ とすることができる. よって, 式(2.24)において, 位置が異なり ($x_1 \neq x_2$), 時刻が同じ ($t = t_1 = t_2$) 場合,

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_2, t) \rangle \quad (2.29)$$

となる. 異なった位置 x_1, x_2 における相関であるので, 空間コヒーレンス関数と呼

ばれる。

2.4 フーリエ分光法

ここでは光の連続スペクトルを取得する手法であるフーリエ分光法について説明する。図 2.2 はマイケルソン干渉計である。

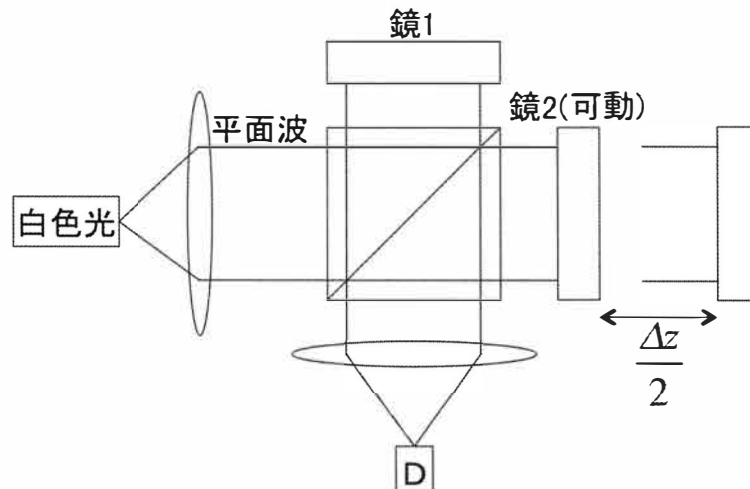


図 2.2 マイケルソン干渉計

このマイケルソン干渉計に幅広い連続スペクトルを持つ白色光を入射させ、干渉光強度を測定する。異なる波長を持つ光波の干渉縞は 2.3.2 節で説明したとおり、観測されない。観測されるのは、同一波長による光波の干渉縞である。図中の参照鏡を光軸に対して平行に動かすことにより、分割二光波に光路長差 Δz を与えることができる。この干渉計において、参照鏡と物体鏡が成す光路長が等しい場合、全ての波長について干渉縞は同位相である。これを重ね合わせると最大の干渉光強度が得られ、白色の縞となる。これを 0 次の干渉縞という。 Δz を与えることにつれ、波長による縞の発生位置がずれ、やがて干渉縞が一様に混在するようになり、縞は消滅する。

このマイケルソン干渉計を用いて、インコヒーレント光の連続スペクトルを得ることができる。干渉計の光路差 Δz を変え、干渉光強度を測定する。この光路差は時間差 $\tau = \Delta z/c$ に等しい。したがって測定された干渉縞は

$$\Gamma(\tau) = \langle V^*(0)V(\tau) \rangle \quad (2.30)$$

の時間的コヒーレンス関数である。この測定値を式(2.26)に代入し、フーリエ逆変換することにより、スペクトル密度 $S(\omega)$ を求めることができる。このスペクトル測定法をフーリエ分光法という。

2.5 ファンシッタート・ゼルニケの定理

準単色光を放出している光源が有限の大きさであるとき、観測面での可干渉領域(空間コヒーレンス領域)について考える。

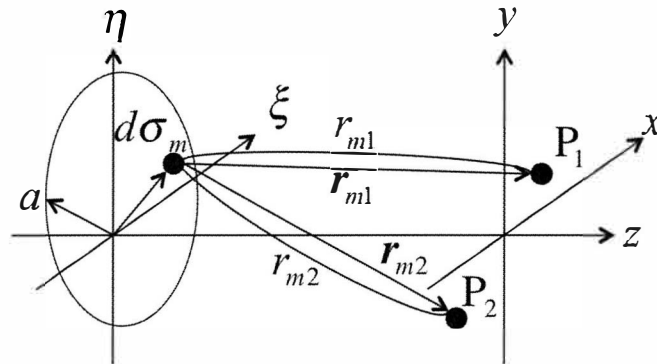


図 2.3 電場の相関空間

図 2.3 に示すように光源は $\xi\eta$ 平面にあり、互いに独立な微小光源の集合であるとする。 x - y 平面における 2 点 P_1, P_2 での光波が互いに相関があるかどうかを調べる。点 P_1, P_2 での準単色光の電場を $U_1(t), U_2(t)$ とするとき、その相互強度は

$$W_{12}(0) = \langle U_1^*(t)U_2(t) \rangle \quad (2.31)$$

である。光源を $d\sigma_1(t), d\sigma_2(t), \dots, d\sigma_m(t), \dots$ に分割しそれぞれから振幅が互いに独立な光源を放出している。微小光源 $d\sigma(t)$ から伝搬し、点 P_1, P_2 に到達する電場を $U_{m1}(t), U_{m2}(t)$ とする。このとき

$$U_1(t) = \sum_m U_{m1}(t) \quad (2.32)$$

$$U_2(t) = \sum_m U_{m2}(t) \quad (2.33)$$

であるから,

$$W_{12}(0) = \sum_m \langle U_{m1}^*(t) U_{m2}(t) \rangle + \sum_{m \neq n} \sum_n \langle U_{m1}^*(t) U_{n2}(t) \rangle \quad (2.34)$$

となる. 右辺の第2項は異なる微小光源からの寄与であり, 電場は互いに独立であるから

$$\langle U_{m1}^*(t) U_{n2}(t) \rangle = 0 \quad (m \neq n) \quad (2.35)$$

と置ける. 準単色光の周波数を中心周波数 ω_c で代表し, 振幅を $a(t) = A(\omega_c) = A$ とする. 光速 c を用いて位相を $k \cdot r = \omega_c r_m / c = k_c r_m$ と表わし, 微小光源 $d\sigma_m(t)$ と点 P_1 , 点 P_2 との距離を r_{m1} , r_{m2} と置く. 微小光源から球面波が発生するから, 観測面での光波は,

$$U_{m1}(t) = \frac{A_m}{r_{m1}} \exp[i(k_c r_{m1} - \omega_c t + \varphi_{s_m})] \quad (2.36)$$

$$U_{m2}(t) = \frac{A_m}{r_{m2}} \exp[i(k_c r_{m2} - \omega_c t + \varphi_{s_m})] \quad (2.37)$$

と表わされる. ただし微小光源からは初期位相 φ_{s_m} の光波が放出されるとした. このとき式(2.34)は,

$$W_{12}(0) = \sum_m \frac{\langle A_m^2 \rangle}{r_{12}} \exp[ik_c(r_{m2} - r_{m1})] \quad (2.38)$$

と表わされる.

光源の強度分布は $I(\sigma_m)d\sigma_m = \langle A_m^2 \rangle$ と置ける．相互強度は，

$$W_{12}(0) = \int \frac{I(\sigma)}{r_1 r_2} \exp[ik_c(r_2 - r_1)] d\sigma \quad (2.39)$$

ここで， R が十分に大きいとして直交座標系で表すと，

$$r_2 - r_1 = \frac{(x_2^2 - x_1^2) + (y_2^2 - y_1^2)}{2R} - \frac{(x_2 - x_1)\xi + (y_2 - y_1)\eta}{R} \quad (2.40)$$

と近似される．また，

$$\alpha = \frac{(x_2 - x_1)}{R}, \quad \beta = \frac{(y_2 - y_1)}{R} \quad (2.41)$$

と置き，定数 φ_0 を用いて，位相変化量を

$$k_c(r_2 - r_1) = \varphi_0 - k_c(\alpha\xi + \beta\eta) \quad (2.42)$$

とする．ここで α ， β は光源から見た点 P_1 ，点 P_2 を見込む角度を表す．相互強度を平均光強度で規格化すると

$$\begin{aligned} \gamma_{12}(0) &= \frac{W_{12}(0)}{\langle I \rangle} \\ &= \frac{\exp(i\varphi_0) \int_{\sigma} I(\xi, \eta) \exp[-ik_c(\alpha\xi + \beta\eta)] d\xi d\eta}{\int_{\sigma} I(\xi, \eta) d\xi d\eta} \end{aligned} \quad (2.43)$$

となる．分子からわかるように， $\gamma_{12}(0)$ は光源の強度分布 $I(\xi, \eta)$ のフーリエ変換形となっている．これはファンシッター・ゼルニケの定理と呼ばれる． $\gamma_{12}(0)$ は複素数で表わされ，空間的複素コヒーレンス度という． $|\gamma_{12}(0)| = 1$ のとき2点間の光は空間的に完全コヒーレント， $|\gamma_{12}(0)| = 0$ のとき空間的にインコヒーレントであるという．

2.6.3 次元空間コヒーレンス測定 concepts

2.4 章では測定対象から伝搬する光波から, 光軸方向のずれを与えながら空間コヒーレンスを計測することで測定対象の連続スペクトル情報を取得する方法を示した.

2.5 章では光軸に直交する平面上の空間コヒーレンスを測定することで測定対象の空間情報を取得する方法を示した. 本章では, 測定対象から伝搬する光波から3次元の空間コヒーレンスを測定することで測定対象の連続スペクトル情報と空間情報を取得する概念について説明する.

2.6.1 3次元相互スペクトル密度測定 concepts

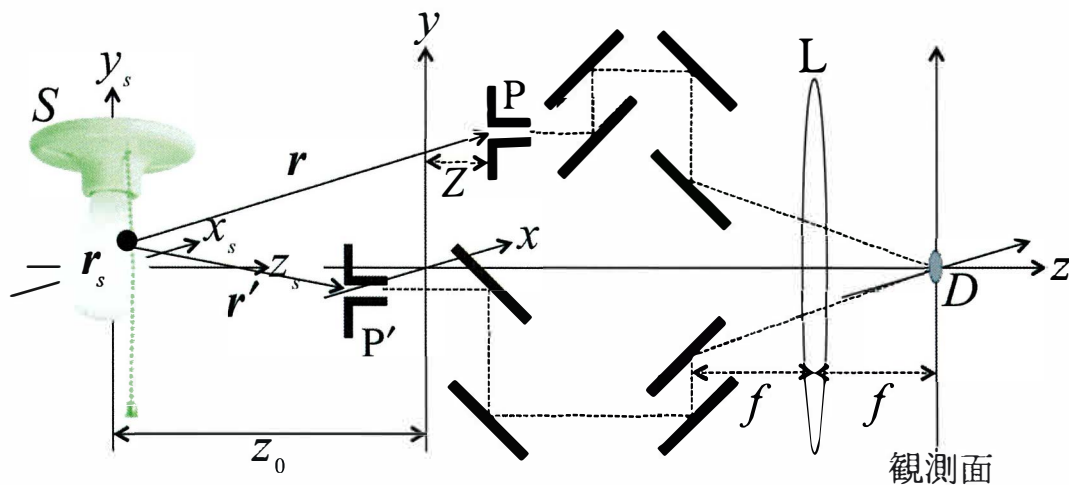


図 2.4 3次元空間コヒーレンス測定 concepts

図 2.4 に 3次元空間コヒーレンス測定 conceptsを示す. 光源分布 S から伝搬した光波は, 二つのピンホール P, P' をそれぞれ通過して, 観測面上の原点 D で重ねあわされる. S は 3 次的に広がりを持つ多色光源分布であり, P, P' は 3 次元空間を自由に移動可能なピンホールである. P' から P までの光軸方向の距離は光路差 Z で表される. また, $P \sim D, P' \sim D$ の距離はそれぞれ等しいとし, それぞれの光路を通る光波に時間差はないものとする.

光源から発される光波が単一の波長を持つ場合に注目する. ピンホール P, P' を通ったそれぞれの光波の複素振幅 $U_\omega(\mathbf{r}), U_\omega(\mathbf{r}')$ は,

$$U_{\omega}(\mathbf{r}) = \frac{a}{r} \exp(ikr), \quad (2.44)$$

$$U_{\omega}(\mathbf{r}') = \frac{a}{r'} \exp(ikr'), \quad (2.45)$$

と表される。ただし $\omega = ck$ は単色光の角周波数を示す。 k は波数、 c は光の速度である。光源上の注目した一点を \mathbf{r}_s とし、 P 、 P' の位置ベクトルをそれぞれ \mathbf{r} 、 \mathbf{r}' とすると、観測点 D で測定される干渉光は、

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}', \mathbf{r}) &= \langle |U_{\omega}^*(\mathbf{r}') + U_{\omega}(\mathbf{r})|^2 \rangle \\ &= S_{\omega}(\mathbf{r}') + S_{\omega}(\mathbf{r}) + W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) + W_{\omega}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.46)$$

と表わされる。 $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均、 $S_{\omega}(\mathbf{r}')$ および $S_{\omega}(\mathbf{r})$ はスペクトル強度を表す。 $W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ は 2 つのピンホールを通過した光波の相互スペクトル密度、 $W_{\omega}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ はその複素共役である。 $W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ は次のように定義される：

$$\begin{aligned} W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) &= \langle U_{\omega}^*(\mathbf{r}', t) U_{\omega}(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &= \int \frac{S_{\omega}(\mathbf{r}_s)}{rr'} \exp[ik(r - r')] d^3r_s \end{aligned} \quad (2.47)$$

ここで、ピンホール P' の光軸に対して垂直な成分を $\mathbf{r}'_{\perp} = (x_1, y_1)$ とし、光源分布に与えられた直交座標系の原点と P' の間の光軸方向の距離を z_0 とする。このとき、近軸領域において、 r' は次のように表すことができる：

$$\begin{aligned} r' &= |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_s| \\ &\approx z_0 - z_s + \frac{(x_1 - x_s)^2 + (y_1 - y_s)^2}{2(z_0 - z_s)} \end{aligned} \quad (2.48)$$

同様に、ピンホール P の光軸に対して垂直な成分を $\mathbf{r}_{\perp} = (x_2, y_2)$ とすると、 r は次のように表すことができる：

$$\begin{aligned}
 r &= |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| \\
 &\approx z_0 - z_s + Z + \frac{(x_2 - x_s)^2 + (y_2 - y_s)^2}{2(z_0 - z_s + Z)}
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

Z が十分小さいとき、式(2.48)、式(2.49)より、 $r - r'$ は次のように記述される：

$$r - r' = Z + \frac{(x_2^2 - x_1^2) + (y_2^2 - y_1^2)}{2(z_0 - z_s)} - \frac{x_s(x_2 - x_1) + y_s(y_2 - y_1)}{(z_0 - z_s)} \tag{2.50}$$

したがって、図 2.4 の概念図において、2つのピンホール P, P' が自由に動くとき、点 D で計測した干渉強度に含まれている相互スペクトル密度は次のように表される：

$$\begin{aligned}
 W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) &= \exp(ikZ) \\
 &\times \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp \left[ik \frac{(x_2^2 - x_1^2) + (y_2^2 - y_1^2)}{2(z_0 - z_s)} - \frac{x_s(x_2 - x_1) + y_s(y_2 - y_1)}{(z_0 - z_s)} \right] d^3r_s,
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

ただし、式を簡単にするため、式(2.44)の分母 r, r' は $S_\omega(\mathbf{r}_s)$ に含めた。

いま、ピンホール P' を光軸の中心に固定した場合を考える。すなわち、

$$x_1 = y_1 = 0 \tag{2.52}$$

とし、 z_0 は定数とする。このとき、図 2.4 の概念図において、単色光が作る干渉強度に含まれる相互スペクトル密度は以下のように表される：

$$W_\omega(0,0,z_0; X, Y, z_0 + Z) = \exp(ikZ) \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp \left(ik \frac{X^2 + Y^2}{2z} \right) \exp[i(Xk_x + Yk_y)] d^3r_s, \tag{2.54}$$

ただし、 $z = z_0 - z_s$ は光源上の 1 点からピンホールまでの光軸方向の距離を、 $k_x = -kx_s/z$ 、 $k_y = -ky_s/z$ は測定対象からピンホール P' に向かう光波の向きを示している。また、 x_2 、 y_2 はそれぞれ X 、 Y と置き直した。

2.6.2 空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度

前節では、図 2.4 の概念図によって取得される単色光の干渉強度に含まれる相互スペクトル密度について述べた。本節では、測定対象から伝搬する光波は多色光であるとし、その光波から取得される3次元空間コヒーレンス関数と波長ごとのスペクトル密度との関係について述べる。

一般的な多色光は様々な波長成分を持つ光波の重ねあわせであるので光波の電場 $V(\mathbf{r})$ は角周波数 ω における単色光の複素振幅 $U_\omega(\mathbf{r})$ により、

$$V(\mathbf{r}) = \int_0^\infty U_\omega(\mathbf{r}) d\omega \quad (2.55)$$

と表される。図 2.4 において、光源が多色光の場合、点 D で観測される干渉強度 I は、

$$\begin{aligned} I(D) &= \langle |V^*(\mathbf{r}') + V(\mathbf{r})|^2 \rangle \\ &= I(\mathbf{r}') + I(\mathbf{r}) + \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) + \Gamma^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.56)$$

と書き直される。ただし、 $I(\mathbf{r}')$ と $I(\mathbf{r})$ は光強度である。ここで、時間的に定常なとき、相互スペクトル密度と空間コヒーレンス関数には次のような関係があることが知られている：

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \int_0^\infty W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\omega \quad (2.57)$$

式(2.53)のピンホールの条件下では、2つの関係式は

$$\begin{aligned} \Gamma(0, 0, z_0; X, Y, z_0 + Z) &= \int_0^\infty W_\omega(0, 0, z_0; X, Y, z_0 + Z) d\omega \\ &= \int_0^\infty d\omega \int d^3r_s S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp(ikZ) \\ &\quad \times \exp\left[ik \frac{X^2 + Y^2}{2z} \right] \exp[i(Xk_x + Yk_y)] \end{aligned} \quad (2.58)$$

と記述できる。これは、図2.4の点Dにおいて観測される干渉強度に含まれている空間コヒーレンス関数である。測定対象を光軸上の点光源とし、Dにて計測された干渉強度を直交座標系 (X, Y, Z) に配列すると、図2.5のような3次元の干渉縞パターンが得られる。 $x-y$ 平面には同心円状の縞が見られ、その側面には同じ曲率の縞が見られる。この3次元干渉パターンは球面波型体積インターフェログラムと呼ばれ、従来、3次元イメージング分光法の研究に利用されてきた。この縞パターンは光源から伝搬する光波の波面形状を反映している。

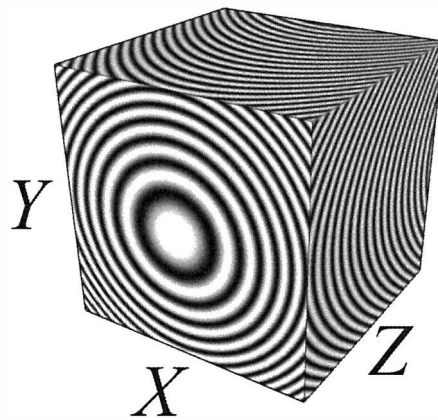


図2.5 球面波型体積インターフェログラム

いま、図2.4の概念図において、式(2.53)のピンホールの条件に加え、2つのピンホールが同一の $x-y$ 平面内にある場合を考える。つまり、 $Z=0$ とする。このときに干渉強度に含まれる波長ごとの相互スペクトル密度は次のように与えられる：

$$W_{\omega}(0, 0, \bar{z}; X, Y, z_0) = \int S_{\omega}(\mathbf{r}_s) \exp\left(ik \frac{X^2 + Y^2}{2z}\right) \exp[i(Xk_x + Yk_y)] d^3r_s \quad (2.59)$$

この相互スペクトル密度により、式(2.54)の相互スペクトル密度は次のように表せる：

$$W_{\omega}(0, 0, \bar{z}; X, Y, z_0 + Z) = \exp(ikZ) W_{\omega}(0, 0, z_0; X, Y, \bar{z}) \quad (2.60)$$

これを式(2.58)に代入すると、

$$\Gamma(0, 0, z_0; X, Y, z_0 + Z) = \int_0^\infty \exp(ikZ) W_\omega(0, 0, z_0; X, Y, z_0) d\omega \quad (2.61)$$

と得られる。この式より、空間コヒーレンス関数 $\Gamma(0, 0, z_0; X, Y, z_0 + Z)$ と相互スペクトル密度 $W_\omega(0, 0, z_0; X, Y, z_0)$ には、逆フーリエ変換の関係がわかる。このことから、次式のように3次元空間コヒーレンス関数に対し、光路差成分 Z についてフーリエ変換することで、連続したスペクトル成分ごとの相互スペクトル密度を得られることは明らかである：

$$W_\omega(0, 0, z_0; X, Y, z_0) = \frac{1}{2\pi c} \int_0^\infty \Gamma(0, 0, z_0; X, Y, z_0 + Z) \exp(-ikZ) dZ \quad (2.62)$$

これらに対して再生処理を運用することで波長成分毎の3次元空間像、すなわち分光立体画像が取得される。

2.6.3 相互スペクトル密度からの3次元像再生法

前節では、計測した3次元空間コヒーレンス関数から連続した波長成分毎の相互スペクトル密度を計算する方法を述べた。本節では、得られた相互スペクトル密度から分光立体画像を再生する方法について述べる。

式(2.58)で示される相互スペクトル密度は光波の波面を反映していることから、これらは複素ホログラムとして扱える。複素ホログラムからの立体画像を再生する方法には、1回のフーリエ変換に基づくFFT法や角スペクトル法に基づく方法があるが、本論文ではFFT法を用いる。

FFT法では、最初に、再生距離 z' と角周波数成分 ω を持つ次のような関数 Y_ω を、相互スペクトル密度に乗算する：

$$Y_\omega(X, Y, z') = \exp\left(-ik \frac{X^2 + Y^2}{2z'}\right) \quad (2.63)$$

乗算の後に、2次元フーリエ変換を行うことで、 z' における画像立体が取得される。

この単色の再生画像 $O_\omega(x, y, z')$ は次式で与えられる。

$$O_\omega(x, y, z') = \int W_\omega(0, 0, z_0; X, Y, z_0) Y_\omega(X, Y, z') \exp[-i(k'_x X + k'_y Y)] dX dY \quad (2.64)$$

ただし、 $k'_x = -kx/z'$ 、 $k'_y = -ky/z'$ である。再生像は $z = z'$ の平面を再生したとき結像され、それ以外ではデフォーカスする。

2.7 結言

本章では、光波の数学的記述について述べた後、われわれの手法の基本となる3次元空間コヒーレンス関数の測定の方法を説明し、計測したコヒーレンス関数から分光立体画像を再生する方法について説明した。

第3章 双曲面型体積インターフェログラムを用いた全干渉型3次元イメージング分光法

3.1 緒言

前章では3次元空間コヒーレンス関数の測定について概念的に説明したが、3次元的に2つのピンホールを動かす光学系の実現は難しい。実際に、2光波折り畳み干渉計と呼ばれる干渉計を用いた5次元を成す干渉縞のデータセットの計測と、合成開口処理による次元圧縮で光波の波面情報を記録した体積インターフェログラムを取得する。これまでの合成開口処理では、球面波型体積インターフェログラムを得ていたが、われわれは球面波型とは異なる処理により異なるパターンを持つ体積インターフェログラムが取得されることが発見した。この体積インターフェログラムには測定対象の3次元空間情報と分光情報が記録されており、適切な再生処理で分光立体画像が取得可能であることがわかった。この新規な体積インターフェログラムがH-type体積インターフェログラムである。第3章では、干渉計測と合成開口処理によるH-type体積インターフェログラムの取得と、この体積インターフェログラムから分光立体画像を再生する方法について説明したあと、実験による検証を行った結果について述べる。

3.2.2 光波折り畳み干渉計

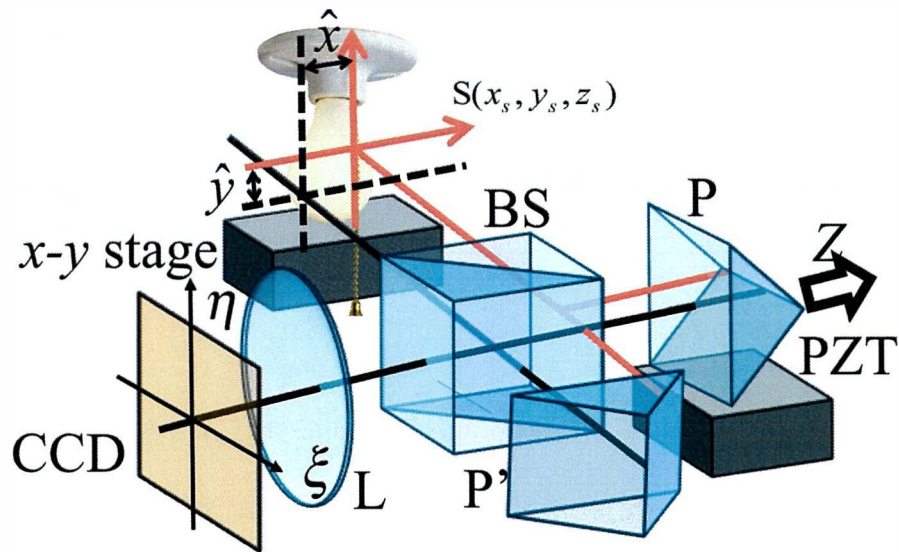


図 3.1 2 光波折り畳み干渉計の概念図

図 3.1 に 2 光波折り畳み干渉計の概念図を示す．測定対象から伝搬する光波はビームスプリッタ(BS)により分割される．それぞれの光波は直角プリズムにより反転反射し,BS 上で再び重なる.2つの直角プリズム P,P'は互いに直角に配置しており,入射した光波を上下または左右に反転して反射する.BS に戻った光波はレンズを通り CCD カメラに入射する．このレンズは CCD カメラの撮像面をプリズムのエッジ上の平面に投影している．投影された面を観測面とする．測定対象は x - y ステージ上に設置されており,計測中,測定対象を光軸に対し垂直に動かす．また,干渉計に光路差を導入するため,プリズム P は piezotransducer(PZT)に固定される．計測時,PZT と x - y ステージを動かしながら計測を行い,干渉計に 3 次元的条件を与えながら干渉縞を記録する．1 回の計測において取得される干渉縞のデータセット 5 次元インターフェログラム,1 つ 1 つの干渉縞を要素干渉縞と呼ぶ．

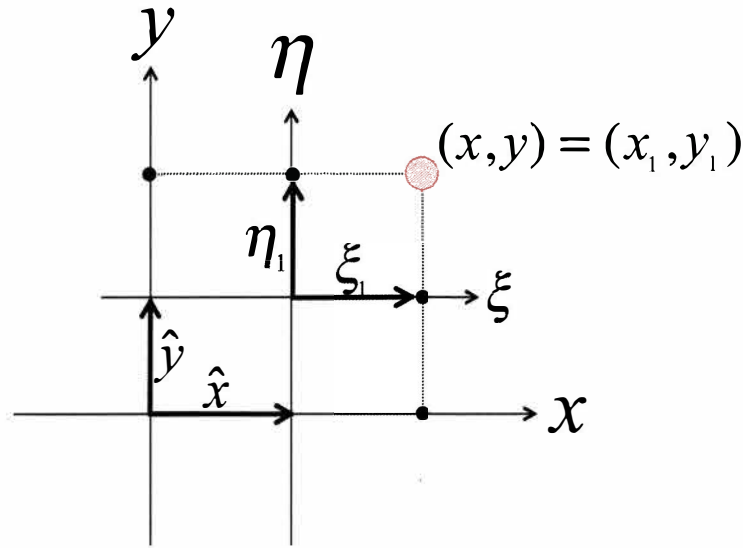


図 3.2 基準面座標 (x, y) と観測面座標 (ξ, η) の位置関係

干渉計の基準座標系 (x, y, z) は x - y ステージ上に固定されており，ステージの移動によって移動する．動いている基準座標系から観測面 (ξ, η) を見ると，相対的に，観測面が動いて見える．この2つの座標系の関係を図 3.2 に示す．いま，基準座標系を動かし観測面座標の原点を $(x, y) = (\hat{x}, \hat{y})$ に置いている．ここで任意の点 $(x, y) = (x_1, y_1)$ を考える．この点の観測面における座標を， $(\xi, \eta) = (\xi_1, \eta_1)$ とする．ここで基準座標におけるその点の位置を観測面の座標を利用して表現するとき， $(x, y) = (\hat{x} + \xi_1, \hat{y} + \eta_1)$ と表現できる．以上のように，基準座標系の光軸に直交した成分 (x, y) は観測面座標 (ξ, η) と観測面の相対的な移動量 (\hat{x}, \hat{y}) により次のように表現できる：

$$x = \hat{x} + \xi \tag{3.1}$$

$$y = \hat{y} + \eta \tag{3.2}$$

3.3.5 次元インターフェログラム

5次元インターフェログラムは，2光波折り畳み干渉計を用いた干渉計測において，測定対象が3軸のステージに与えられる条件 (\hat{x}, \hat{y}, Z) ごとに記録した2次元の干渉縞画像のデータセットである．これらは図 3.3 のように，干渉縞画像 (ξ, η) を条件

(\hat{x}, \hat{y}, Z) に従い配列される。

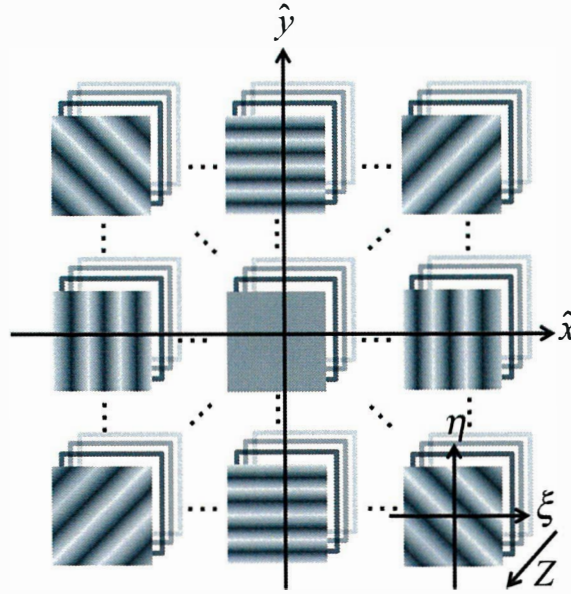


図 3.3 5次元インターフェログラムのイメージ図

5次元インターフェログラムの干渉強度は、以下のように記述できる：

$$\begin{aligned} I(\xi, \eta, \hat{x}, \hat{y}, Z) &= \langle |V^*(\mathbf{r}') + V(\mathbf{r})| \rangle \\ &= I(\mathbf{r}') + I(\mathbf{r}) + \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) + \Gamma^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで、ベクトル \mathbf{r}, \mathbf{r}' はそれぞれプリズム P, P' により反射し、BS 上で重なる波面上の1点である。これら位置ベクトルについて、説明する。

2 光波折り畳み干渉計において、測定対象から伝搬した光波は、BS 上で分割し、直角プリズムにより反転反射する。プリズム P', P それぞれのエッジは観測面の ξ 軸、または η 軸と重なっており、プリズムに入射した光波は $(x, y) = (\hat{x}, \hat{y})$ を対称軸として左右または上下に反転する。平面 (x, y) から伝搬する光波のプリズム P による反転反射は次のように表される：

$$(x, y) \rightarrow (x, 2\hat{y} - y) \quad (3.4)$$

同様に、P' による反転反射は次のように表される：

$$(x, y) \rightarrow (2\hat{x} - x, y) \quad (3.5)$$

これに式(3.1), (3.2)を利用して, 観測面に到達する分割光波上の1点は観測面座標で以下のように記述できる:

$$\mathbf{r}' = (-\xi + \hat{x}, \eta + \hat{y}, z_0) \quad (3.6)$$

$$\mathbf{r} = (\xi + \hat{x}, -\eta + \hat{y}, z_0 + Z) \quad (3.7)$$

ただし, z_0 は基準座標系から観測面までの光軸方向の距離, Z は2光波の光路差である. 式(3.6)と式(3.7)より, 2光波折り畳み干渉計が取得した5次元インターフェログラムに記録される空間コヒーレンス関数は以下のように記述される:

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \Gamma(-\xi + \hat{x}, \eta + \hat{y}, z_0; \xi + \hat{x}, -\eta + \hat{y}, z_0 + Z) \quad (3.8)$$

次に, 時間的に定常な光の場において, 空間コヒーレンス関数 $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ と相互スペクトル密度 $W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ の間には, 次のような関係が成り立つ:

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \int_0^\infty W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\omega \quad (3.9)$$

ここで $\omega = ck$ は角周波数, c は真空中の光の速度, k は波数である. ここで位置ベクトル \mathbf{r} を $Z=0$ に動かした点 \mathbf{r}'' を考える.

このとき, 観測面上の相互スペクトル密度 $W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ と $W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ の間には, 近軸領域で, 次の関係が成り立つ:

$$W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \exp(ikZ) \quad (3.10)$$

この式を式(3.9)に代入すると, 空間コヒーレンス関数 $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ と相互スペクトル密度 $W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ の関係を次のように導ける:

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = c \int_0^\infty \exp(ikZ) W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') dk \quad (3.11)$$

これらの関係から、次式のように5次元空間コヒーレンス関数のフーリエ変換により相互スペクトル密度が得られることは明らかである：

$$W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = \frac{1}{2\pi c} \int \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \exp(-ikZ) dZ \quad (3.12)$$

ただし、この積分の範囲は体積インターフェログラムの Z 方向の幅に及んでいる。ここで、式(2.44)より、相互スペクトル密度 $W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ はと測定対象のスペクトル密度の関係を求めると、以下の式が導かれる：

$$W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = \int S_{\omega}(\mathbf{r}_s) \exp\left[ik \frac{2\xi(\hat{x} - x_s) + 2\eta(-\hat{y} + y_s)}{z} \right] d^3r_s \quad (3.13)$$

この相互スペクトル密度から3次元空間画像を取得することは手間がかかる。そこで、4次元相互スペクトル密度を取得する前に、5次元インターフェログラムに合成開口処理を行うことで、測定対象の分光立体画像を再生するのに十分な情報を記録した体積インターフェログラムを取得する。

3.4 合成開口処理と体積インターフェログラム

5次元インターフェログラムを3次元の干渉縞へ次元圧縮するために、合成開口処理を行う。これまで、行われてきた合成開口処理は、球面波型体積インターフェログラムの取得を目的としていた。本節では、従来の合成開口処理を説明した後、新規な合成開口処理について説明する。この合成開口処理により得られる体積インターフェログラムは、H-type 型体積インターフェログラムと呼ぶ。

3.4.1 球面波型体積インターフェログラムの合成開口処理

まず合成開口処理の手順について、球面波型体積インターフェログラムの取得をするための処理を例に説明する。合成開口処理は2つのステップにより行われる。最初に、5次元インターフェログラムを構成する全ての要素干渉縞画像それぞれか

ら、ルールに従い定めた座標の1ピクセルを選択する。選択される1点の座標 (ξ, η) と、要素干渉縞画像に対応する x - y ステージのパラメータ (\hat{x}, \hat{y}) の間のルールを選択律と呼ぶ。球面波型を取得するための選択律は次のとおりである：

$$\xi = \hat{x}, \quad \eta = -\hat{y} \quad (3.14)$$

次に、要素干渉縞画像から選択された全てのピクセルを新しい直交座標系 (X, Y, Z) に再配列する。要素干渉縞画像に与えられた x - y ステージのパラメータ (\hat{x}, \hat{y}) と再配列先の座標 (X, Y) の間に定められたルールを再配列条件と呼ぶ。球面波型の為の再配列条件は次の通りである：

$$X = 2\hat{x}, \quad Y = 2\hat{y} \quad (3.15)$$

以上の選択律及び再配列条件を式(3.11)に代入することで、3次元空間コヒーレンス関数と観測面における相互スペクトル密度の関係が次のように得られる：

$$\Gamma(0,0,z_0;X,Y,z_0+Z) = c \int_0^\infty \exp(ikZ) W_\omega(0,0,z_0;X,Y,z_0+Z) dk \quad (3.16)$$

この3次元空間コヒーレンス関数 $\Gamma(0,0,z_0;X,Y,z_0+Z)$ は、式(2.61)と同じ空間コヒーレンス関数であり、再配列された干渉強度のデータセットは球面波型体積インターフェログラムを構成していることがわかる。この体積インターフェログラムに対し Z についてフーリエ変換すると、観測面における球面波型の相互スペクトル密度が得られ、また再生処理により分光立体画像取得できるのは前述の通りである。2章で示したとおりである。

3.4.2 双曲面型体積インターフェログラムの合成開口処理

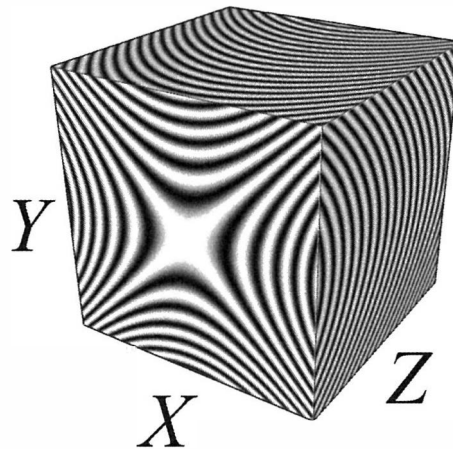


図 3.4 双曲面型体積インターフェログラム

H-type 体積インターフェログラムを取得するための合成開口処理は，要素干渉縞画像ごとの1ピクセルの選択と再配列により行われることは変わらない．H-type 体積インターフェログラムを取得するための選択律及び再配列条件を示す：

$$\xi = -\hat{x}, \quad \eta = -\hat{y}, \quad (3.17)$$

$$X = 2\hat{x}, \quad Y = 2\hat{y}. \quad (3.18)$$

この選択律と再配列条件により得られる体積インターフェログラムに記録される空間コヒーレンス関数及び観測面における相互スペクトル密度の関係は，式(3.11)から次のように得られる：

$$\Gamma(X, 0, z_0; 0, Y, z_0 + Z) = c \int_0^\infty \exp(ikZ) W_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0) dk \quad (3.19)$$

式(3.18)の左辺の空間コヒーレンス関数 $\Gamma(X, 0, z_0; 0, Y, z_0 + Z)$ を含んだ体積インターフェログラムを図(3.4)に示す．これはある単色点光源を直交座標の原点に置いた場

合について計算した体積インターフェログラムである。X-Y面は双曲線の縞模様を持ち、Z-X平面とZ-Y平面は、それぞれが同じ曲率を持つ曲線の縞模様を持つが、互いにその曲線の向きは逆である。このような合成開口処理によって得られる体積インターフェログラムをH-type体積インターフェログラムと呼ぶ。

式(3.12)と同様に、この体積インターフェログラムのZ成分に対し、フーリエ変換を行うと、次式のように、観測面における相互スペクトル密度が、連続した波長成分毎に得られる：

$$W_{\omega}(X,0,z_0;0,Y,z_0) = \frac{1}{2\pi c} \int \Gamma(X,0,z_0;0,Y,z_0+Z) \exp(-ikZ) dZ \quad (3.20)$$

また、式(3.13)に選択律及び再配列条件を代入することで、この相互スペクトル密度 $W_{\omega}(X,0,z_0;0,Y,z_0)$ と測定対象のスペクトル密度の関係が得られる：

$$W_{\omega}(X,0,z_0;0,Y,z_0) = \int S_{\omega}(\mathbf{r}_s) \exp\left(ik \frac{-X^2+Y^2}{2z}\right) \exp[i(-Xk_x + Yk_y)] d^3r_s \quad (3.21)$$

ただし、 $k_x = -kx_s/z$ 、 $k_y = -ky_s/z$ である。波長ごとの相互スペクトル密度に対し、再生処理を行うことで、波長ごとの3次元空間画像が得られる。式(3.13)の右辺、積分内の2つの位相がどちらもX方向とY方向で符号が不一致になっていることから、H-type体積インターフェログラムの位相分布は、光波の波面を直接的には反映していないことがわかる。しかし、適切な再生処理を行うことで、測定対象の3次元空間情報を再生することは可能である。次節でこの相互スペクトル密度の再生について記す。

3.5 双曲面型体積インターフェログラムのための分光立体画像再生法

波長ごとの3次元像の再生は、再生したい波長に対応した相互スペクトル密度に対し計算処理を行うことで達成される。式(3.13)のように、測定対象のスペクトル密度はと観測面における相互スペクトル密度の関係は2次の位相と1次の位相、そして

積分によって表現されている。光源像の再生はの再生は分光立体画像の再生は、球面型体積インターフェログラムと同様に、2次の位相の積とフーリエ変換によって実行する。

最初に、再生距離 z' と角周波数成分 ω を持つ次のような関数 Y_ω を、相互スペクトル密度に乗算する：

$$Y_\omega(X, Y, z') = \exp\left(ik \frac{X^2 - Y^2}{2z'}\right) \quad (3.14)$$

乗算の後に、 X 成分に逆フーリエ変換、 Y 成分にフーリエ変換を行う。以上の処理により、 z' における再生画像が取得される。この単色の再生画像 $O_\omega(x, y, z')$ は次式で与えられる。

$$O_\omega(x, y, z') = \int W_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0) Y_\omega(X, Y, z') \exp[i(-k'_x X + k'_y Y)] dX dY \quad (3.15)$$

ただし、 $k'_x = -kx/z'$ 、 $k'_y = -ky/z'$ である。再生像は $z = z'$ の平面を再生したとき結像され、それ以外ではデフォーカスする。これは、従来のホログラフィック3次元イメージングでよく知られている現象であるため、H-type 相互スペクトル密度も複素ホログラムの1つとして見なすことができる。

この計算方法で得られる再生像の x 、 y 方向の視野 x_{\max} 、 y_{\max} は、複素ホログラムの1ピクセルの x 方向、 y 方向それぞれのサイズ Δl_x 、 Δl_y により、 $x_{\max} = z'\lambda / \Delta l_x$ 、 $y_{\max} = z'\lambda / \Delta l_y$ となる。この視野の大きさは、従来の球面波型体積インターフェログラムから取得した分光立体画像の視野の大きさと同じになる。なぜなら、式(2.64)と式(3.15)を比べると分かる通り、2つの再生手法の違いが、2次位相係数の X^2 と線形位相係数 k' にかかる符号だけであるからである。

3.6 異なる位置に置かれた2つの異なる色を持つ面光源の実験

これまで、2光波折り畳み干渉計と合成開口処理により H-type 体積インターフェロ

グラムを取得し、それより分光立体画像を取得する方法について説明した。本節では、その実験的検証として、異なる位置に置かれた2つの異なるスペクトルを持つ面光源を測定した結果について示す。

3.6.1 実験条件

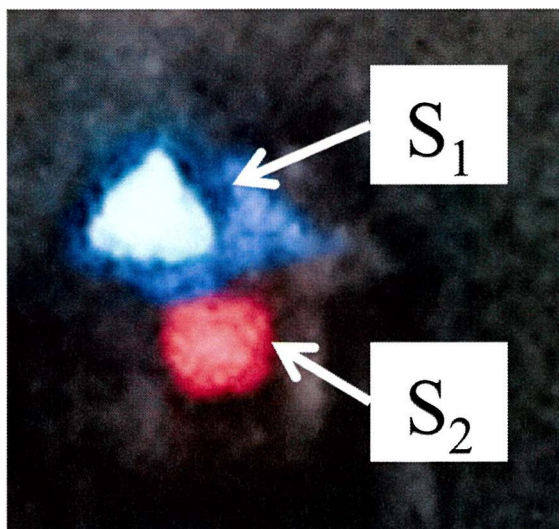


図 3.5 測定対象の写真

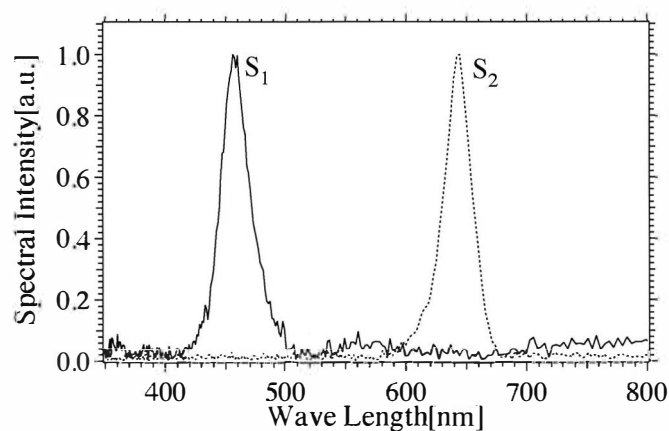


図 3.6 2つの光源のスペクトル

測定対象となる2つの光源を S_1 , S_2 とする。それらは Light-Emitting Diode (LED) の光を無色透明なアクリル棒に導波させ、端面を光らせた面光源である。それぞれの端面はまた三角形か四角形の形にまた光源面を粗面に削っている。図 3.5 に光源を正面から見た写真を示す。青色で三角形の光源 S_2 の奥行き距離 z_1 は 95mm であ

る. 赤色で四角形の光源 S_1 の奥行き距離 z_2 は 82mm である. 図 3.6 に光源 S_1 , S_2 それぞれのスペクトル分布を示す. それぞれのスペクトル分布はフーリエ分光により別々に計測され, スペクトルのピークを 1 として, 正規化された. この分布のスペクトル分解能は $\Delta k / 2\pi = 61.09\text{cm}^{-1}$ である. これより, S_1 は 458nm, S_2 は 643nm に特出した波長を持つことを確認した.

われわれは光源を 2 光波折り畳み干渉計の x - y ステージ上に固定し, 5 次元インターフェログラムを計測した. x - y ステージのステップ数とステップ間隔はそれぞれ方向に 64 ステップ, $12.9\mu\text{m}/\text{step}$ とした. また, PZT のステップ数とステップ間隔は 64 ステップ, $0.08\mu\text{m}/\text{step}$ とした. レンズの結像倍率は 1 とし, CCD カメラの画素サイズを $12.9\mu\text{m}$ に設定し計測した.

3.6.2 実験結果

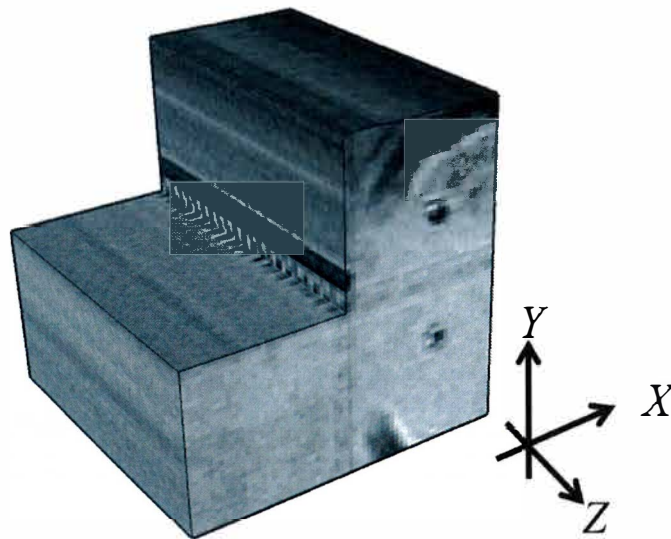


図 3.7 測定対象の写真

計測した 5 次元インターフェログラムに合成開口処理を行い, H-type 体積インターフェログラムを取得した. その体積インターフェログラムを図 3.7 に示す. 上部 4 分の 1 は内部の縞を見せるために切り取った. 図 3.7 では, 光軸(体積インターフェログラムの中心)近傍で Z 方向に濃淡の濃い干渉パターンが確認できる. これは部分コヒーレントな光のコヒーレンス領域の影響を受けた部分である.

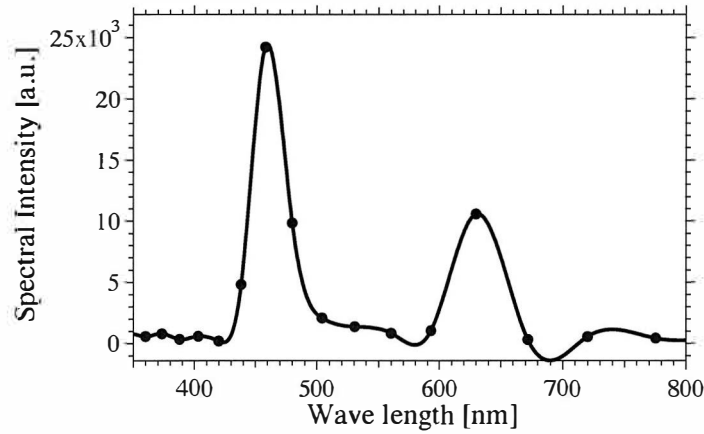


図 3.8 観測面における光波のスペクトル分布

図 3.8 に観測面におけるスペクトル分布を示す．これは，体積インターフェログラムの中心を Z 方向にフーリエ変換して得たものである．このプロファイルのスペクトル分解能は $\Delta k / 2\pi = 992.06\text{cm}^{-1}$ である．スペクトルピークは 458nm と 630nm 近傍に得られた．これらのピーク位置はスペクトル分解能の範囲内で，図 3.5 で示したそれぞれの光源のスペクトルピークと一致している．

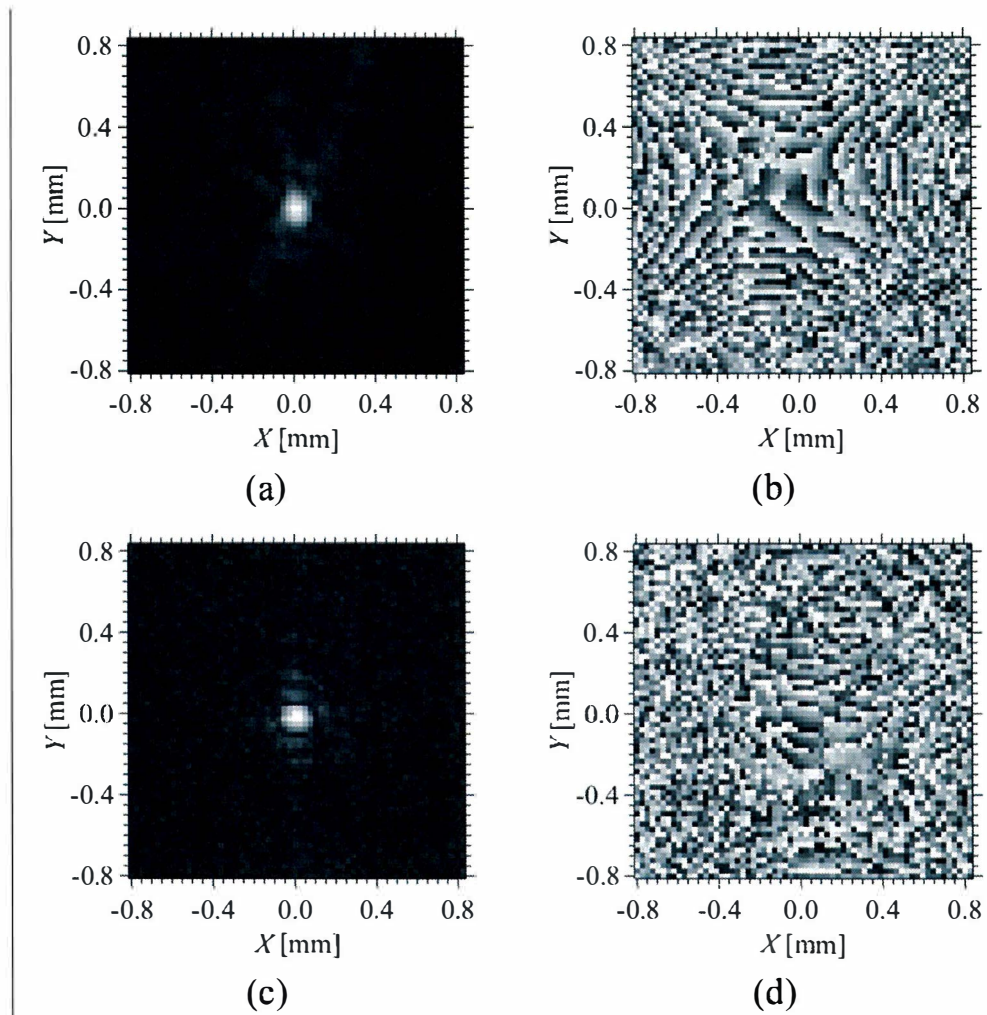


図 3.9 体積インターフェログラムから得た相互スペクトル密度
 $\lambda = 458\text{nm}$ における振幅(a)と位相分布(b)
 $\lambda = 630\text{nm}$ における振幅(c)と位相分布(d)

さらに、式(3.12)のように、体積インターフェログラムの Z 成分についてフーリエ変換を行い、相互スペクトル密度のセットを取得した。図 3.6 に $\lambda = 458\text{nm}$, $\lambda = 630\text{nm}$ における相互スペクトル密度を示す。図 3.9(a)と(b)は $\lambda = 458\text{nm}$ における相互スペクトル密度の絶対値と位相を、図 3.9(c)と(d)は $\lambda = 630\text{nm}$ における相互スペクトル密度の絶対値である。

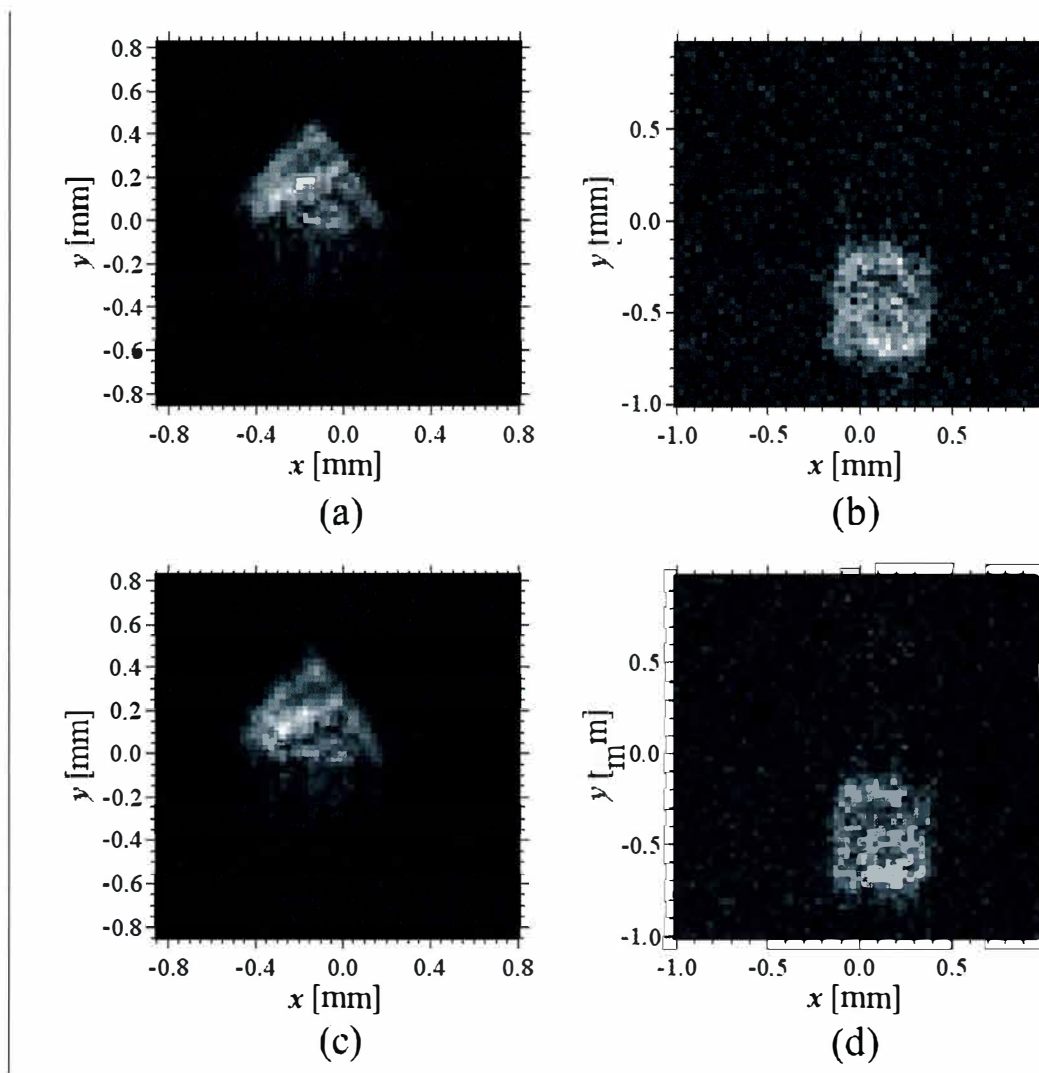


図 3.9 双曲面型から再生された $\lambda = 458\text{nm}$ におけるインフォーカス像(a)と $\lambda = 630\text{nm}$ におけるインフォーカス像(b), 球面波型から再生された $\lambda = 458\text{nm}$ におけるインフォーカス像(c)と $\lambda = 630\text{nm}$ におけるインフォーカス像 (d).

図 3.7にはそれぞれの相互スペクトル密度から再生したインフォーカス像と、比較のため、球面波型体積インターフェログラムより再生したインフォーカス像を示す。図 3.7(a)に $\lambda = 458\text{nm}$, $z' = z_1$ における再生像を、図 3.7(b)に $\lambda = 630\text{nm}$, $z' = z_2$ における再生像を示す。図 3.7(c), 3.7(d)にはそれぞれ球面波型から再生した図 3.7(a), 3.7(b)と同じ条件下の再生像を示す。これらの再生像はどれも同じ5次元インターフェロ

グラムから得たものである。われわれは、H-type 体積インターフェログラムより取得された再生像は、球面波型体積インターフェログラムから再生されたものと似ていることを確認した。奥行き方向の分解能については、どちらの体積インターフェログラムも変化が同じように遅く、比較することができなかった。これは、測定対象が置かれた位置から観測面までの距離が、複素ホログラムのサイズに比べて長すぎるのが原因である。

この実験結果から、われわれはH-type 体積インターフェログラムより面光源の分光立体画像を再生することは可能であると結論づけた。横方向の広がりを持つ物体からの像再生のための奥行き分解能の向上は今後の課題といえる。

3.7 結言

われわれは、2光波折り畳み干渉計により計測した5次元インターフェログラムより、H-type 体積インターフェログラムを合成する方法を提案した。この手法は新しい選択律と再配列条件に基づいている。H-type 体積インターフェログラムが持つ縞パターンは測定下の物体から伝搬する光波の波面形状を直接には反映していない。また、H-type 体積インターフェログラムから分光立体画像を再生する方法を提案した。実験結果より、われわれはH-type 体積インターフェログラムから空間的インコヒーレントな物体から物体情報を取得することが可能であることを示した。

体積インターフェログラムの選択律は要素干渉縞画像それぞれから1点の干渉強度を抜き出す。H-type 体積インターフェログラムの場合、観測面にかかる座標系上では、その1点は $(-\hat{x}, -\hat{y})$ と示していた。しかし、この1点を直交座標系でみると、選択される点は、 $(0,0)$ を示す。つまり、常に直交座標系の x - y 原点の干渉強度が選択される。これはH-type 体積インターフェログラムを直接計測するために、2次元光検出器ではなく、固定された単一光検出器を使用することが出来る可能性があることを示している。一方、球面波型体積インターフェログラムを直接計測しようとするなら、単一光検出器を動かす必要がある。これがH-type 体積インターフェログラムの特徴であるといえる。次章から、実際にH-type 体積インターフェログラムを直接取得するための研究について報告する。

第 4 章 双曲面型体積インターフェログラムを 直接取得する干渉計

4.1 緒言

従来のイメージング分光法で用いられてきた 2 光波折り畳み干渉計は、測定対象を移動ステージに乗せ、移動させながら干渉縞を計測する。この時、常に固定されている観測面の原点と測定対象に与えられた基準座標の原点の間には、光軸に垂直な方向へのずれが生じる。前章では H-type 体積インターフェログラムの選択律が示すサンプリング位置が、基準座標系から見ると、固定されていることを述べた。本章では、この特徴を利用することで、H-type 体積インターフェログラムの直接計測を実現する光学系を提案する。

4.2 H-type 体積インターフェログラムを直接取得する新規な干渉計

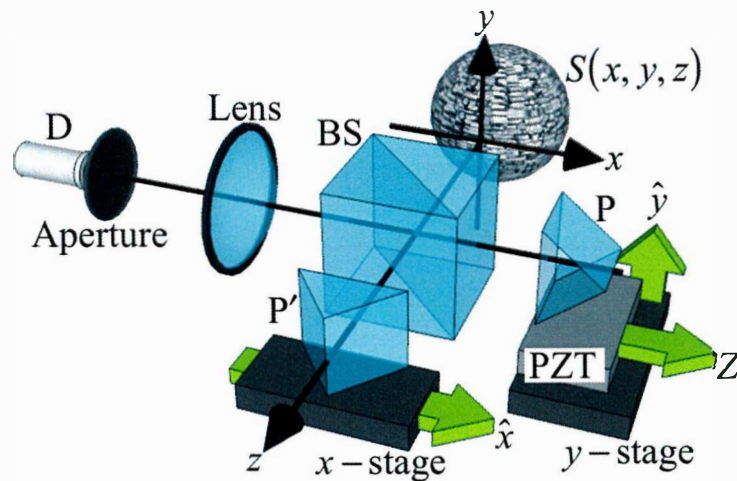


図 4.1 双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計

図 4.1に H-type 体積インターフェログラムを直接取得するための新規な干渉計を示す。測定対象から伝搬する光波はビームスプリッタ(BS)により分割される。それぞれの光波は直角プリズムにより反転反射し、BS 上で再び重なる。2つの直角プリズム P,P'は互いに直角に配置しており、入射した光波を上下または左右に反転して反射する。BS に戻った光波はレンズを通り光軸上の開口(Aperture)に入射する。このレンズはピンホールをプリズムのエッジ上に投影している。ここでも、この投影された開口を通る光軸に垂直な面を観測面と呼ぶ。この干渉計は測定対象に x, y 方向の移動量を与える代わりに2つのプリズムに移動量を与える。プリズム P'は x ステージに設置され移動量 \hat{x} を、プリズム P は y ステージ上に設置され、移動量 \hat{y} が与えられる。さらに P を PZT により動かすことで、干渉計の光路差 Z も導入される。干渉計測は、3つのステージを逐次動かしながら、単一光検出器 D はピンホールを通った光、すなわち、光軸上の光の干渉強度を取得する。取得された干渉強度を 3

軸のステージが与えるパラメータに従いながら3次元的に配列する。次節では、この単一検出器が計測する干渉強度に含まれる空間コヒーレンス関数について示す。

4.3 新規な干渉計によって計測される空間コヒーレンス関数

図4.1の干渉計では、開口に入射する干渉光は、3つのパラメータ(\hat{x}, \hat{y}, Z)により変化する。直交座標系も開口も動かないため、開口上に直交座標系と同じ座標(x, y)を与えると、その干渉強度は、

$$\begin{aligned} I(\hat{x}, \hat{y}, Z, x, y) &= \left\langle \left| V^*(\mathbf{r}') + V(\mathbf{r}) \right|^2 \right\rangle \\ &= I(\mathbf{r}') + I(\mathbf{r}) + \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) + \Gamma^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

と、記述できる。ここで、ベクトル \mathbf{r}, \mathbf{r}' はそれぞれプリズムP, P'により反射し、BS上で重なる波面上の1点である。まずは、これらの位置ベクトルについて説明する。

プリズムP, P'それぞれのエッジは、 y 軸または x 軸に平行に設置され、ステージにより $x = \hat{x}$ または $y = \hat{y}$ に位置している。プリズムに入射した光波は、このエッジを中心に左右、または上下に反転する。平面(x, y)から伝搬する光波のプリズムPによる反転反射は次のように表される：

$$(x, y) \rightarrow (x, 2\hat{y} - y) \quad (4.2)$$

同様に、P'による反転反射は次のように表される：

$$(x, y) \rightarrow (2\hat{x} - x, y) \quad (4.3)$$

反転した光波は、アパーチャーに向かう。アパーチャーに照射する光波は上の点は、それぞれ次のようになる：

$$\mathbf{r}' = (2\hat{x} - x, y, z_0) \quad (4.4)$$

$$\mathbf{r} = (x, 2\hat{y} - y, z_0 + Z) \quad (4.5)$$

ただし、 z_0 は基準座標系から観測面までの光軸方向の距離、 Z は2光波の光路差である。

式(4.4)と式(4.5)より、2光波折り畳み干渉計が取得した5次元インターフェログラムに記録される空間コヒーレンス関数は以下のように記述される：

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \Gamma(2\hat{x} - x, y, z_0; x, 2\hat{y} - y, z_0 + Z) \quad (4.6)$$

ここで、 $Z=0$ にシフトしたベクトル \mathbf{r} を $\mathbf{r}'' = (x, 2\hat{y} - y, z_0)$ とすると、空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度の関係は、式(3.11)と同様に、次のように得られる：

$$\Gamma(2\hat{x} - x, y, z_0; x, 2\hat{y} - y, z_0 + Z) = c \int_0^\infty \exp(ikZ) W_\omega(2\hat{x} - x, y, z_0; x, 2\hat{y} - y, z_0) dk \quad (4.7)$$

この相互スペクトル密度と測定対象のスペクトル密度の関係は、式(2.44)より、次のように与えられる：

$$\begin{aligned} W_\omega(2\hat{x} - x, y, z_0; x, 2\hat{y} - y, z_0) = & \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp\left[ik \frac{-2\hat{x}^2 + 2\hat{y}^2}{z}\right] \exp\left[ik \frac{2\hat{x}x_s - 2\hat{y}y_s}{z}\right] \\ & \times \exp\left[ik \frac{2x(\hat{x} - x_s) - 2y(\hat{y} - y_s)}{z}\right] d^3r_s \end{aligned} \quad (4.8)$$

これまで、開口に照射される干渉縞に含まれるコヒーレンス関数や波長ごとの相互スペクトル密度について説明したが、開口を通り、光検出器により取得されるのは、光軸上を通る干渉強度だけである。したがって、式(4.6)はつぎのように書き直される：

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \Gamma(X, 0, z_0; 0, Y, 0, z_0 + Z) \quad (4.9)$$

ただし、 x ステージ、 y ステージによる移動量のパラメータ \hat{x} 、 \hat{y} は $X = 2\hat{x}$ 、 $Y = 2\hat{y}$ と置き換えた。前章で示したように、H-type体積インターフェログラムにはこのよ

うな空間コヒーレンス関数が記録されているため、提案した干渉計において、3軸のステージを動かしながら光軸上を計測した干渉強度のデータセットは、H-type 体積インターフェログラムを成すといえる。この双曲面型体積インターフェログラムから、分光立体画像を再生する手順は、第3章で述べた、H-type 体積インターフェログラムに行う方法と同じである。すなわち、体積インターフェログラムのZ成分に対しフーリエ変換を行うことでスペクトルごとの H-type 相互スペクトル密度を回復し、それに式(3.15)の再生処理を行うことで分光立体画像が再生される。

4.4 結言

本章では、H-type 体積インターフェログラムを取得するための合成開口処理を光学的に実行することで、干渉計より H-type 体積インターフェログラムを直接取得する干渉計の提案を行った。2 光波折り畳み干渉計との違いは、測定対象の代わりに 2つのプリズムが光軸に対して垂直に動くことと撮像素子の代わりに単一光検出器による干渉強度の取得を行うことが挙げられる。これだけではあるが、5次元インターフェログラムの取得と合成開口処理を行わずに体積インターフェログラムを直接取得することで、処理データ量の冗長性が改善される、また、測定対象を移動ステージに設置する必要がなくなるため、測定可能な物体の制約が緩和されるというメリットが期待される。

第5章 双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計の試作

5.1 緒言

本章では，第4章で提案した干渉計を試作し，分光立体画像の再生を試みた結果について述べる．単一検出器により取得された体積インターフェログラムには，干渉計の残留位相が含まれていた．これを補正する方法についても説明する．

5.2 試作された干渉計による実験

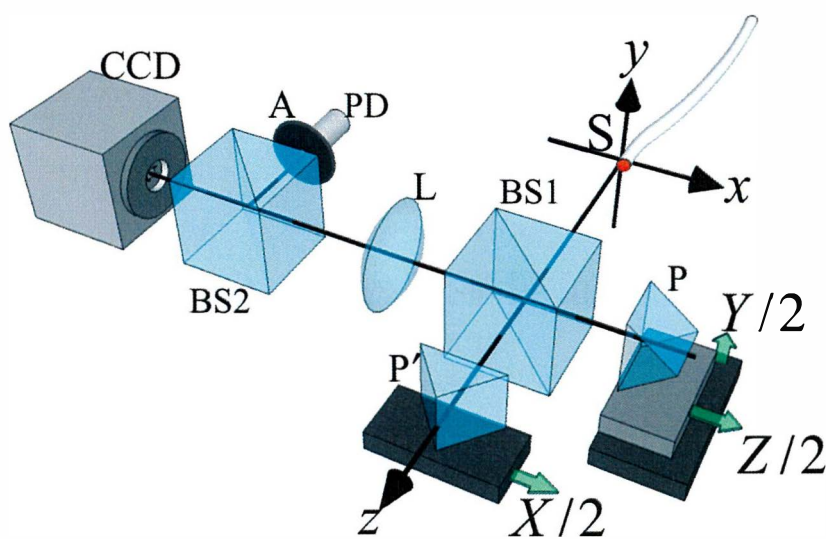


図 5.1 双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計

構築した干渉計では，開口に向かう干渉縞をモニターするため，単一光検出器(PD)による干渉強度の計測と一緒に，CCDカメラによる干渉縞の計測を行った．CCD

で計測された5次元インターフェログラムのうち、光軸上の干渉強度のみをサンプリングすることで、単一光検出器と同様にH-type体積インターフェログラムの計測が可能になる。構築した干渉計の概念図を図5.1に示す。測定対象は $\lambda=632.8\text{nm}$ のHe-Neレーザーを光ファイバーに導波してできた単色点光源である。点光源は、光軸から、 x 方向に $103.2\mu\text{m}$ 、 y 方向に $51.6\mu\text{m}$ 移動した所に、観測面からおよそ 80mm の位置に配置した。 x,y 方向の設置は機械制御により位置決めを行ったが、奥行き方向の設置した距離は、対象より 1cm ほど離れたところにもものさしを置き計測したため、誤差を持つ。計測時の x ステージと y ステージのステップ数は32ステップ、移動間隔は $12.9\mu\text{m}$ とした。また、PZTのステップ数及び移動間隔は64ステップ、 $0.08\mu\text{m}$ とした。単一光検出器としては、浜松ホトニクス製アバランシェフォトダイオード(APD)C12703を使用した。PDの手前の開口は $25\mu\text{m}$ とした。また、CCDカメラは、1ピクセル当たり1辺 $12.9\mu\text{m}$ に設定して、計測を行った。

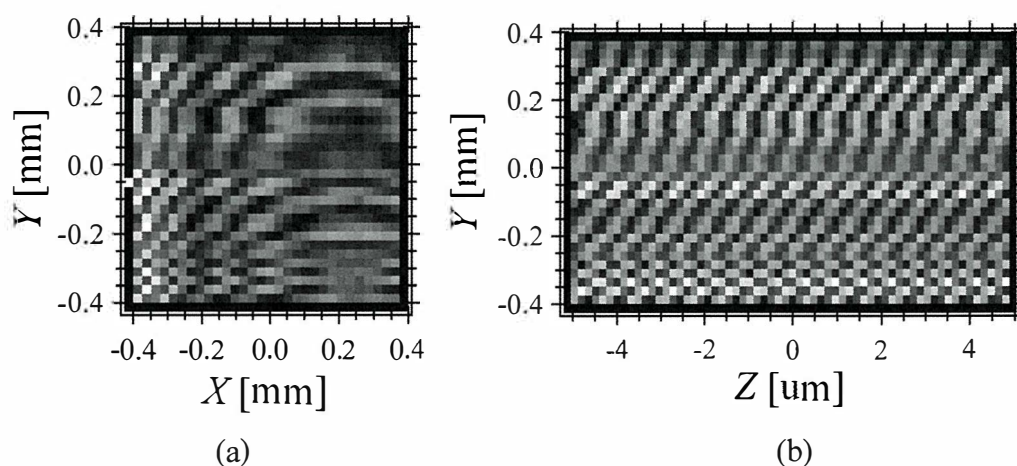


図 5.2 計測された体積インターフェログラムの中心を通る
XY面(a), ZY面(b)

図5.2に、計測された体積インターフェログラムの中心を通るXY面(a), ZY面(b)を示す。われわれは、点光源を測定対象として計測を行ったため、計測された体積インターフェログラムのXY面は図3.4のXY面のような双曲線の縞が得られることを期待していたが、理想的な干渉縞を得ることはできなかった。図5.2(b)のZY面でも、同じ曲率を持つような曲線からなる縞を期待していたが、得られた縞には歪みが確認された。

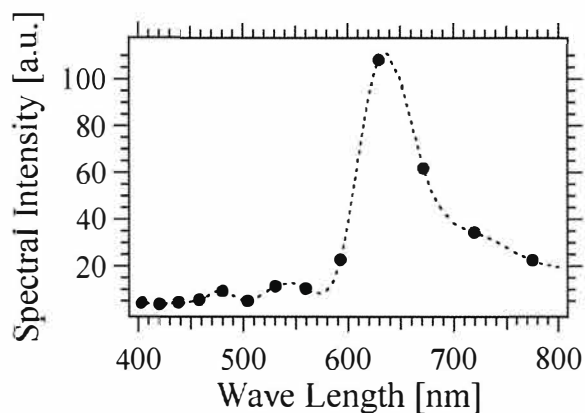


図 5.3 観測面におけるスペクトル分布

この ZY 面の中心をフーリエ変換することで取得した、観測面における光波のスペクトル分布を図 5.3 に示す. このプロファイルのスペクトル分解能は $\Delta k/2\pi = 992.06\text{cm}^{-1}$ である. 図 5.3 のように $\lambda = 630\text{nm}$ に高い値が確認された. スペクトル分解能の範囲内で、光源の持つスペクトルの中心波長と一致している.

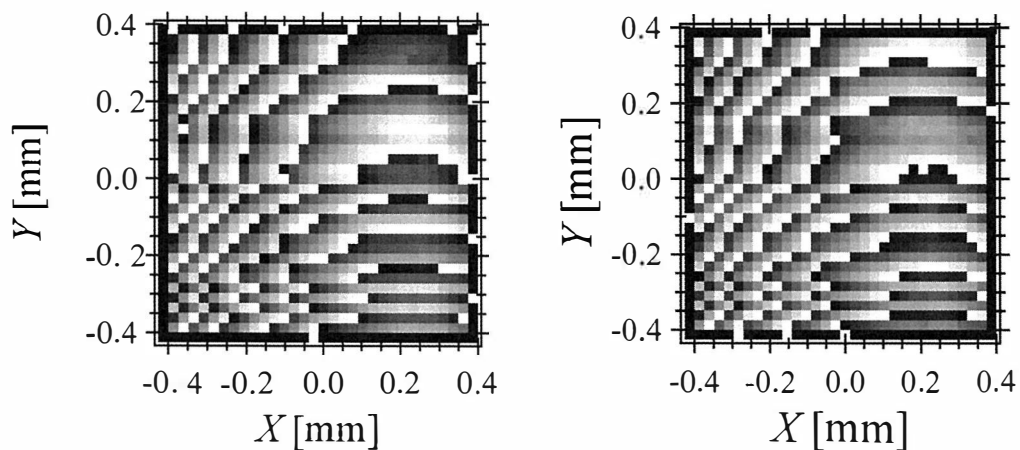


図 5.4 $\lambda = 630\text{nm}$ における双曲面型の相互スペクトル密度

- (a) APD から得られた位相分布
- (b) CCD カメラから得られた位相分布

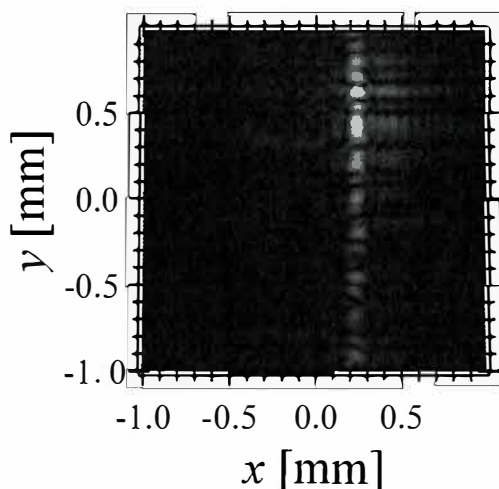


図 5.5 $\lambda = 630\text{nm}$, $z' = 80\text{mm}$ で再生された画像

$\lambda = 630\text{nm}$ における相互スペクトル密度の位相分布を図 5.4 に示す. 図 5.2(a)は APD により計測された体積インターフェログラムにより取得された相互スペクトル密度で, 図 5.2(b)は CCD カメラで取得した体積インターフェログラムから回復させた相互スペクトル密度である. 図 5.2(a)の分布は, 図 5.2(b)の縞分布を反映しており, 双曲線型の分布は得られなかった. 不連続な位相の変化が確認された. 図 5.2(b)の位相分布も同じようにこの相互スペクトル密度に対し, 同じような分布が得られたことから, 双曲面型の縞が計測できない原因が光検出器に依存するものではないことがわかった. 図 5.2(a)の相互スペクトル密度から, 図 5.5 のような, 距離 $z' = 80\text{mm}$ における再生像を取得した. このように, 測定対象である点光源の像が取得できなかった.

試作された干渉計により取得した体積インターフェログラムからは, 光波に含まれるスペクトル情報は正しく計測されたが, 相互スペクトル密度は横方向に不連続な位相変化がみられ, 波長毎の空間情報は取得できなかった. 相互スペクトル密度の X 成分及び Y 成分は, プリズムを乗せた x および y ステージの移動量に対応していることから, 双曲線状に現れる位相分布が確認できなかったのは, 干渉計の x ステージ及び y ステージに依存した残留位相が含まれていることが原因であると考えた. われわれはこれらの残留位相の計測と補正の方法を提案した. 次節ではそれらについて説明する.

5.3 残留位相の計測と補正

提案した干渉計を構築し、計測を行ってみたところ、干渉計が含む残留位相により、測定対象の立体画像が取得できなかつた。本節では、この残留位相の計測と、分光立体画像再生のための補正方法について述べる。

残留位相は、CCDカメラにより計測した5次元インターフェログラムから取得することができる。5次元インターフェログラムに含まれる空間コヒーレンス関数 $\Gamma(2\hat{x}-x, y, z_0; x, 2\hat{y}-y, z_0+Z)$ は、観測面上の、角周波数 ω における相互スペクトル密度 $W_\omega(2\hat{x}-x, y, z_0; x, 2\hat{y}-y, z_0)$ と次の関係を持つ：

$$\Gamma(2\hat{x}-x, y, z_0; x, 2\hat{y}-y, z_0+Z) = c \int_0^\infty \exp(ikZ) W_\omega(2\hat{x}-x, y, z_0; x, 2\hat{y}-y, z_0) dk \quad (5.1)$$

ここで、相互スペクトル密度は式(2.44)より、

$$W_\omega(2\hat{x}-x, y, z_0; x, 2\hat{y}-y, z_0) = \langle U_\omega^*(2\hat{x}-x, y, z_0, t) U_\omega(x, 2\hat{y}-y, z_0, t) \rangle \quad (5.2)$$

と表される。ただし、 $U_\omega(\mathbf{r})$ は3次元空間上の位置ベクトル \mathbf{r} 、時間 t における角周波数 ω の光の電場を示す。今、干渉計に残留位相が含まれているとき、それぞれの光波に x ステージ及び y ステージに依存する残留位相の影響が与えられているとすると、それぞれの光波は、次のように表すことができる：

$$U_\omega(2\hat{x}-x, y, z_0, t) = \frac{a'}{r'} \exp\{i[kr' - \omega t - \phi'(\hat{x}, \hat{y})]\} \quad (5.3)$$

$$U_\omega(x, 2\hat{y}-y, z_0, t) = \frac{a}{r''} \exp\{i[kr'' - \omega t - \phi''(\hat{x}, \hat{y})]\} \quad (5.4)$$

ただし、 $\phi'(\hat{x}, \hat{y})$ 、 $\phi''(\hat{x}, \hat{y})$ はそれぞれ分割された光波がプリズム P' または P を通り検出器に入射する光波が持つ残留位相を示す。また、 r 、 r' は光源上の1点 $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ からそれぞれの光波の位置ベクトルまでの距離であり、次のように表される：

$$r' = \sqrt{(2\hat{x} - x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z_0 - z_s)^2}, \quad (5.5)$$

$$r'' = \sqrt{(x - x_s)^2 + (2\hat{y} - y - y_s)^2 + (z_0 - z_s)^2}. \quad (5.6)$$

ここで、式(5.3), (5.4)を式(5.2)に代入することで、残留位相を含む4次元相互スペクトル密度 W'_ω を次のように表す：

$$\begin{aligned} W'_\omega(2\hat{x} - x, y, z_0; x, 2\hat{y} - y, z_0) &= \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp\left[ik \frac{-2\hat{x}^2 + 2\hat{y}^2}{z}\right] \exp\left[ik \frac{2\hat{x}x_s - 2\hat{y}y_s}{z}\right] \\ &\times \exp\left[ik \frac{2x(\hat{x} - x_s) - 2y(\hat{y} - y_s)}{z}\right] \exp[-i\hat{\phi}(\hat{x}, \hat{y})] d^3r_s \end{aligned} \quad (5.7)$$

ここで、 $\hat{\phi}(\hat{x}, \hat{y}) = \phi''(\hat{x}, \hat{y}) - \phi'(\hat{x}, \hat{y})$ とした。相互スペクトル密度がこのように表されるとき、光軸上の干渉強度のみで構成される H-type 体積インターフェログラムには、つぎのような相互スペクトル密度が含まれている：

$$\begin{aligned} W'_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0) &= \exp\left[-i\hat{\phi}\left(\frac{X}{2}, \frac{Y}{2}\right)\right] \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp\left[ik \frac{-X^2 + Y^2}{2z}\right] \exp\left[ik \frac{Xx_s - Yy_s}{z}\right] d^3r_s \\ &= \exp\left[-i\hat{\phi}\left(\frac{X}{2}, \frac{Y}{2}\right)\right] W_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0) \end{aligned} \quad (5.8)$$

これから残留位相の除去を行うため、合成開口処理によって、5次元インターフェログラムより測定対象の空間情報を持たない体積インターフェログラムを取得する、選択律と再配列条件は次の通りである：

$$x = \hat{x}, \quad y = \hat{y} \quad (5.9)$$

$$X = 2\hat{x}, \quad Y = 2\hat{y} \quad (5.10)$$

この合成開口処理により取得される相互スペクトル密度は、次のように表される：

$$W'_\omega\left(\frac{X}{2}, \frac{Y}{2}, z_0; \frac{X}{2}, \frac{Y}{2}, z_0\right) = \exp[-i\hat{\phi}(\hat{x}, \hat{y})] \int S_\omega(\mathbf{r}_s) d^3r_s \quad (5.11)$$

積分は次元を持たないため、この相互スペクトル密度の位相分布を取得することで、残留位相 $\hat{\phi}(\hat{x}, \hat{y})$ を取得できる。これを、残留位相が存在する相互スペクトル密度 $W'_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0)$ の位相分布から引くことで、空間情報が再生できる相互スペクトル密度を得る。

$$\begin{aligned} W_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0) &= |W'_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0)| \\ &\quad \times \exp\left\{i\text{Arg}[W'_\omega(X, 0, z_0; 0, Y, z_0)] - i\text{Arg}\left[W'_\omega\left(\frac{X}{2}, \frac{Y}{2}, z_0; \frac{X}{2}, \frac{Y}{2}, z_0\right)\right]\right\} \\ &= \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp\left[ik \frac{-X^2 + Y^2}{2z}\right] \exp\left[ik \frac{Xx_s - Yy_s}{z}\right] d^3r_s \end{aligned} \quad (5.12)$$

この相互スペクトル密度に対し、再生処理を行うことで、波長毎の3次元像を取得する。この補正は、取得された体積インターフェログラムより、複素ホログラムを回復したあとで行う。次節では、5.2章で示した実験に対し、補正を行って得た結果について述べる。

5.4 分光立体画像の取得

本節では、5.2章で得た実験結果を、残留位相の補正を行いながら再生した結果を示す。

CCDカメラが5次元インターフェログラムから取得した、 $\lambda=630\text{nm}$ における残留位相分布を図5.5に示す。

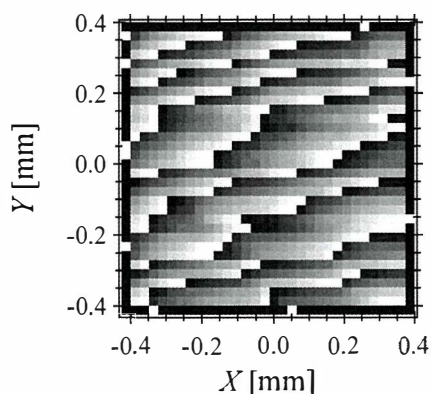


図 5.5 $\lambda=630\text{nm}$ における残留位相分布

この残留位相を相互スペクトル密度の位相から除去し、図5.6のような位相分布を得た。補正後の位相分布からは、双曲線状の位相分布を得た。この位相分布は点光源を光軸から動かした位置 $(x,y)=(103.4\mu\text{m}, 51.6\mu\text{m})$ 近傍で最も変化がなだらかになっている。このことは、複素ホログラムに点光源の位置情報が反映されていることを意味している。

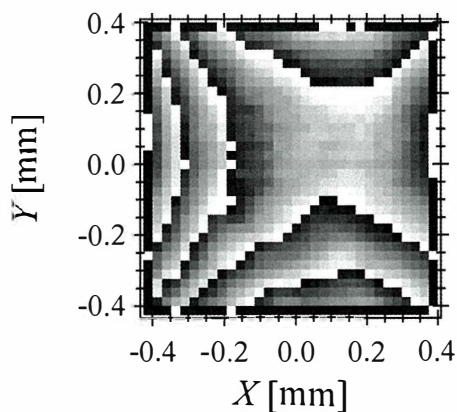


図 5.5 $\lambda=630\text{nm}$ における、
補正された相互スペクトル密度の位相分布

図 5.5 の複素ホログラムより再生された光源像を図 5.6 に示す。

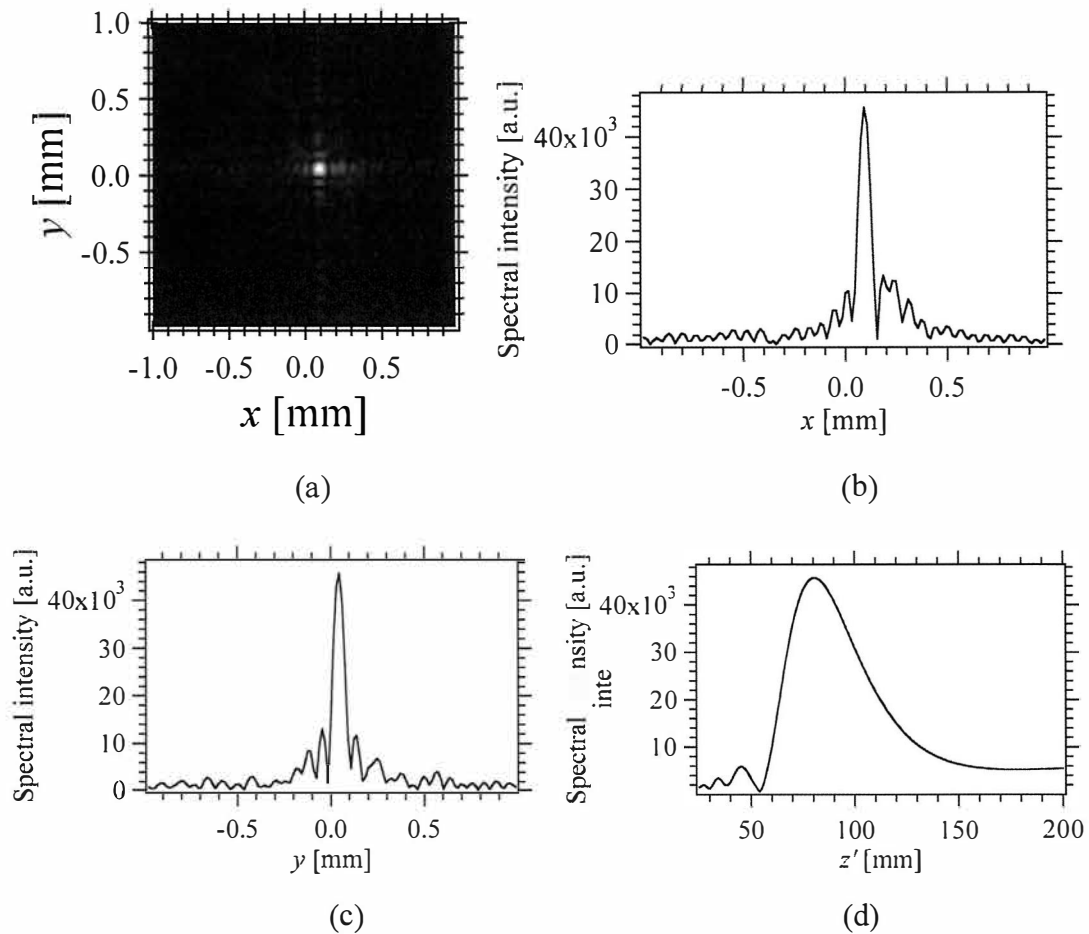


図 5.6 $\lambda=630\text{nm}$ の補正された相互スペクトル密度より取得されたインフォーカス像($z'=81\text{mm}$)(a)と, 光源像を x 方向(b), y 方向(c), z' 方向(d)に横切る強度分布

$\lambda=630\text{nm}$, $z'=81\text{mm}$ における再生画像を図 5.6(a)に示す. このように, 点光源の像を得ることに成功した. この再生像を x 方向, y 方向, z' 方向に横切る強度分布をそれぞれ図 5.6(b), 図 5.6(c), 図 5.6(c)に示す. これらから, $x=108\mu\text{m}$, $y=46\mu\text{m}$, $z'=81\text{mm}$ に位置で光源像が取得できたことを確認した. この再生画像の x 方向及び y 方向の分解能は $15\mu\text{m}$ であり, 分解能の範囲内で, 光源像は x,y 方向について正しい位置で再生できたといえる. 奥行き方向の再生結果は, 80mm に近い位置でピーク値を得ることができたため, 設置位置における光源像を再生できたといえる. 以上より, 提案した干渉計より取得された体積インターフェログラムから, 残留位相の補正が

必要だが、単色光の分光立体画像の取得が可能であることを実験的に確認した。

5.5 結言

本章では、双曲面型体積インターフェログラムを直接取得するための干渉計の試作を行い、その干渉計を用い、単色点光源の分光立体画像の取得を試みた。しかし、干渉計に残留位相が存在したため、直接計測された体積インターフェログラムから、測定対象の像を再生することは出来なかった。そこで、残留位相の計測と補正を行う方法を提案した。残留位相分布は、CCDカメラにより計測された5次元インターフェログラムから合成される、測定対象の空間情報を持たない体積インターフェログラムより取得される。これを用いて双曲面型相互スペクトル密度から残留位相を除去することで、単色点光源の分光立体画像が取得可能であることを実験的に示した。

第6章 白色光源への適用

6.1 緒言

前の章では，双曲面型体積インターフェログラムを直接取得するために提案した干渉計を試作し，撮像素子により計測した残留位相の補正が必要であるが，単色点光源の分光立体画像の取得が可能であることを実験的に示した．本章では，より複雑な光源から分光立体画像を取得すること目標として，連続スペクトルを有する面光源のイメージングを行った結果について示す．

6.2 白色面光源を測定するための実験条件

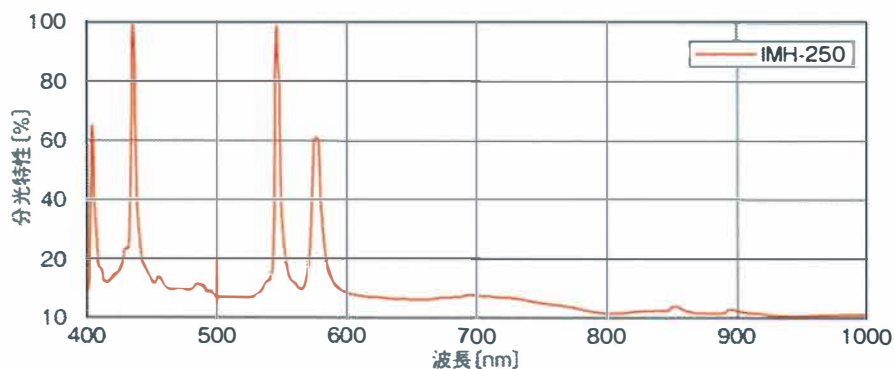


図 6.1 メタルハライドランプ IMH-250 の分光特性²²⁾

白色面光源は，メタルハライドランプの光を，100 μm 径開口のピンホールに通して作成した．本実験で使用した，シグマ光機のメタルハライドランプ IMH-250 の分光特性を図 6.1 に示す．IMH-250 は，波長 430nm，550nm 近傍に高いスペクトルを持っていることを確認した．

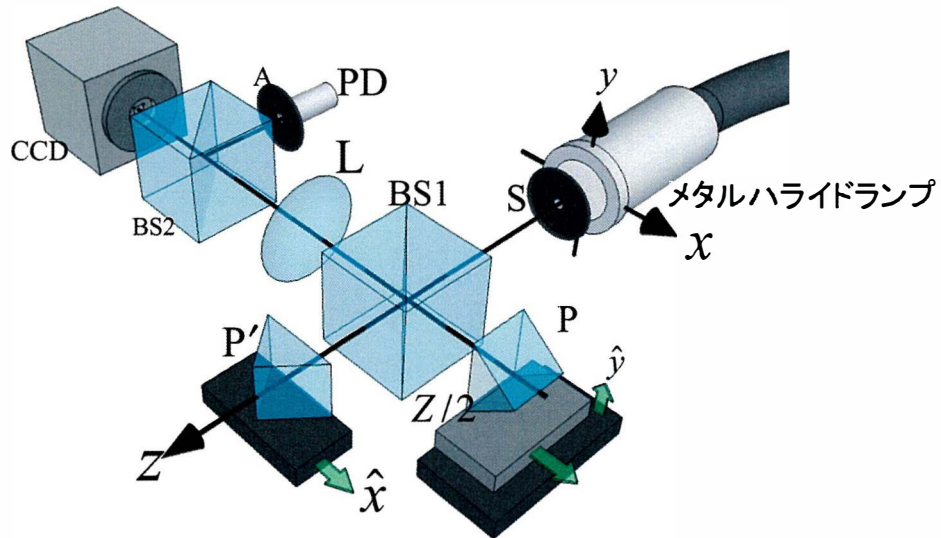
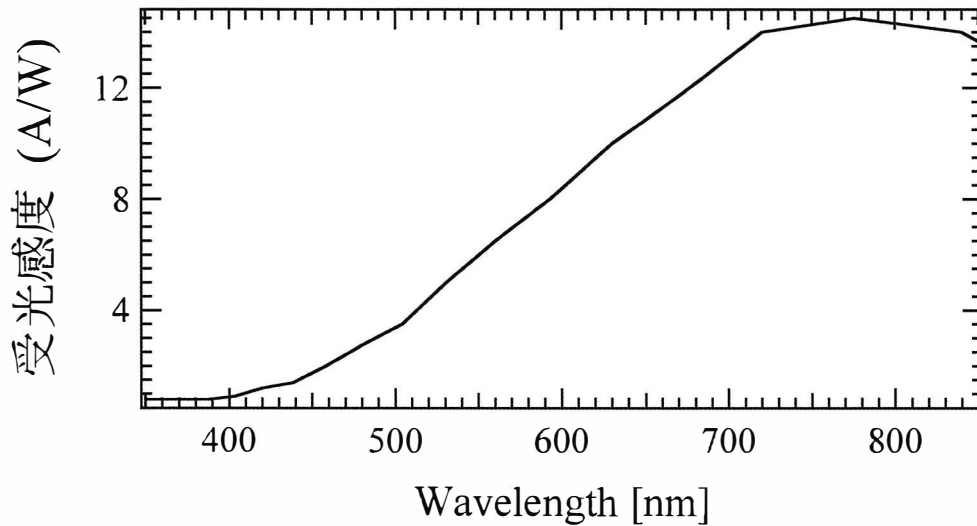


図 6.2 白色光光源の計測実験

図 6.2 に今回用いた光学系の概念図を示す．面光源は，光軸近傍に，そして観測面からおよそ 80mm の位置に配置した．奥行き方向の設置した距離は対象より 1cm ほど離れたところにもものさしを置き目視で計測したため，誤差を持つ．計測時の x ステージと y ステージのステップ数は 32 ステップ，移動間隔は $12.9\mu\text{m}$ とした．また，PZT のステップ数及び移動間隔は 64 ステップ， $0.08\mu\text{m}$ とした．干渉光の計測は開口手前に置いた光検出器 PD 及び CCD カメラで行った．光検出器は浜松ホトニクス社の APD, C12703 を使用した．この検出器の可視光における分光感度特性を図 6.3 に示す．短波長側では受光感度が弱く，均一な分光特性を持たないため，この実験で得た分光情報には受光感度特性の補正を行う．この実験では，開口 A や CCD を L によりプリズムのエッジに 0.5 倍の倍率で投影し，A の大きさや CCD のピクセルサイズを大きくしている．こうすることで，検出器 PD が光波を受ける領域を増やし，A を通る光波を電気信号に変換する効率を上げている．A には $75\mu\text{m}$ 径開口のピンホールを使用し，CCD のピクセルサイズは， $25.8\mu\text{m}$ として計測を行った．

図 6.3 可視光領域における APD の分光感度特性²³⁾

6.3 白色面光源の分光立体画像取得

APD により計測された体積インターフェログラムの中心を通る ZY 断面を図 6.4(a) に示す. 測定対象は幅広いスペクトルを持つため, 強い干渉を生じる光路差は狭い. 強い干渉を起こしている XY 面を図 6.4(b) に示す. 双曲面型体積インターフェログラムの計測を行ったが, その縞は双曲面型の縞よりは, 球面波型に近くなるほど歪みを持つ縞が確認された.

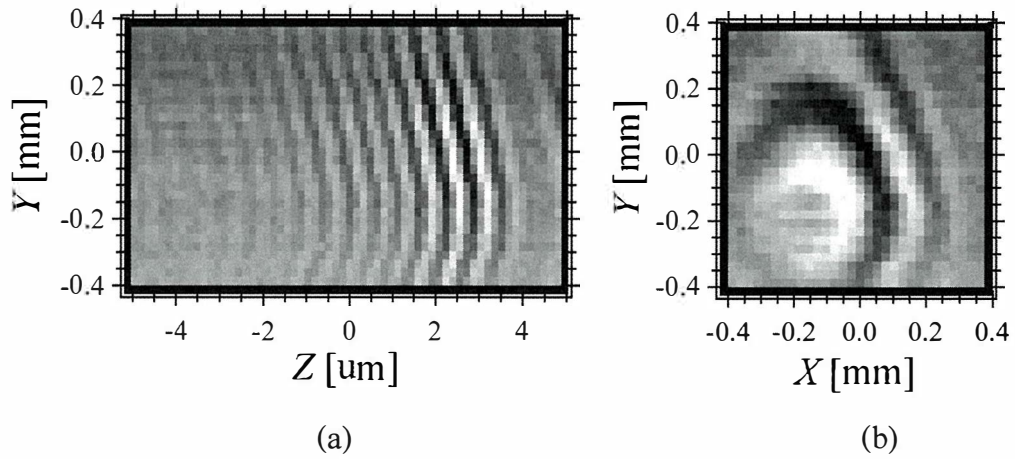


図 6.4 体積インターフェログラムの ZY 断面(a)と XY 断面(b)

図 6.4(a)の中心を Z 方向に通る干渉強度分布にフーリエ変換を掛けることで、図 6.5 のような、観測面における光波のスペクトル分布を取得した. このプロファイルのスペクトル分解能は $\Delta k/2\pi = 992.06\text{cm}^{-1}$ である. $\lambda = 438\text{nm}$ と $\lambda = 560\text{nm}$ にピークを持つ計測結果が得られた. 分解能の範囲内で、それぞれのスペクトルピークの位置が、図 6.1 のスペクトルピークと一致することを確認した.

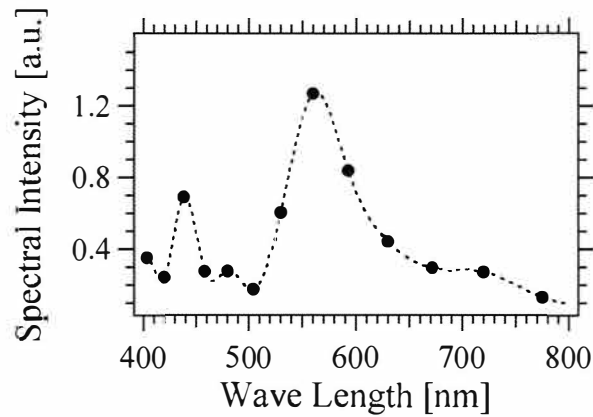


図 6.4 観測面におけるスペクトル分布

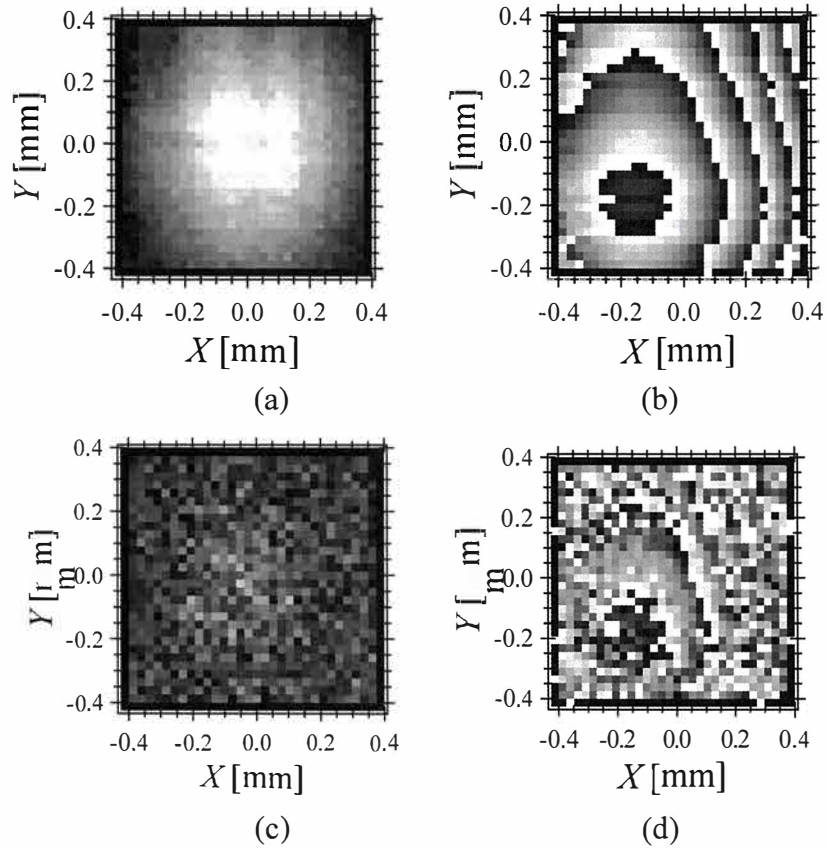


図 6.5 $\lambda = 560\text{nm}$ における相互スペクトル密度の振幅(a)と位相(b)と $\lambda = 438\text{nm}$ における相互スペクトル密度の振幅(c)と位相(d)

図 6.5 に、 $\lambda = 560\text{nm}$ における相互スペクトル密度の振幅(a)と位相(b)と $\lambda = 438\text{nm}$ における相互スペクトル密度の振幅(c)と位相(d)を示す。これらの位相分布の形状は、図 6.4(b)の強度分布を反映していることを確認した。

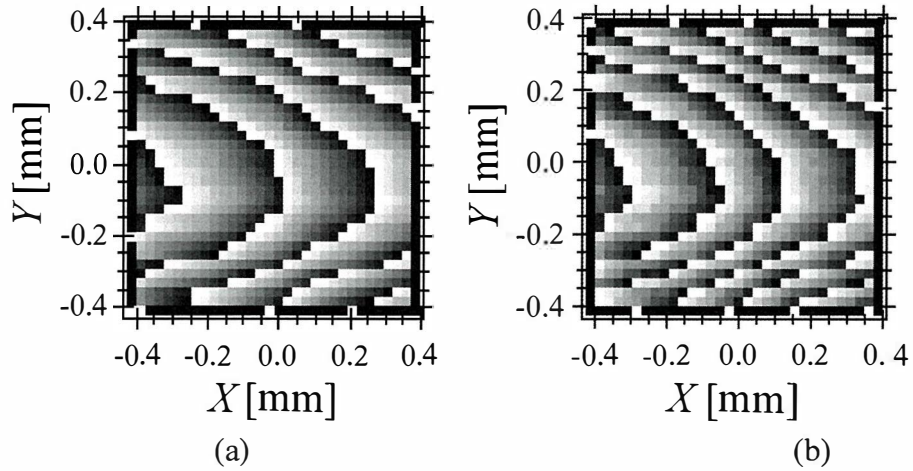


図 6.5 $\lambda=560\text{nm}$ における残留位相分布と $\lambda=438\text{nm}$ における残留位相分布(b)

H-type 体積インターフェログラムより得られた相互スペクトル密度の位相分布に対し, CCD により計測された残留位相分布による補正を行う. $\lambda=560\text{nm}$, 438nm における残留位相分布を図 6.5 に示す. 形状は同じに見えても, 波長によって, 残留位相の変化する速さが異なることがわかった. 残留位相を除いた相互スペクトル密度の位相分布を図 6.6 に, それらから得た再生像を図 6.7, 図 6.8 に示す.

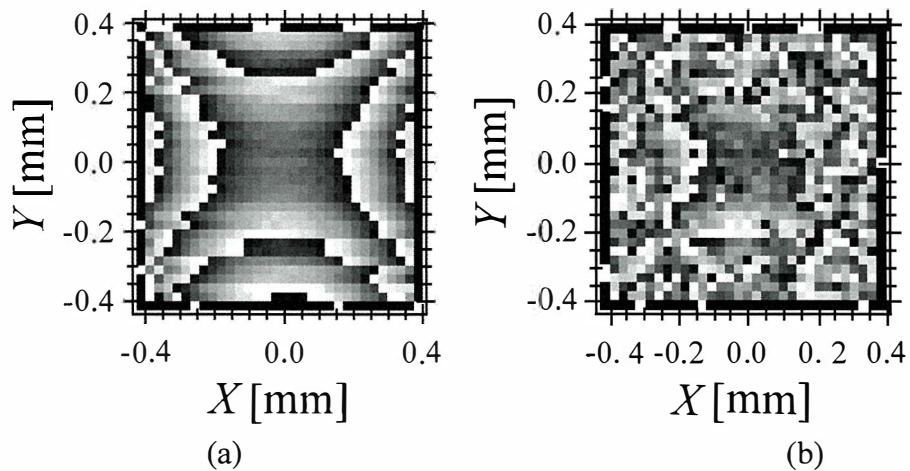


図 6.6 残留位相を除いた双曲面型相互スペクトル密度
(a): $\lambda=560\text{nm}$, (b): $\lambda=438\text{nm}$

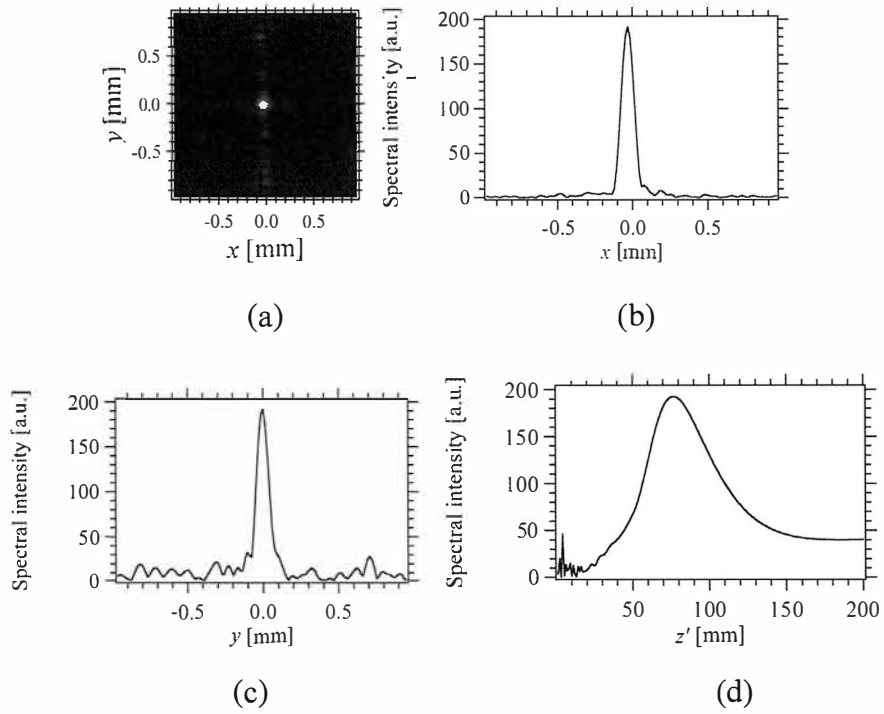


図 6.7 $\lambda=560\text{nm}$, $z'=79\text{mm}$ における再生像(a)と光源像を x,y,z 方向に横切る強度分布(b), (c), (d)

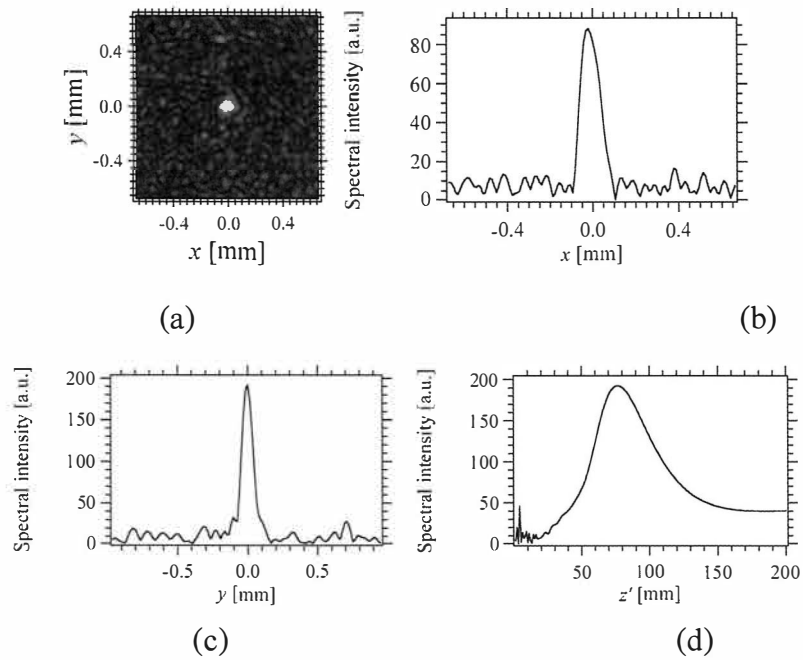


図 6.8 $\lambda=438\text{nm}$, $z'=79\text{mm}$ における再生像(a)と光源像を x,y,z 方向に横切る強度分布(b), (c), (d)

図 6.7(a)に、 $\lambda=560\text{nm}$ 、 $z'=79\text{mm}$ におけるインフォーカス像を示す。図 6.7(b)、図 6.7(c)、図 6.7(d)はそれぞれ光源像を x,y,z 方向に横切る強度分布である。光軸近傍に、そして 80mm に近くで結像が確認された。光源像の x 方向、 y 方向の半値全幅はどちらも $95\mu\text{m}$ であり、測定対象の大きさにほぼ一致している。図 6.8(a)は、 $\lambda=430\text{nm}$ 、 $z'=76\text{mm}$ におけるインフォーカス像を示す。図 6.8(b)、図 6.8(c)、図 6.9(d)はそれぞれ光源像を x,y,z 方向に横切る強度分布である。光源像の x 方向、 y 方向の半値全幅はそれぞれ $117\mu\text{m}$ と $95\mu\text{m}$ であり、ピンホールの高さに図 6.7(a)の再生像に比べて、再生像の強度は低い。これは $\lambda=430\text{nm}$ における APD の検出感度が低かったため、複素ホログラムの信号対雑音比が悪かったことが挙げられる。それでも、光源像の結像を、光軸近傍、そして 80mm の近くで確認することができた。

6.4 結言

双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計を利用して、白色面光源の分光立体画像の取得に成功した。幅広いスペクトルを持つ物体のイメージングに成功したことで、より複雑な光源のイメージングが可能であることが期待できる。今回、短い波長における光源像の強度が低くなったが、これは短波長の受光感度が高い光検出器を利用することで、改善可能である。

第7章 結論

われわれは、全干渉型3次元イメージング分光法において、双曲面型体積インターフェログラムと呼ばれる3次元の干渉縞データを用いた分光立体画像取得の方法について研究してきた。

第1章では、本研究の背景として全干渉型3次元イメージング分光法の従来研究及び研究の現状について説明し、本研究の目的について述べた。

第2章では、光波の一般的な数学的記述と、干渉計測と信号処理による分光立体画像取得のための、3次元空間コヒーレンス関数計測の概念及び分光立体画像の再生処理について述べた。

第3章では、本研究の出発点となった2光波折り畳み干渉計について説明し、この干渉計により測定される空間コヒーレンス関数と、合成開口処理により生成される双曲面型体積インターフェログラムの特徴及び分光立体画像を取得する過程について述べた。また、2光波折り畳み干渉計と双曲面型体積インターフェログラムの合成開口を利用し、異なる連続スペクトルを持つ2つの面光源から分光立体画像を取得することに成功した。

第4章では、本論文で新規に提案する、単一検出器により双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計について述べた。この干渉計は第3章で述べた双曲面型体積インターフェログラムの特徴に基づいて提案された。提案される干渉計は、従来の2光波折り畳み干渉計を用いた分光立体画像計測法と比べ、測定対象に関する制約が大幅に緩和される。また、取得されるデータ量が少なく、処理時間も短い。

第5章では、第4章で提案した干渉計を試作し、単色面光源の分光立体画像を取得する実験的検証を行った。また、計測された体積インターフェログラムから残留位相を除いて分光立体画像を再生する方法を提案した。

第6章では、第5章で提案した残留位相の除去を適用しながら双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計より、白色面光源の分光立体画像を実験的に取得した結果について述べた。幅広いスペクトルを持つ面光源のイメージングに成功したことで今後より複雑な光源のイメージングが可能であることが期待される。

第7章では，研究成果をまとめた．

今後の課題としては，干渉計の高感度化と残留位相を含まない干渉計の構築が挙げられる．ピンホールを手前に置いている現在の APD の干渉光の検出感度は弱く，より複雑な光源を鮮明にイメージング出来るほどの干渉縞のコントラストを計測出来ない．より高感度な単一光検出器による改善も可能であるが，測定対象を光源から，自然光照明下の自ら光を発さない物体にしたとき，より高感度な干渉強度の検出が要求される．この問題を解決する手法として，全干渉型3次元イメージング分光法への広帯域ヘテロダイン検出技術を適用する光学システム²⁴⁾が提案されている．この光学システムは，双曲面3次元イメージング分光法のための干渉計と広帯域ヘテロダイン干渉計をタンデムに接続したものである．ヘテロダイン干渉計は，単一光検出器による干渉強度の計測を行うため，3次元イメージング分光法のための干渉計には，第4章で提案した干渉計のように，固定された単一検出器により体積インターフェログラムを直接計測できる干渉計を使用する必要がある．この干渉計が実現すれば，ノイズに埋もれる微弱な干渉光も計測可能となり，信号対雑音比が大幅に改善される．

謝辞

本学位論文は、筆者が岩手大学大学院 工学研究科 電気電子・情報システム工学専攻 博士課程在学中に情報フォトニクス研究室において行った研究をまとめたものである。

本研究を遂行し学位論文をまとめるにあたり、多くのご指導ご鞭撻を頂きました本学 吉森久準教授には心より感謝いたします。また、本論文をご精読いただき有用なコメントを頂きました本学西山清教授、安倍正人教授に深謝いたします。

産業技術総合研究所(AIST)の平井亜紀子博士には、技術研修や共同研究を通し、貴重なご指導、ご助言を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

本論文の執筆にあたり、日々の議論を通じて、多くの知識や示唆を頂きました本研究室の卒業生である笹本益民博士(現東芝テリー(株))、小原正樹博士、同じ博士後期課程であるシラウィットティーラヌタラーノン君に感謝しております。実験にあたって小笠原早紀さんに補助していただきました。ありがとうございました。

また、研究を進めるにあたり、ご支援、ご協力を頂きながらここにお名前を記すことが出来なかった多くの方々に心より感謝申し上げます。

参考文献

- 1) 久保田敏弘,「新版ホログラフィ入門 -原理と実際-, 新版, 90-97, 朝倉書店 東京, (2010).
- 2) M. A. Kronrod, N. S. Merzlykov, and L. P. Yaroslavski, "Reconstruction of holograms with a computer," *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **17**, 333-334. (1972),
- 3) Gang Pan and Hui Meng, "Digital holography of particle fields: reconstruction by use of complex amplitude," *Appl. Opt.* **42**, 827-833 (2003).
- 4) Pascal Picart, Julien Leval, Denis Mounier, and Samuel Gougeon, "Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography," *Appl. Opt.* **44**, 337-343 (2005)
- 5) Benjamin Rappaz, Pierre Marquet, Etienne Cuche, Yves Emery, Christian Depeursinge, and Pierre Magistretti, "Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy," *Opt. Express* **13**, 9361-9373 (2005)
- 6) T. Kakue, R. Yonesaka, T. Tahara, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, "High-speed phase imaging by parallel phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* **36**, 4131-4133 (2011).
- 7) 田原樹, 菊池修平, 新井泰彦, 高木康博, "波長情報の選択的抽出可能な位相シフト干渉法と単一単色撮像素子を用いたカラー3次元イメージングへの応用," *Optics and photonics Japan 2013 講演予稿集*, 13aE9 (2013).
- 8) A. A Michelson, "On the application of interference method to astronomical measurement, " *Astrophs. J.* **51**, 257 (1920)
- 9) A. A Michelson, "On the application of interference method to spectroscopic measurements, " *Philos. Mag.* **531**, 338-346 (1891)
- 10) K. Itoh and Y. Ohtsuka, "Fourier-transform spectral imaging; retrieval of source information from three-dimensional spatial coherence, " *J. Opt. Soc. Am. A.* **3**, 93-100 (1986)
- 11) J. Rosen and A. Yariv, "General theorem of spatial coherence: application to three-dimensional imaging, " *J. Opt. Soc. Am. A.* **13**, 2091-2095 (1996)
- 12) J. Rosen and A. Yariv, "Three-dimensional imaging of random radiation sources,

-
- "Opt. Lett. **21**, 1011-1013 (1996)
- 13) J. Rosen and A. Yariv, "Reconstruction of longitudinal distributed incoherent sources," "Opt. Lett. **21**, 1803-1805 (1996)
- 14) K. Yoshimori, "Interferometric spectral imaging for three-dimensional objects illuminated by a natural light source," "J. Opt. Soc. Am. A. **18**, 765-770 (2001)
- 15) M. Sasamoto and K. Yoshimori, "First experimental report on fully passive interferometric three-dimensional imaging spectrometry," "Jan. J. Appl. Phys. **48**, 09LB03-1-09LB03-4 (2009)
- 16) M. Sasamoto and K. Yoshimori, "Three-dimensional imaging spectrometry by fully passive interferometry," "Opt. Rev. **19**, 29-33 (2012)
- 17) S. Teeranutrannont and K. Yoshimori, "Digital holographic three-dimensional imaging spectrometry," "Appl. Opt. **52**, 1297-1504 (2013)
- 18) Jun Li, Yuping Wang, Rong Li and Yaqin Li, "Coherent single-detector 3D imaging system," "Proceedings of SPIE, **8913**, 891303-1-891303-4 (2013)
- 19) Pere Clemente, Vicente Durán, Enrique Tajahuerce, Pedro Andrés, Vicent Climent, and Jesús Lancis, "Compressive holography with a single-pixel detector," "Opt. Lett. **38**, 2524-2527 (2013)
- 20) T. Hashimoto, A. Hirai, and K. Yoshimori, "Fully interferometric three-dimensional imaging spectrometry using hyperbolic-type volume interferogram," "Appl. Opt. **52**, 1497-1504. (2013)
- 21) 吉村武晃, 「光情報工学の基礎」, 初版, 1-48, コロナ社 東京, (2000)
- 22) シグマ光機株式会社 営業部(編), 「シグマ光機株式会社 総合カタログ 10」, 初版, E026, シグマ光機, (2012)
- 23) 「データシート - Hamamatu」 (浜松ホトニクス), http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c12703_series_kacc1215j.pdf, アクセス日時 : 2015.2.13 12:00
- 24) Tetsuya Hashimoto, Akiko Hirai, Kyu Yoshimori, "A new heterodyne tandem-interferometer for fully interferometric three-dimensional imaging spectrometry," "Proceedings of SPIE, **8883**, 88830T-1-88830T-4 (2013).

本研究に特に関連部会国際会議抄録及び研究報告

・ 原著論文

- 1) T. Hashimoto, A. Hirai and K. Yoshimori, “Fully interferometric three-dimensional imaging spectrometry using hyperbolic-type volume interferogram,” Appl. Opt. 52, pp. 1497-1504 (2013).

・ 国際会議抄録（本人報告分）

- 1) Tetsuya Hashimoto and Kyu Yoshimori, “Fully interferometric three-dimensional imaging spectrometry using hyperbolic-type volume interferogram,” Proceeding of the International Conference on Digital Holography and Three-Dimensional Imaging (DH2011), Tokyo, Japan, 9-11 May, DWC38 (2011).
- 2) Tetsuya Hashimoto, Akiko Hirai, and Kyu Yoshimori, “Direct measurement of hyperbolic-type volume interferogram,” International Workshop on Holography and Related Technologies (IWH2011), Tochigi, Japan, 16-18 November, pp. 25-26 (2011).
- 3) Tetsuya Hashimoto, Akiko Hirai, Kyu Yoshimori, “A new heterodyne tandem-interferometer for fully interferometric three-dimensional imaging spectrometry,” Proceedings of SPIE, The International Conference on Photonics Solutions (ICPS 2013), Pattaya City, Thailand, 26-28 May, 8883 pp. P200-51-01 - P200-51-03 (2013).

・ 国際会議抄録（共著）

- 1) Kyu Yoshimori, Masaki Obara, Tetsuya Hashimoto, and Sirawit Teeranutranton, “Interferometric Hyper-multispectral Three-dimensional imaging,” Proceedings of the International Seminar OPTICS and PHOTONICS, Issyk-Kul, Kyrgyzstan 12-14 September pp. 82-84 (2012).
- 2) Masaki Obara, Sirawit Teeranutranton, Hashimoto Tetsuya, Kyu Yoshimori,

“Incoherent holographic spectrometry,” 5th Digital Optics Research Seminar CIS-Japan Collaboration Symposium 2014, The University of Electro-Communications, Tokyo, Japan, 4 November (2014)

3) Maaki Obara, Sirawit Teeranutrantom, Tetsuya Hashimoto and Kyu Yoshimori, “INTERFEROMETRIC 3-D imaging spectroscopy: Retrieval of 3-D multi-spectral images for spatially incoherent polychromatic objects,” 3rd CIS-Japan workshop on Optics & Photonics in OPJ 2014.

・国内学会報告（本人報告分）

1) 橋本哲弥, シラウィットティーンタラーノン, 吉森久, “非整数次フーリエ変換による光波伝播の数値計算法の検討”, 計測自動制御学会 東北支部 第 257 回研究集会, 岩手, 5 月 31 日, 257-5 (2010).

2) 橋本哲弥, 笹本益民, 吉森久, “全干渉型 3 次元分光イメージングにおける分光立体像再生法の検討(I)”, 日本光学会年次学術講演 Optics & Photonics Japan 2010, 東京, 11 月 8-10 日, 10aF3 (2010).

3) 橋本哲弥, 平井亜紀子, 吉森久, “3 次元分光イメージングのための双曲面型体積インターフェログラムを取得する干渉計”, 第 58 回応用物理学関係連合講演会, 神奈川, 3 月 24-27 日, 27a-BJ-6 (2011).

4) 橋本哲弥, 平井亜紀子, 吉森久, “双曲面型体積インターフェログラムを取得する干渉計”, 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2011, 大阪, 11 月 28-30 日, 30pC4 (2011).

5) 橋本哲弥, 平井亜紀子, 吉森久, “双曲面型体積インターフェログラムを直接取得する干渉計の検討”, 計測自動制御学会東北支部第 272 回研究集会, 岩手, 5 月 30 日, 272-5 (2012).

6) 橋本哲弥, 平井亜紀子, 吉森久, “双曲面型体積インターフェログラムの直接取得による全干渉型 3 次元分光イメージング,” 日本光学会年次学術講演 Optics & Photonics Japan 2012, 東京, 10 月 23-25 日, 23aD6 (2012).

7) 橋本哲弥, 平井亜紀子, 吉森久, “3 次元分光イメージングのための双曲面型体積インターフェログラムを取得する干渉計”, 第 61 回応用物理学学会春期学術講演会, 神奈川, 3 月 17-20 日, 18a-E4-9 (2014).

8) 橋本哲弥, 平井亜紀子, 吉森久, “3 次元分光イメージングのための双曲面型体

積インターフェログラムを取得する干渉計”, 第 62 回応用物理学会春期学術講演会, 神奈川, 3 月 11-14 日, 14p-A11-4 (2015).

・国内学会 (共著)

- 1) 笹本 益民, シラウイット・ティーラヌタラーノン, 橋本 哲弥, 吉森 久「全干渉型 3 次元分光イメージングによる 連続スペクトルを有する 3 次元光源分布の分光立体画像差成(I)」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 10aF1, 東響, 2010 年 11 月
- 3) 佐藤 大祐, 橋本 哲弥, 小原 正樹, シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「閉ループダブルシアリング鑑賞法による高精度表面形状計測」, 『応用物理学会(JSAP)』, 28a-A2-3, 神奈川, 2013 年 3 月
- 6) 小原 正樹, シラウイット ティーラヌタラーノン, 橋本 哲弥, 吉森 久「全干渉型 3 次元イメージング分光法における解析的な 4 次元インパルス応答」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 13aF7, 奈良, 2013 年 11 月