

A research on digital holographic three-dimensional
imaging spectrometry

(デジタル分光ホログラフィーの研究)

2015 年

シラウィット ティーラヌタラーノン

Sirawit Teeranutrannot

Abstract

This dissertation presents a method to obtain both three-dimensional (3-D) spatial information and spectral information of a usual polychromatic object simultaneously by making use of a specifically designed two-wavefront folding interferometer and signal processing, including synthetic aperture technique, spectral decomposition, and 3-D image retrieval. The method uses only interferometric techniques and computational signal processing applied to the interferogram generated by propagated light from the measured object. We call the method the digital holographic 3-D imaging spectrometry. The method is based on measurement of 5-D interferogram. By applying synthetic aperture technique and spectral decomposition to that 5-D interferogram, one obtains a set of complex holograms of different spectral components. From these holograms, 3-D images of multiple spectral components have been retrieved on the basis of the propagation law applied to the 2-D cross-spectral densities. Decomposed continuous spectrum of each light source is also shown to demonstrate a potential applicability to identify materials of a particular part of 3-D object under illumination of white light.

This dissertation shows the first experimental results of the method applied to retrieve a set of spectral components of 3-D images for usual polychromatic object that consists of spatially incoherent, planar light sources of different shapes. Each planar source has different continuous spectra, located at different 3-D position. In addition, 3-D imaging characteristics in digital holographic 3-D imaging spectrometry are experimentally investigated. In particular, the depth imaging characteristics of spectral components of 3-D images for spatially incoherent object, and the relationship between spatial coherence function across the observation plane and 3-D spatial resolutions of the retrieved 3-D images have been studied experimentally in detail. The results of the experiments are also demonstrated, and its physical significance is discussed.

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 本研究の目的	4
1.3 本論文の構成	5
第 2 章 光波の干渉性・	
空間コヒーレンス関数計測の概念	6
2.1 緒言	6
2.2 光波の数学的記述	6
2.3 光波の干渉	9
2.3.1 2 光波の重ね合わせ	9
2.3.2 2 波長光波の干渉	11
2.3.3 多色項の数学的表示	12
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関数計測の概念	20
2.7 空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度の関係	23
2.8 多重分光立体画像の再生	25
2.8.1 フレネル積分法	25
2.8.2 角スペクトル法	25
2.8.3 3 次元空間分解能	28
2.9 結言	29

第 3 章	デジタル分光ホログラフィーにおける 分光立体画像の再生過程	30
3.1	緒言	30
3.2	2 光波折り畳み干渉計による 5 次元空間コヒーレンス関数の計測	30
3.2.1	2 光波折り畳み干渉計の概念	31
3.2.2	観測される 5 次元空間コヒーレンス関数の数式的記述	32
3.2.3	光源面座標から観測面座標への変換	34
3.3	合成開口処理に従う体積インターフェログラムの生成	36
3.4	スペクトル成分毎における相互スペクトル密度の計算	39
3.5	多数のスペクトル成分の 3 次元画像のセットの再生	41
3.6	結言	43
第 4 章	空間的にインコヒーレントな 多色物体の再生実験	44
4.1	緒言	44
4.2	実験	44
4.3	実験結果	49
4.4	結言	59
第 5 章	3 次元空間分解能・結像特性に関する考察	60
5.1	緒言	60
5.2	奥行き方向に関する分解能と結像特性の検証	60
5.2.1	空間的にインコヒーレントな 連続スペクトルを有する光源分布の実験	61
5.2.2	実験結果	62

5.3	3次元空間分解能と空間コヒーレンス関数 の関係に関する検証・考察	68
5.3.1	検証実験	68
5.3.2	実験結果	69
5.3.3	結言	72
第6章	結論	73
	謝辞	75
	参考文献	76
	本研究に特に関連深い原著論文，国際会議抄録 及び研究報告	79

第1章 序論

1.1 研究背景

近年、物体の3次元形状を取得するため、様々な手法が研究されている。光の干渉性を基礎とした干渉計測に基づく物体形状の取得に関してはコヒーレントとインコヒーレントな光源を利用するものに大別されるが、前者には従来の物体表面形状に関する干渉計測法やデジタルホログラフィーが含まれている^{1, 2)}。また、後者には3次元空間コヒーレンス関数と光源分布の関係に関する再定式化を基礎とする方法や、フーリエ空間で定義された相互スペクトル密度の逆伝播則を利用する方法などが提案されている。インコヒーレントな光源分布を測定対象とした干渉イメージングの研究の歴史について以下に述べる。

1891年に発表されたフーリエ分光法³⁾は、測定対象を光軸上の無限遠方にある多色光源とし、入射光をマイケルソン干渉計(Michelson interferometer)により測定する。アームの長さを変化させることにより光路差を変え、光軸に沿った光の場の自己相関関数を記録する。これをウィナー・ヒンチンの定理(Winner-Khinchine Theorem)²⁰⁾によりフーリエ変換して入射光のスペクトル密度を取得する方法である。これについては2章で記述する。

1920年に発表されたマイケルソン天体干渉計⁴⁾は、測定対象を単色光源とし、またその光源は無限遠方にあると仮定する。2つのピンホールを光軸に対し垂直な平面内で移動させ、その2点間の空間コヒーレンス関数を測定する。そして、ファンシッター・ゼルニケの定理(Van Cittert-Zernike Theorem)²¹⁾を利用して光源像を再生する手法である。

1986年のフーリエ分光映像法^{5, 6)}は、測定対象を多色光源とし、1920年のマイケルソン干渉計と1891年のフーリエ分光法を同時に行ったものである。これは回転シア体積干渉計を利用して光路差の異なる干渉縞画像を何枚も記録し、体積インターフェログラムを測定する。そして光軸方向にフーリエ変換し分光情報を得る。また、ファンシッター・ゼルニケの定理に従って干渉縞に記録されている空間コヒーレンス関数を2次元フーリエ変換する。つまり、体積インターフェログラムを3次元フーリエ変換を行うことにより光源の分光強度分布を取得した。

1996年に発表されたローゼンとヤリフの方法⁷⁻⁹⁾は、測定対象を単色光源としたものであり、マイケルソン天体干渉計が光軸の横方向に関するコヒーレンス関数を測定したのに対し、縦方向を含む3次元の空間コヒーレンス関数を測定する。

そして、この縦方向のコヒーレンス変化は光路差を大きくとるとフレネル変換と同様の性質になることを利用して、距離 z にある光源の2次元情報(画像情報)、すなわち光源の3次元空間情報を再生する方法である。

1999年に発表された有本らの方法¹⁰⁻¹²⁾は、測定対象光源を近距離場における単色光源としている。そして、観測面における4次元の相互スペクトル密度を記録し、4次元フーリエ変換する。その後、波数空間で記述された4次元の相互スペクトル密度を光源面まで逆伝搬させ、任意の距離 z にある光源の断面情報を得ることができることを示した。また、光源面における相互スペクトル密度を再生していることから、光源場における空間コヒーレンス関数も得ることが可能である。さらに、マークスらは、コーンビームトモグラフィーと回転シアリング干渉計による干渉計測を組み合わせることで、空間的にインコヒーレントな物体の3次元像を得ることが可能であると報告している¹³⁾。

2001年の吉森の方法¹⁴⁻¹⁶⁾では、測定対象を3次元的な広がりを持つ多色光源とし、これを回転シア体積干渉計のデフォーカス領域に設置する。そして光路差の異なる干渉縞を何枚も記録することにより体積インターフェログラムを作り、これに再生位置とスペクトルを特定する特別なフィルター処理を施すことで任意の奥行き光源分布画像と分光情報を取得することができる。またこの方法は、測定対象を3次元光源分布とし、その光源分布の3次元空間情報と分光情報を同時に取得することを可能であることを示した世界初の研究である。

2004年には、吉森によって波面折り畳み干渉計を用いた新たな手法が提案された¹⁷⁾。実験的検証も行われ、測定対象として x 軸方向の方位及び距離 z の異なる2色の点光源が用いられた。また、光源分布を設置したステージを x 軸方向へのみ走査したことから、 y 軸方向へのイメージングは行われなかった。この実験により波面折り畳み干渉計において取得した空間コヒーレンス関数から物体の2次元情報および分光情報が実験的に再生可能であることが確認された。

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実験^{18, 19)}が行われた(Digital holographic three-dimensional (3-D) imaging spectrometry: DH3DIS)。これは、2004年の吉森の方法を完全な形で実現したものである。また、取得した多次元空間コヒーレンス関数に対して合成開口処理を導入し、体積インターフェログラムとして取得する。これに分光処理と再生処理を適用することで3次元空間情報および分光情報の同時に取得することができる。以上で述べたこれまでの干渉イメージングに関する代表的な方法を表1.1に示す。

表 1.1 パッシブ干渉計測法の代表的な方法

種類	対象光源	インターフェロ グラム次元数	信号処理の種類	再生される光源 情報と次元数
マイケルソン フーリエ分光法 (1891)	多色	1次元	1-D フーリエ変換	空間 : 0 分光 : 1
マイケルソン 天体干渉計 (1920)	準単色	2次元	2-D フーリエ変換	空間 : 2 分光 : 0
フーリエ分光 映像法 (1986)	多色	3次元	3-D フーリエ変換	空間 : 2 分光 : 1
ローゼンと ヤリフの方法 (1996)	準単色	3次元	2-D フーリエ変換 縦方向コヒーレンス の利用	空間 : 3 分光 : 0
有本らの方法 (1999)	準単色	4次元	4-D フーリエ変換 逆伝搬則	空間 : 3 分光 : 0
吉森の方法 (2001)	多色	3次元	3-D フーリエ変換 インフォーカス・ フィルター処理	空間 : 3 分光 : 1
吉森の方法 (2004)	多色	3次元	45度変換 1-D フーリエ変換 フレネル変換	空間 : 1 分光 : 1
笹本と吉森の方法 (DH3DIS) (2008)	多色	5次元	合成開口処理 1-D フーリエ変換 フレネル変換	空間 : 3 分光 : 1

1.2 本研究の目的

1.1 節で述べたように、空間的にインコヒーレントな多色物体の3次元形状情報(3次元空間)と分光情報(連続スペクトル)を同時取得する計測法の報告は数少ない。そこで、われわれは特別な光源や結像素子・分散素子を利用せずに、物体から伝搬した光の純粋な干渉計測と計算処理のみによって、物体の3次元空間情報と連続スペクトル情報を同時に取得する手法を提案した²²⁾。この手法をデジタル分光ホログラフィー(Digital holographic 3-D imaging spectrometry)と呼ぶ。本手法によって、これまでに様々な測定対象に対して検証実験を行った²³⁻²⁵⁾。今回はこの手法の原理について説明するとともに、測定対象として、互いに異なる連続スペクトルを有し、かつ空間的に異なる位置及び奥行きに配置された複数の面光源に対して検証実験を行う。そして、それらの各スペクトル成分に対応した物体の3次元分光立体画像のセット、すなわち3次元空間情報と連続スペクトル情報を同時かつ独立に取得できることを試み、本手法の測定適用可能性を確認することを目的とする。

また、インコヒーレントホログラフィーの奥行き方向の分解能に関しては、これまで十分に研究されていなかった。そこで、インコヒーレントホログラフィーで再生した再生像の奥行き方向に関して詳しく調べることを一つの研究目標として、空間的にインコヒーレントな物体を対象とした分光立体画像再生の実験を行い、再生像の3次元結像特性、特に奥行き(光軸)方向の結像特性について調べ、解析結果を示す。さらに、通常のインフォーカスイメージングにおける横方向分解能は、観測面(開口)の広がりにより決定されることはよく知られている。しかし、本手法のようなインコヒーレントホログラフィーの場合、このコヒーレンスエリアが横方向の空間分解能を実質的に決定する開口となりうるか否かは興味のあることである。そこで、この手法において相互スペクトル密度に記録された光源の可干渉領域(コヒーレンスエリア)が、分光された3次元再生像における空間分解能に与える影響を調べる実験を行い、その実験結果に基づいて考察する。

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、目的、ならびに本論文の構成、概要について述べた。

第2章では、光波の基本的性質について述べ、光波の数学的記述を示す。また、本研究と関連の深い先行知見としてフーリエ分光法 (Fourier Transform Spectroscopy), ファンシッター・ゼルニケの定理 (Van Cittert-Zernike Theorem) について説明する。さらに、3次元空間コヒーレンス関数を計測する概念及び具体的手法について触れ、これらを利用した多重分光立体画像の再生手法について述べる。

第3章では、本研究で利用する2光波折り畳み干渉計について説明し、この実験系によって取得されるインターフェログラム・空間コヒーレンス関数の数学的記述について示す。そして、このインターフェログラムに適用する合成開口処理について述べ、さらに3次元分光立体画像を取得する処理について説明する。

第4章では、本手法の実験的検証として、空間的にインコヒーレントな3次元形状と連続スペクトル形状が異なる多色物体の再生実験を行い、その結果について示す。

第5章では、空間的にインコヒーレントなスペクトル成分毎の3次元像を解析し、この像上の任意の点における連続スペクトルの再生が可能であることを確認する。また、分光された3次元像の3次元イメージングに関する分光特性及び3次元結像特性に関して実験的に調べ、インコヒーレントホログラフィーの3次元結像特性、特に奥行き方向の結像特性に関し考察する。さらに、この手法において観測面における空間コヒーレンス関数と再生像の3次元再生像における空間分解能との関係に関して検証実験を行い、その実験結果に基づいて考察する。

第6章では、研究を統括し、総合的な見地から考察を行う。そして、今後の検討課題についても触れる。

第2章 光波の干渉性・ 空間コヒーレンス関数計測の概念

2.1 緒言

本章では、光波の干渉^{26,27)}による3次元空間コヒーレンス測定 of の概念について述べる。さらに、多重分光立体像 (物体の分光情報と3次元空間情報) の再生方法についても説明する。

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搬する波である。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。波動は時間に存在し、時間的に変化する。 z 軸の正方向に進行する光波を考えると、時刻 t 、位置 z における電場の振動は

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

と表せる。ここで、 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 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2つは空間および時間に関する項である。 λ を波長とすると、

$$k = 2\pi/\lambda \quad (2.2)$$

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。更に、 ω は各周波数であり、周波数を f 、周期を T とすると、

$$\omega = 2\pi f = 2\pi/T \quad (2.3)$$

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表す。

波動は空間に静止しているのではなく、空間中を伝搬する。ここで式(2.1)の表現は波の伝搬速度も表している。波上のある点は Δt の間に Δz 移動するから、速度 v_p は、

$$v_p = \Delta z / \Delta t = \omega / k = f\lambda \quad (2.4)$$

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 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ での電場を式(2.1)の代わりに

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

と表す。ここで、 \mathbf{k} は波数ベクトルであり、 $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ である。この \mathbf{k} が示す向きが波の進行方向となる。この波の等しい位相を示す位置は、3次元空間上においては波の進行方向に垂直な平面となる。この等位相面のことを波面といい、波面が平面である光波を、平面波あるいは平行光という。

また、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、

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

とする。更に、電場を式(2.5)のように複素数で表す。そして電場とその共役複素数の積を光強度であると約束する。記号*で共役な複素数を表すとすると、光強度は、

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

である。振幅の2乗値が決まり、単に積計算だけで光強度が求まる。

次に、球面波について述べる。光波は真空中やレンズを通過するなど特別な場合を除き、球面波として扱われる。光波は電磁波の1つであり、波動性を示すから波動方程式に従う。光波 $V(\mathbf{r}, t)$ 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1つの特殊解である。式(2.5)を代入すると、 $\omega = ck$ ならば、

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

となり、式(2.8)は成立する。ここで、 $k = |\mathbf{k}|$ である。したがって式(2.5)は、波動方程式を満たす平面波解であることがわかる。

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 ∇^2 を球座標系で表現し、球座標を r, ϕ, θ で表すと、

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

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状である。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。したがって波動方程式は、

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

となる。関数 $r V_r(t)$ が波動方程式を満足している。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、位置と波数とベクトルで表した平面波である。動径方向(r 方向)に進む平面波に書き直す、つまりスカラー量で位置 r および波数 k を表し、この r 方向に進む平面波を $V(r, t)$ とする。こうして、

$$V_r(t) = \frac{1}{r} V(r, t) = \frac{a}{r} \exp[i(kr - \omega t + \phi)] \quad (2.13)$$

と求められる。座標原点 ($r = 0$) 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 a は r に反比例して減衰する。これを球面波という。 r 方向へ伝搬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

電磁波の中で可視光は振動数があまりにも高く、波そのものを検出できないところに問題がある。検出できるのは光強度であり、光波の振幅・位相の性質は検出可能な光強度から調べる事ができる。この光波を最も直接的に観測できるのは波動の干渉効果である。2つの光波を重ね合わせると、光強度が時間的にも空間的にも変化する。これを干渉現象という。干渉現象を用いた測定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。

本節ではこの干渉現象について述べる。

2.3.1 2光波の重ね合わせ

2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。それぞれの波が平面波であるとする、

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

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 をスカラー量で表した。ここで、 ω は角周波数、 t は時刻、 ϕ は初期位相である。

2光波の重ね合わせは、図 2.1 のように表せる。位置ベクトル $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ にある点 Q_1, Q_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 $\mathbf{r} - \mathbf{r}_1$ は、点 Q_1 を起点とした点 D までの位置ベクトルである。したがって式(2.9)での \mathbf{r} を $\mathbf{r} - \mathbf{r}_1$ で置き換えることができる。このとき $k_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$ は、点 Q_1 を通過する平面波が点 D まで伝播したときの位相遅れを表す。

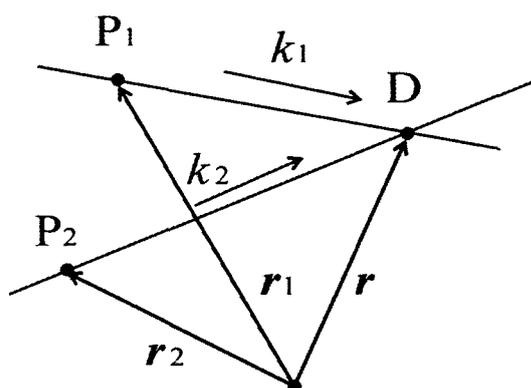


図 2.1 2 光波の重ね合わせ

観測点 D, 時刻 t における 2 つの平面波は,

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

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

と表せる. 観測される光強度は,

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= |V(\mathbf{r}, t)|^2 \\ &= |V_1(\mathbf{r}, t) + V_2(\mathbf{r}, t)|^2 \\ &= |V_1(\mathbf{r}, t)|^2 + |V_2(\mathbf{r}, t)|^2 + V_1^*(\mathbf{r}, t)V_2(\mathbf{r}, t) + V_1(\mathbf{r}, t)V_2^*(\mathbf{r}, t) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left[\mathbf{k}_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) - \mathbf{k}_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - (\omega_2 - \omega_1)t + (\phi_2 - \phi_1)\right], \end{aligned} \quad (2.17)$$

となる. ここで, $*$ は複素共役を表し, $I_1 = a_1^2$, $I_2 = a_2^2$ と置いた. 第 1 項および第 2 項はそれぞれ光波が単独で存在した時の光強度であり, 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 次の位相差によって変化する.

2.3.2 2 波長光波の干渉

1 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 $\langle I \rangle$ で表すと、

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

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、

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

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。

2 つの波長を持つ可視光を一般に分光器で分光できるのは、波長差が 0.1nm 程度のときである。波長が接近した 2 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すと、

$$f_1 = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{\lambda}, \quad (2.20)$$

であるから、周波数は $(\omega_2 - \omega_1)/2\pi = 120 \text{ GHz}$ 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} 秒程度まで光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 2 つの光波は干渉しないものとして扱う。したがって波長が異なる 2 つの光波は干渉しないとして扱ってもよいことがわかる。

2.3.3 多色光の数学的表示

日常生活において見ることの出来る光のほとんどは、多くの異なった波長を含んでいる。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注目する。位相の中の空間に関する項を省略すると、

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

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 $\phi(\omega)$ と表す。合成波の電場は、周波数毎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

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

と表すことができる。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。位置 \mathbf{r}_1 、時刻 t_1 での光波 $V(\mathbf{r}_1, t_1)$ と位置 \mathbf{r}_2 時刻 t_2 での光波 $V(\mathbf{r}_2, t_2)$ との相関は、

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

と表される。ここで、 $\langle \rangle$ は集合平均を、 $*$ は複素共役を表す。このとき、式(2.23)は時間差 $\tau = t_2 - t_1$ のみの関数でなくてはならないから、

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t_1) V(\mathbf{r}_2, t_1 + \tau) \rangle, \quad (2.24)$$

と表される。この $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ は、相互コヒーレンス関数(Mutual coherence function)と呼ばれる。この相互コヒーレンス関数を平均強度で規格化すると、

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, 0)}\sqrt{\Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, 0)}} \quad (2.25)$$

と表される。これを複素相互コヒーレンス度という。 $|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| = 1$ の場合、時空の2点における光の場はコヒーレントであるといい、完全な相関を持つ。また、 $|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| = 0$ の場合、インコヒーレントであるといい、2点における場の量は相関をもたない。更に、 $0 < |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| < 1$ の場合を部分的にコヒーレントであるという。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、多くの光波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 ($\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$) で時間だけが異なる場合 ($t_1 = t$, $t_2 = t + \tau$),

$$\Gamma(\mathbf{r}, \tau) = \langle V^*(\mathbf{r}, t_1) V(\mathbf{r}, t_1 + \tau) \rangle \quad (2.26)$$

となり、 $\Gamma(\mathbf{r}, \tau) \equiv \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau)$ で位置 \mathbf{r} における光波の時間的な相関を示している。これを時間コヒーレンス関数という。これは時間領域の自己相関関数(Autocorrelation function)であり、この自己相関関数のフーリエ逆変換はスペクトル密度(Spectral density)を与える。一般的には、

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\mathbf{r}, \tau) \exp(i\omega\tau) d\tau \quad (2.27)$$

と表される。また、スペクトル密度から自己相関関数を求める事もでき、

$$\Gamma(\mathbf{r}, \tau) = \langle V^*(0) V(\tau) \rangle = \int_0^{\infty} S(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega, \quad (2.28)$$

と表される。これはウィナー・ヒンチンの定理(Wiener-Khinchine theorem)と呼ばれ

る. 式(2.24)の相互コヒーレンス関数 $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ は, 2つの光の場の時間差 τ (コヒーレンス時間, Coherent time) がスペクトル密度 $S(\omega)$ の広がりである $\Delta\omega$ に比べて十分小さいなら,

$$|\tau| \ll \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (2.29)$$

を満足すると考える. このとき, 時間差 $\tau = 0$ とみなすことができる. よって, 式(2.24)において位置が異なり ($\mathbf{r}_1 \neq \mathbf{r}_2$), 時刻が同じ ($t_1 = t_2 = t$) 場合は,

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_2, t) \rangle \quad (2.30)$$

となる. 異なった位置 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ における光の場の空間的な相関を表しており, 空間相関関数(Spatial correlation function)あるいは空間コヒーレンス関数(Spatial coherent function)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 にマイケルソン干渉計(Michelson interferometer)の概念図を示す.

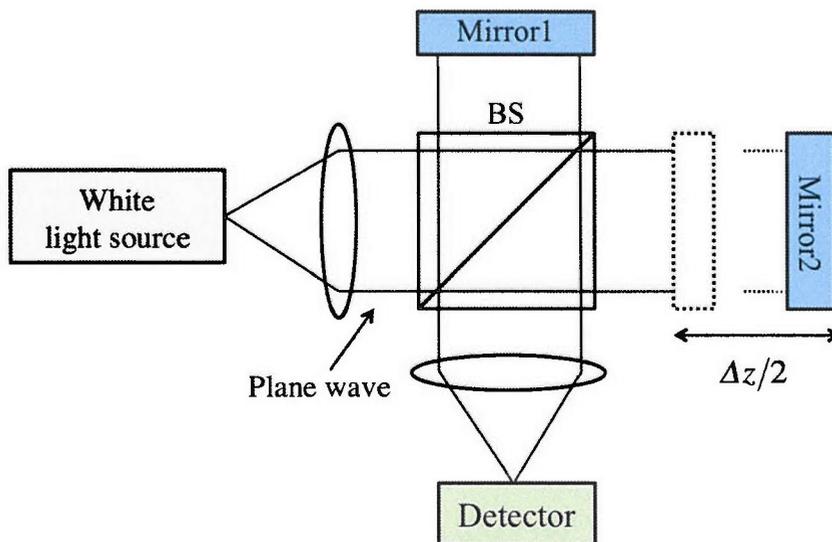


図 2.2 マイケルソン干渉計の概念図

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。異なった波長を持つ光波の干渉縞は 2.3.2 節で説明した通り、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 2 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航路超が等しい場合、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。従って、測定された干渉光強度の干渉項は、

$$\Gamma(\tau) = \langle V^*(0)V(\tau) \rangle \quad (2.31)$$

の時間的コヒーレンス関数である。この測定値をフーリエ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。このスペクトル密度の測定法をフーリエ分光法(Fourier transform spectroscopy)という。

2.5 ファンシッター・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 に光波の空間相関の概念について示す。

図 2.3 に示すように、光源 σ 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。そして距離 R 離れた $x-y$ 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。

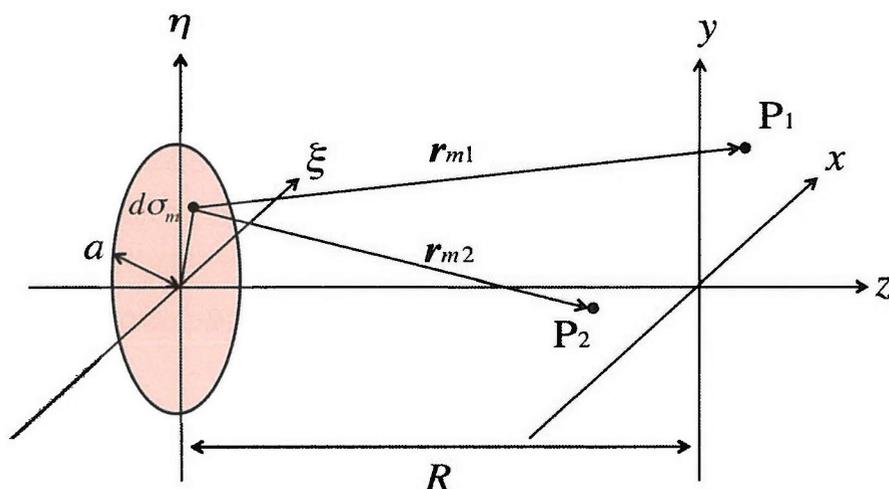


図 2.3 光波の空間相関

単純化のため、光源 σ は準単色で、 x - y 平面と平行な平面の一部であり、大きさは、距離 R にくらべ十分小さいとする。また、光源上の任意の点と P_1 、 P_2 を結ぶ直線と R のなす角は小さいと仮定する。

光源を微小領域 $d\sigma_1$ 、 $d\sigma_2$ 、... $d\sigma_m$ 、...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。そして、 r_{m1} 、 r_{m2} を P_1 、 P_2 までの位置ベクトルとする。また、微小光源 $d\sigma_m$ から P_1 、 P_2 に伝搬する光の場をそれぞれ $U_\omega(\mathbf{r}_{m1}, t)$ 、 $U_\omega(\mathbf{r}_{m2}, t)$ とする。ここで、時間的に定常であり、光源は準単色であると考えているから、時間項 t とその平均角周波数 $\omega = 2\pi c/\lambda$ を下付き添字で表す。また、 c は光速である。このとき、 P_1 、 P_2 の位置における光源全体からの光の場の寄与は、

$$U_\omega(P_1, t) = \sum_m U_\omega(\mathbf{r}_{m1}, t), \quad (2.32a)$$

$$U_\omega(P_2, t) = \sum_m U_\omega(\mathbf{r}_{m2}, t) \quad (2.32b)$$

で与えられる。これより P_1 、 P_2 の位置における相互スペクトル密度 W_ω は、2点 P_1 、 P_2 における光の場の相関として定義され、

$$\begin{aligned}
 W_\omega(\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2) &= \langle U_\omega^*(\mathbf{P}_1, t) U_\omega(\mathbf{P}_2, t) \rangle \\
 &= \sum_m \langle U_\omega^*(\mathbf{r}_{m1}, t) U_\omega(\mathbf{r}_{m2}, t) \rangle + \sum_{m \neq n} \sum_n \langle U_\omega^*(\mathbf{r}_{m1}, t) U_\omega(\mathbf{r}_{n2}, t) \rangle, \quad (2.33)
 \end{aligned}$$

と表わされる。ここで、 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{m1} = \mathbf{r}_{m2}$ の場合、 $W_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \langle U_\omega^*(\mathbf{r}) U_\omega(\mathbf{r}) \rangle = \langle |U_\omega|^2 \rangle = S(\omega)$ となる。式(2.33)において第2項は異なる微小光源からの寄与であり、それぞれは互いに独立であるから、

$$\langle U_\omega^*(\mathbf{r}_{m1}, t) U_\omega(\mathbf{r}_{n2}, t) \rangle = 0 \quad (m \neq n), \quad (2.34)$$

とおける。準単色光であるが、時間コヒーレンス条件を十分満たしているとする。すなわち光波の周波数を中心波長 ω_c で代表し、振幅を $a(t) = A(\omega_c) = A_m$ とする。光速 c を用いて位相を $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \omega_c r_m / c = k_c r_m$ と表し、微小光源 $d\sigma_m$ と点 $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$ の距離を r_{m1}, r_{m2} とおく。微小光源から球面波が発生するから、観測面での光波は、

$$U_\omega(\mathbf{r}_{m1}, t) = \frac{A_m \left(t - \frac{r_{m1}}{c} \right)}{r_{m1}} \exp[i(k_c r_{m1} - \omega_c t + \phi_m)], \quad (2.35a)$$

$$U_\omega(\mathbf{r}_{m2}, t) = \frac{A_m \left(t - \frac{r_{m2}}{c} \right)}{r_{m2}} \exp[i(k_c r_{m2} - \omega_c t + \phi_m)], \quad (2.35b)$$

と表わされる。ここで $r_{m1} = |\mathbf{r}_{m1}|$, $r_{m2} = |\mathbf{r}_{m2}|$ であり、 $k = 2\pi/\lambda$ は準単色光の平均波数、 ϕ_m は初期位相である。したがって、

$$\begin{aligned}
 \langle U_\omega^*(\mathbf{r}_{m1}, t) U_\omega(\mathbf{r}_{m2}, t) \rangle &= \left\langle A_m^* \left(t - \frac{r_{m1}}{c} \right) A_m \left(t - \frac{r_{m2}}{c} \right) \right\rangle \frac{\exp[ik_c(r_{m2} - r_{m1})]}{r_{m1} r_{m2}} \\
 &= \left\langle A_m^*(t) A_m \left(t - \frac{r_{m2} - r_{m1}}{c} \right) \right\rangle \frac{\exp[ik_c(r_{m2} - r_{m1})]}{r_{m1} r_{m2}}, \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

が得られる。ここで、距離の差 $r_{m2} - r_{m1}$ が光源のコヒーレンス長より十分に短いと

すると振幅 A_m の引数における時間遅れ $(r_{m2} - r_{m1})/c$ は無視できるため、式(2.33)は、式(2.34)および式(2.36)より、

$$W_\omega(P_1, P_2) = \sum_m \langle A_m^*(t) A_m(t) \rangle \frac{\exp[ik_c(r_{m2} - r_{m1})]}{r_{m1} r_{m2}}, \quad (2.37)$$

が得られる。 $\langle A_m^*(t) A_m(t) \rangle / (r_{m1} r_{m2})$ は、微小光源からの光強度であるから光源の強度分布を $S(\sigma_m) d\sigma = \langle A_m^*(t) A_m(t) \rangle / (r_{m1} r_{m2})$ とおくと、式(2.37)は、

$$W_\omega(r_1, r_2) = \int_\sigma S(\sigma_m) \exp[ik(r_2 - r_1)] d\sigma, \quad (2.38)$$

R が十分に大きいとして直交座標系で表すと、

$$r_2 - r_1 = \frac{(x_2^2 + y_2^2) - (x_1^2 + y_1^2)}{2R} - \frac{(x_2 - x_1)\xi + (y_2 - y_1)\eta}{R}, \quad (2.39)$$

と近似される。また、

$$\alpha = \frac{(x_2 - x_1)}{R}, \quad \beta = \frac{(y_2 - y_1)}{R}, \quad (2.40)$$

とおき、定数 ϕ_0 を用いて位相変化量を

$$\phi_0 = \frac{k_c [(x_2^2 + y_2^2) - (x_1^2 + y_1^2)]}{2R} \quad (2.41)$$

とする。ここで、 α 、 β は光源から見た点 P_1 、 P_2 を見込む角度を表す。相互スペクトル密度を平均光強度で規格化することで、以下に示すように表すことができる：

$$\begin{aligned}\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= \frac{W_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\sqrt{W_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1)}\sqrt{W_{\omega}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2)}} \\ &= \frac{\exp(i\phi_0) \int_{\sigma} S_{\omega}(\xi, \eta) \exp[-ik_c(\alpha\xi + \beta\eta)] d\xi d\eta}{\int_{\sigma} S_{\omega}(\xi, \eta) d\xi d\eta},\end{aligned}\quad (2.42)$$

となる。ここで、 $|\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ は複素数で表わされ、空間的複素コヒーレンス度という。単色場の空間コヒーレンスを扱うときに便利である。式(2.42)より、光源 σ の大きさおよび α , β が十分小さければ、複素スペクトルコヒーレンス度 $|\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ は光源の強度分布 $S_{\omega}(\xi, \eta)$ のフーリエ変換形となっている。これはファンシタート・ゼルニケの定理(Van Cittert-Zernike Theorem)と呼ばれる。したがって、複素スペクトルコヒーレンス度を測定し逆フーリエ変換を行えば光源分布の空間情報を求めることができる。また、 $|\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = 1$ のとき2点間の光は空間的に完全コヒーレント、 $|\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = 0$ のとき空間的にインコヒーレントであるという。

最後に、光源の大きさと横方向のコヒーレンス領域の大きさの関係を考える。光源が半径 a の円ならば、空間的複素コヒーレンス度 $\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ は

$$\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{2J_1(k_c ad/R)}{k_c ad/R}, \quad (2.43)$$

となる。ここで、 $J_1(L)$ は1次の第1種ベッセル関数(Bessel function)であり、ベッセル関数の性質から $kad/R = 3.833$ のとき $\mu_{\omega}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0$ となる。光源から距離 R だけ離れた平面上の間隔

$$d = 0.61 \frac{\lambda R}{a}, \quad (2.44)$$

以内での光の場は互いに相関(コヒーレント)な関係を持つ。これを空間コヒーレンス長もしくは、半径 d の相関領域の広がりをもつ可干渉領域であり、コヒーレンスエリア(Coherent area)と呼ぶ。

2.6 3次元空間コヒーレンス関数計測の概念

光源がもつ物体情報の中で、3次元空間情報と連続スペクトル情報を同時に取得する手法について説明する。この手法である3次元空間コヒーレンス関数の測定に基づく光学システムの概念を図2.4に示す。

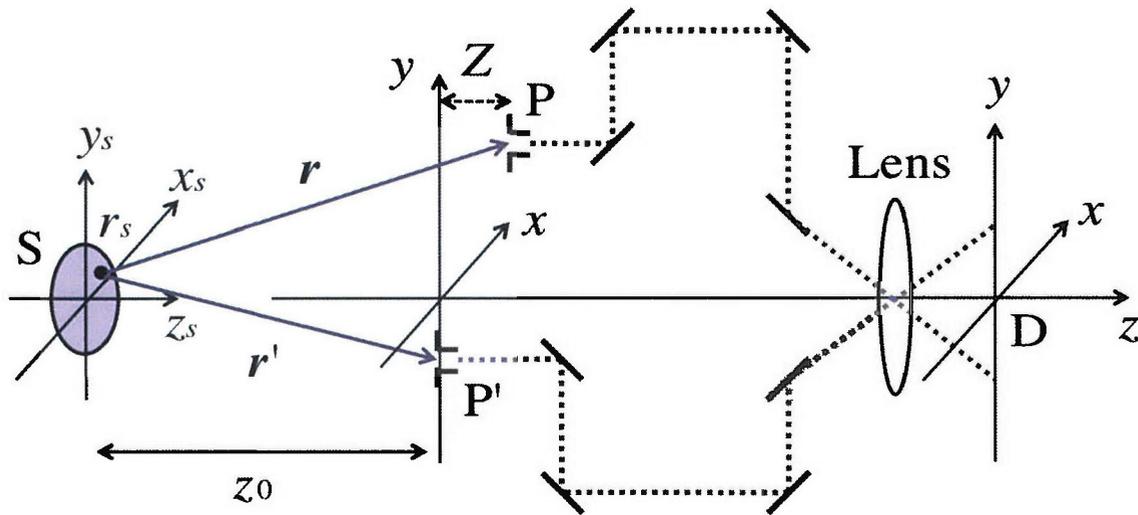


図2.4 3次元空間コヒーレンス関数を計測する光学システムの概念図(I)

まず、光源(S)は、測定対象である、空間的にインコヒーレントな多色光源分布である。多色光源分布から伝搬した光波は、2つのピンホールP及びP'をそれぞれ通過して、観測点Dにおいて重ねあわされる。多色光源分布は空間的に3次元的な広がりを持ち、座標系 (x_s, y_s, z_s) 上にある。ピンホールP, P'は3次元空間を自由に移動可能なピンホールであり、座標系 (x, y, z) 上にある。

図2.4の3次元コヒーレンス測定概念図は、2.4節のフーリエ分光法による分光情報の取得、および2.5節のファンシタート・ゼルニケの定理による空間情報取得の2つの特徴を含んでいる。まずフーリエ分光法では、図2.2のマイケルソン干渉計の物体鏡を光軸方向に移動させることにより、測定対象の連続スペクトル情報を得ていた。図2.4では、ピンホールPを光軸方向に移動させることによりそれを実現している。次に図2.4において、ファンシタート・ゼルニケの定理を利用し、観測点Dから等光路の位置にある2つのピンホールを x - y 平面上で移動させることにより、測定対象の空間情報を得ている。従って、これら2つの特徴を含んだ図2.4の概念図に基づく干渉計において観測されるインターフェログラムからは、

測定対象の 3 次元空間情報と分光情報を同時に含んだ空間コヒーレンスが取得可能であると考えられる。

ここでは、光源分布上の注目した一点を $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ とし、P, P' の位置ベクトルをそれぞれ \mathbf{r}, \mathbf{r}' とする。P, P' から観測点 D までの距離はそれぞれ等しいとする。

そして、 \mathbf{r}_s からピンホール P, P' に伝搬する光の場をそれぞれ $V(\mathbf{r}, t), V(\mathbf{r}', t)$ とすと、このとき観測面 D において測定されるインターフェログラムは、

$$\begin{aligned} I(D) &= \langle |V(\mathbf{r}', t) + V(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle \\ &= \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}') + \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}) + \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) + \Gamma^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}), \end{aligned} \quad (2.45)$$

となる。ここで、 $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \langle V^*(\mathbf{r}', t)V(\mathbf{r}, t) \rangle$ は位置 \mathbf{r}, \mathbf{r}' における光の場の空間コヒーレンス関数を表し、 $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}') = \langle |V(\mathbf{r}', t)|^2 \rangle$ および $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \langle |V(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle$ は位置 \mathbf{r}, \mathbf{r}' における光強度である。また、 $\langle \cdot \rangle$ は集合平均を、 $*$ は複素共役を表す。時間的に定常であると考えているので、空間コヒーレンス関数 Γ において時間 t は省略した。

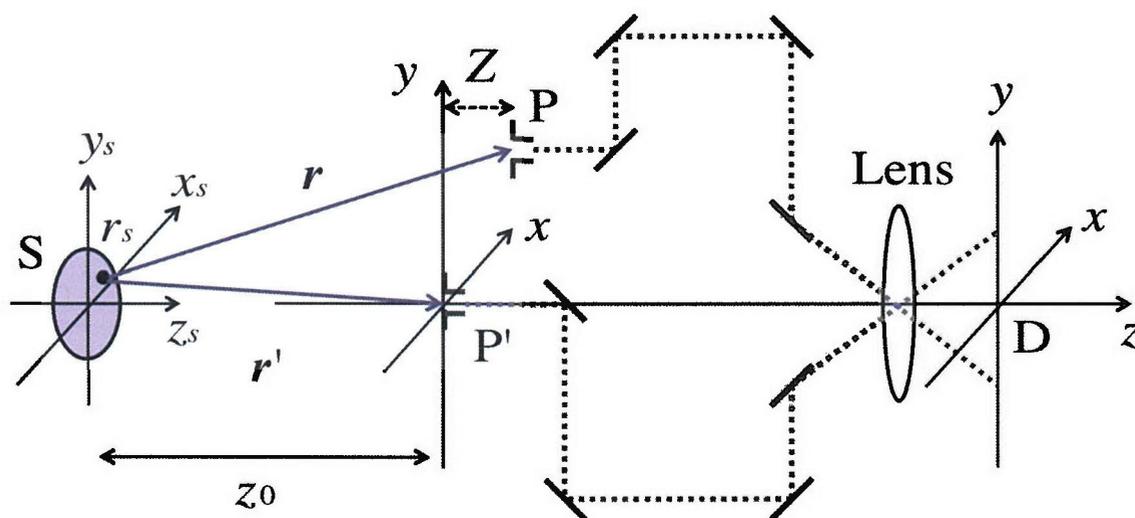


図 2.5 3次元空間コヒーレンス関数を計測する光学システム概念図(II)

次に、図 2.5 のようなピンホール P' を原点に固定した場合を考える。P' を原点に固定しても、P が自由に 3 次元空間を移動できるため、一般性は失われない。このとき、多色光源分布のある一点 \mathbf{r}_s に注目し、各ピンホールの位置を $\mathbf{r}' = (0, 0, z_0)$, $\mathbf{r} = (0, 0, z_0 + Z)$ とする。ここで、 Z は二つの光波の光路差を示す。簡単化のため、

測定対象から単色光が伝搬すると仮定すると、このときの空間コヒーレンス関数は、

$$\begin{aligned}\Gamma(r', r) &= \langle V^*(r', t) + V(r, t) \rangle, \\ &= \int_0^\infty S_\omega(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s \exp(ik(r - r')) d\omega\end{aligned}\quad (2.46)$$

と表される。ここで、 $S_\omega(\mathbf{r}_s)$ は注目した光源の一点 \mathbf{r}_s のスペクトル密度であり、 $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$ 及び $r' = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_s|$ とすると、

$$\begin{aligned}r &= \sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z_0 + Z - z_s)^2} \\ &= z + Z + \frac{1}{2z} [(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2],\end{aligned}\quad (2.47a)$$

$$\begin{aligned}r' &= \sqrt{(0 - x_s)^2 + (0 - y_s)^2 + (z_0 - z_s)^2} \\ &= z + \frac{1}{2z} (x_s^2 + y_s^2),\end{aligned}\quad (2.47b)$$

と表される。ここで、 $z_0 \gg Z$ とする。近軸近似を利用すると

$$r' \cong z + \frac{1}{2z} (x_s^2 + y_s^2),\quad (2.48a)$$

$$r \cong z + Z + \frac{1}{2z} [(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2],\quad (2.48b)$$

と近似できる。したがって $r' - r$ は

$$\begin{aligned}r' - r &= \sqrt{(z_0 - z_s)^2 + (x - x_s)^2 + (y - y_s)^2} - \sqrt{(z_0 - z_s)^2 + x_s^2 + y_s^2} \\ &\cong \frac{xx_s + yy_s}{z} + \frac{x^2 + y^2}{2z},\end{aligned}\quad (2.49)$$

となる。これより(2.46)式は

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) &= \Gamma(0, 0, z_0; x, y, z_0 + Z) \\ &= \int_0^\infty S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp[ikZ] \exp[i(k_x x + k_y y)] \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) d\mathbf{r}_s d\omega\end{aligned}\quad (2.50)$$

と表せる。ここで

$$k_x = -k \frac{x_s}{z}, \quad k_y = -k \frac{y_s}{z}, \quad (2.51)$$

と置いた。式(2.50)の空間コヒーレンス関数には、この空間コヒーレンス関数には、注目した光源 $\mathbf{r}_s(x_s, y_s, z_s)$ の空間情報およびスペクトル情報が含まれていることがわかる。次節に、多色光の場合に取得される空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度の関係、またそこからの分光立体像再生手法について示す。

2.7 空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度

前節では、光源から伝搬した光波が単色光であると仮定した。しかし、一般的な多色物体から伝搬する光波は、様々な波長成分を持つ光波の重ね合わせである多色光である。本節では、多色光の場合に取得される空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度の関係について示す。

図 2.4 において測定される空間コヒーレンス関数 Γ は、式(2.24)のウィナー・ヒンチンの定理より相互スペクトル密度 W_ω を用いて、

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}; \tau) &= \langle V^*(\mathbf{r}', t) V(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle \\ &= \int_0^\infty W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \exp(-i\omega\tau) d\omega,\end{aligned}\quad (2.52)$$

となる。ここで、この空間コヒーレンス関数 $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}; \tau)$ は、時間差 $\tau = 0$ として式(2.52)から角周波数 $\omega = ck$ とした相互スペクトル密度 W_ω の重ね合わせとして

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = c \int_0^\infty W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) dk. \quad (2.53)$$

と表わされる。ここで、式(2.53)から時間的に定常な光の場において、異なる角周

波数をもつ光の成分は互いに相関を持たないことを意味する。また、 z_s は z_0 に対して極めて小さいため、

$$W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \exp(ikZ) \quad (2.54)$$

と近似される。ここで $\mathbf{r}'' = (x, y, z_0)$ は \mathbf{r} を $Z=0$ でのピンホールの位置を表すものである。従って、式(2.53)の空間コヒーレンス関数は

$$\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = c \int_0^\infty W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \exp(ikZ) dk \quad (2.55)$$

と表される。これは、式(2.23)および式(2.24)のウィナー・ヒンチンの定理と同様であるから、 $W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ に関して解くと、

$$W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = \frac{1}{2\pi c} \int_0^\infty \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \exp(-ikZ) dZ \quad (2.56)$$

となる。

式(2.56)より、空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度は Z に関するフーリエ変換の関係にあることがわかる。よって、取得された空間コヒーレンス関数を光路差 Z に関しフーリエ変換することで、任意のスペクトル成分に対応する相互スペクトル密度が取得される。

また、観測面における相互スペクトル密度 $W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')$ は、以下のようにスペクトル密度 $S_\omega(\mathbf{r}_s)$ で表さすこともできる:

$$W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp[i(k_x x + k_y y)] \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) d^3 r_s. \quad (2.57)$$

この相互スペクトル密度は、光源から発せられた光波が観測面まで伝搬した際の波面形状、すなわちスペクトル密度を表している。そのため、この相互スペクトル密度に対し再生処理を行うことで、任意の位置におけるスペクトル密度を復元することができる。

2.8 多重分光立体画像の再生

前節では、3次元空間コヒーレンス関数測定概念によって得られる空間コヒーレンス関数と、スペクトル成分毎の相互スペクトル密度の計算法について述べた。本節では、得られた相互スペクトル密度からの3次元像の再生法として、フレネル積分法(Fresnel integral method)と角スペクトル法(Propagation of Angular spectrum)を用いた方法について述べる。

2.8.1 フレネル積分法

フレネル積分法は、相互スペクトル密度に含まれる2次の位相因子をキャンセルする方法である。この方法は、レンズの公式に従って測定対象のインフォーカス像を生成する、通常の薄いレンズによる位相変換関数と似た作用を持ち、光波の伝搬を実空間で扱ったものである。

任意のスペクトル成分毎の相互スペクトル密度に対して、

$$Y_{\omega}(x, y, z') = \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2z'}\right) \quad (2.58)$$

を乗算することにより、2次の位相項をキャンセルする。このとき、 z' は任意の距離を指定する。その後、2次元フーリエ変換を適用することにより、任意の距離 z' における2次元再生像が得られる。指定する距離を変化させて再生することにより、最終的にスペクトル密度 $S_{\omega}(\mathbf{r}_s)$ 、すなわち分光立体画像を取得することができる。

2.8.2 角スペクトル法

角スペクトル法は、角スペクトル伝搬則にしたがい、観測面で得られた実空間における相互スペクトル密度を、フーリエ変換によって波数空間における相互スペクトル密度に変換し、それに任意の距離を指定した伝搬則を乗算する。その後、逆フーリエ変換を適用することにより実空間の相互スペクトル密度に戻す。これらの処理によって、任意の距離における相互スペクトル密度を計算し、光源の3次元空間情報を得る方法である。以下にその数式的記述を示す。

簡単化のため、 $\mathbf{r}'' = \mathbf{r}$ として、 $\mathbf{r} = (x, y, z) = (\mathbf{r}_{\perp}, z_0)$ 、 $\mathbf{r}' = (0, 0, z) = (\mathbf{r}'_{\perp}, z_0)$ と記述する。この場合、観測面における相互スペクトル密度 $W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ は

$$W_\omega(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = W_\omega(\mathbf{r}', z_0; \mathbf{r}_1, z_0) = \langle U_\omega^*(\mathbf{r}', z_0) U_\omega(\mathbf{r}_1, z_0) \rangle, \quad (2.59)$$

と表される．次に，光の場の単色成分 $U_\omega(\mathbf{r}_1, z)$ を \mathbf{r}_1 に関するフーリエ積分で書いて，

$$U_\omega(\mathbf{r}_1, z) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z) \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1) d\mathbf{k}_1^2, \quad (2.60a)$$

$$\tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z) = \frac{1}{2\pi} \int U_\omega(\mathbf{r}_1, z) \exp(-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1^2, \quad (2.60b)$$

と表す．ここで， $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z) = (\mathbf{k}_1, k_z)$ ， $d^2\mathbf{k}_1 = dk_x dk_y$ ， $d^2\mathbf{r}_1 = dx dy$ である．光の場の単色成分 $U_\omega(\mathbf{r}_1, z)$ はヘルムホルツの方程式，

$$(\nabla^2 + k^2)U_\omega(\mathbf{r}_1, z) = 0, \quad (2.61)$$

を満たしている．式(2.46a)を式(2.47)に代入すると，フーリエ振幅 $\tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z)$ の満たす方程式，

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_z^2 \right) \tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z) = 0, \quad (2.62a)$$

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_1^2} & (k_1 \leq k) \\ i\sqrt{k_1^2 - k^2} & (k_1 > k) \end{cases}, \quad (2.62b)$$

が得られる． $U_\omega(\mathbf{r}_1, z)$ をフーリエ変換することにより得られる波数空間における観測面上の振幅 $\tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z_0)$ に対し距離 z を指定して伝搬則 $\exp(-ik_z z)$ を適用する場合，

$$\tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z_0 - z) = \exp(-k_z z) \tilde{U}_\omega(\mathbf{k}_1, z_0) \quad (2.63)$$

となる．図 2.5 の空間コヒーレンス関数の測定概念においては， $\mathbf{r}' = (0, 0)$ であるから，式(2.45)は

$$W_{\omega}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \equiv W_{\omega}^{(z_0)}(0, 0; \mathbf{r}_{\perp}) = \langle U_{\omega}^*(0, 0, z_0) U_{\omega}(\mathbf{r}_{\perp}, z_0) \rangle = W_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{r}_{\perp}), \quad (2.64)$$

となる。波数空間における相互スペクトル密度を $\tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp})$ とすると、

$$\begin{aligned} \tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp}) &= \frac{1}{2\pi} \int W_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{r}_{\perp}) \exp[-i(\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp})] d^2 r_{\perp} \\ &= \langle U_{\omega}^*(0, 0, z_0) \tilde{U}_{\omega}(\mathbf{k}_{\perp}, z_0) \rangle, \end{aligned} \quad (2.65)$$

と表される。これに伝搬則 $\exp(-ik_z z)$ を乗算すると、

$$\begin{aligned} \tilde{W}_{\omega}^{(z_0-z)}(\mathbf{k}_{\perp}) &= \exp[-ik_z z] \tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp}) = \langle U_{\omega}^*(0, 0, z_0) \tilde{U}_{\omega}(\mathbf{k}_{\perp}, z_0) \rangle \\ &\propto \langle \tilde{U}_{\omega}(\mathbf{k}_{\perp}, z_0 - z) \rangle, \end{aligned} \quad (2.66)$$

となる。 $U_{\omega}^*(0, 0, z_0)$ が観測面上に固定されていることから、これは複素定数とみなすことができ、伝搬則 $\exp(-ik_z z)$ 乗算後の相互スペクトル密度は、距離 $(z_0 - z)$ での振幅 $\tilde{U}_{\omega}(\mathbf{k}_{\perp}, z_0 - z)$ に比例する。この伝搬則乗算後の波数空間における相互スペクトル密度を実空間に変換すると、

$$\begin{aligned} W_{\omega}^{(z_0-z)}(\mathbf{r}_{\perp}) &= \frac{1}{2\pi} \int \exp[-ik_z z] \tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp}) \exp[i(\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp})] d^2 k_{\perp} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int \tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp}) \exp[i(\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp} - k_z z)] d^2 k_{\perp} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int \tilde{W}_{\omega}^{(z_0-z)}(\mathbf{k}_{\perp}) \exp[i(\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp})] d^2 k_{\perp} \\ &= \langle U_{\omega}^*(0, 0, z_0) U_{\omega}(\mathbf{r}_{\perp}, z_0 - z) \rangle, \end{aligned} \quad (2.67)$$

が得られる。式(2.67)の絶対値を取ると、

$$\begin{aligned} |W_{\omega}^{(z_0-z)}(\mathbf{r}_{\perp})| &= \left| \left\langle U_{\omega}^*(0,0,z_0) U_{\omega}(\mathbf{r}_{\perp}, z_0-z) \right\rangle \right| \\ &\propto |U_{\omega}(\mathbf{r}_{\perp}, z_0-z)|, \end{aligned} \quad (2.68)$$

であり、この $|U_{\omega}(\mathbf{r}_{\perp}, z_0-z)|$ は距離 z_0-z' での光源の振幅分布に比例する。したがって、 $z_0-z'=z_s$ ならばインフォーカス像が得られる。式(2.68)から、これらの相互スペクトル密度はそれぞれのスペクトル成分ごとの複素ホログラムと同等なので、これらのスペクトル成分毎の3次元画像を得られる。

これらの再生法をスペクトル成分毎の相互スペクトル密度に適用することにより、多重分光立体像の再生が達成される。

2.8.3 3次元空間分解能

上記で述べた再生手法の3次元空間分解能について述べる。

まず、フレネル積分法で得られる再生像の空間分解能について示す。横方向分解能は $\delta x = \delta y = \lambda F$ と与えられる。ここで、 F は一般的なレンズの F 値であり、 $F = z'/l$ である。これは、ホログラムの横方向の全幅 l と再生距離 z' に依存する。また、奥行き方向の分解能は $\delta z = \lambda F^2$ と見積もられる。再生像の大きさ(Field Of View: FOV)は、 $x_{\max} = y_{\max} = \lambda z' / \Delta l$ である。ここで、 Δl はホログラムの分解能である。したがって、フレネル積分法で再生する距離によって得られる再生像の分解能と大きさ(画角)は、変化することがわかる。

次に、角スペクトル法で得られる再生像の空間分解能について示す。奥行き方向の分解能はフレネル積分法と同じである。しかし、横方向の分解能の場合、角スペクトルの伝搬則を用いた際にフーリエ変換と逆フーリエ変換を2回用いるため、再生像の大きさ(画角)はホログラムの大きさと等しい。

2.9 結言

本章では、2.2 節において光波の基本的な数学的記述について触れた。2.3 節では光波の干渉現象について説明した。また本研究において特に重要なものとして、2.4 節のフーリエ分光法による光源分布の分光情報の取得法および2.5 節のファンシッター・ゼルニケの定理による光源分布の空間情報の取得法について説明した。2.6 節では3次元の広がりを持つ多色光源分布の3次元空間情報および連続スペクトル情報を取得するための3次元空間コヒーレンス関数を取得するための3次元空間コヒーレンス測定の方法について述べた。さらに2.7 節では、その3次元空間コヒーレンスからの多重分光立体像再生の手順について示した。

3次元空間コヒーレンス測定の方法図では、フーリエ分光法の特徴である一方のピンホールを光軸方向に移動させることにより、光軸方向における相互コヒーレンス関数を測定し、分光情報を得ていることと、ファンシッター・ゼルニケの定理の特徴であるピンホールを光軸に対し垂直な方向に移動させることによって、異なる2点間の空間コヒーレンス関数を測定し、光源の空間情報を得ていることであり、これら2つの特徴を組み合わせることで考案した干渉計である。2.6 節に3次元空間コヒーレンス測定の方法図を示す。

次節では、この3次元空間コヒーレンス測定の方法図と同等の空間コヒーレンス関数を取得可能な実験系として考案され、本研究において実験データ取得に使用した2光波折り畳み干渉計について述べる。

第3章 デジタル分光ホログラフィー における分光立体画像の再生過程

3.1 緒言

本章では、空間的にインコヒーレントな多色物体の3次元空間情報と連続スペクトル情報を同時取得する手法であるデジタル分光ホログラフィー(Digital holographic 3-D imaging spectrometry) について具体的に述べ、数学的記述について示す。初めに、概念と等価なデータを取得するために考案され、比較的単純な光学設計により構築できる2光波折り畳み干渉計について説明する。次に、この2光波折り畳み干渉計により、取得されるインターフェログラムに対する処理として合成開口処理について述べる。最後に相互スペクトル密度の計算から3次元空間情報と連続スペクトル情報、すなわちスペクトル成分毎の3次元画像のセットの再生まで説明する。

3.2 2光波折り畳み干渉計による 5次元空間コヒーレンス関数の計測

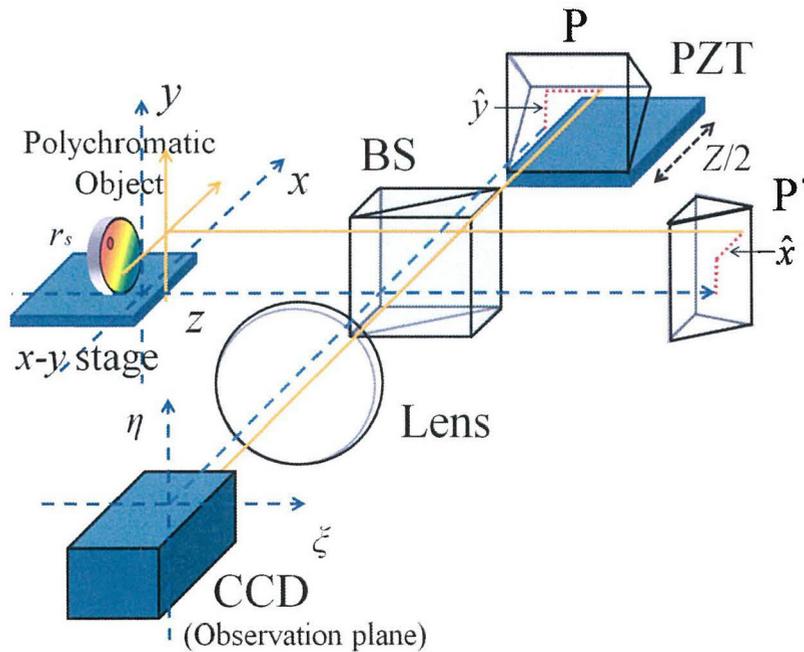


図 3.1 本手法で用いた2光波折り畳み干渉計の概念図:
直線は光原面である x - y ステージの座標系 (x, y)
点線は観測面である CCD の座標系 (ξ, η)

3.2.1 2光波折り畳み干渉計の概念

図3.1に、本手法であるデジタル分光ホログラフィーに用いる2光波折り畳み干渉計の概念図を示す。測定対象である多色光源分布は、 x - y ステージ上に設置される。光波分布(S)から伝搬した光波は、ビームスプリッター(Beam splitter: BS)によって二つの光波に分割される。分割された2光波はエッジの部分が垂直になるように設置された二つのプリズムP及びP'で波面が上下、左右に反転され、BS方向へ反射される。2つのプリズムから反射した2光波はBSによって再び重ね合わされる。このとき、分割された2つの光波が重ね合わされることによって干渉縞が発生する。観測面では検知器(Charge-coupled device: CCD)によって、この干渉縞画像を記録する。このとき、片方のプリズムをピエゾトランスレータ(Piezo Translator: PZT)で移動させることにより、分割2光波に z 軸方向の光路差 Z が導入される。本実験ではPZTと x - y ステージを3軸走査することにより、分割2光波の位置関係を変化させ、それぞれの干渉縞を記録していく。ここで、レンズはCCDの観測面とプリズムのエッジ部分が焦点距離の2倍の位置になるように配置されている。これによって、プリズムのエッジ部分に仮想的な観測面が置かれることになる。この実験系の実際の写真を図3.2に示す。

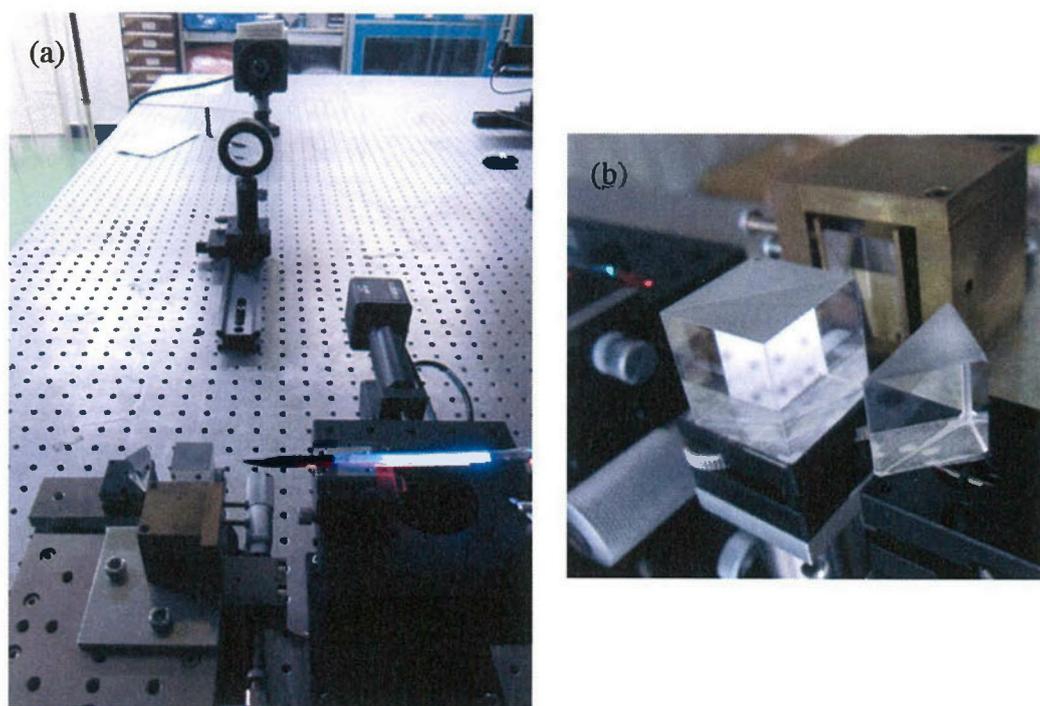


図 3.2 2光波折り畳み干渉計の実際の写真

(a) 実験系の全体の写真 (b) BS 周辺部の写真

3.2.2 観測される5次元空間コヒーレンス関数の数式的記述

3.2.1 節で説明した2光波折り畳み干渉計で取得される光強度(5次元インターフェログラム)は光源面座標系 (x, y) を用いて、以下のように表される：

$$I(x, y, \hat{x}, \hat{y}, Z) = \frac{1}{4} [\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}) + \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}') + \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) + \Gamma^*(\mathbf{r}', \mathbf{r})]. \quad (3.1)$$

ここで、 $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \langle V^*(\mathbf{r}', t)V(\mathbf{r}, t) \rangle$ は位置ベクトル \mathbf{r} , \mathbf{r}' における光の場 $V(\mathbf{r}, t)$, $V(\mathbf{r}', t)$ の空間コヒーレンス関数を表す。また、 $\langle \cdot \rangle$ は集合平均を、 $*$ は複素共役を表す。光の場は時間的に定常であると仮定しているため、 Γ において時間項 t は省略した。式(3.1)において $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \langle |V(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle$, $\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}') = \langle |V(\mathbf{r}', t)|^2 \rangle$ はそれぞれ位置ベクトル \mathbf{r} , \mathbf{r}' における光強度である。式(3.1)の位置ベクトル \mathbf{r} , \mathbf{r}' は直角プリズム P , P' により反転反射した光の場の到達点を示し、図 3.3 にそれぞれのプリズムによる入射光と反射光の関係を示す。

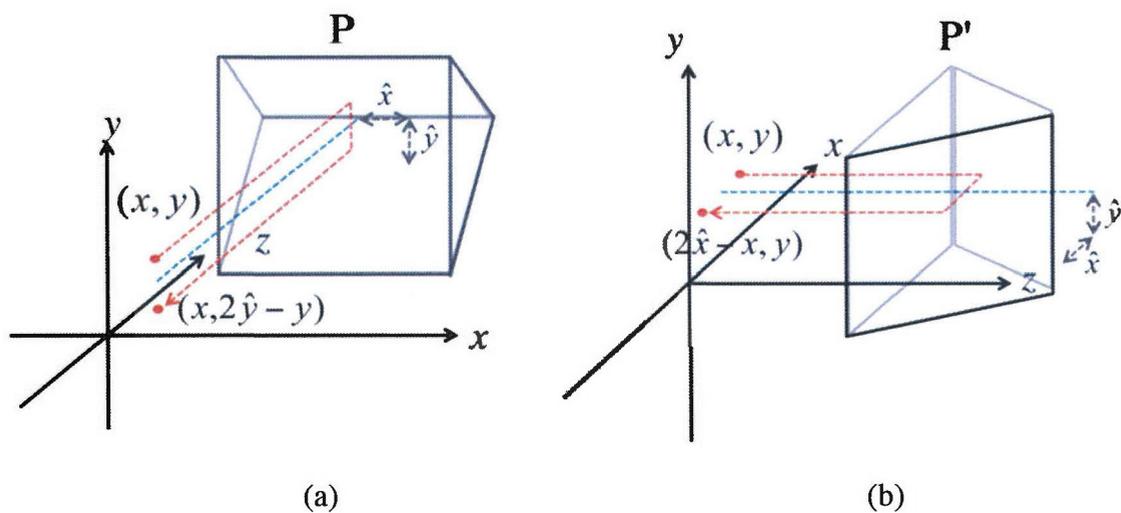


図 3.2 プリズム P , P' による入射光と反射光の関係
(a) プリズム P (b) プリズム P'

まず、図 3.3(a)において、プリズム P のエッジが光源面座標 (x, y, z) から見て \hat{y} の位置にあるとする。光源面からの出射光の位置を (x, y) としたとき、プリズム P によって反転反射された光波は x 軸に対して反転され、 $(x, 2\hat{y} - y)$ に到達する。

それに対して、図 3.5(b)では、プリズムP'のエッジが光源面座標 (x, y, z) から見て \hat{x} の位置にあるとする。このとき、 (x, y) から出射した光波は、プリズムP'によって y 軸に対して反転され、 $(2\hat{x} - x, y)$ に到達する。

以上のことから、位置ベクトル \mathbf{r} 、 \mathbf{r}' はそれぞれ、

$$\mathbf{r} = (x, 2\hat{y} - y, z_0 + Z), \quad (3.2a)$$

$$\mathbf{r}' = (2\hat{x} - x, y, z_0), \quad (3.2b)$$

とすると、

$$r \cong z + Z + \frac{(x - x_s)^2 + (y - 2\hat{y} - y_s^2)}{2z}, \quad (3.3a)$$

$$r' \cong z + \frac{(x - 2\hat{x} - x_s)^2 + (y - y_s^2)}{2z}, \quad (3.3b)$$

となり、

$$r - r' \cong Z + \frac{2\hat{x}(x - x_s) - 2\hat{y}(y - y_s)}{z} + \frac{-(2\hat{x})^2 + (2\hat{y})^2}{2z}. \quad (3.4)$$

と表される。ここで、 z_0 は基準座標系 (x, y) の原点から仮想的観測面までの距離である。これらを用いて、2章に記述した方法と同様にして空間コヒーレンス関数の計算を行うと、ここで得られる空間コヒーレンス関数は、

$$\begin{aligned} & \Gamma(2\hat{x} - x, y, z_0; x, 2\hat{y} - y, z_0 + Z) \\ &= \int_0^\infty \exp(ikZ) dk \int S_o(\mathbf{r}_s) \exp \left[ik \frac{2\hat{x}(x + x_s) - 2\hat{y}(y + y_s)}{z} \right] \\ & \quad \exp \left[ik \frac{-2xx_s + 2yy_s}{z} \right] \exp \left[ik \frac{-(2\hat{x})^2 + (2\hat{y})^2}{2z} \right] d^3r_s, \quad (3.5) \end{aligned}$$

となる。この空間コヒーレンス関数は z_0 を定数とし、5つの変数 $(x, y, \hat{x}, \hat{y}, Z)$ で構成されることから、5次元とみなすことが出来る。

3.2.3 光源面座標から観測面座標への座標変換

空間コヒーレンス関数は、2光波折り畳み干渉計の光源面座標系 (x, y) を用いて表されている。しかし、計測時には、実際に観測される干渉縞は CCD(観測面)で得られる。計測時には、 x - y stage(光源面)は移動し、プリズム、CCD は固定されている。このことから、 x - y ステージの移動量が与えられた場合、光源面座標 (x, y) の原点と観測面座標 (ξ, η) の原点は一致しない。そして実際に干渉縞が観測されるのは CCD 面上であることから、式(3.3)の空間コヒーレンス関数は観測面の座標系で記述する必要がある。以下に、光源面座標と観測面座標の関係について述べる。

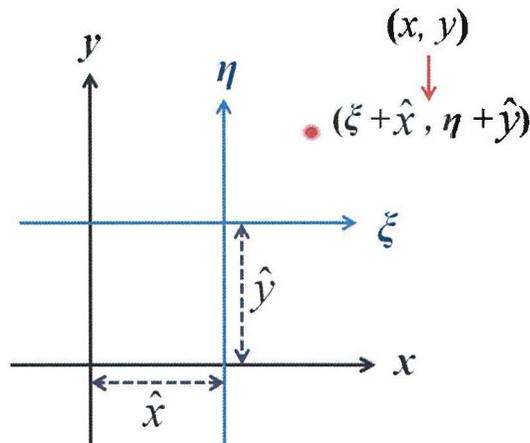


図 3.4 光源面座標と観測面座標の対応関係

図 3.4 に光源面座標と観測面座標の対応関係図を示す。光源面座標を (x, y) 、観測面座標を (ξ, η) とする。 x - y ステージの移動量 (\hat{x}, \hat{y}) が与えられた場合、光源面座標と観測面座標の位置関係は図 3.6 のようになる。光源面座標においてある点 $A(x, y)$ は、観測面座標を用いて表した場合 $(\xi + x, \eta + \hat{y})$ となる。このことから、光源面座標系 (x, y) と観測面座標系 (ξ, η) の関係は以下のように表される:

$$\xi = x - \hat{x}, \quad (3.6a)$$

$$\eta = y - \hat{y}. \quad (3.6b)$$

式(3.6a), (3.6b)を式(3.2a), (3.2b)に代入すると,

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

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

となる。式(3.7a), (3.7b)を用いて観測面座標で記述された空間コヒーレンス関数である式(3.5)を表すと、

$$\begin{aligned} & \Gamma(-\xi + \hat{x}, \eta + \hat{y}, z_0; \xi + \hat{x}, -\eta + \hat{y}, z_0 + Z) \\ &= \int S_{\omega}(\mathbf{r}_s) \exp(ikZ) \exp\left[ik \frac{2\xi(\hat{x} - x_s) - 2\eta(\hat{y} - y_s)}{z} \right] d^3r_s d\omega, \quad (3.8) \end{aligned}$$

となる。これは、実際に CCD により観測される 5 次元インターフェログラム(図 3.5)に含まれる空間コヒーレンス関数である。式(3.8)の空間コヒーレンス関数の変数は $\xi, \eta, \hat{x}, \hat{y}, Z$ の 5 つであるから、観測されるインターフェログラムは 5 次元であることがわかる。しかし、この空間コヒーレンス関数は、2 章に示した概念から取得される空間コヒーレンス関数と等価ではない。そこで、概念と等価なデータにするために、合成開口処理を導入する。次節では、2 光波折り畳み干渉計によって取得された 5 次元インターフェログラムに対する処理である合成開口処理について述べる。

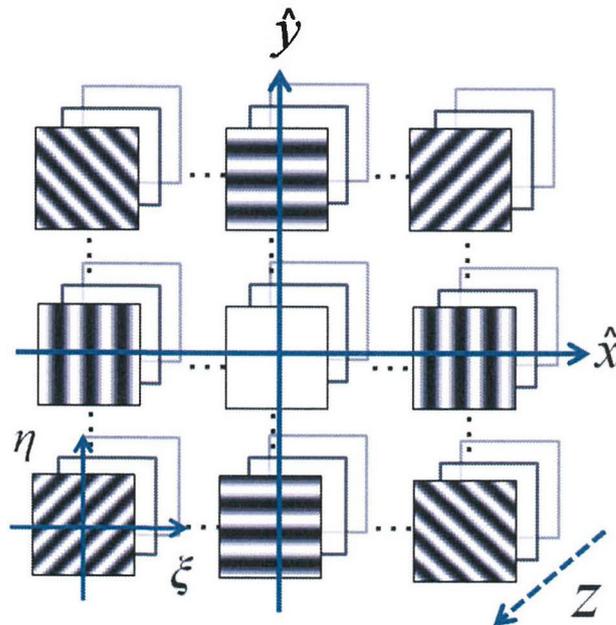


図 3.5 2次元(ξ, η)の干渉縞画像が3次元(\hat{x}, \hat{y}, Z)的に配置される
5次元インターフェログラム

3.3 合成開口処理に従う

体積インターフェログラムの生成

5次元インターフェログラムに対し、合成開口処理を適用することで、図3.6のような体積(3次元)インターフェログラムが得られる。ここで、具体的な合成開口処理のデータ処理方法について説明する。

一般に、トモグラフィ計測において高度な分解能を得るためにはレンズを大きくすればよいが、それには物理的な制約が伴う。レンズを大きくすることはより広い範囲において計測することと同義であるが、これをレンズというハードウェアで実現する代わりにソフトウェア的に達成する方法がある。それが合成開口処理である。この処理は、大きなレンズを用いる代わりに計測点を走査しながら小さなレンズによる測定を行い、その際に得られた多数のデータを合成することで大きなレンズを用いた時と同等の分解能を持つデータを合成するというものである。図3.1の2光波折り畳み干渉計においては、この操作は x - y ステージを移動させることにより実現する。また、開口 L の大きさは、 x - y ステージの1ステップあたりの移動距離とステップ数で決まる。

次に、3.2.1節で説明した2光波折り畳み干渉計において、 x - y ステージを走査させることによって得られた5次元インターフェログラムに対して行うデータ処理について数式を用いて説明する。

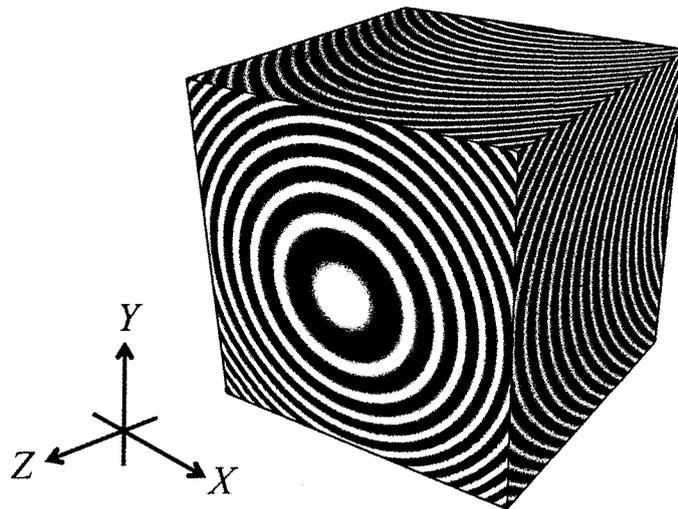


図 3.6 体積(3D)インターフェログラム

実際に観測された5次元のインターフェログラムを、第2章2.6節で述べた3次元空間コヒーレンス測定概念において得られる3次元のデータと等価なものに変換しなければならない。まず、本実験系で取得される式(3.8)の空間コヒーレンス関数について、合成開口処理における選択律 (Selection Rule) として

$$\xi = \hat{x}, \quad (3.9a)$$

$$\eta = -\hat{y} \quad (3.9b)$$

を代入すると、式(3.8)は

$$\begin{aligned} & \Gamma(0, 0, z_0; 2\hat{x}, 2\hat{y}, z_0 + Z) \\ &= \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp[ikZ] \exp\left(ik \frac{-2\hat{x}x_s - 2\hat{y}y_s}{z}\right) \exp\left(ik \frac{2\hat{x}^2 - 2\hat{y}^2}{z}\right) d^3r_s \quad (3.10) \end{aligned}$$

となる。ここで、再配列条件 (Rearrangement Condition) として

$$X = 2\hat{x}, \quad (3.11a)$$

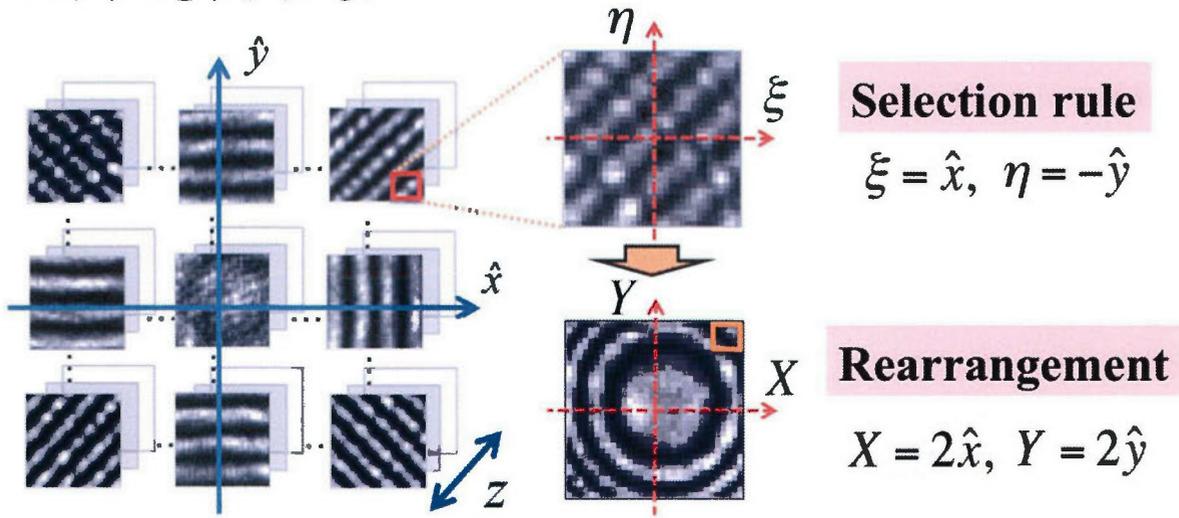
$$Y = 2\hat{y} \quad (3.11b)$$

とにおいて、この関係式を代入すると

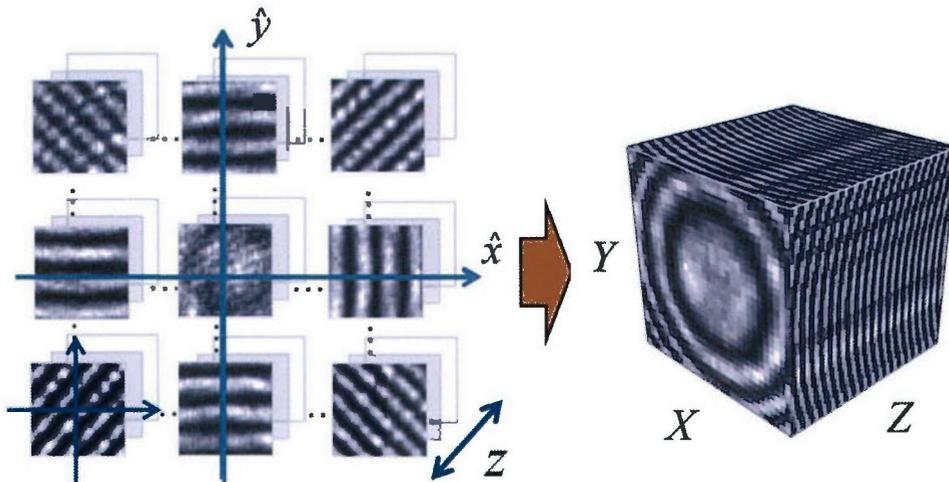
$$\begin{aligned} & \Gamma(0, 0, z_0; X, Y, z_0 + Z) \\ &= \int S_\omega(\mathbf{r}_s) \exp(ikZ) \exp(ik_x X + ik_y Y) \exp\left[ik \frac{X^2 + Y^2}{2z}\right] d^3r_s d\omega, \quad (3.12) \end{aligned}$$

となる。この式(3.12)は、式(2.50)と比較すると全くの等価となる。よって、このように選択律と再配列条件を規定する合成開口処理を行うことで、体積インターフェログラムが得られる。具体的には、図3.7のように各々の基本干渉縞画像からある選択律に従って1ピクセルのデータを選び、新たに定義した3次元空間(X, Y, Z)に再配列する。ここで、用いることが可能な選択律は数多く存在し、それぞれ異なった特徴・メリットを有する体積インターフェログラムが生成される。例として球面波型²⁸⁾ (Spherical type: S-type), 双曲面型²⁹⁾ (Hyperbolic type: H-type), 回転双曲面型³⁰⁾ (Rotated-Hyperbolic type: RH-type)が

ある. ここで, 図3.7に点光源を測定対象とした場合の代表的な S-type 体積インターフェログラムを示している.



(a) 選択率と再配列条件



(b) 5次元インターフェログラム(左)と3次元インターフェログラム(右)の例

図3.7 合成開口処理の概念図

この体積インターフェログラムには, 式(3.12)に示した空間コヒーレンス関数と同等の測定物体の3次元空間情報および分光情報が含まれている. よって, この体積インターフェログラムに対し, 光軸方向に関してフーリエ変換をおこなうことにより波長成分毎の相互スペクトル密度が得られ, そこから分光立体像の再生が可能である.

この体積インターフェログラムの画素数と分解能は 2 光波折り畳み干渉計の各ステージの移動間隔とステップ数に依存する．例えば, x - y ステージの移動量が $12.9\mu\text{m}$, ステップ数が 64 であった場合, 体積インターフェログラムの X - Y 面内における画素の大きさは $25.8\mu\text{m}$, 画素数は 64×64 である．これらの値は 3 次元空間情報を再生する際の分解能と再生画角に影響する．それに対し, z -ステージ(PZT)の移動間隔とステップ数は体積インターフェログラムの光軸方向(Z 軸方向)の画素の大きさと画素数に影響する．例えば, PZT の移動間隔が $0.08\mu\text{m}$, ステップ数が 64 の場合, 体積インターフェログラムの Z 軸方向の画素の大きさは $0.16\mu\text{m}$, 画素数は 64 である．光軸方向の画素の大きさは 1 ステップ当たりで与えられる光路差に相当し, PZT のステップ間隔の 2 倍で与えられることに注意する．

体積インターフェログラムの光軸方向の長さは, 相互スペクトル密度の計算 (分光処理) の際のスペクトル分解能に影響する．スペクトル分解能を Δk とすると,

$$\Delta k = \frac{1}{Z_{\max}} \quad (3.13)$$

で与えられる． Z_{\max} は体積インターフェログラムの光軸方向の全幅である．また, 標本化定理により, 取得される最小波長は PZT の 1 ステップ当たりの移動で与えられる光路差の 2 倍となる．

このように, 各ステージの移動距離とステップ数は, 再生時のパラメータに影響する為, 測定対象の大きさやスペクトルに対し適切な値を選ぶ必要がある．

3.4 スペクトル成分毎における

相互スペクトル密度の計算

第 2 章の式(2.53)に基づいて, 3.3 節に示された体積インターフェログラムに記録されている 3 次元空間コヒーレンス関数 Γ は, 観測面におけるスペクトル成分毎の空間相関関数である相互スペクトル密度 W_{ω} と以下の関係で結ばれている:

$$\Gamma(R_0, R_0 + \rho) = c \int_0^{\infty} W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho) dk. \quad (3.14)$$

また, 相互スペクトル密度 $W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho)$ は,

$$W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho) = \int S_{\omega}(r_s) \exp(ikZ) \exp(ik_x X + ik_y Y) \exp\left[ik \frac{X^2 + Y^2}{2z}\right] d^3 r_s \quad (3.15)$$

と表される．ここで， $R_0 = (0, 0, z_0)$ は観測面 ($z = z_0$) の原点である．また， $\rho = (X, Y, Z) = (\rho_1, Z)$ であり，これは R_0 からみた3次元的な相対ずれで，体積インターフェログラム中の位置を指定する座標である．

次に，光源面における相互スペクトル密度を考えるため，近軸近似を用いて ($z_s \ll z_0$)，観測面における相互スペクトル密度 $W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho)$ は

$$W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho) = \exp(ikZ) W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho) \quad (3.16)$$

と近似できる．ここで $r'' = (R_0 + \rho)$ は r を $Z = 0$ にシフトしたものであり， $\exp(ikZ)$ は光路差 Z をシフトさせることによる位相差である．2光波に時間差がないものとし，式(3.16)を式(3.14)に代入することにより，

$$\Gamma(R_0, R_0 + \rho) = c \int_{-\infty}^{\infty} W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho) \exp(ikZ) dk \quad (3.17)$$

が得られる．式(3.17)より，相互スペクトル密度は空間コヒーレンス関数のフーリエ変換形であることがわかる．つまり，図 2.4 の概念より測定される多次元インターフェログラムを，光路差 Z に関してフーリエ変換することにより，スペクトル成分毎の相互スペクトル密度を取得することができる．

$$\begin{aligned} W_{\omega}^{(z_0)}(\rho) &= W_{\omega}(R_0, R_0 + \rho) = \frac{1}{2\pi c} \int \Gamma(R_0, R_0 + \rho) \exp(-ikZ) dZ \\ &= \langle U_{\omega}^*(R_0) U_{\omega}(R_0 + \rho_1) \rangle. \end{aligned} \quad (3.18)$$

ここで， $U_{\omega}(R_0 + \rho)$ は観測面における光波の単色成分に関する振幅である．式(3.18)は，観測面上の複素振幅の相関関数であり，部分コヒーレントな伝搬光の各スペクトル成分に関する複素インコヒーレントホログラムと等価な物体情報を有している．

また、式(3.12)を式(3.18)に代入することにより、観測面における相互スペクトル密度は

$$W_{\omega}^{(z_0)}(\boldsymbol{\rho}) = \int S_{\omega}(r_s) \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho}) \exp\left[ik \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2z}\right] d^3r_s. \quad (3.19)$$

となる。ここで、 $\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$ 、 $\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho} = k_x X + i k_y Y$ 。式(3.19)において、測定された空間コヒーレンス関数から得られた相互スペクトル密度 $W_{\omega}^{(z_0)}(\boldsymbol{\rho})$ に対し、再生処理を適用することにより、スペクトル成分ごとの3次元空間分布、すなわち多重分光立体画像が得られる。

3.5 多数のスペクトル成分に対応した 分光立体画像のセットの再生

3.4 節で得られた相互スペクトル密度は、光源から発せられた光波が観測面まで伝搬した際の波面形状、すなわちスペクトル強度分布を表している。そのため、この相互スペクトル密度を光波の進行方向に対して伝搬則に従って逆伝搬させることで任意の位置におけるスペクトル強度分布を復元することができる。この角スペクトル伝搬則を用いて、式(3.19)で表される観測面における相互スペクトル密度 $W_{\omega}^{(z_0)}(\boldsymbol{\rho})$ からの3次元像再生について考える。図3.8に角スペクトル伝搬則による再生の流れを示す。

図3.8のように、まず観測面における相互スペクトル密度 $W_{\omega}^{(z_0)}(\boldsymbol{\rho})$ に対し、2次元フーリエ変換を行うことにより、観測面における波数空間相互スペクトル密度 $\tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp})$ は

$$\begin{aligned} \tilde{W}_{\omega}^{(z_0)}(\mathbf{k}_{\perp}) &= \frac{1}{2\pi} \int W_{\omega}^{(z_0)}(\boldsymbol{\rho}) \exp(-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho}) d^2\rho \\ &= \langle U_{\omega}^*(0,0,z_0) \tilde{U}_{\omega}(\mathbf{k}_{\perp}, z_0) \rangle, \end{aligned} \quad (3.19)$$

と表される。ここで、波数空間での座標は (k_x, k_y) であり、波数ベクトルは $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z) = (\mathbf{k}_{\perp}, k_z)$ である。

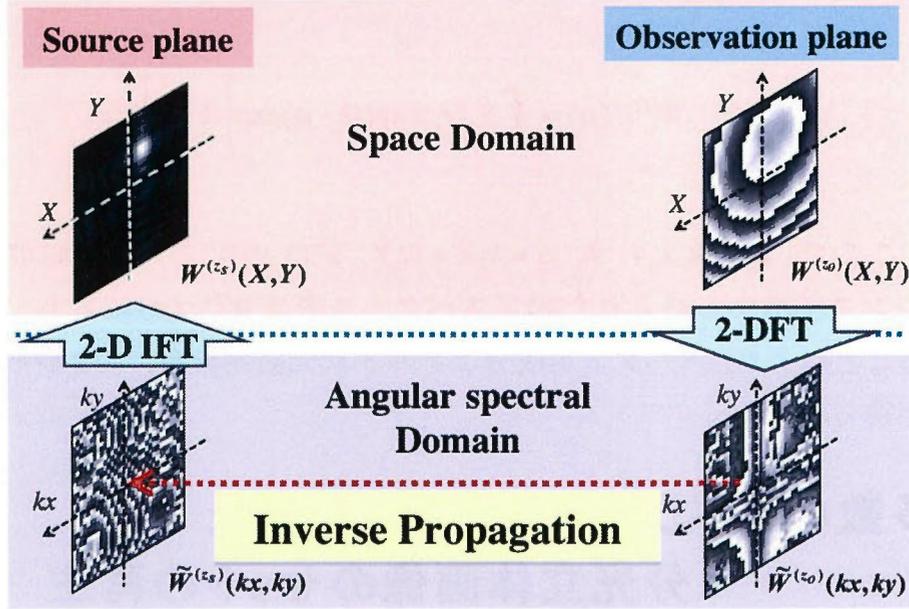


図 3.8 角スペクトル法による再生の流れ

次に、取得した波数空間相互スペクトル密度に対し、観測面から光源面までの距離($z = z' < z_0$)を指定して、以下のように逆伝搬の式を伝達関数として適用させ、光源面での波数空間相互スペクトル密度 $\tilde{W}_\omega^{(z_0-z')}(k_\perp)$ が得られる:

$$\tilde{W}_\omega^{(z_0-z')}(k_\perp) = \tilde{W}_\omega^{(z_0)}(k_\perp) \exp(-ik_z z'). \quad (3.20)$$

ここで、 $k_z = \sqrt{k^2 - k_\perp^2}$ とする。式(20)の光伝達関数乗算後の波数空間における相互スペクトル密度を実空間に逆フーリエ変換すると、

$$\begin{aligned} W_\omega^{(z_0-z')}(\rho_\perp) &= \frac{1}{2\pi c} \int \tilde{W}_\omega^{(z_0)}(k_\perp) \exp(i(k_\perp \cdot \rho_\perp - k_z z')) d^2 k_\perp \\ &= \langle U_\omega^*(0, 0, z_0) U_\omega(\mathbf{r}_\perp, z_0 - z') \rangle \end{aligned} \quad (3.21)$$

が得られる。式(3.21)の絶対値を取ると、

$$\begin{aligned} |W_{\omega}^{(z_0-z')}(\rho_{\perp})| &= \left| \left\langle U_{\omega}^*(0,0,z_0) U_{\omega}(\rho_{\perp}, z_0-z') \right\rangle \right| \\ &\propto |U_{\omega}(\rho_{\perp}, z_0-z')|, \end{aligned} \quad (3.22)$$

であり, この $|U_{\omega}(\rho_{\perp}, z_0-z')|$ は距離 z_0-z' での光源の振幅分布に比例する. つまり, $z_0-z'=z_s$ ならばインフォーカス像が得られる.

以上の手順によって, 実験で取得したデータから光源のスペクトル成分毎の3次元画像を得ることができる.

3.6 結言

本章では, デジタル分光ホログラフィー(Digital holographic 3-D imaging spectrometry) について数式を用いて具体的に述べた.

まず, 実験で利用する2光折り畳み干渉計による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の数式的記述について述べた. 次に, 体積インターフェログラムを生成するために, 5次元インターフェログラムに対し合成開口処理を適用することで, 次元圧縮を行う. 更に, 分光処理で波長毎の相互スペクトル密度の計算について述べた. 最後に, これらの複素ホログラムの計算から角スペクトル伝搬則を用いた分光立体画像の再生まで述べた.

次章では, この2光波折り畳み干渉計と計算処理を用いて, 実際に測定対象である空間的にインコヒーレントな多色物体の再生実験を行い, その結果について示す.

第4章 空間的にインコヒーレントな多色物体の再生実験

4.1 緒言

本章では、第3章で説明した2光波折り畳み干渉計と合成開口処理を用いたデジタル分光ホログラフィーによって、実際に測定対象の3次元空間情報と連続スペクトル情報を同時に取得する実験的再生を行う。

今回は上記の手法によって、一般的な多色物体として、空間的にインコヒーレントで互いに異なる連続スペクトルを有する複数の面光源を作成した。本章において、これを測定対象として多数のスペクトル成分に関する3次元画像のセットの再生実験を試み、その結果について示す。

4.2 実験

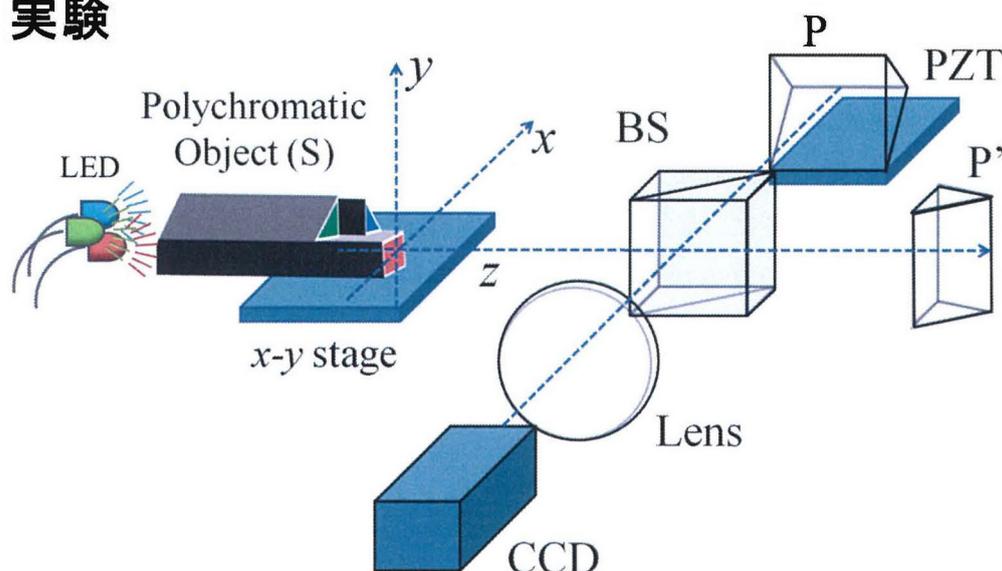


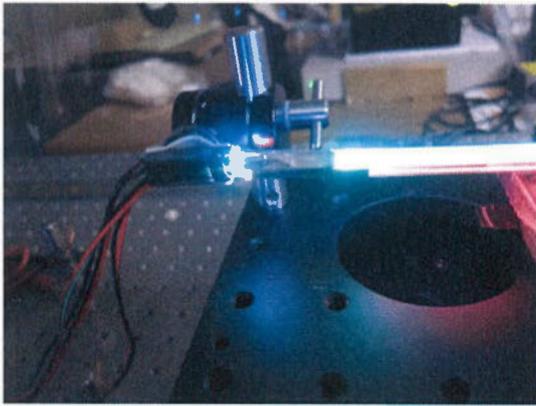
図 4.1 空間的にインコヒーレントな多色物体における実験系構成図

本手法で用いられる2光波折り畳み干渉計の概念を図4.1に示す。x-yステージ、PZTがそれぞれ1ステップ当たり、Zで走査され、分割2光波の位置関係が随時変化していき、干渉縞が変化していく。その干渉縞をCCDで記録していく。CCDで干渉縞を取り込む際にはCCDに映る2つのプリズムのエッジの交点を中心としてx-yステージのステップ数と同じ数の画素を切り出して取り込む。これは合成開口処理の際に理論通りの位置を選択するためである。

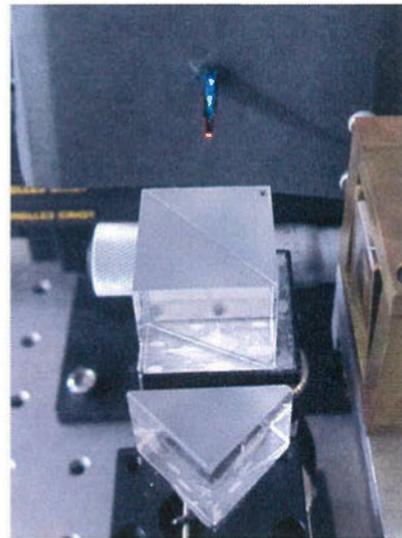
切り出された干渉縞はテキストファイルで保存され、干渉縞の画素値が記録されている。そこから合成開口処理の選択条件と再配列条件に合わせて合成開口処理を行い、複数枚の合成開口後インターフェログラム(体積インターフェログラム)を得る。

これに Z についてフーリエ変換することにより光源のスペクトルが再生される。さらに、再生したい波長に近い相互スペクトル密度を求め、距離 z と波数 k を指定して再生処理を逐次行うことにより、光源の3次元情報が得られる。

この x - y ステージのステップ間隔は、合成開口処理を行う際に CCD カメラの画素の大きさと1ステップの移動距離を合わせる必要があるため、CCD カメラの画素の大きさと等しくなっている。また、このステップ間隔を元にステップ数が決められる。



(a)



(b)

図 4.2 測定対象となる3面光源の実験の写真
(a) LEDとアクリル棒周辺 (b) アクリル棒端面周辺

本実験では、測定対象として連続スペクトル形状の異なる3つのLED (Light Emitting Diode)を採用した。そして、光導波路として使用するアクリル棒を加工し、互いに異なる連続スペクトルを有し、かつ空間的に異なる形状・位置及び奥行きに配置された3つの面光源を作成した。測定対象と実験系の写真は図4.2に示す。

それぞれの光源を $S1, S2, S3$ とし、それらの波長、距離、形状を図4.3と表4.1にまとめる。これらの光源の分光結果を図4.4に示す。

S1 は、右上の三角形であり、中心波長 460nm の青色、光源距離奥行き 70 mm に位置している。S2 は左下の三角形であり、中心波長 504nm の緑色、光源距離奥行き 61 mm に位置している。そして、S3 は四角形であり、中心波長 630nm の赤色、光源距離奥行き 50 mm に位置している。

表 4.1 測定対象に関する情報

Light source	Peak wavelength (nm)	Distance (mm)	Shape of planar light source
S1	643 (Red)	50	Rectangle
S2	503 (Green)	61	Left-side triangle
S3	450 (Blue)	70	Right-side triangle

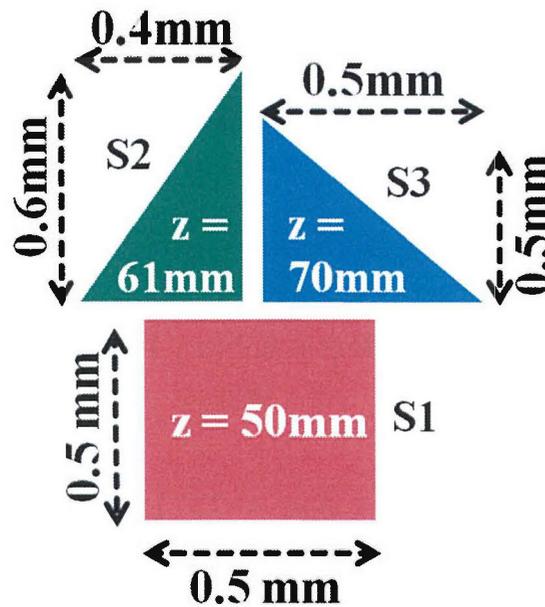


図 4.3 先端部の形状写

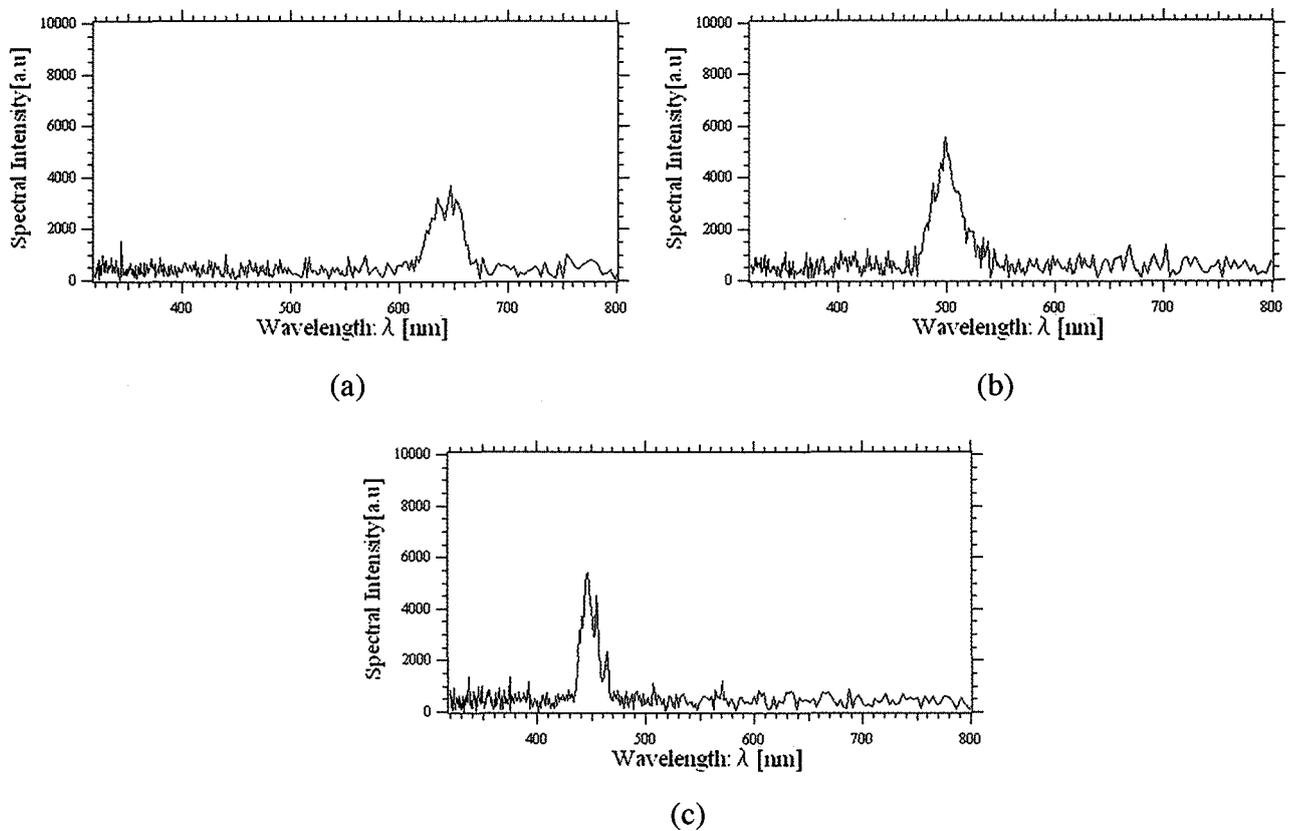


図 4.4 3 色の LED の分光結果: S1(a), S2(b), S3(c)

それぞれの光源(S1, S2, S3)は, 図 4.1 のように 2 光波折り畳み干渉計の x - y ステージ上に設置されており, 実験を行う. 表 4.2 の実験条件のように x 方向と y 方向にそれぞれ 1 ステップあたり $12.9\mu\text{m}$ で 64 ステップ移動させ, 更にプリズム P が設置された PZT は 1 ステップあたり $0.08\mu\text{m}$ で 64 ステップ移動させた.

表 4.2 実験条件 (ステージパラメーター)

Experimental Parameters	x stage (x -axis)	y stage (y -axis)	PZT (Z -axis)
Step number	64 steps	64 steps	64 steps
Step interval	$12.9\mu\text{m}$	$12.9\mu\text{m}$	$0.08\mu\text{m}$

第3章で述べた通り、本実験では体積インターフェログラムから取得した相互スペクトル密度に対し、角スペクトル伝搬則を利用した再生処理を行うことで光源像を再生している。そのため、取得される光源像の大きさは、体積インターフェログラムの1辺の大きさに等しく、その範囲(再生画角)は以下の式で表される:

$$l_x = \hat{x} \times x_{\text{step}} \times 2, \quad (4.1)$$

$$l_y = \hat{y} \times y_{\text{step}} \times 2. \quad (4.2)$$

今回の場合、 $x_{\text{step}}, y_{\text{step}}$ は共に 64 ステップと設定しており、この場合の画角は 1.6512mm となる。また、PZT のステップ間隔とステップ数は、スペクトル分解能によって決められている。本手法におけるスペクトル分解能は実験時の全体の光路差の逆数で与えられ、式(3.13)に示したようにスペクトル分解能は、

$$\Delta k = \frac{1}{Z \times (z_{\text{step}} - 1)} \quad (4.3)$$

と表される。

さらに、標本化定理により、波数空間におけるサンプリングピッチを、取得可能な最大波数をとすると、

$$\Delta k \times (z_{\text{step}} - 1) \leq 2k_{\text{max}} \quad (4.4)$$

となる。これを式(4.3)に代入すると、

$$\frac{1}{Z} \leq 2k_{\text{max}} \quad (4.4)$$

$$2Z \geq \lambda_{\text{min}} \quad (4.5)$$

となり、取得可能な最低波長が決定される。上記の例では $\lambda_{\text{min}} = 320\text{nm}$ となり、これ以下の波長はサンプリングできない。

以上より、PZT のステップ間隔とステップ数はそれぞれ、サンプリング可能な最低波長とサンプリング間隔を決定するものと言える。本実験で用いた値は、人間の可視光の範囲(380nm~800nm 程度)において十分な分解能を取得できるものとなっている。

4.3 実験結果

以下に本実験の結果について示す。

図 4.5 は, 2 光波折り畳み干渉計で実際に取得した 5 次元インターフェログラムである。この 5 次元インターフェログラムは, 図のように 2 次元イメージ(ξ, η)がそれぞれの x - y ステージの移動量 \hat{x}, \hat{y} と 2 つのプリズムの光路差 Z によって決まる 3 次元空間に配置されたような概念となる。ただし, 実際に実験で得られた 2 次元イメージの数は実験のステップ数と同じ, すなわち今回の実験では 262144 枚にもなるため, 図 4.6 では, 簡略化のために代表的な位置におけるインターフェログラムのみを示している。ステップ数分の画素を取得してこれを 5 次元インターフェログラムとして記録している。

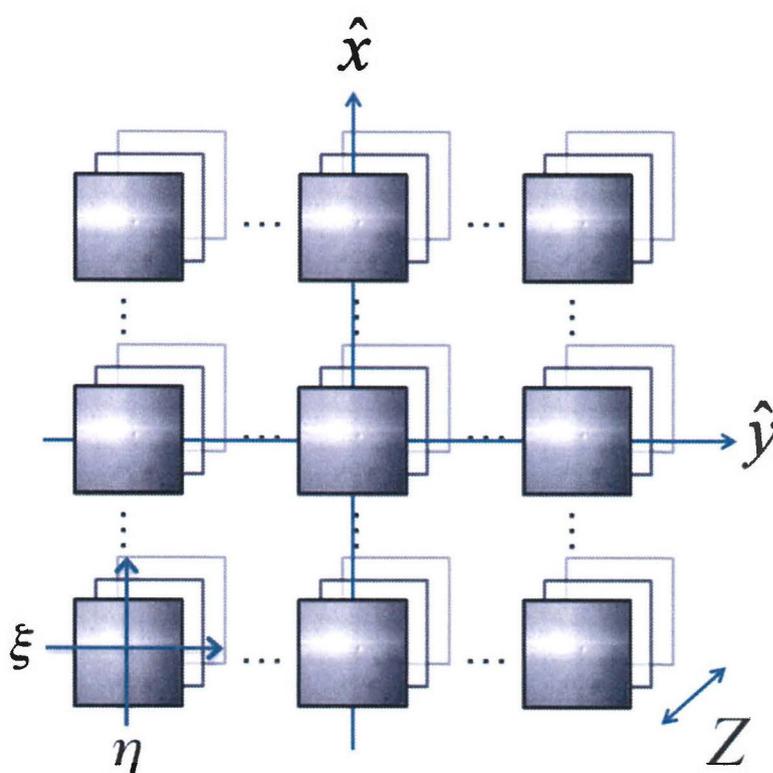


図 4.5 実際に取得された 5 次元インターフェログラム

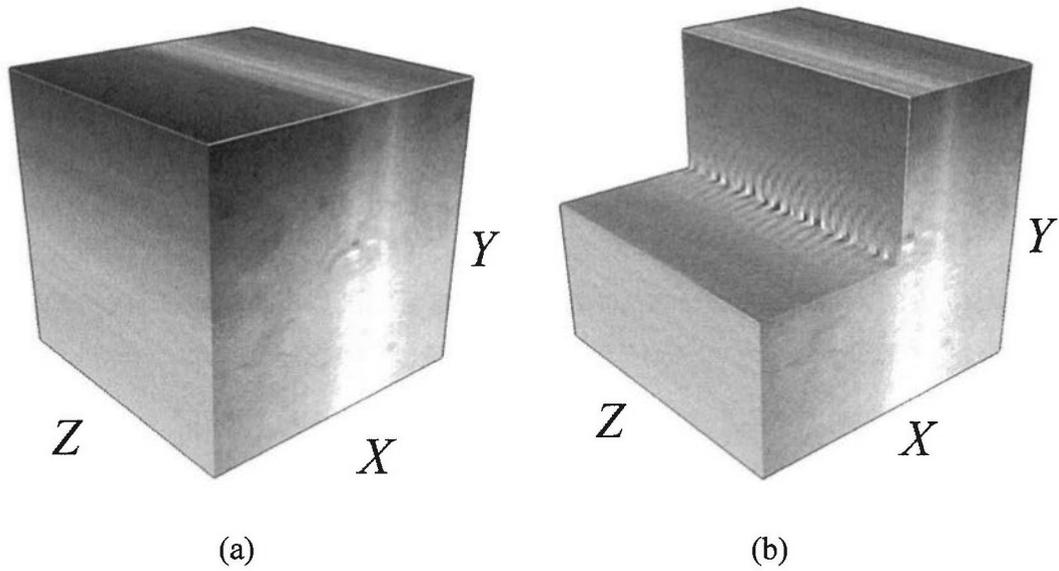


図 4.6 体積インターフェログラム

(a) 全体 (b) 中心部

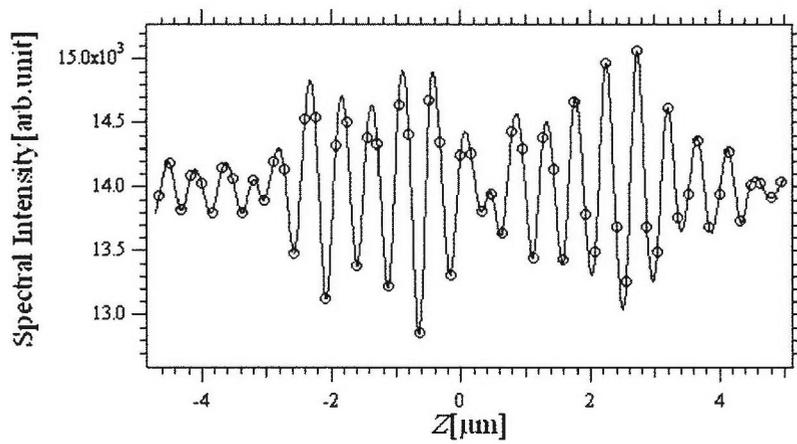


図 4.7 体積インターフェログラムの中心部(中央部 1 ライン)の Z 軸方向の強度分布

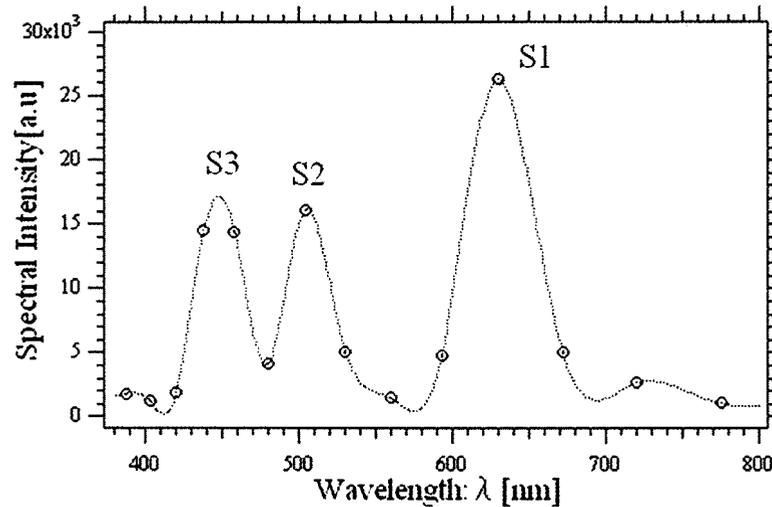


図 4.8 体積インターフェログラムから得られた連続スペクトル形状

図 4.6 は、この 5 次元のインターフェログラムから合成開口処理を施して得られた 3 次元の体積インターフェログラムである。

図 4.6(a) は、本実験で得られた体積インターフェログラムである。インコヒーレントな多色光源分布上の各点から伝搬した光波の干渉縞が互いに明暗を打ち消し合い、ほぼ一様な強度分布のインターフェログラムが得られている。X-Y 面の中央部に関して、縦横の線が確認されるが、これは 2 光波折り畳み干渉計のプリズムのエッジ部分がそれぞれ映り込んだものである。また、図 4.6(b) は図 4.6(a) の体積インターフェログラムの一部を切り取ったものであるが、体積インターフェログラムの中心部分に明暗のある干渉縞が確認される。この明暗のある干渉縞が確認される横方向の範囲は、光源の可干渉領域に依存する。更に、図 4.7 はこの体積インターフェログラムの中心の 1 ラインを抜き出し、プロットしたものを示した。

この体積インターフェログラムの中央部である光軸上、つまり図 4.7 の干渉信号を Z に関しフーリエ変換すると、図 4.8 のような観測面における光のスペクトル形状を得ることができる。これを見ると、3 つの強いピークが得られていることが分かる。これらのピークに対応した波長は、460nm, 504nm, 630nm である。この連続スペクトル形状は、3 色の LED それぞれのスペクトルによく一致している。このことから、光源のスペクトル情報が得られたと言える。

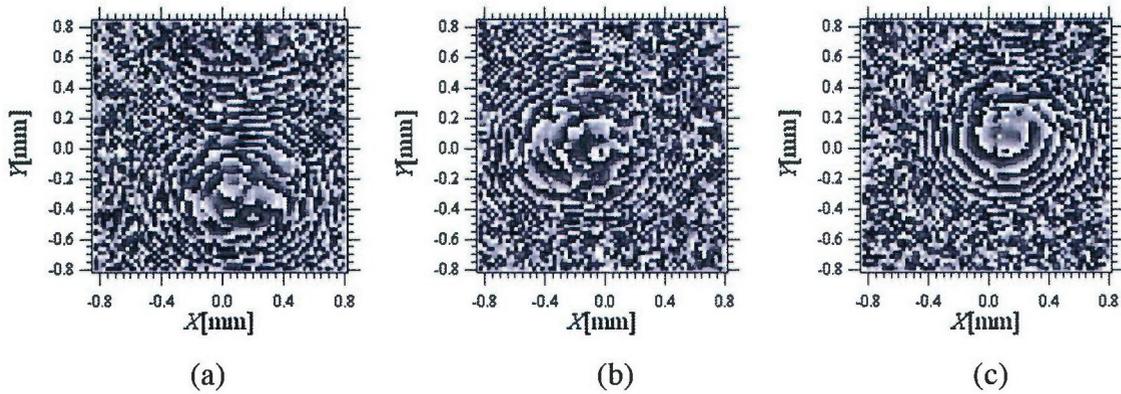


図 4.9 相互スペクトル密度(位相): S1(a), S2(b), S3(c)

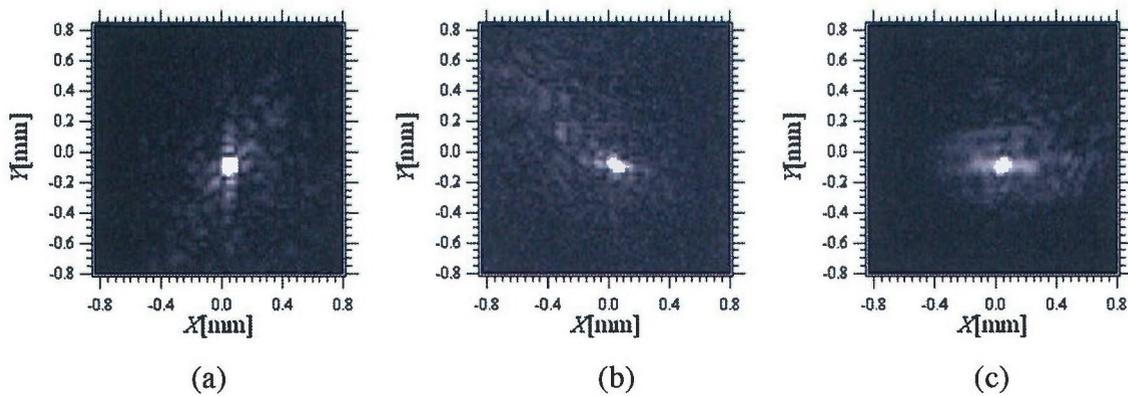


図 4.10 相互スペクトル密度(絶対値): S1(a), S2(b), S3(c)

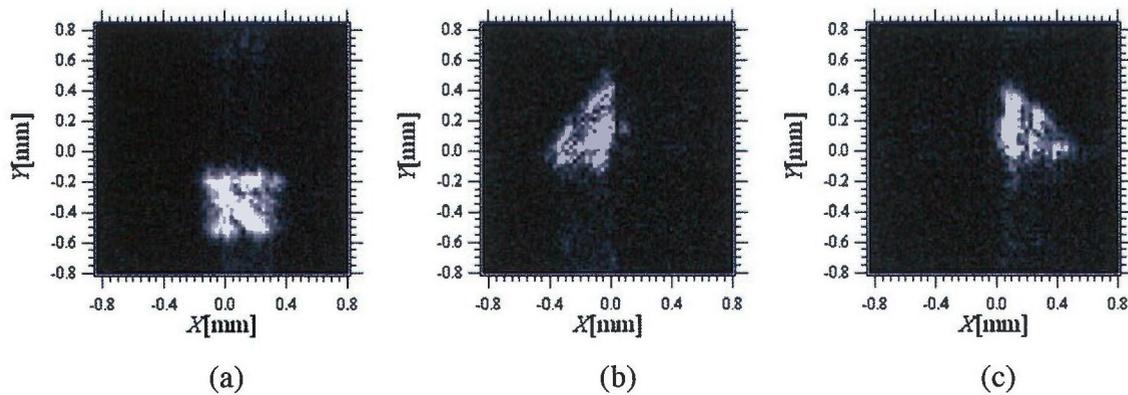


図 4.11 2次元インフォーカス光源像: S1(a), S2(b), S3(c)

次に、3次元空間情報の再生結果を示す。

図4.9は、図4.8に示した3つのスペクトルピークにおける波長の相互スペクトル密度の位相分布(Phase distribution)である。これらの位相分布を見ると、異なった位置から伝搬した光波の球面波形状が、それぞれ波長毎に分離されて得られていることが分かる。更に、図4.10は相互スペクトル密度の絶対値(Modulus distribution)を示したものである。

これらの相互スペクトル密度に対し、角スペクトルの伝搬則を適用してそれぞれ光源を配置した距離を指定した場合に得られた2次元インフォーガス光源像を図4.11に示す。図4.11(a)は、再生距離 $z = 50\text{mm}$ を指定した際の光源像である。そして、図4.11(b), (c)は光源を設置した距離 $z = 61\text{mm}$, $z = 70\text{mm}$ で再生したときの光源像である。

また、図4.12はこれらの再生像の一点に注目し、奥行き方向に関してプロットした強度分布となる。

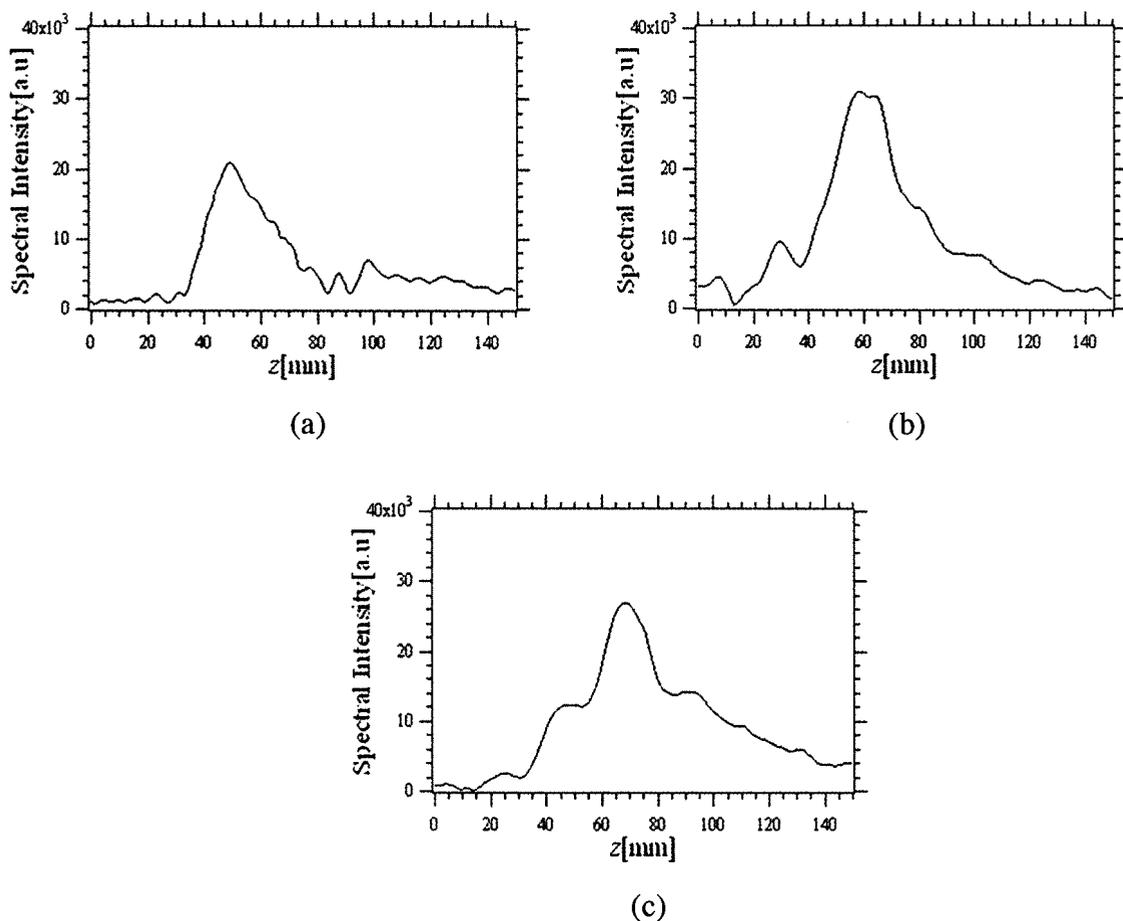


図4.12 再生像の奥行き方向の強度分布

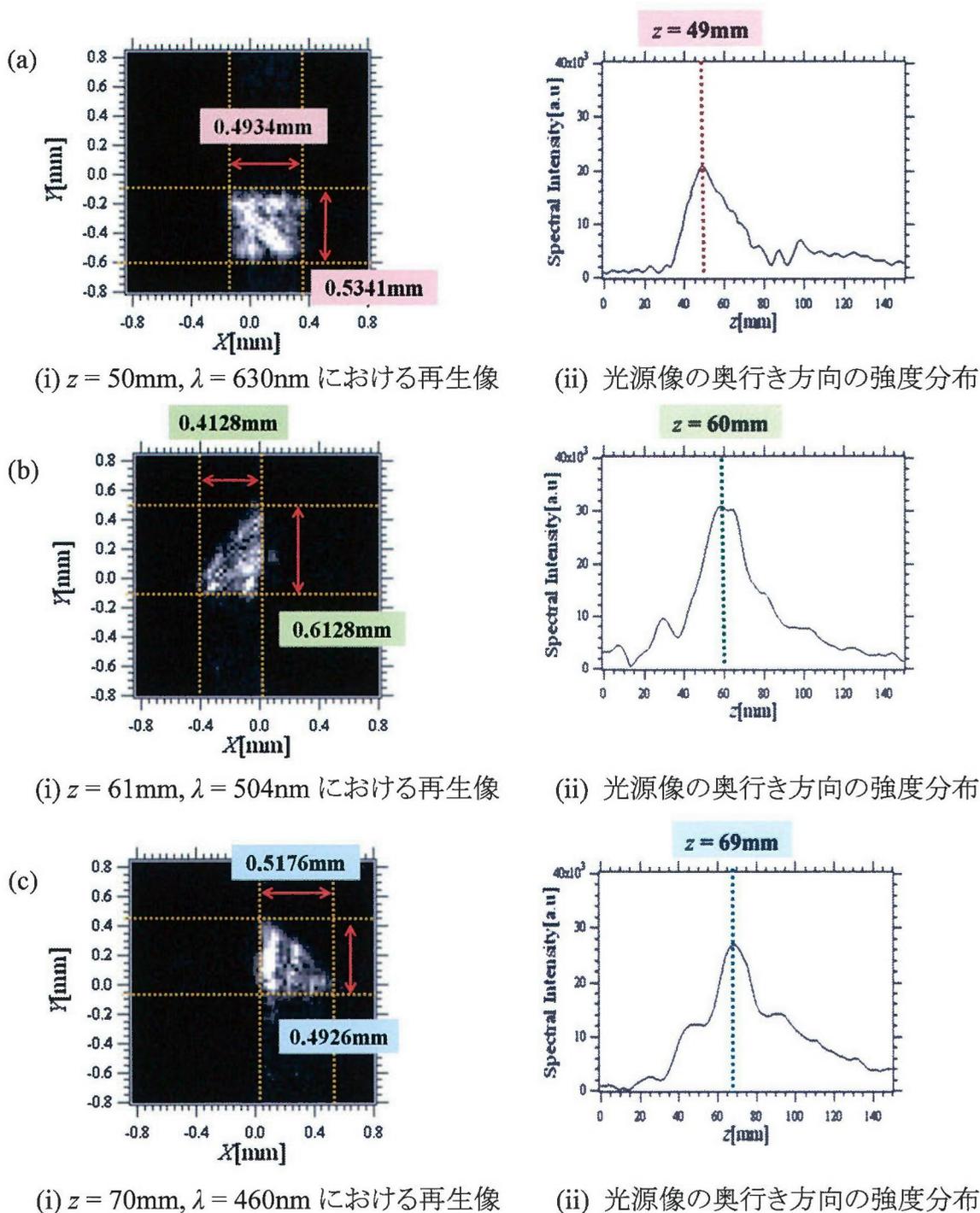


図 4.13 光源像の大きさや距離の強度分布:

- (a)は光源 S1 を設置した距離 $z=50\text{mm}$, 波長 $\lambda=630\text{nm}$ で再生した場合
- (b)は光源 S2 を設置した距離 $z=61\text{mm}$, 波長 $\lambda=504\text{nm}$ で再生した場合
- (c)は光源 S3 を設置した距離 $z=70\text{mm}$, 波長 $\lambda=460\text{nm}$ で再生した場合

図 4.13 に示した各再生像の大きさ(x - y)と距離(z)を示す。

まず、図 4.13(a)は波長 630nm において、距離 $z=50\text{mm}$ を指定して再生した光源像である。この距離及び波長に対応するのは、四角形の光源である。

光源の形状を確認すると、図(i)のように四角形の形状が再生されており、実際の光源と同じの形状が得られていることがわかる。大きさを検証するため、光源像の強度分布を見ると、 x 方向の広がり が 0.49mm、 y 方向の広がり が 0.53mm である。実際の光源の大きさと近い値が得られており、光源の大きさが正確に再生できていることがわかる。

また、図(ii)はこの再生像の一点に注目した奥行き方向(z)の強度分布である。この強度分布の最大となる位置は 49mm となり、実際に光源が設定された距離に近い値が得られた。

次に、図 4.13(b)は $z=61\text{mm}$ 、 $\lambda=504\text{nm}$ と指定した場合の再生像である。左上の三角形の形状が再生できていることがわかる。光源像の強度分布の広がり は、 x 方向が 0.41mm、 y 方向が 0.61mm と、光源の大きさに近い値が得られた。

また、奥行き方向の強度分布の最大となる位置は、図(ii)のように 60mm であり、実際の光源距離に近い値が得られた。

最後に、図 4.13(c)は $z=70\text{mm}$ 、 $\lambda=460\text{nm}$ と指定した場合の再生像である。右側の三角形の形状が再生できていることがわかる。光源像の強度分布の広がり は、 x 方向が 0.51mm、 y 方向が 0.49mm と、光源の大きさに近い値が得られた。

また、奥行き方向の強度分布の最大となる位置は、図(ii)のように 69mm であり、実際の光源距離に近い値が得られた。

これらのことから、再生されたそれぞれの光源像の大きさと距離は、実際の光源の大きさと距離がほぼ一致していることが確認された。この結果から、奥行きが異なる複雑な形状の測定対象として三角形と四角形の光源分布と奥行きが再生できたと結論される。

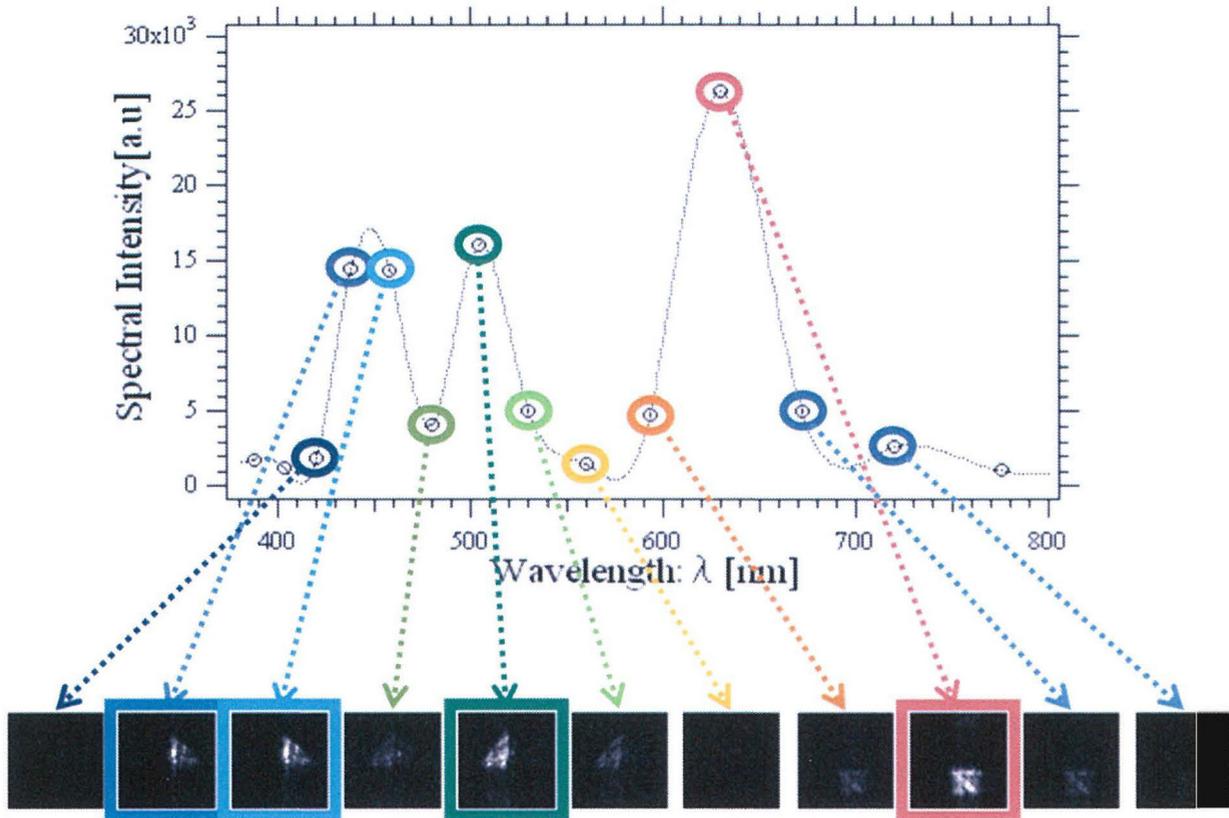


図 4.14 実験で得られた観測面でのスペクトル形状と
スペクトル成分毎の2次元再生像

図 4.14 はこれらの再生像と得られたスペクトル形状を比較したものである。
 $\lambda = 438\text{nm} \sim 458\text{nm}$ の範囲でのみ、右上の三角形の形状が再生されている。また、 $\lambda = 504\text{nm}$ 付近でのみ、左側の三角形の形状が再生されている。同様に、 $\lambda = 630\text{nm}$ 付近でのみ、四角形の形状が再生されている。

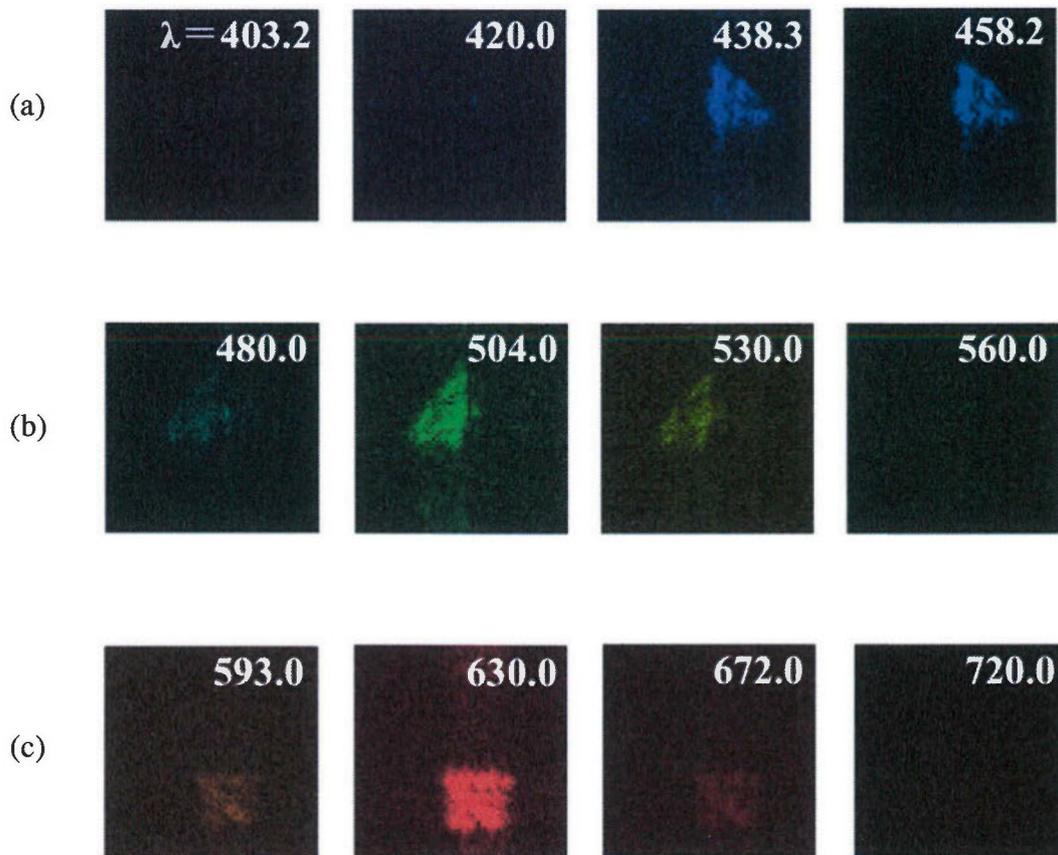


図 4.15 スペクトル成分毎の 2 次元インフォーカス光源像(右上の数値は波長):

- (a) $z = 70\text{mm}$ における再生したインフォーカス光源像
- (b) $z = 61\text{mm}$ における再生したインフォーカス光源像
- (c) $z = 50\text{mm}$ における再生したインフォーカス光源像

図 4.15 に再生されたスペクトル成分毎の 2 次元インフォーカス光源像をまとめて示す。これは、スペクトル成分毎におけるインフォーカス像と光源配置との比較したものである。各分光画像の波長は、画像の右上に示している。

図 4.15(a)は、438nm~458nm の波長では距離 70mm において、右上に三角形のインフォーカス像が得られました。これは実験系に設置した青色光源と対応している。

図 4.15(b)は、504nm 付近の波長では距離 61mm において、左上に三角形のインフォーカス像が得られました。これは実験系に設置した緑色光源と対応している。

図 4.15(c)は、630nm 付近の波長では距離 50mm において、下に四角形のインフォーカス像が得られました。これは実験系に設置した赤色光源と対応している。

これらの結果から、連続スペクトルの変化と光源配置をよく反映し、各画像の輝度はそれぞれの波長のスペクトル強度に比例していることがわかった。

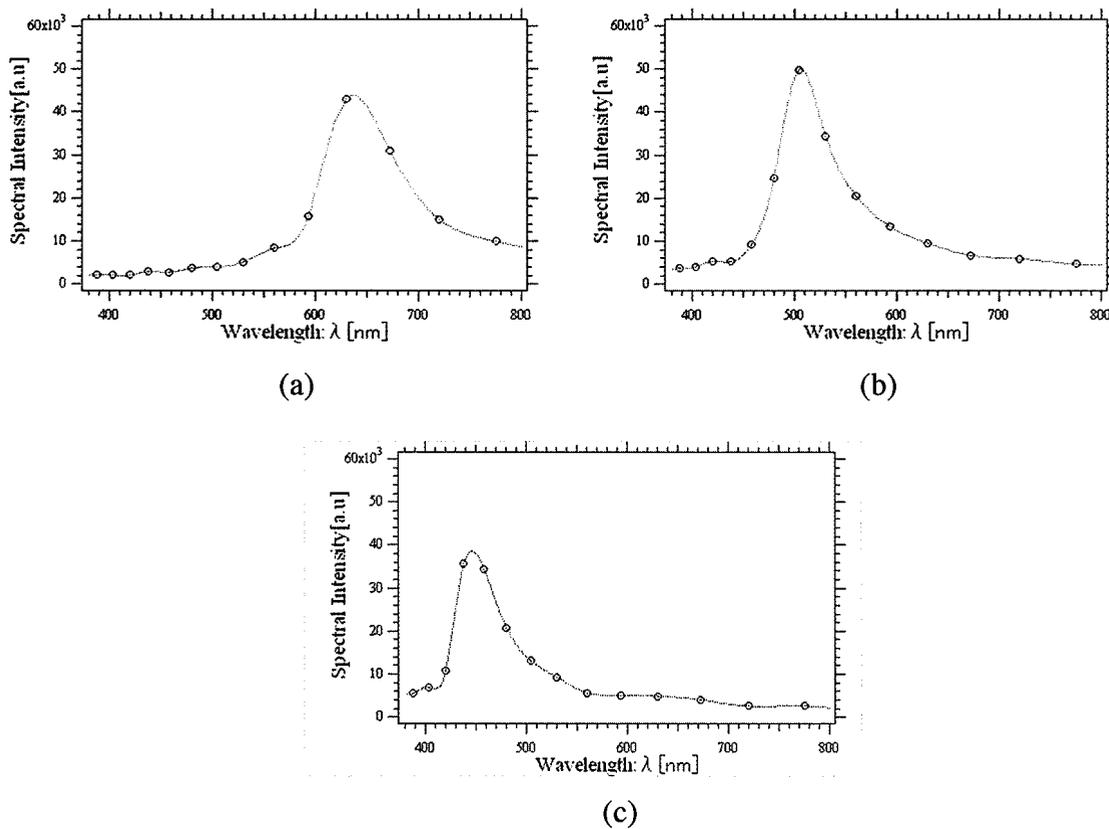


図 4.16 再生像の注目した一点における各スペクトル強度分布:

(a) $z = 50$ mm, (b) $z = 61$ mm, (c) $z = 70$ mm.

更に、これらのスペクトル成分毎の再生から、それぞれの光源像の一点に注目し、距離を固定して波長を変化させ、光源像の強さの変化を強度分布にしたものを図 4.17 に示す。これらのスペクトル分布を図 4.7 の体積インターフェログラムから得られた観測面におけるスペクトル形状と比較すると、ほぼ一致しており、それぞれの光源像から各スペクトル成分が分離できていることが確認された。

以上の結果から、1回の実験によって取得した5次元インターフェログラムより、2光波折り畳み干渉計と合成開口処理を用いた手法を互いに異なる連続スペクトルを有する複数の面光源に適用することにより、光源の連続スペクトル情報と3次元空間情報を同時かつ独立に取得できることが確認された。

4.4 結言

本章では、空間的にインコヒーレントな 3 次元形状と連続スペクトル形状が異なる複数の面光源を作成し、スペクトル成分毎の 3 次元画像のセットの再生実験を行った。本実験結果より、2 光波折り畳み干渉計と合成開口処理を用いたデジタル分光ホログラフィーの手法により、連続スペクトルを有し、かつ空間的広がりを持つ一般の通常物体においても連続スペクトルと 3 次元空間情報を同時かつ独立に再生できることが結論された。また、本実験の説明を通して、具体的な実験手順についても述べた。

第5章 3次元空間分解能・結像特性 に関する考察

5.1 緒言

本章では、連続スペクトルを有する空間的にインコヒーレントな光源分布の分光・結像特性を調べる実験を行い、デジタル分光ホログラフィーにおいて再生されたスペクトル成分毎の3次元画像に関する分光特性及び3次元結像特性、特に奥行き方向に関する結像特性に関し詳細に調べる。さらに、この手法において観測面における伝搬光の可干渉領域(コヒーレンスエリア)の広がりと同分光された再生像の3次元空間結像特性に関する関係を調べ、その実験結果に関し考察する。

5.2 奥行き方向に関する分解能・結像特性の検証

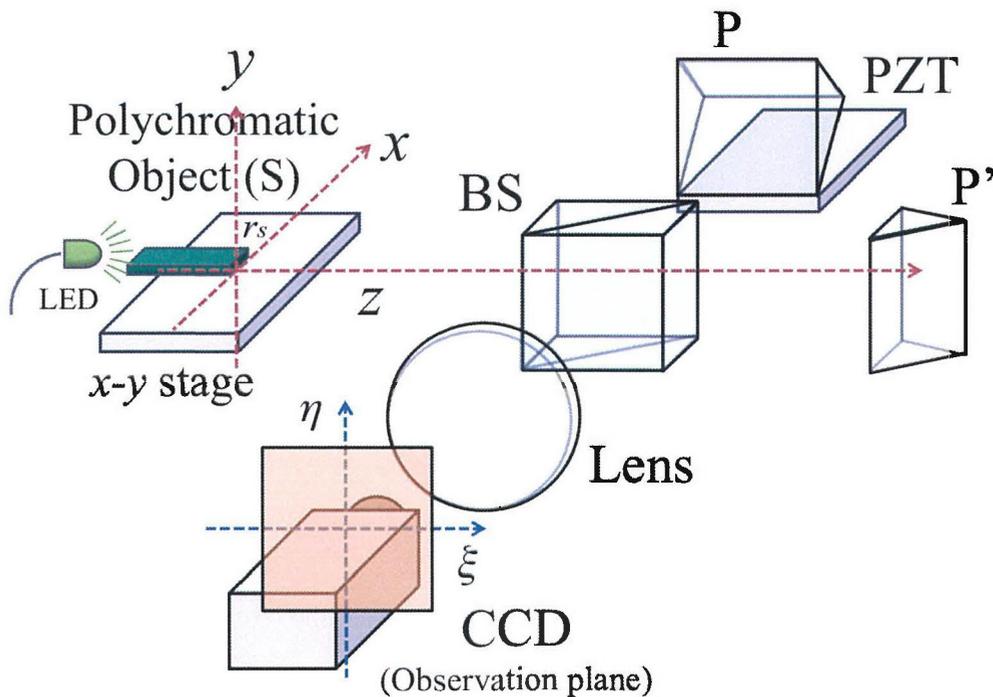


図 5.1 空間的にインコヒーレントな光源分布における実験系構成図

本節では、インコヒーレントホログラフイーの奥行き方向の結像特性に関しては、これまで十分に研究されていなかった。そこで、インコヒーレントホログラフイーで再生した再生像の奥行き方向に関して詳しく検証し、空間的にインコヒーレントな物体を対象とした分光立体画像の再生実験を行う。以降の節に、その再生像の3次元結像特性、特に奥行き(光軸)方向の結像特性について実験的に調べ、解析結果を示す。

5.2.1 空間的にインコヒーレントな 連続スペクトルを有する光源分布の実験

本実験では、本手法により再生された3次元分光画像の3次元結像特性について検証するため、初めに連続スペクトルを有する空間的にインコヒーレントな光源分布の再生実験を行う。図5.1に本実験における実験系構成を示す。

今回の測定対象はLEDの光をアクリル棒に通し、矩形に成形したインコヒーレント面光源であり、ピーク波長は504nm、観測面からの距離は60mmである。その測定対象の形状と大きさを図5.2に示す。源は図5.1のように2光波折り畳み干渉計のx-yステージ上に設置されており、x方向とy方向にそれぞれ1stepあたり12.9 μm で64step移動させる。更に、プリズムPが設置されたPZTは1stepあたり0.08 μm で64step移動させる。

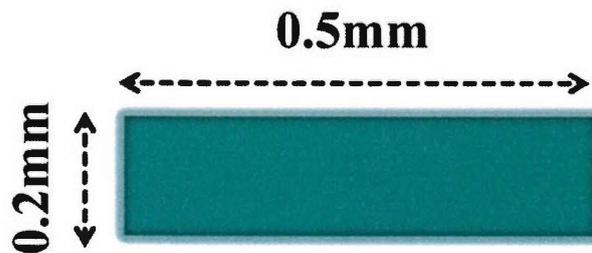


図 5.2 測定対象の形状写

5.2.2 実験結果

以下に本実験の結果を示す。

図 5.3(a)は、実験で得られた5次元インターフェログラムに対し、合成開口処理を適用することにより得られた体積インターフェログラムである。さらに、図 5.3(b)ではその体積インターフェログラムの Y - Z 平面について示す。その体積インターフェログラムの Y - Z 平面の1ラインを抜き出し、これにフーリエ変換を行うことにより図 5.4 のようなスペクトルを得ることができる。このスペクトルを見てみると、使用した光源の波長($\lambda=504$ nm)にほぼ一致している。

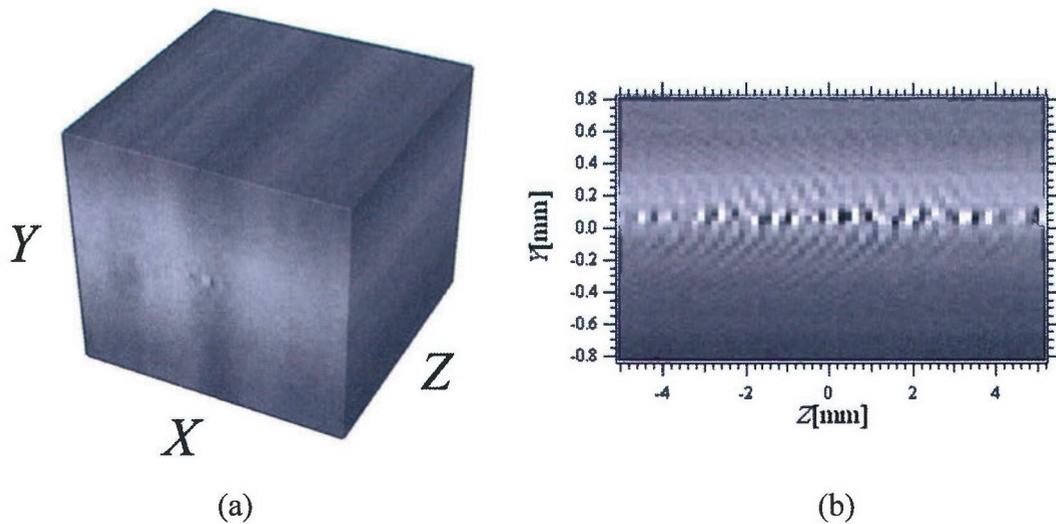


図 5.3 体積インターフェログラム
(a) 全体 (b) 中心部($X=0$)の Y - Z 平面

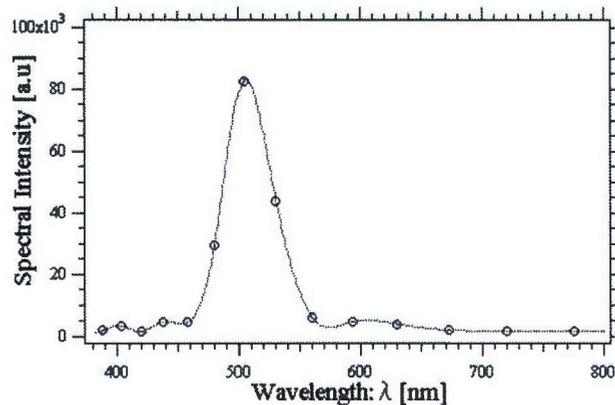


図 5.4 体積インターフェログラムから得られた観測面における連続スペクトル形状

次に、3次元空間情報の再生結果を図5.5に示す。

図5.4のピーク波長における相互スペクトル密度の位相分布(a)、絶対値(b)及び $z = 60\text{mm}$ の距離にある物体のインフォーカス2次元像(c)を図5.5に示す。

再生像の大きさは、 x 軸方向が 0.49mm 、 y 軸方向が 0.53mm の強度分布が得られており、測定対象の形状とほぼ一致している。

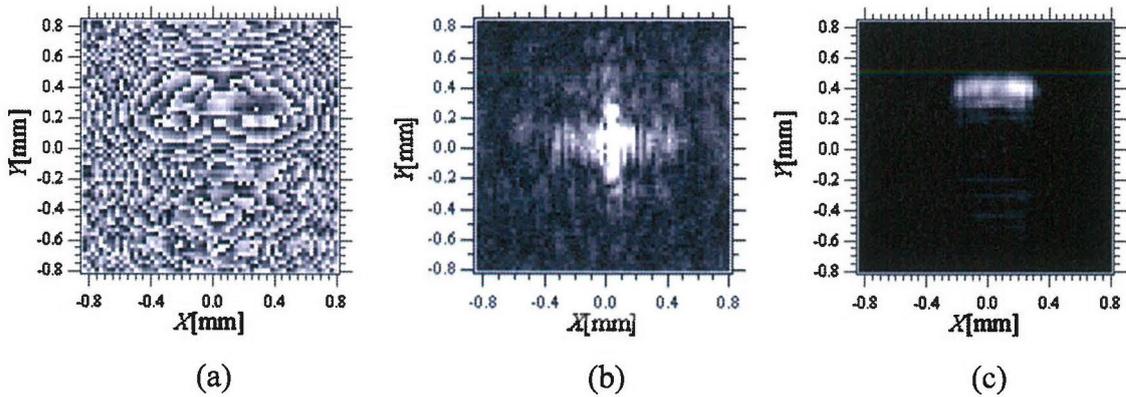


図5.5 $\lambda = 504\text{nm}$ における相互スペクトル密度の位相分布(a)、絶対値(b)、再生距離 $z = 60\text{mm}$ の2次元再生像(c)

まず、可干渉領域であるコヒーレンスエリアに関して調べる。

図5.6は、図5.5(b)の相互スペクトル密度の絶対値をカラーにしたものである。図のように、観測面における相互スペクトル密度において、絶対値の原点付近に値の高い領域が現れ、メインローブとサイドローブが観察された。メインローブの部分は光源から伝搬した光の観測面におけるコヒーレンスエリア(Coherent area)に対応しており、この領域の大きさは、光源の距離・大きさに依存して変化する。この領域で実際に干渉縞が得られている。先述の範囲で強い値が得られているのは、その範囲で強く干渉しているためである。

更に、図5.6(a)の位相分布を見ると、位相部分には中心のコヒーレンスエリアの部分に滑らかな位相分布が確認され、それ以外ではランダムな位相となっており、先述の通りにコヒーレンスエリアでのみ干渉縞が得られていることがわかる。

このことから、光源像の情報はこのコヒーレンスエリア部分に記録されていると考えられる。

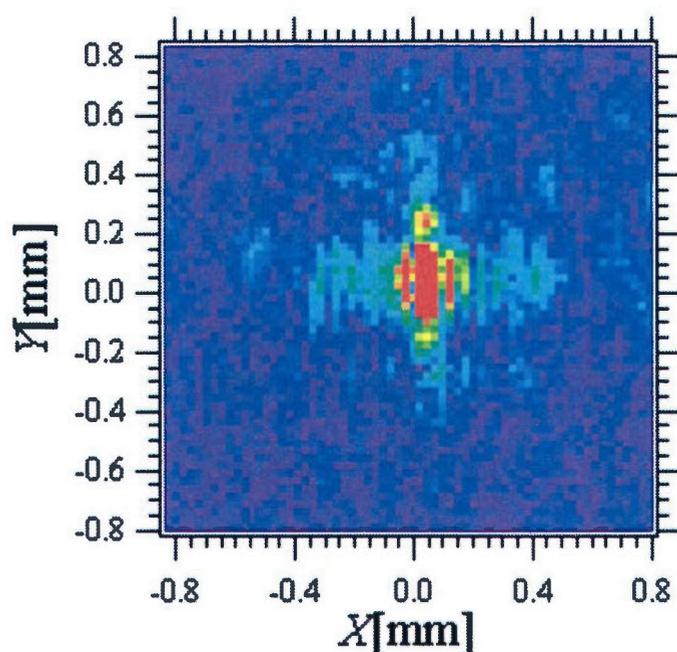


図 5.6 カラーにした相互スペクトル密度の絶対値

再生された3次元分光画像の奥行きを確認するため、再生像の一点に注目し、その強度変化をプロットしたものであるが、ややノイズが多くなっている。また、再生像の他の点にも注目すると、分布の形状とピーク位置が少々異なっていることが分かる。これは再生距離がずれた場合、注目した点に対して周囲のデフォーカス像が重なる為である。このことから、奥行き方向の評価について更なる検証が必要であると考えられる。

また、奥行き方向の再生強度分布について詳しく検証するため、再生像の様々な x - z 平面における強度プロファイルを図 5.7 に示す。

まず、コヒーレンスエリアからも光源像からも外れている x - z 平面 ($Y = -0.4\text{mm}$) の強度分布を図 5.7(a) に示す。これを見ると、特に何も見て取れないが、コヒーレンスエリアを横切る x - z 平面 ($Y = 0.0\text{mm}$) に注目すると、図 5.7(b) に示すように、コヒーレンスエリアからの光が光束状に広がりながら逆伝搬している様子であり、光源の距離において光源の形状を再現していることがわかる。この光束状の光について更に検証すると、図 5.7(c) は光源像がある x - z 平面 ($Y = 0.4\text{mm}$) の強度分布である。この分布に注目すると、分布が高い領域が確認できた。

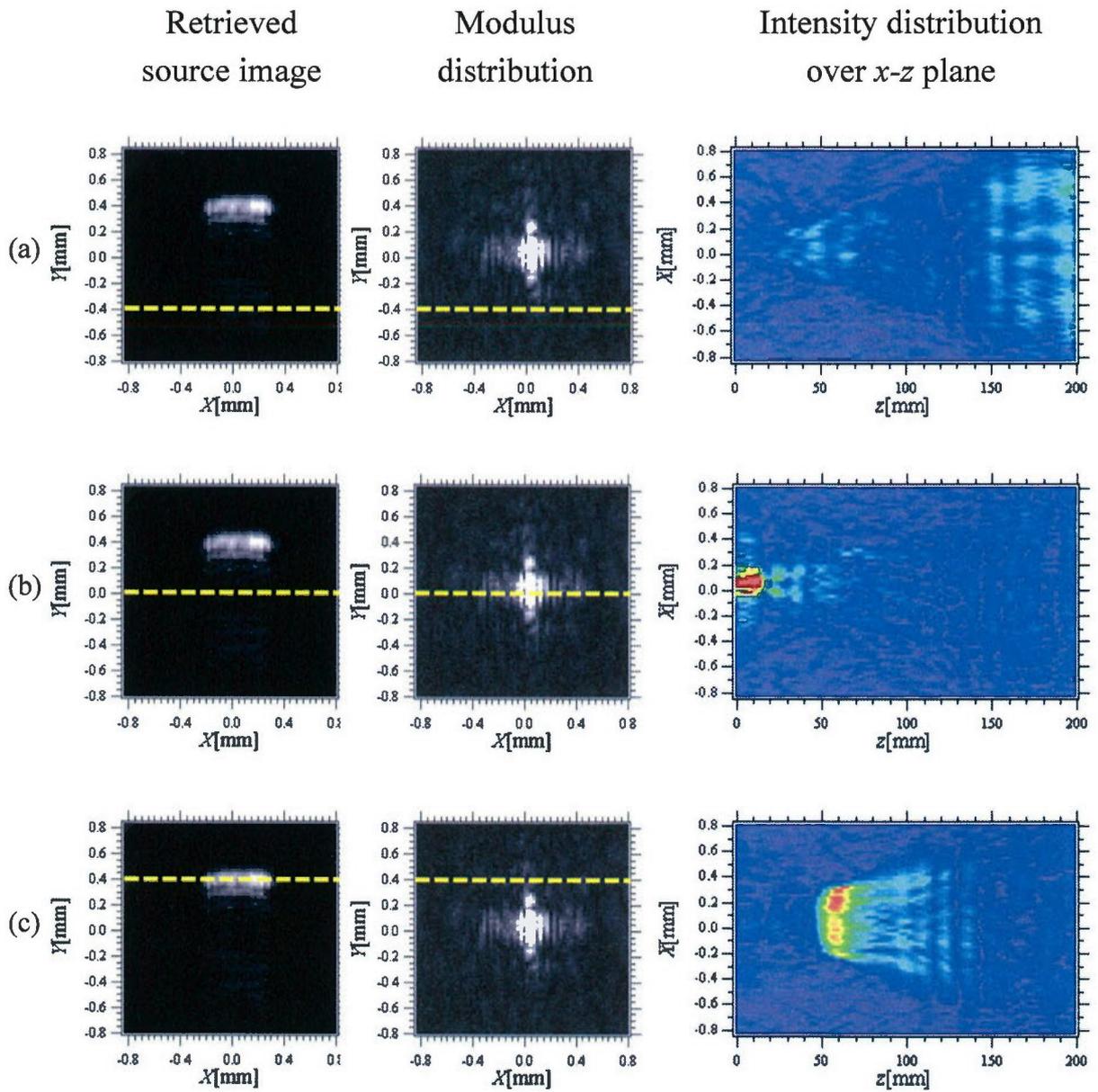


図 5.7 図 5.5(c)の再生像における x - z 平面の強度プロファイル:

- (a) $Y = -0.4\text{mm}$ の x - z 平面における強度分布の断面図
- (b) $Y = 0.0\text{mm}$ の x - z 平面における強度分布の断面図
- (c) $Y = 0.4\text{mm}$ の x - z 平面における強度分布の断面図

また、 z 方向(奥行き)に関する1ラインを抜き出し、プロットする。この奥行き方向の強度分布を図5.8に示しており、測定対象が配置された距離によく一致していることがわかる。

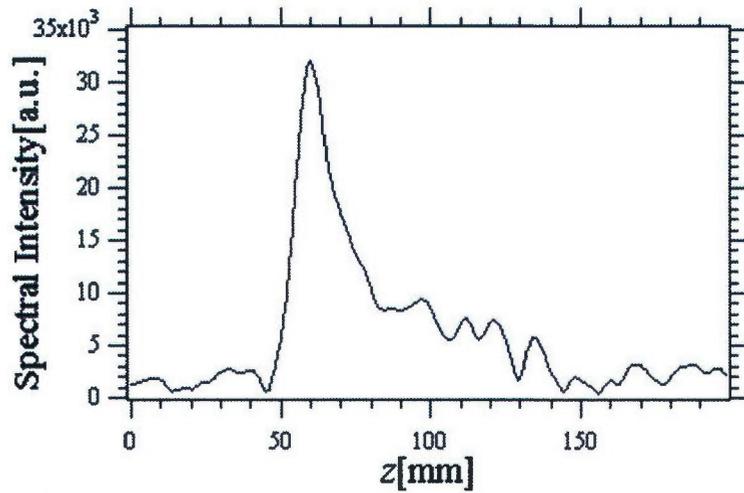


図 5.8 $(X, Y) = (0.1\text{mm}, 0.4\text{mm})$ における奥行き方向の強度分布

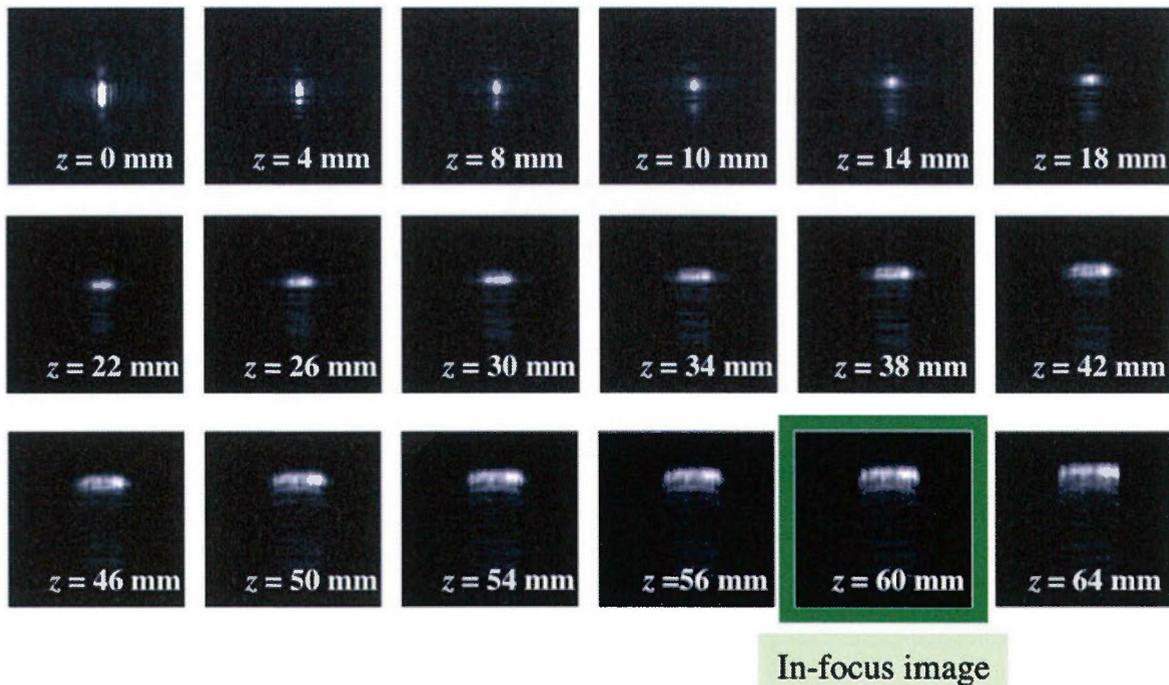


図 5.9 相互スペクトル密度から様々な距離で再生した結果

また、様々な距離で再生した結果を図 5.9 に示す。ここで、距離 $z=0$ はコヒーレンスエリアが計測される観測面である。第 3.5 章で述べた角スペクトルの伝搬則に従い、様々な距離において伝搬させて光源像を生成してみた。その結果は、図 5.9 に示すように、距離 $z = 60\text{mm}$ において再生した画像はインフォーカス像であることがわかる。

この結果から、奥行き方向の強度分布を含め、コヒーレンスエリアから光束状に逆伝搬した光が光源の距離において、光源像を形成しており、合焦像を再現していることが観察された。

次に、基本的な測定対象であるコヒーレントな単色点光源と比較するため、ピーク波長 504nm 、観測面からの距離 60mm に設置した点光源の再生実験を行う。再生結果は図 5.10 に示す。図 5.10(a) は 2 次元再生像であり、図 5.10(b) は、再生像のピーク位置における z 方向の強度分布である。

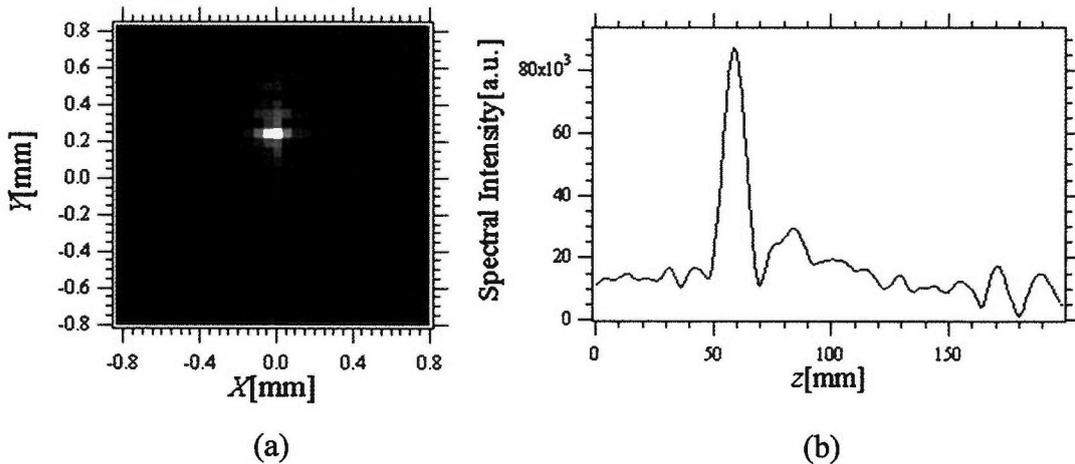


図 5.10 点光源の再生結果

(a)再生像 (b)再生像のピーク位置における z 方向の強度分布

以上より、図 5.8 の面光源の奥行きの分布幅は 6.5mm である。この値は、図 5.10(c)の点光源の奥行きの分布幅の 2.0mm と比較すると大きいですが、その理由は光源が空間的に広がっており、周囲のデフォーカス成分が重なっているためであると考えられる。

この結果から、一般に面光源は点光源の集合と考えられるため、こちらのデフォーカス領域では、それぞれの点光源からのデフォーカス成分が重なるため、面光源の奥行き方向の強度分布は、点光源のものとは比べて広がる傾向にあると考えられる。

5.3 3次元空間分解能と空間コヒーレンス関数の関係に関する検証・考察

5.2節で空間的にインコヒーレントな多色光源分布の3次元像とこの像上の各点における連続スペクトルの再生実験を行い、その再生された3次元分光画像の3次元結像特性、特に奥行き方向の結像特性について実験的に調べた。

本節では、通常のインフォーカスイメージングにおける横方向分解能が、観測面(開口)の広がりにより決定されることはよく知られている。しかし本手法のようなインコヒーレントホログラフィーの場合、このコヒーレンスエリアが横方向の空間分解能を実質的に決定する開口となりうるか否かは興味のあることである。

5.3.1 検証実験

本実験は、さらにこの手法において、観測面における空間コヒーレンス関数と分光された3-D再生像における空間分解能との関係に関して調べるため、分光された3次元再生像における空間分解能に与える影響を調べる実験を行う。空間コヒーレンス関数と相互スペクトル密度は、一般化されたウィナー・ヒンチンの定理で表された式(2.52)のような関係をしているため、相互スペクトル密度に現れるコヒーレンスエリアを中心とした広がりに対して、開口の異なるマスクを適用し、再生像がどのように変化するか調べた。その結果を図5.11に示す。

図5.11(a)~(c)に、今回の実験で適用するマスクのそれぞれのパターンを示す。

図5.11(a)のマスクは観測面におけるコヒーレンスエリアのメインのみ取り込むものである。図5.11(b)は、1つ目のサイドローブまで取り込み、図5.11(c)は3つ目のサイドローブまで取り込むマスクである。

図5.11(d)~(i)は、図5.5(a)と図5.5(b)に示した相互スペクトル密度の位相分と絶対値から、それぞれのマスクをかけた後の位相分布と絶対値である。

これらの相互スペクトル密度に対し、光源距離 ($z = 60\text{mm}$)で再生処理を行うことにより、2次元インフォーカス像の結果を図 5.11 (j)~(l)に示す。

これらの結果から、マスクの開口を小さくし、メインローブのみによって像を再生した場合、明らかに分解能が低下していることが見て取れる。そして、マスクの開口を大きくしてサイドローブを取り込むと分解能は向上する。

5.3.2 実験結果

以下に本実験の結果について示す。

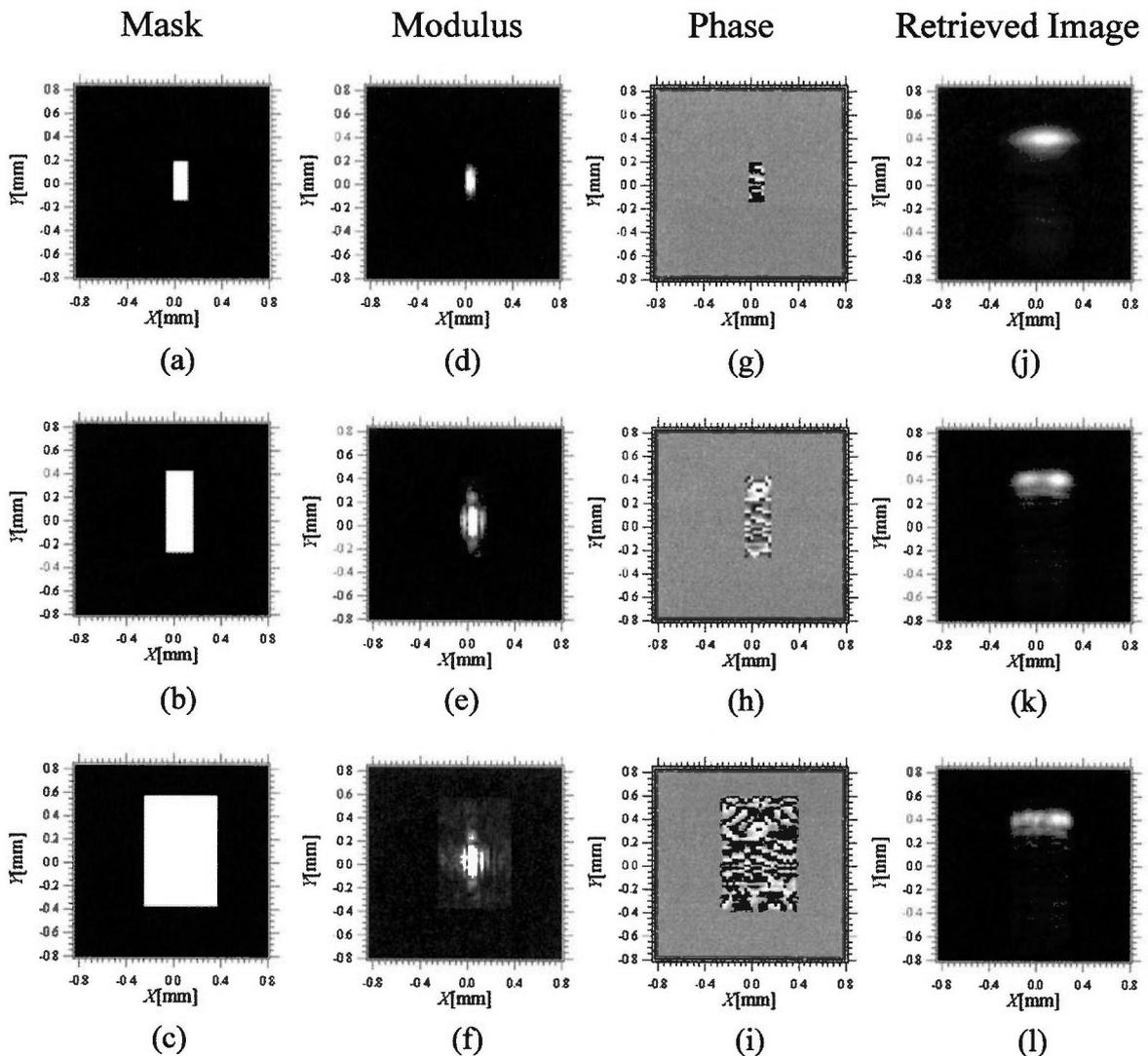


図 5.11 各々のマスクパターン(a)~(c)をかけた後の相互スペクトル密度の絶対値(d)~(f)と位相分布(g)~(i)から再生した2次元インフォーカス像(j)~(l)。

次に、再生像の奥行き方向の分解能に与える影響について調べた。その結果を図5.12に示す。

図5.12(a)~(c)に、それぞれの再生像の x - z 平面における強度プロファイルを示す。更に、図5.12(d)~(f)は、これらの強度プロファイルの z 方向の1ラインをプロットした奥行き方向の強度分布である。

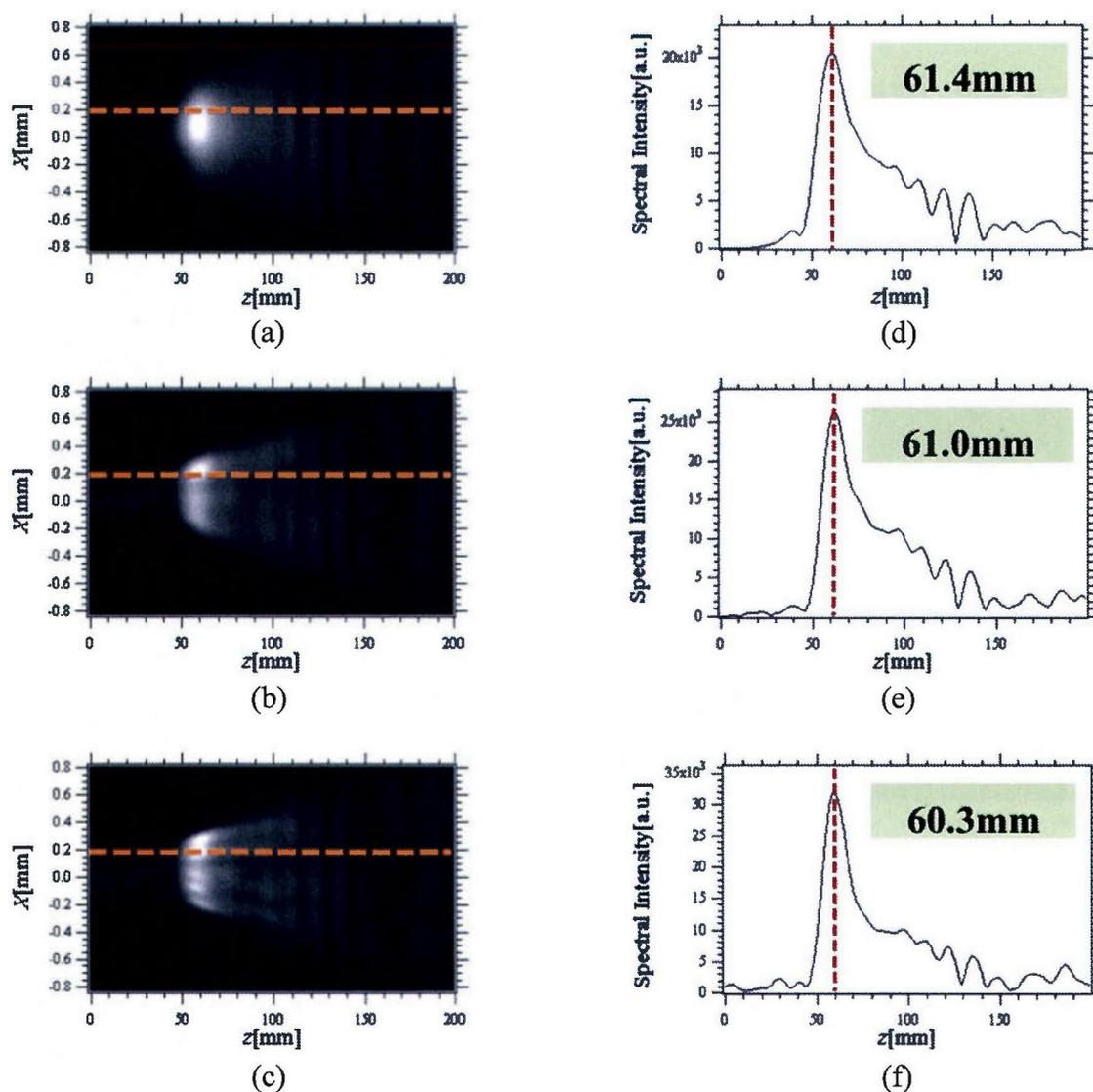


図 5.12 図 5.11(j)~(l)の再生像における x - z 平面($Y=0.4\text{mm}$)の強度プロファイル(a)~(c). 強度プロファイル(a)~(c)の1ライン($X=0.2\text{mm}$)をプロットした z 方向の強度分布(d)~(f).

これらの強度分布をみると、ピーク位置が測定対象に配置された奥行き付近で高い強度が得られていることがわかる。しかし、検証した結果は、マスクをかけた場合、ピーク位置が測定対象の位置に多少ずれており、ピーク幅も図 5.8 のマスクをかけない場合より広がっており、明らかに分解能が低下していることを観察した。

以上の結果から、奥行き方向の分解能も、横方向の分解能と同様に観測領域によって決まると考えられる。

次に、相互スペクトル密度のメインローブ(コヒーレンスエリア)をブロックし、サイドローブのみで光源像を再生してみた結果を図 5.13 に示す。

この結果をみると、光源像の形状でもほとんど再生できていないことを確認できた。

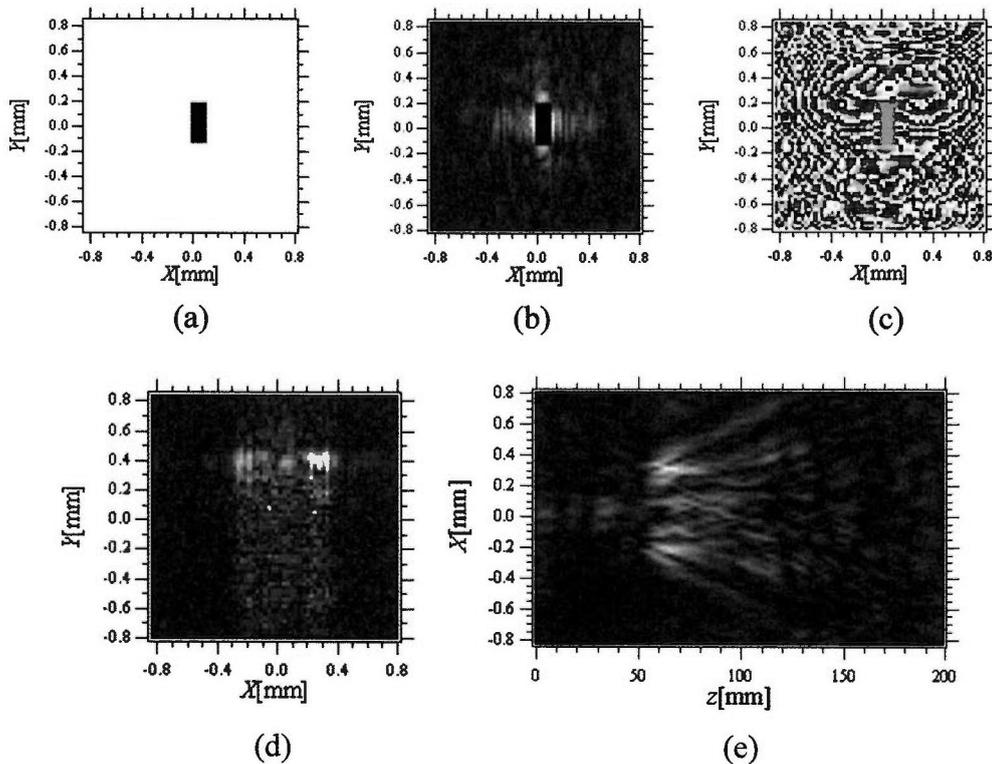


図 5.13 メインローブをブロックするマスク(a)を適用した相互スペクトル密度の絶対値(b)と位相分布(c)から再生した2次元インフォーカス像(d).
 x - z 平面($Y=0.4$ mm)の強度プロファイル(e).

この結果から、光源像を形作る大部分の光は、観測面におけるコヒーレンスエリアから逆伝搬した成分であることを確認した。

5.4 結言

本章では、連続スペクトルを有する空間的にインコヒーレントな光源分布の実験を行い、デジタル分光ホログラフィーにおいてスペクトル情報と3次元空間情報を取得し、奥行き方向に関する結像特性を実験的に調べた。

その結果、観測面におけるコヒーレンスエリアから光束状に逆伝搬した光が物体の距離において、合焦像(インフォーカス像)を形成していることがわかった。また、空間的に広がりを持つ面光源の場合の奥行き方向の強度分布は、周囲のデフォーカス成分が重なることにより、点光源の場合と比べると、広がる傾向であることを確認した。

また、本手法において観測面に現れるコヒーレンスエリアと再生像の3次元空間結像特性に関する関係を調べた。その結果、再生像は、コヒーレンスエリア(空間相関関数のメインローブ)から逆伝搬した光による寄与が大部分を占めるが、横方向の分解能はコヒーレンスエリアの広がりによって決定されるのではない。そして、像の細部にわたる再生特性を決定する分解能は測定したサイドローブの数が増えると改善される。

従って、再生像の横方向分解能を決定する主要因は空間相関関数を測定するノイズを無視できる範囲での観測領域(開口)の広がりである。奥行き分解能もこの観測領域によって決まると考えられる。

第6章 結論

干渉計測と計算処理に基づいて、一般的な3次元多色物体のもつ3次元情報と連続スペクトル情報を同時取得するデジタル分光ホログラフィー(Digital holographic 3-D imaging spectrometry)の手法を実験的に検証し、この手法により取得された3次元分光画像の3次元結像特性の研究を行った。

本論文で述べる分光立体(3次元)計算イメージング技術であるデジタル分光ホログラフィーの特徴は、測定の際にレーザーのようなコヒーレント光を使用せず、また特別な分光素子や結像素子も不要である点であり、原理的には多色光源から伝搬したインコヒーレント光の干渉計測と信号処理のみによって、3次元空間情報と連続スペクトル情報が取得可能である。

第2章では、3次元空間コヒーレンス測定の原理や光波の波動性に基づいた基本的な性質について述べ、数学的記述について示した。また、分光情報を得るための手法としてフーリエ分光法(Fourier Transform Spectroscopy)と、光源の空間情報を再生する方法として、ファンシッター・ゼルニケの定理(Van Cittert-Zernike Theorem)をそれぞれ紹介した。そして、本研究の基礎となる3次元空間コヒーレンス測定の概念についても述べた。

第3章では、本手法であるデジタル分光ホログラフィーについて具体的に述べた。本手法では、回転シアリング干渉計をベースとした光学系である2光波折り畳み干渉計を用い、測定対象である時間・空間的にインコヒーレントな一般の多色物体から伝搬した光波に対し、干渉計測をおこない、5次元のインターフェログラムを取得する。この5次元インターフェログラムに対して合成開口処理を適用することにより、体積型(3-D)のインターフェログラムを得る。次に、この体積インターフェログラムに対し、分光処理を行うことにより2次元の相互スペクトル密度のデータセットを取得する。これらの相互スペクトル密度は、各波長成分毎の複素インコヒーレントホログラムと同等な物体情報を持っており、これらの複素ホログラムから個別に再生処理を行うことで物体の各波長成分に対応した物体の3-D分光立体画像のセットが得られる。

第4章では、第3章で説明した本手法の実験的検証として、空間的に3次元形状と連続スペクトル形状が異なるインコヒーレントな多色物体の実験結果を示した。

この実験では、測定対象として、互いに異なる連続スペクトルを有し、かつ空間的に異なる位置及び奥行きに配置された複数の面光源を作成し、それらの3次元空

間情報と連続スペクトル情報(3次元分光立体画像)を同時かつ独立に取得できることを確認した。

第5章では、第4章で得られた手法によって、空間的にインコヒーレントなスペクトル成分毎の3次元像を解析し、この像上の任意の点における連続スペクトルの再生が可能であることを確認した。また、分光された3次元像の3次元イメージングに関する分光特性及び3次元結像特性に関して実験的に調べ、インコヒーレントホログラフィーの3次元結像特性、特に奥行き方向の結像特性に関し考察した。さらに、この手法において相互スペクトル密度に記録された光源の可干渉領域(コヒーレンスエリア)が、分光された3次元再生像における空間分解能に与える影響を調べる実験を行い、その実験結果に基づいて考察した。

その結果、物体から伝搬した光波の観測面における可干渉領域は光源の距離・大きさに依存して変化し、また再生像はこの可干渉領域から逆伝搬した光による寄与が大部分を占めるが、横方向の分解能は可干渉領域の広がりによって決定されるものではないことがわかった。再生像の横方向分解能を実質的に決定する要因は、空間相関関数の大きさと雑音の大きさが等しくなる程度の観測領域(開口)の広がりである。同様に、奥行き分解能もこの観測領域の広がりによって決まると考えられた。

今後の課題として、測定対象とし、より一般的な多色物体の再生実験を行ってきた。原理的に自然照明下で測定物体を計測する可能である。しかし、この課題に関してはまだ未検証のため、今後実験を行う必要がある。また、取得される光源像の高精度化、計測時間の短縮・データ量の減少、信号対雑音比の問題の解決を行うために、インターフェログラムの取得を効率化による実験の速度向上に取り組むことが望ましい。その目標実現のために、本手法に最適化された干渉計システムと信号処理プログラム、新しい実験系である超高帯域ヘテロダイン干渉計の開発が挙げられる。この干渉計の開発により、計測時間の短縮・データ量の減少より低雑音な分光立体像の取得が期待される。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大なるご指導、ご鞭撻を頂きました吉森久准教授に心より御礼申し上げます。吉森久准教授には、指導教官として研究について様々な助言を頂いただけでなく、お忙しい中、多方面に支えて戴きました。この場で心より感謝の意を表します。また、本論文をご精読頂き、有用なコメントを頂きました本学西山清教授、安倍正人教授に深く感謝致します。技術研修を通し、研究への助言や取り組み方の指導を頂きました平井亜紀子博士(産業技術総合研究所)に心より感謝致します。

また、その他にも多くの助言や指導、補助をして頂いた吉森研究室の皆様にも、いつも親切にいただき、研究に関することのみならず日本語や日常生活など多方面で色々お世話になり、とても感謝しております。この場を借りて御礼を述べさせていただきます。

特に、研究を進めるにあたり、本手法の理論的解釈などについてのご指導や、様々な助言を頂き、大変お世話になった先輩である小原正樹博士、笹本益民博士、鈴木遥さんには、お忙しいにも関わらず色々のご尽力して頂きました。心より感謝致します。本手法の実験など協力し一緒に頑張った同期である橋本哲弥さんに多くの助言や色々な支援をいつも親切にして頂き、心より感謝しております。また、ご支援を頂きながら名前を挙げられなかった吉森研究室の学生の皆様にも感謝しております。

最後に、これまで自分の進む道を応援し、暖かく見守ってくださった家族、知識や素晴らしい経験を与えてくださった先生方々、本当の家族として迎えていつも支えてくださった恩人方々、また暖かい思いやりでいつでも手を貸してくださった友人達に深く感謝の意を表して謝辞と致します。

2015年3月 シラウィット ティーラヌタラーノン

参考文献

- 1). I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* **22**, 1268-1270 (1997).
- 2). I. Yamaguchi, T. Matsumura and J. Kato, "Phase-shifting color digital holography," *Opt. Lett.* **27**, 1108-1110 (2002).
- 3). A.A Michelson, "On the application of interference method to spectroscopic measurements," *Philos.Mag.* **531**, pp. 338-346 (1891).
- 4). A.A Michelson, "On the application of interference method to astronomical measurement," *Astrophys.J.* **51**, pp. 257 (1920).
- 5). K. Itoh and Y. Ohtsuka, "Fourier-transform spectral imaging; retrieval of source information from three-dimensional spatial coherence," *J.Opt.Soc.Am.A.* **3**, pp. 93-100 (1986).
- 6). K. Itoh, T. Inoue, T. Ichioka, "Interferometric supermultispectral imaging," *Appl. Opt.* **29**, 1625-1630 (1990).
- 7). J.Rosen and A. Yariv, "General theorem of spatial coherence: application to three-dimensional imaging," *J.Opt.Soc.Am.A.* **13**, pp. 2091-2095 (1996).
- 8). J.Rosen and A. Yariv, "Three-dimensional imaging of random radiation sources," *Opt.Lett.* **21**, pp. 1011-1013 (1996).
- 9). J.Rosen and A. Yariv, "Reconstruction of longitudinal distributed incoherent sources," *Opt.Lett.* **21**, pp. 1803-1805 (1996).
- 10). H. Arimoto, K. Yoshimori, and K. Itoh, "Retrieval of the cross-spectral density propagating in free space," *J.Opt.Soc.Am.* **16**, pp. 2447-2452 (1999).
- 11). H. Arimoto, K. Yoshimori, and K. Itoh, "Passive interferometric 3-D imaging and incoherent gating," *Opt.Commun.* **170**, pp. 319-329 (1999).
- 12). H. Arimoto, K. Yoshimori, and K. Itoh, "Interferometric Three- Dimensional Imaging Based On Retrieval Generalized Radiance Distribution," *Opt.Rev.* **7**, pp. 25-33 (2000).
- 13). D. L. Marks, R. A. Stack, D. J. Brady, D. C. Munson Jr., and R. B. Brady, "Visible cone-beam tomography with a lensless interferometric camera," *Science* **284**, 2164-2166 (1999).

- 14). K. Yoshimori, "Interferometric spectral imaging for three-dimensional objects illuminated by a natural light source, " *J.Opt.Soc.Am.A.* **18**, pp. 765-770 (2001).
- 15). 吉森久, "インターフェログラフィー: 3次元物体のための干渉分光イメージング." *応用物理.* **70**, pp. 686-690 (2001).
- 16). K. Yoshimori, "Interferography: a passive coherence spectral imaging for three-dimensional distributions of polychromatic light sources, " *Proceedings of International Commission for Optics (ICO), Firenze, Italy, 25-30 August*, pp. 261-262, (2002).
- 17). K. Yoshimori, "Synthetic aperture coherence multi-spectral 3-D imaging, " *Proceedings of International Commission for Optics (ICO), Tokyo, Japan, 12-15 July*, pp. 465-466 (2004).
- 18). K. Yoshimori and Masumi Sasamoto, "First experimental report for fully interferometric three-dimensional imaging spectroscopy," *Proceedings of International Topical Meeting on Information Photonics (IP2008), Awaji, Japan, 16-20 November*, pp. 28-29 (2008).
- 19). M. Sasamoto and K. Yoshimori, "First Experimental Report on Fully Passive Interferometric Three-Dimensional Imaging Spectrometry" *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 09LB03-1-4(2009).
- 20). M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed. (Pergamon Press, London, 1975), p. 756.
- 21). M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed. (Pergamon Press, London, 1975), p. 762.
- 22). Kyu Yoshimori, "Passive digital multispectral holography based on synthesis of coherence function," *Proc. SPIE* **6252**, 625221-1-625221-4 (2006).
- 23). 笹本 益民, 吉森 久: 第56回応用物理学関係連合講演会予稿集, p. 1051, 31p-ZX-8 (2009).
- 24). 笹本 益民, 吉森 久: 第57回応用物理学関係連合講演会予稿集, p. 03-105, 17p-J-11 (2010).
- 25). 吉森 久, "分光立体画像取得のためのデジタル分光ホログラフィー", *光学*, **40**, No.10, pp. 544-549 (2011).
- 26). 吉村武晃, *光情報工学の基礎*, 初版. (コロナ社, 東京, 2000), 1.2章.
- 27). 吉村武晃, *光情報工学の基礎*, 初版. (コロナ社, 東京, 2000), 2章.

-
- 28). M. Sasamoto and K. Yoshimori, “Three-dimensional imaging spectrometry by fully passive interferometry,” *Opt. Rev.* **19**, 29-33 (2012).
 - 29). T. Hashimoto, A. Hirai, and K. Yoshimori, “Fully interferometric three-dimensional imaging spectrometry using hyperbolic-type volume interferogram,” *Appl. Opt.* **52**, 1497-1504 (2013).
 - 30). M. Obara and K. Yoshimori, “Coherence three-dimensional imaging spectrometry based on measurement of rotated-hyperbolic volume interferograms,” *Opt. Rev.* **21**, pp. 479-485 (2014).

本研究に特に関連深い原著論文， 国際会議抄録および研究報告

【本人発表分】

学術論文

- 1). Sirawit Teeranutrannont and Kyu Yoshimori, “Digital holographic three-dimensional imaging spectrometry,” *Appl. Opt.* 52, A388–A396 (2013).

国際会議抄録および研究報告

- 1) Sirawit Teeranutrannont and Kyu Yoshimori, “Application of digital holographic three-dimensional imaging spectrometry to a spatially incoherent, polychromatic object,” *Proceeding of the International Conference on Digital Holography and Three-Dimensional Imaging (DH2011) DWC36, Tokyo May 9-11 (2011).*
- 2) Sirawit Teeranutrannont and Kyu Yoshimori, “Digital holographic three-dimensional imaging spectrometry applied to retrieve spectral components of three-dimensional images for a spatially incoherent, polychromatic object,” *Proceeding of the International Workshop on Holography and related technologies (IWH2011) P04, Utsunomiya November 16-18 (2011).*
- 3) Sirawit Teeranutrannont and Kyu Yoshimori, “Digital holographic three-dimensional imaging spectrometry and depth imaging properties,” *Proceedings of SPIE Vol.8883 pp.88831B-1-88831B-4, ISBN: 9780819497451, International Conference on Photonics Solutions 2013 (ICPS2013), Pattaya, Thailand, 26-28 May O-A21 (2013).*
- 4) Sirawit Teeranutrannont, Masaki Obara, Kyu Yoshimori, “On the depth resolution and imaging properties in digital holographic three-dimensional imaging spectrometry,” 2nd International Joint Seminar on Photonics, Imaging Science & Related Technology 2014, Iwate University, Morioka, Japan, 16 May (2014).

国内学会報告

- 1) シラウイット ティーラヌタラーノン, 笹本 益民, 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像再生(2)」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 10sF2, 東京, 2010年11月.
- 2) シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「デジタル分光ホログラフィーの連続スペクトルを有する3次元多色物体への適用」, 『応用物理学会(JSAP)』, 27a-BJ-5, 神奈, 2011年3月.
- 3) シラウイット ティーラヌタラーノン, 笹本 益民, 吉森 久 「デジタル分光ホログラフィーの連続スペクトルを有する3次元多色物体への適用」, 『応用物理学会東北支部学術講演会(AP)』, 2aB01, 岩手, 2011年12月.
- 4) シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「干渉分光イメージングによる多色物体の分光立体像再生」, 『計測自動学会東北支部 第272回研究集会』資料番号272-3, 岩手, 2012年5月.
- 5) シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「デジタル分光ホログラフィによる多色物体の分光立体画像再」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 23aD5, 東京, 2012年11月.
- 6) シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「3次元干渉分光イメージングにおける奥行き分解能の評価」, 『応用物理学会(JSAP)』, 28a-A2-2, 神奈川, 2013年3月.
- 7) シラウイット ティーラヌタラーノン, 小原 正樹, 吉森 久 「デジタル分光ホログラフィーにおける奥行き分解能と結像特性」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 14aE5, 奈良, 2013年11月.
- 8) シラウイット ティーラヌタラーノン, 小原 正樹, 吉森 久 「デジタル分光ホログラフィーの3次元分解能に関する考察」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 6pE9, 東京, 2014年11月.

【共著】

国際会議抄録および研究報告

- 1) Kyu Yoshimori, Masaki Obara, Tetsuya Hashimoto, 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,” CIS-Japan Collaboration Symposium in 5th Digital Optics Research Seminar 2014, The University of Electro-Communications, Tokyo, Japan, 4 Nov (2014), (invited).
- 3) Masaki Obara, Sirawit Teeranutranton, Hashimoto Tetsuya, Kyu Yoshimori, “Interferometric 3-D imaging spectrometry: retrieval of 3-D multi-spectral images for spatially incoherent polychromatic objects,” 3rd CIS-Japan Workshop Optics & Photonics, Optics and Photonics Japan 2014 (OPJ2014) 6aDS6, Tokyo, Japan, 6 Nov (2014), (invited).

国内学会報告

- 1) 橋本 哲弥, シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「非整数次フーリエ変換による光源伝搬の数値計算法の検討」, 『計測自動学会東北支部 第 257 回研究集会』資料番号 257-5, 岩手, 2010 年 5 月.
- 2) 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像再生(1)」, 『日本光学会年次学術講演会(OPJ)』, 10aF1, 東京, 2010 年 11 月.
- 3) 笹本 益民, シラウイット ティーラヌタラーノン, 吉森 久 「全干渉計測によるデジタル分光ホログラフィー」, 『応用物理学会東北支部学術講演会(AP)』, 2aB02, 岩手, 2011 年 12 月.

- 4) 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干渉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.
- 5) 小原 正樹, シラウイット ティーラヌタラーノン, 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)』, 13aE7, 奈良, 2013 年 11 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)』, 13aE7, 奈良, 2013 年 11 月.

受賞

- 1) 講演奨励賞 応用物理学会東北支部, 2011 年 12 月 1 日