

ホログラフィック空間光変調技術に基づく多次元光情報の
イメージング・センシング・光記録に関する研究

令和4年3月

和歌山大学大学院システム工学研究科

米田 成

Multi-dimensional Imaging, Sensing, and Optical Memory
Based on Holographic Spatial Light Modulation

March 2022

Graduate School of Systems Engineering, Wakayama University

Naru Yoneda

概要

本研究では、干渉および回折現象に基づいた空間的に光波を変調する技術をホログラフィック空間光変調技術と呼び、これを応用した光の多次元情報の可視化（イメージング）・計測（センシング）・記録に関する技術の高性能化と高機能化を扱う。

イメージングに関してはオプティカルスキヤニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) とシングルピクセルデジタルホログラフィ (SPDH: Single-Pixel Digital Holography) に着目した。従来の OSH および SPDH はホログラムを取得する際に二光束干渉計が必要であるため、光学系が大型化・複雑化するという課題があった。本研究では、ホログラフィック空間光変調技術を OSH および SPDH に導入し、単一光路によりホログラムが取得可能な手法を提案した。OSH に関しては、光の多次元情報の取得や測定数の低減を実現した。また、位相シフトに基づかない単一光路により位相情報の取得が可能な SPDH を提案した。

センシングに関しては、強度輸送方程式 (TIE: Transport of Intensity Equation) に基づく定量位相計測 (QPI: Quantitative Phase Imaging) に着目した。TIE に基づく QPI は複数のデフォーカス像を取得するために撮像素子を機械的に走査する必要があり、高精度なアライメントが要求され、かつ動的対象の計測が困難であるという課題があった。本研究では、ホログラフィック空間光変調技術を導入し、TIE の解析に必要な複数のデフォーカス像を同時に取得する手法を提案した。提案手法により、シングルショットによる TIE に基づく QPI を実現した。また、深層学習により TIE の解析に用いるデフォーカス強度分布の歪みによる影響を補正する方法を提案した。

記録に関しては、ホログラフィックメモリに着目した。ホログラフィックメモリの課題としては光学系が大型かつ複雑であり、振動などの外乱耐性が低いことが挙げられる。この課題を解決する方法としてホログラフィック空間光変調技術である計算機合成ホログラム (CGH: Computer-Generated Hologram) を用いる手法が提案されているが、記録密度とデータ転送速度が低いという問題があった。本研究では、複素振幅情報の活用による記録密度の向上と二値 CGH の応用によるデータ転送速度の高速化に関する手法を提案した。また、CGH と圧縮センシングの技術を応用し、三次元空間情報をデータとして活用し記録密度を向上させる手法を提案した。

本研究において提案した手法は、光情報のイメージング、センシング、記録の各分野における問題を解決するものであり、光情報工学およびその応用分野の発展に寄与することが期待される。

Abstract

In this study, advanced technology are proposed to improve the performance and functionality for optical multi-dimensional imaging, sensing, and optical memory based on holographic spatial light modulation techniques.

For imaging, this thesis focuses on optical scanning holography (OSH) and single-pixel digital holography (SPDH). In general, OSH and SPDH require Mach-Zehnder or Michelson interferometers, which makes the optical setup larger and complicated. In this study, motionless OSH (MOSH) is proposed to overcome the problem in OSH. In addition to solving the problems in OSH, MOSH achieves reducing the number of measurements, multi-dimensional imaging such as fluorescence and polarization, and imaging through scattering media. Moreover, to overcome the problems in SPDH, common-path off-axis single-pixel holographic imaging (COSHI) is proposed.

For sensing, this thesis focuses on quantitative phase imaging (QPI) based on the transport of intensity equation (TIE). TIE-based QPI requires scanning of an image sensor to detect multiple defocused intensity distributions for the analysis, which requires accurate alignment and leads to a problem that dynamic objects cannot be measured. To overcome the problems, single-shot higher-order transport-of-intensity QPI (SHOT-QPI) is proposed with the help of computer-generated holography (CGH). In addition, deep-learning-based SHOT-QPI (Deep-SHOT) is proposed to reduce the effect from the deformed defocused intensity distributions.

For optical memory, this thesis focuses on holographic data storage (HDS) based on CGH (CGH-HDS). To increase the recording density of CGH-HDS, complex amplitude information is used. Since the ordinal image sensor does not have the sensitivity for the phase distribution, TIE-based QPI and common-path off-axis digital holography are applied to CGH-HDS in the proposed method. In addition, to increase the data transfer rate, the use of a binary hologram is proposed. Moreover, to improve the recording density of HDS, the use of three-dimensional spatial information is proposed and is reproduced through compressive sensing.

The proposed methods in this study overcome the problems in the fields of imaging, sensing, and optical memory technology, which is expected to contribute to the development of information optics and photonics, as well as these fields.

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景・目的	1
1.2 光情報のイメージング	2
1.2.1 イメージング技術の背景	2
1.2.2 シングルピクセルイメージング	4
1.2.3 シングルピクセルイメージングの種類	5
1.2.4 ホログラフィに基づいたシングルピクセルイメージングの課題	8
1.3 光情報のセンシング	9
1.3.1 センシング技術の背景	9
1.3.2 定性的な位相計測方法	9
1.3.3 定量位相計測	10
1.3.4 強度輸送方程式に基づく定量位相計測の課題	13
1.4 光情報の記録	14
1.4.1 光記録の背景	14
1.4.2 ホログラフィックメモリ	15
1.4.3 計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリの課題	17
1.5 本論文の構成	18
第1部 多次元光情報のイメージング	21
第2章 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィ	23
2.1 緒言	23
2.2 オプティカルスキャニングホログラフィの原理	23
2.3 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィの原理	27
2.4 原理検証シミュレーション	28
2.4.1 シミュレーション方法	29
2.4.2 シミュレーション結果	29
2.5 空間分解能とサンプリング条件	29
2.5.1 空間分解能と点像分布関数	30
2.5.2 球面位相分布とサンプリング条件	31

2.5.3	空間分解能とサンプリング条件のトレードオフ	32
2.6	原理検証実験	33
2.6.1	実験方法	33
2.6.2	実験結果	34
2.7	結言	35
第3章	空間分割位相シフトモーションレスオプティカルスキャニングホログラフィ	
	ラフィ	37
3.1	緒言	37
3.2	空間分割位相シフトモーションレスオプティカルスキャニングホログラフィの原理	38
3.3	原理検証シミュレーション	39
3.4	空間分割方法の検討	40
3.5	再生像品質の比較	44
3.6	原理検証実験	45
3.7	結言	46
第4章	モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィによる蛍光イメージング	
	メーキング	49
4.1	緒言	49
4.2	蛍光イメージングの背景	49
4.3	蛍光イメージングの原理	51
4.4	原理検証実験	52
4.4.1	二次元蛍光物体のイメージング	53
4.4.2	三次元蛍光物体のイメージング	54
4.5	結言	55
第5章	モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィによる偏光イメージング	
	メーキング	57
5.1	緒言	57
5.2	偏光イメージングの背景	57
5.3	偏光イメージングの原理	58
5.4	原理検証実験	60

5.5	結言	61
第6章	モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィによる散乱体奥の可視化	63
6.1	緒言	63
6.2	散乱体の奥の可視化方法	63
6.3	散乱体の奥を可視化する原理	64
6.4	原理検証実験	65
6.4.1	散乱体のパラメータが及ぼす影響の評価	65
6.4.2	散乱体奥の三次元蛍光イメージング	68
6.5	結言	69
第7章	共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージング	71
7.1	緒言	71
7.2	共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージングの原理	72
7.3	原理検証シミュレーション	74
7.4	原理検証実験	77
7.5	結言	79
第II部	多次元光情報のセンシング	81
第8章	単一露光高次強度輸送定量位相計測	83
8.1	緒言	83
8.2	単一露光高次強度輸送定量位相計測の原理	83
8.2.1	強度輸送方程式に基づく定量位相計測の原理	84
8.2.2	振幅型計算機合成ホログラムの作製	85
8.2.3	デフォーカス強度分布の同時取得	87
8.3	原理検証シミュレーション	88
8.3.1	シミュレーション条件	88
8.3.2	シミュレーション結果	89

8.3.3	点像分布関数の歪みによる影響とその補正	90
8.4	原理検証実験	91
8.4.1	実験条件	91
8.4.2	実験結果	92
8.4.3	近似方法とデフォーカス間隔の関係	94
8.4.4	位相差の異なる物体の計測	95
8.5	考察	95
8.5.1	正規化パラメータとデフォーカス距離	96
8.5.2	位相計測精度と空間帯域幅積	97
8.5.3	周波数フィッティングによる品質の向上	98
8.5.4	非近軸近似および近軸近似下における ASF の影響	99
8.5.5	計算機合成ホログラムのサンプリング条件	100
8.5.6	空間光変調器の配置誤差による影響	101
8.6	結言	102
第 9 章	深層学習を導入した単一露光高次強度輸送定量位相計測	103
9.1	緒言	103
9.2	深層学習を導入した単一露光高次強度輸送定量位相計測の原理	103
9.2.1	位相型計算機合成ホログラムの作製	104
9.2.2	深層学習に基づいた位相計測過程	104
9.3	原理検証	106
9.3.1	回折効率の評価	106
9.3.2	実験	107
9.3.3	空間分解能の評価	111
9.4	結言	112
第 III 部	多次元光情報の光記録	113
第 10 章	複素振幅情報を活用した計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ	115
10.1	緒言	115
10.2	計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリの原理	115

10.2.1	計算機合成ホログラムの作製原理	115
10.2.2	記録・再生原理	117
10.3	強度輸送方程式を応用した計算機合成ホログラムに基づくホログラ フィックメモリ	119
10.3.1	デフォーカス距離の選定実験	121
10.3.2	記録・再生実験	123
10.4	共通光路型オフアクシスデジタルホログラフィを応用した計算機合 成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ	125
10.4.1	原理検証実験	128
10.5	結言	131
 第 11 章 二値ホログラムに基づくホログラフィックメモリ		133
11.1	緒言	133
11.2	二値ホログラムに基づくホログラフィックメモリの原理	134
11.3	二値 CGH を用いた球面波シフト多重記録法の記録・再生原理	136
11.4	再生像品質評価シミュレーション	137
11.5	二値 CGH の作製方法の検討	140
11.6	原理検証実験	143
11.6.1	記録再生原理検証	143
11.6.2	球面波シフト多重記録	143
11.7	結言	145
 第 12 章 圧縮センシングに基づくホログラフィックメモリ		149
12.1	緒言	149
12.2	圧縮センシングに基づくホログラフィックメモリの原理	150
12.2.1	計算機合成ホログラムによる三次元ページデータの符号化	150
12.2.2	記録・再生原理	151
12.2.3	圧縮センシングによる三次元ページデータの復元	152
12.3	原理検証シミュレーション	153
12.3.1	正則化関数の比較	153
12.3.2	光軸方向の分解能の評価	155
12.3.3	ページデータ間距離の評価	155

12.3.4	CGH の階調数による影響の評価	160
12.4	原理検証予備実験	163
12.5	結言	165
第 13 章	結論	167
謝辞		
参考文献		
研究業績		
付録 A-1 強度輸送方程式の導出		

第 1 章 序論

1.1 本研究の背景・目的

デジタル技術の誕生は、音声情報や文字データ、画像や動画など、それまで独立した媒体を用いて伝達する必要があると考えられていたものを、すべて 0 と 1 の二進数により表現できることを可能とした [1]。この技術の発展により、あらゆる物理現象をデジタル情報として観測、計測し、記録することが可能となる。特に、光に基づいた物理現象を通して対象を観測することは、我々が「眼」を通して対象を知覚するように、対象の可視化 (イメージング) を実現する。また光は、その波動的性質から、振幅、位相、偏光、波長、コヒーレンスなどのさまざまな物理情報を伝達し、あらゆる情報の計測 (センシング) が可能となる。さらに光は電磁波の一種であり、物質に入射した際に相互作用し、さまざまな光学的現象を生じさせる。例えば、入射光波の強度分布に応じて屈折率が変化するフォトリフラクティブ効果のような光学的現象を利用することで、デジタル情報の光による記録 (光記録) が可能となる。このような、光を情報の媒介とし、さまざまな処理、操作へ応用する研究領域は光情報処理や情報光学、情報フォトンクスと呼ばれており [2]、光情報のイメージング、センシング、光記録に関する研究はこの分野において取り扱われている。

デジタル技術は光情報処理、情報光学、情報フォトンクスの発展に大きく寄与しており、そのデジタル技術の例として光波の分布を空間的に変調することができる空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) がある [3]。その例としては液晶ディスプレイがある。液晶ディスプレイはバックライトからの光波を、液晶の配向方向と偏光子の透過軸を調整することで、各波長帯の振幅を変調し、画像や動画を再生することができる。また、マイクロメートルオーダーのミラーが画素構造を成し、ミラーの角度を画素ごとに変化させることが可能なデジタルマイクロミラーデバイス (DMD: Digital Micromirror Device) の利用も可能である。これらの SLM を応用した技術を本研究では空間光変調技術と呼ぶ。また、SLM は光波の振幅だけでなく、位相も変調することができる。そのため、光波の複素振幅分布を用いて情報処理をおこなうことへ応用することができ、空間光変調技術は光情報処理、情報光学、情報フォトンクスの分野におけるさまざまな技術の発展に大きく寄与している [4]。

光情報処理、情報光学、情報フォトンクスの主要な技術の一つにホログラフィがある [5]。ホログラフィは回折・干渉現象に基づいて光波の複素振幅分布を記録・再生で

きる技術である。ホログラフィにおける記録過程では、コヒーレントな光波を分割し、一方の光波を物体に照射し、もう一方の光波と基準となる参照光として用いる。この物体からの光波と参照光が観測面において干渉することで、物体からの光波の複素振幅分布を干渉縞として記録することができる。このとき記録される干渉縞はホログラムとよばれる。再生過程では、ホログラムに対して参照光のみを照射することで、ホログラムから物体からの光波が回折してあらわれる。ホログラムを記録する媒体が感光材料の場合はアナログホログラム、撮像素子の場合はデジタルホログラムと呼ばれる。また、コンピュータ内においてこの記録過程の処理をおこなう場合、得られる分布は計算機合成ホログラム (CGH: Computer-Generated Hologram) と呼ばれる。この CGH やデジタルホログラムは画像としてのデジタルデータであるため、SLM に表示して再生処理をおこなうことで任意の複素振幅分布を再生することができる。このことから、三次元ディスプレイや三次元光制御への応用が可能である。また、位相変調型の SLM を使用することで、任意の三次元位置に干渉縞を生成することができる。本研究では、このような回折・干渉現象に基づいた空間光変調技術をホログラフィック空間光変調技術と呼び、光情報工学における、特にイメージング、センシング、光記録へ応用し、各分野に存在する課題を解決することを研究目的とする。そのため、本論文は図 1.1 に示す概念図のように、ホログラフィック空間光変調技術を根幹とし、イメージング、センシング、光記録応用の三つの内容から構成されている。多次元光情報のイメージングとセンシングに関しては、その境界が曖昧ではあるが、本論文では定量的な評価をおこなう場合をセンシング、定量的に評価しない場合をイメージングとしている。次節から、各分野における研究背景と本論文において着目した技術とその課題について述べる。

1.2 光情報のイメージング

1.2.1 イメージング技術の背景

ピンホールカメラやカメラ・オブスキュラは風景のような撮像対象を別の空間に切り取ることを可能とした。その後、写真技術の発展により、スクリーンへの投影から、何らかの媒質への記録が可能となった。光を電気信号へ変換する光電効果を活用した光センサの発達により、写真技術はデジタルな処理をおこなうことが可能となり、今日では広く普及し、スマートフォンに搭載され誰もがカメラを持ち歩くようになった。また、顕微鏡や望遠鏡の技術の発展により、我々がイメージングできる対象の範囲は拡大している。イメージング技術の発展には、レンズの結像性能および撮像素子

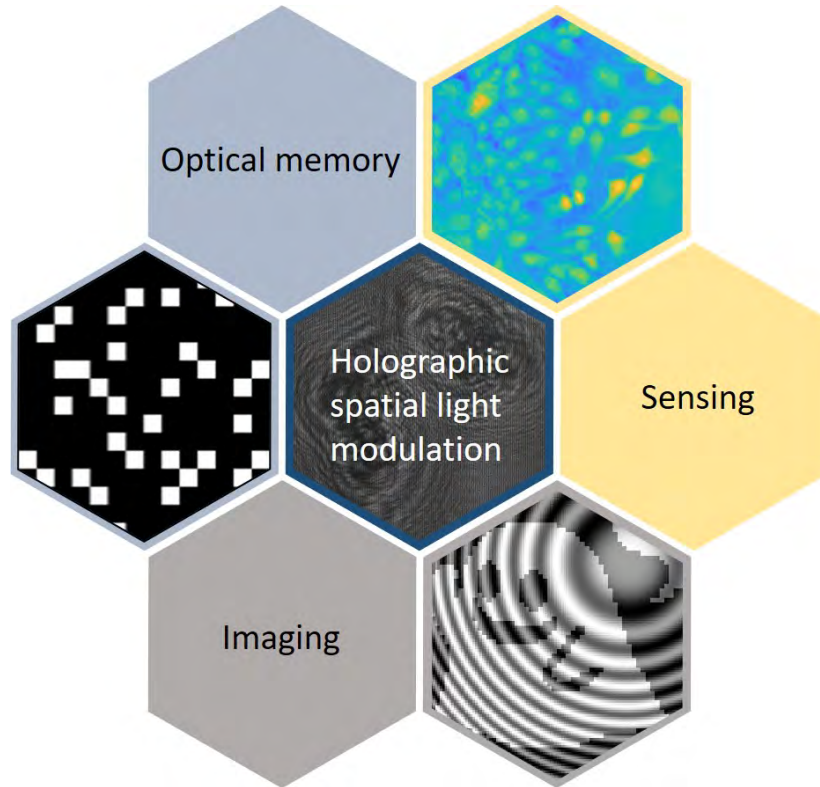


図 1.1 本論文の構成.

の性能の向上が欠かせないものとされている．観測対象を x ，カメラのセンサにおいて取得される像を y とし，ノイズや量子化，離散化などの影響を無視すると

$$y = f(x) \quad (1.1)$$

と簡単にあらわすことができる．ここで $f(\dots)$ はセンサと対象を関連付ける関数であり，カメラの場合はレンズの結像性能に依存する．結像によりイメージングをおこなう場合， y が x とできるだけ同等となるようにレンズを精密に設計する必要がある．情報処理技術の発展により， $f(\dots)$ の性質に着目し， y から x を求める逆問題を解く方法が提案されている．また， $f(\dots)$ が未知の場合でも，深層学習などの応用によりイメージングが可能となる．これらの方法は，もはや精密に設計されたレンズの使用を不要とし，レンズのないレンズレスカメラを代表にさまざまな形態のカメラを実現可能にしている [6–8]．また，対象の像を取得するにはサンプリング定理を満たす画素数を有する撮像素子を用いるのが一般的であるが，空間的に疎にサンプリングし所望の像を取得する方法も提案されている [9]．特に，空間的な情報を検出する機能を有しないフォトダイオードなどの光センサ（単一画素検出器）を用いたイメージング技術は

シングルピクセルイメージング (SPI: Single-Pixel Imaging) とよばれている [10–12]. SPI は空間光変調技術を用いて観察対象への照明光に空間的な符号化をおこない、単一画素検出器により取得された強度情報と用いた符号化パターンとの解析をおこなうことでイメージングが実現される. SPI は、これまでのカメラにおいてイメージングをおこなう際に課されていたカメラや撮像素子の条件を改善できることから、あらゆる用途への応用が期待されている. そこで本研究ではこの SPI に着目した.

1.2.2 シングルピクセルイメージング

一般的に「イメージング」をおこなう場合、撮像対象をレンズを用いてスクリーンや感光材料、撮像素子のような記録媒体に結像する. 記録媒体には、撮像対象の強度分布が記録されるため、二次元的な光検出がおこなわれる. デジタル処理に限定した場合、取得される画像の画質と撮像素子の画素数には、密接な関係がある [13]. しかし、「イメージング」を実現することが目的であれば、撮像素子を構成する画素の数は一つだけで実現できる. このような、「イメージング」をある一点での光強度を取得する装置を用いておこなう SPI は、撮像対象に構造化照明をおこなうか、撮像対象からの光波を空間的に変調するかのいずれかで実現される. しかし、CCD (Charge Coupled Device) や CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) といった撮像素子が十分発達しており、単一画素のみでイメージングをおこなう利点を明確にする必要がある. SPI は一画素のみでイメージングが可能という、その学術的な面白さだけでなく、現在のイメージング技術では適応することが困難な環境への応用が期待され、多数の研究が報告されている. SPI は撮像素子を使用する一般的なイメージング技術と比較して以下の三つの環境下において応用が期待されている.

- 1) 広波長帯域
- 2) 微弱光下
- 3) 位相擾乱の影響が大きい環境下

まず、1) に関してその理由を述べる. 可視光の波長帯に対応する撮像素子は比較的安価に入手が可能であるが、非可視光の場合は撮像素子が高価であり、解像度も可視光用のものと比較すると低いという問題がある [14, 15]. SPI は構造化照明技術や受動的な空間光変調技術を応用するのみでイメージングが可能であることから、この非可視光のイメージングにおける課題が解決可能として期待されている. また、SPI において一般的に用いられる単一画素検出器は、各波長帯に特化したものが多数存在す

ることから、単一画素検出器を複数使用するマルチチャンネル計測による可視光との同時計測も可能である [16, 17]. すでに応用が実現されている波長としては X 線 [18, 19] や近赤外 [16, 17, 20], THz 帯 [15, 21, 22] が存在する.

次に 2) の理由について述べる. SPI の計測では、レンズや凹面鏡、積分球などを利用して対象からの光波を光電子増倍管 (Photomultiplier Tube) やアバランシェフォトダイオード (Avalanche Photodiode) のような単一画素検出器に集光してイメージングをおこなうため、SN 比の高いイメージングが可能である [23]. また、フォトンカウンティングのような微弱光下におけるイメージング技術と親和性が高いこともその理由として挙げられる [24, 25]. 高感度にイメージングをおこなう方法として EM-CCD (Electron Multiplying CCD) や sCMOS (Scientific CMOS) を撮像素子として利用する方法も挙げられるが、高速応答性に関しては、単一画素検出器には及ばない. また、SPI はこれらの高感度撮像素子を使用する場合と比べて低コストであるという利点がある.

最後に 3) の理由について述べる. 撮像素子を用いる通常のイメージングでは、収差補正されたレンズを用いて対象からの光波を撮像素子に結像する. この結像時に光を乱すような場合はイメージングが困難である. 一方で SPI では、観察対象からの光波を一点で取得する. SPI の画像取得過程では、用いた構造化パターンと検出された強度値の相関性を利用するので、収差や散乱の影響を無視することができる [26–29]. これは、星の視直径を観察する強度干渉計 [30] が位相変化による擾乱の影響がないという点と類似している.

1.2.3 シングルピクセルイメージングの種類

SPI にはさまざまな方法が提案されている. 単一画素検出器によりイメージングをおこなうという観点で SPI を定義すると共焦点顕微鏡に代表されるレーザ走査による方法や分光器による点走査法もその一種と考えることができる. ここでは、空間的な光変調を用いる方法について述べる. まず、量子の相関性を利用する技術から発展したゴーストイメージング (GI: Ghost Imaging) が提案されている [31–33]. GI は構造化照明パターンとして、回転する拡散板などを利用したスペックルパターンが使用される [32]. また、再構成過程では強度揺らぎの二次相関が利用される. 当初 GI は光子のもつれを利用して実現された [31]. その後、古典的な光源を利用して実現可能であることが示された [32]. また、GI における構造化照明パターンは、撮像素子によりあらかじめ取得しておく必要があるが、SLM に既知のランダムな分布を表示することで、

撮像素子が不要となる計算ゴーストイメージング (CGI: Computational Ghost Imaging) が提案されている [34].

GI や CGI とは異なる方法として基底変換に基づいた SPI が提案されている. この方法には Hadamard 基底を用いる Hadamard 変換イメージング (HTI: Hadamard Transform Imaging) [35, 36] や Fourier 基底を用いる Fourier シングルピクセルイメージング (FSI: Fourier Single-pixel Imaging) [37] が提案されている. これらの基底変換に基づく方法は GI や CGI に用いられる照明パターンとは異なり, パターン間の相互相関が 0 であることから, 照射パターンが少ない場合において品質の高い像が得られることが示されている [23]. 基底変換に基づく SPI では, それぞれの基底の特徴を活用することで応用先を決定することができる [38].

GI や CGI, HTI や FSI において, 構造化照明パターンや検出システムを工夫し計測回数を低減する方法が提案されている [39–42]. また, 偏光 [43–46] や位相 [47–56], 波長 [57–61] など, 光の多次元情報の取得方法も提案されている.

構造化照明パターンとして Fresnel ゾーンパターン (FZP: Fresnel Zone Pattern) を使用するオプティカルスキャニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) が提案されている [62–65]. OSH は FZP あるいは観察対象を二次元的に走査し, 対象からの光波を単一画素検出器により取得する. GI や CGI, 基底変換に基づく方法が物体像を直接再構成するのに対して, OSH はホログラムを取得する. このとき取得されるホログラムは物体の三次元強度分布とその位置に応じた FZP の畳み込み積分としてあらわすことができる. この OSH により取得されるホログラムは, インコヒーレントな光源と撮像素子を使用するインコヒーレントホログラフィにおいて取得されるホログラムと類似している [66–68]. そのため, OSH では一般的にレーザが光源として用いられるが, コヒーレントな光源を用いる通常ホログラフィとは異なりスペックルの影響がない像が得られる [69]. 取得されたホログラムから共役像成分を除去し, Fresnel 回折計算により, 観察対象の三次元の強度情報が取得される.

SPI の光学系の概念図を図 1.2 に示す. 1.2.3 項にて述べたように, SPI の方法によって用いる構造化照明の分布や再構成方法が異なるが, 基本的な光学系は図 1.2 中のものと同じである. また, 図 1.2 では構造化照明の場合の図を用いているが, 物体からの光波をレンズにより SLM に結像する光学系も提案されている. SPI の計測過程は, 物体の複素振幅分布を $O(x, y)$, n 番目の構造化照明パターンの分布を $I_n(x, y)$ と

すると単一画素検出器において得られる n 番目の検知強度 b_n は

$$b_n = \int_S |O(x,y)|^2 I_n(x,y) dx dy \quad (1.2)$$

としてあらわすことができる。ここで S は物体の領域をあらわす。構造化照明パターン $I_n(x,y)$ が基底の場合、式 (1.2) は各要素ごとの積和であることから内積計算をあらわし、検知強度 b_n は固有値に相当する。例えば Fourier 基底を構造化照明パターンとして用いる場合、固有値は複素数であることから、位相シフト法などが用いられる [38]。そのため、HTI や FSI のような基底変換に基づく方法の場合は、単純に逆変換を適用することで物体の分布を取得することができる。GI や CGI の場合は、基底変換ではないが、用いるスペckルパターンの相互相関が低いことから、測定数を増加させることで物体の分布を取得することができる。また、OSH においても用いる構造化照明パターンは FZP であるため、基底変換ではない。OSH の場合は、HTI や FSI のような基底で分解するのではなく、物体を構成する各点からの球面波に分解する方法として考えることができる。そのため、構造化照明パターンの相互相関の影響は、再構成像に畳み込まれる点像分布関数として影響を与える。

また、SPI は一般的に撮像素子を使用する従来のイメージング方法と比べて測定数が多く計測に時間がかかるという問題がある。この問題に対する解決方法として測定数が少ない場合でも所望の分布を取得できる圧縮センシングの利用が GI [70, 71] や基底変換に基づく方法 [14, 72, 73], OSH [74] において提案されている。また OSH では、各画素ごとに得られた検知強度の変化が基準以下の場合、スキャン機構へフィードバックし適応的にサンプリング数を低減する方法も提案されている [75–77]。

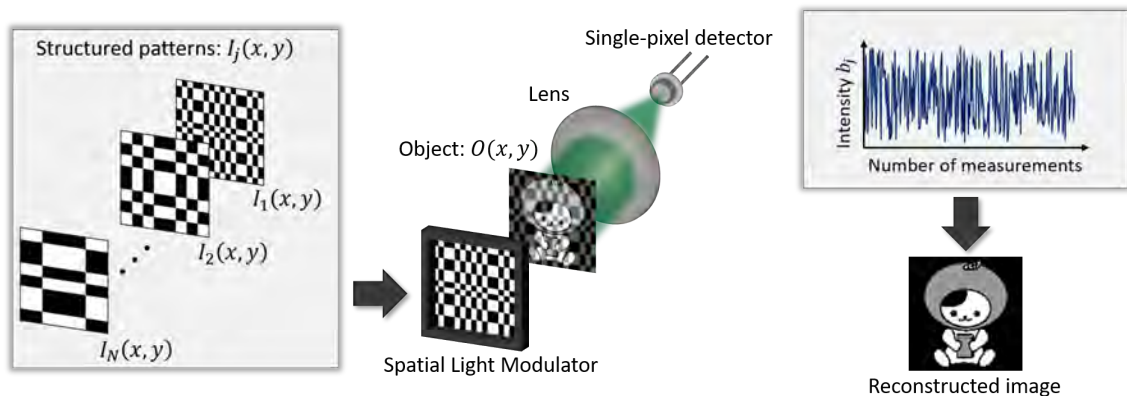


図 1.2 シングルピクセルイメージングの概念図。

OSH とは異なる，ホログラフィを応用した SPI であるシングルピクセルデジタルホログラフィ (SPDH: Single-Pixel Digital Holography) が提案されており，これらの方法は，複素振幅の情報を取得することができる．本研究では，自然な三次元空間情報の取得が可能な OSH および複素振幅情報の取得が可能な SPDH に着目した．

1.2.4 ホログラフィに基づいたシングルピクセルイメージングの課題

ホログラフィに基づいた SPI の光学系を図 1.3 に示す．複素振幅情報が取得できる SPDH では，物体からの光波である物体光と参照光を単一画素検出器により干渉信号として取得する．この干渉信号には，物体による位相遅延量の情報が含まれているため，定量位相計測へ応用できる．一方でインコヒーレントホログラムが取得できる OSH では，物体に対して FZP を照射する．FZP の分布が伝搬するにともない三次元的に変化し，三次元的な構造化照明パターンとして作用するため，OSH では三次元空間情報が取得される．

しかし SPDH では，単一画素検出器において物体光と参照光の干渉信号を取得するために二光束干渉計が必要である．また，通常の SPI とは異なり，干渉信号から不要光成分を除去するために位相シフトをおこなう必要があり，その分だけ測定数が増加し，計測時間が長くなるという課題がある．

また，OSH におけるイメージング過程においても FZP を生成するための二光束干

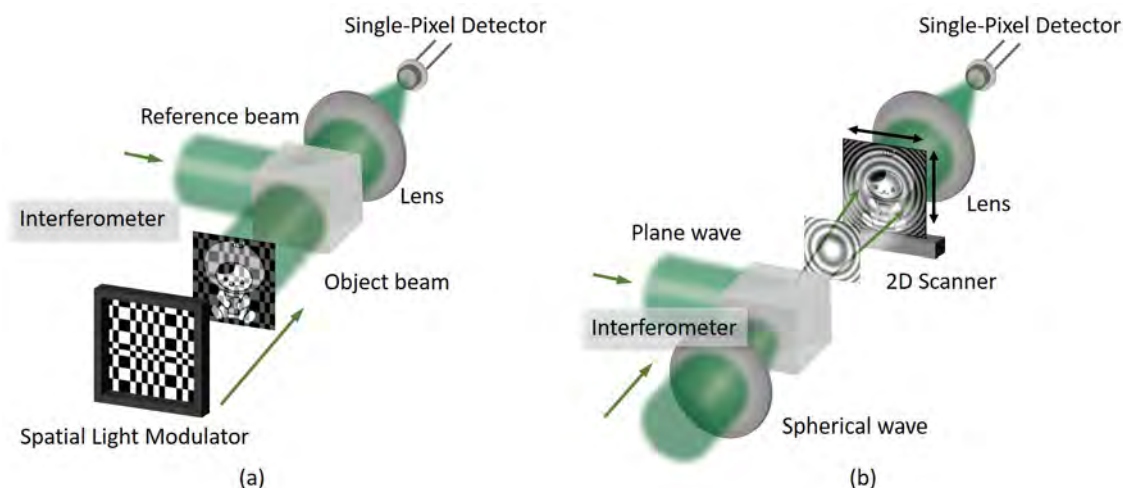


図 1.3 ホログラフィに基づいたシングルピクセルイメージングの概念図，(a) シングルピクセルデジタルホログラフィ，(b) オプティカルスキャニングホログラフィ．

渉計が必要である。また、SPDHと同様に取得されたホログラムから不要な成分を除去するために位相シフトをおこなう必要があり、これをおこなうための位相シフタが必要である。さらにOSHでは、対象の面において二次元的にFZPを走査するために二次元走査機構が必要である。これらの理由から、ホログラフィに基づいたSPIは光学系が大型であり複雑であるという課題がある。

1.3 光情報のセンシング

1.3.1 センシング技術の背景

対象の大きさや質量、温度や時間変化などの物理量を正確に、定量的に計測することは、あらゆる分野において必要とされている。特に、対象に対して非破壊・非接触・非侵襲に実現できるセンシング技術が求められている。光を用いたセンシング技術はこれらのことを実現できるという利点があり、応用例は多岐にわたる。幾何光学的な手法として三角測量に基づいた距離計測や、縞状の分布を投影する形状計測が提案されている。また、光波の多次元情報を計測に応用することで、単なる振幅情報のみからは取得できない情報を得ることができる。例えば、光の波長情報からは分光計測により計測試料の成分分析が可能となる。また、光の偏光情報を利用すると、偏光反射率、偏光透過率の情報から人工物かどうかの識別が可能となる。特に、光の位相情報からは、ナノオーダーの計測が可能であり、本研究では、光の位相情報の計測に着目した。

1.3.2 定性的な位相計測方法

生体細胞のような振幅分布が一様とみなせるほど吸収が小さい物体を明視野顕微鏡を用いて観察する場合、焦点位置を物体面に合わせると、撮像素子により得られる強度分布のコントラストが低下し、その形状や状態を観察することが困難となる。これは計測試料が入射光波の位相にのみ影響を与えることが理由であり、このような物体は位相物体と呼ばれている。位相物体を観察する方法にZernikeの位相コントラスト顕微鏡[78]がある。この方法では、物体に入射した照明光を、物体により回折した光波とそのまま直進する光波の二つに瞳面において空間的に分割し、これらに位相差を与える。この位相差により、像面においてそれぞれの光波の干渉により生じた強度分布が得られ、物体の位相分布を定性的に観察することができる。また、微分干渉顕微鏡[79]も、定性的に物体の位相分布を観察することができる。この方法ではまず、物体への入射光波を複屈折性を有するプリズムを用いて直交する偏光成分に分割する。

これらの光波はそのプリズムにより対象に入射する角度がわずかに異なる。その後、対象を透過した光波の偏光成分を複屈折性を有するプリズムにより統一することにより、直交する偏光成分が統一されそれぞれの光波が干渉し、微分像のような強度分布として位相分布を定性的に取得することができる。これらの方法は病理診断等において一般的に用いられているが、計測試料の屈折率や厚さによる位相遅延量を定量的に取得することができない。計測試料が入射光波へ及ぼす位相遅延量が定量的に明らかになれば、屈折率や厚さの計測が可能となる [80]。これは、計測試料の屈折率が光軸方向に対して変化しないと仮定できる薄いサンプルの場合、位相遅延量の空間的な分布 $\phi(x, y)$ が屈折率分布 $n(x, y)$ と厚さ h を用いて

$$\phi(x, y) = k \int_0^h \{n(x, y) - n_{\text{medium}}\} dz \quad (1.3)$$

としてあらわすことができることが理由であり、ここで k は波数、 n_{medium} は媒質の屈折率である [81]。屈折率や厚さが明らかとなれば、その情報からさまざまな物理量を計測することができる。例えば、乾燥重量が算出でき、生きた細胞の成長過程を無染色で観察することができる [81]。また、位相遅延量から得られる情報を用いて散乱パラメータの取得 [82]、分子運動の可視化 [83]、軌道角運動量の測定 [84]、収差補償 [85]、組織弾性の計測 [86] などへ応用されている。

1.3.3 定量位相計測

計測試料による位相遅延量を定量的に計測する方法は、定量位相計測法 (QPI: Quantitative Phase Imaging) と呼ばれている [87]。位相計測法の相互関係をあらわす簡単な図を図 1.4 に示す。QPI はまず、干渉計を用いる方法と用いない方法に大別することができる [88]。

干渉計を用いる方法として、さまざまな方法が提案されている [89]。干渉計を用いる方法ではまず、計測に用いる照明光を分波し、片方を物体に照射、もう一方はそのまま干渉縞を検出する撮像素子面に照射する。物体による位相遅延量に応じて取得される干渉縞の明暗が変化し、その情報から位相情報が取得される。干渉計を用いる方法は光学系における光束の数や光源のコヒーレンス、波長や光学素子等により性能が異なり、応用用途により使い分けられる。干渉縞の明暗の変化のみから位相分布を取得する方法では、照明光の振幅分布が一様でない場合、計測精度が低下する。この問題を解決するために、ヘテロダイン干渉法 [90] や縞シフト法 [91, 92]、Fourier 縞解析 [93] が提案されている。また、デジタルホログラフィに基づいた方法 [94] では、

結像レンズが不要である。このように、さまざまな干渉計を用いる方法が提案されているが、共通して、基準となる参照光用の光路を用意する必要があり、光学系が大型化・複雑化する。このことは、二光束干渉計においては、光路間で異なる振動が原因となり、干渉縞が時間的に変動し、安定した計測をおこなうことが困難という問題を引き起こす。物体光と参照光が共通光路を伝搬する共通光路干渉計 [95,96] は二光束干渉計の問題を解決することが可能であるが、高精度な計測をおこなうためには参照光の分布をあらかじめ取得し解析に使用する必要がある [97]。また干渉計を用いる方法は、干渉縞から位相分布を取得する際に複素数の偏角を計算するため、計測した位相分布が $[-\pi, \pi)$ の範囲で折りたたまれてしまい、連続した位相遅延量を取得できないという課題がある [98]。

干渉計を用いずに計測試料の位相分布を取得する方法に波面センサがある [99]。特に、Shack-Hartmann 波面センサ [100–102] は眼底検査等に応用されている。この方法では、計測試料の光波をマイクロレンズにより分割し、撮像素子面において波面の局所的な勾配情報を取得する。取得した勾配情報から、Zernike 多項式等の直交関数を用いて演算を行うことで波面の情報を取得する。この方法は、光学系の収差のような連続的な波面を計測するために、一般的に用いられている。

干渉計を用いずに位相分布を取得する、波面センサとは異なるアプローチとして、位相回復問題を解く方法が提案されている [103]。この方法の一つに反復位相回復法が提案されている。反復位相回復法では、コンピュータ内において、撮像素子面における強度分布を物体面に伝搬し、伝搬面における振幅分布のような先見情報を与えて撮像素子面まで逆伝搬をおこなう。この過程を評価関数の値が停滞するまで繰り返し

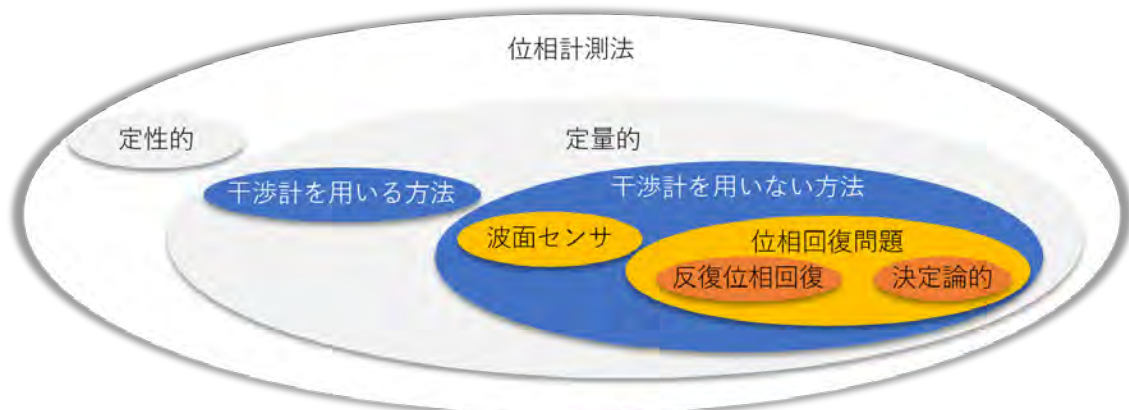


図 1.4 位相計測法の相互関係。

反復して計算する．反復位相回復手法には，撮像素子面と物体面の距離が Fresnel 距離の場合 [104] や Fourier 変換の関係にある場合 [105] などが提案されている．また，先見情報を増加させることで品質が向上することが報告されている [106]．

反復位相回復法とは異なる，位相回復問題を解く方法として，決定論的な方法がある．この方法では，計測試料の位相分布と撮像素子面における強度分布が線形方程式により記述されることを利用し，その逆問題を解く方法である．この方法の一つに強度輸送方程式 (TIE: Transport of Intensity Equation) に基づく方法が提案されている [107]．TIE は近軸近似下における Helmholtz 方程式より導出され，光軸方向の強度の微分と位相分布とを関連付ける式である．通常の TIE における位相計測過程では，光軸方向の強度の微分を取得するために，撮像素子あるいは計測試料を光軸方向に走査して複数のデフォーカス強度分布を取得し，これらから近似値を算出し逆問題に利用する．TIE とは異なるアプローチとして，微分位相コントラスト (DPC: Differential Phase Contrast) 法が提案されている [108, 109]．DPC 法では，TIE に基づく方法とは異なり，面内方向に対する強度の微分値の分布から計測試料の位相分布を算出する．DPC 法における微分強度分布の取得には照明や瞳面における分布を変更する手法が提案されている．本研究では，比較的簡易な光学系により位相分布の取得が可能な TIE に基づく方法に着目した．

TIE に基づく定量位相計測法の概念図を図 1.5 に示す．図 1.5(b) に示すように，撮像素子をデフォーカス位置に設置すると，計測試料の位相分布に応じて強度分布に変化が生じる．TIE は，この光軸方向に対する強度変化と計測する位相分布とを関連づけた式であり，これを基に対象の位相分布を算出する．TIE に基づく QPI は一般的に，

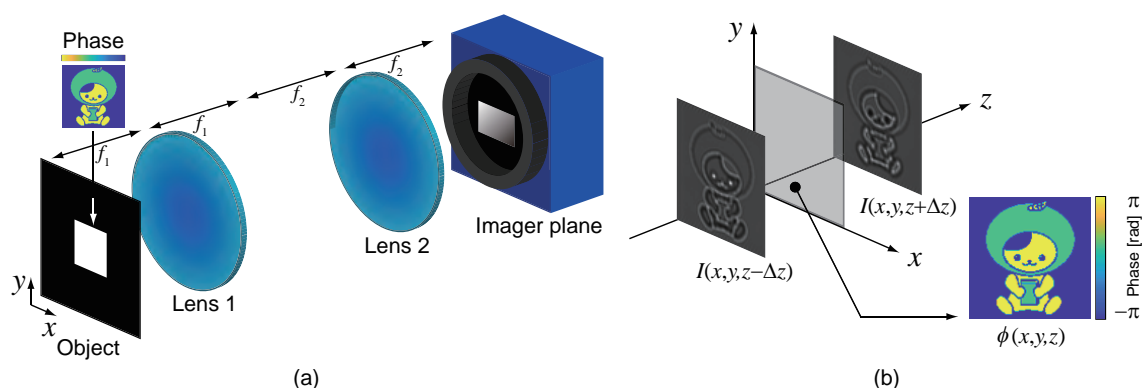


図 1.5 TIE に基づく QPI の概念図．(a) 光学系 (b) デフォーカス強度分布と位相分布の関係．

図 1.5(a) に示すような $4-f$ 光学系を用いて位相分布の計測をおこなう。また、TIE はコヒーレント照明下における光波伝搬に基づいて導出されたが、時間的または空間的に部分コヒーレントな照明下においても計測が可能であることが理論的かつ実験的に示されている [110–112]。そのため、高コヒーレンス光源の入手が困難な X 線イメージング [113] や電子顕微鏡 [114] において用いられている。また、TIE は、他の手法との親和性が高いことから、補償光学技術 [115] やトモグラフィ [116, 117]、シングルピクセルイメージング [54, 118]、蛍光イメージング [119, 120]、ホログラフィックメモリ [121, 122]、オートフォーカシング [123, 124]、位相接続 [125, 126]、マルチモーダルイメージング [127] などが提案されている。

TIE に基づく定量位相計測は光軸方向に対する強度の微分から位相分布を算出する。しかし、これは直接取得することができないため、前側および後側の二つのデフォーカス強度分布の使用による有限差分近似が一般的に用いられる。また、この差分近似の精度を向上させるために、複数のデフォーカス像を用いる手法が提案されている [128, 129]。これらの方法を用いることで、より高精度に強度の微分値を近似することができるため、TIE による位相計測の精度が向上する。

1.3.4 強度輸送方程式に基づく定量位相計測の課題

TIE の解析に用いられる複数のデフォーカス強度分布は通常、撮像素子あるいは計測試料を光軸方向に移動することで取得される。このとき、正確な光軸方向の強度の微分を取得するためにマイクロメートルオーダーの正確なアライメントが要求される。また、撮像素子や計測試料を移動させている時間内に対象の分布が変化するような動的対象の計測は困難である。撮像素子または計測試料を光軸方向に移動させる際の正確なアライメントが要求されることに対する解決策としてさまざまな方法が提案されている。これらの方法として、レンズの色収差 [130]、可変焦点レンズ [131]、幾何位相レンズ [132]、屈折率可変レンズ [133, 134] の使用などが提案されている。これらの方法は、波長や偏光、時間的な焦点距離あるいは屈折率の変化を応用することで複数のデフォーカス強度分布を取得することができる。しかし、干渉フィルタの変更や波長板の回転、焦点距離の変更を順次おこなう必要があり、動的対象への応用に制限がある。動的対象に適用可能な単一露光により複数のデフォーカス像を取得することが可能なさまざまな方法が提案されている。それらの方法として、体積ホログラム [135]、色収差とカラーカメラ [136]、傾斜ミラーと空間光変調器 [137]、複数のカメラ [138]、複数のミラー [139]、歪んだ回折格子 [140] を使用する方法 [141–143] があ

る。これらの方法は複数のデフォーカス強度分布を同時に取得することが可能であるが、デフォーカス距離を柔軟に変更することができない。TIEに基づく位相計測法において最適なデフォーカス距離は物体の空間周波数成分に依存する [112]。そのため、デフォーカス距離は応用用途にあわせて変更できるシステムが望ましい。

1.4 光情報の記録

1.4.1 光記録の背景

現在、主要なストレージとして、ハードディスクドライブ (HDD) のような磁気メモリ、ソリッドステートドライブ (SSD) を代表とする半導体メモリ、光メモリ [144] がある。これらのうち光メモリは他のストレージと比較して省電力性と長期保存性に優れているが記録容量が小さいという課題がある。これまで光メモリは Compact Disc (CD) から Digital Versatile Disc (DVD), Blu-ray Disc (BD) [145] と、光源の短波長化およびピックアップレンズの開口数 (NA: Numerical Aperture) を大きくすることによりビームスポットの面積を小さくし記録密度を向上してきた。また、BD においては、多層化により 128 GB の記録容量を達成している。しかし、HDD や SSD に比べると記録密度は低く、大容量な情報保存技術としての活用は期待できない。大容量、低消費電力かつ長期保存可能な情報保存技術の要件を満たすには、光メモリにおける記録容量を改善する必要がある。現行の BD の記録密度の向上には、400 nm 以下の波長を有する光源の使用、NA が 0.85 を超えるピックアップレンズの使用、ディスクの記録層数の増加による実現が考えられるが、さらなる光源の短波長化には紫外半導体レーザーが必要であり、紫外光を透過する特殊な光学素子が必要である。また、記録ディスクとピックアップレンズ間の媒質が空気である限り、NA は 1 以上にはできない。近接場光の応用により、1 を超える NA を実現し、記録密度を向上させる手法 [146] が提案されているが、光強度の制御が困難なことや、記録媒体とピックアップレンズとの距離を数十 nm のオーダーで制御する必要があり、実用化には至っていない。よって、ピックアップレンズの高 NA 化による記録密度の向上も困難といえる。また、さらなる多層化による記録密度の向上は、隣接する層からのクロストークノイズの問題を克服する必要がある。BD の記録・再生に用いられる光源とピックアップレンズを用いて、記録密度を向上させる技術として Archival Disc (AD) が提案されている [147, 148] が、原理的には BD と同じビットバイビット記録方式であり、数十 TB を超える記録容量の実現は困難といえる。

1.4.2 ホログラフィックメモリ

テラバイト級の記録容量を実現する次世代型光メモリとして、二光子吸収メモリ [149] やホログラフィックメモリ [150–152] が提案されている。二光子吸収メモリは3次元的に突起構造を記録できるため、大容量記録を達成できるが、記録時に高出力なパルスレーザーが必要であるため、光学系が高価になるという問題がある。これに対し、ホログラフィックメモリは記録・再生に高価なパルスレーザーを必要としない。ホログラフィックメモリはホログラフィの技術 [5] を光メモリへ応用した技術であり、1960年代から研究がおこなわれている [153, 154]。ホログラフィックメモリの光学系を図 1.6 に示す。記録するデジタル情報は、空間的な光波の振幅を変調することで表現する。この二次元データはページデータとよばれており、さまざまな変調方法が提案されている [155–160]。ページデータを光波の振幅を変調する SLM に表示し、これに平面波を入射することで、ページデータの振幅分布に対応した信号光とよばれる光波を生成する。この信号光と、同じ光源から生成した参照光を記録媒体内において干渉させ体積ホログラムとしてページデータを記録する。記録媒体には、フォトリフ

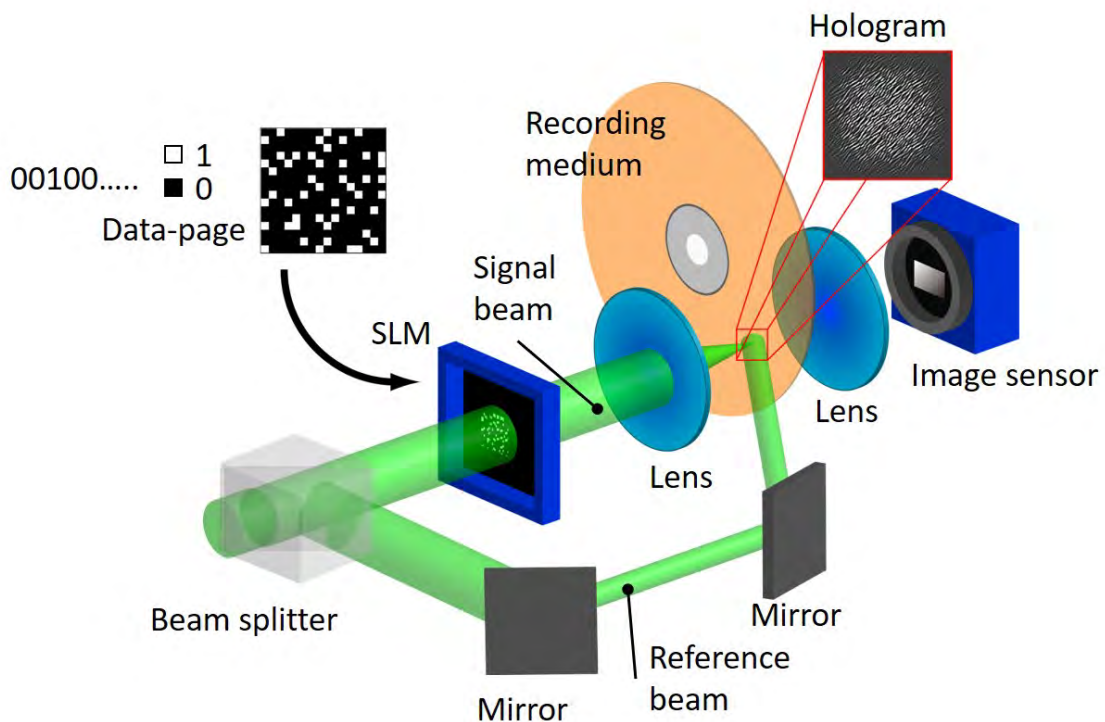


図 1.6 ホログラフィックメモリの光学系。

ラクティブ結晶 [161] やフォトポリマー材料 [162] が用いられる。記録媒体内に生じる干渉縞の強度分布に基づいて屈折率が変化し、体積ホログラムとしてデータが記録される。この体積ホログラムは Bragg 回折の性質により、同じ記録位置に複数のホログラムを重ねて記録した場合でも、選択的に特定のページデータを読み出せる。このページデータと多重記録の技術 [163–174] により、大容量記録が可能であり、直径 12 cm のディスクあたり 1TB 以上の記録密度が報告されている [175]。そこで本研究では、このホログラフィックメモリに注目した。

ホログラフィックメモリにおけるホログラムの記録方式は二光束系 [176, 177] と単一光束系 [178, 179] に大別される。二光束系の記録方式では、信号光と参照光を別光路を伝搬させ、記録媒体内に照射しホログラムを記録する。この手法では、参照光の記録媒体に対する入射角度を変化させて記録する角度多重記録法において可変角度範囲を大きくすることができるため、多重記録数を増やせる。また、SLM の全領域にページデータを表示することが可能であり、一度に記録されるデータ量も多い。しかし、二光束系の記録方式では光源からの光波を分波しているため、振動などによる外乱への耐性が低く、そのような環境下では、ホログラムが正しく記録できないことや、ページデータを正しく読み出すことが困難な場合がある。これに対して単一光束系の記録方式の場合、記録・再生に用いる光波が同一の光路を伝搬するので外乱耐性が高い。また、従来の光メモリの光学系と親和性が高く、互換性のある記録・再生システムの実現が容易であると考えられる。

代表的な単一光束系の記録方式としては、コリニアホログラフィックメモリ [178, 179]、自己参照型ホログラフィックメモリ [180, 181]、計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ (CGH-HDS : Computer-Generated-Hologram-based Holographic Data Storage) [182] が提案されている。コリニアホログラフィックメモリは SLM にページデータに対応する分布とその周囲に参照光生成用の分布を表示し、平面波を入射させて信号光と参照光を生成する。これらの光波を単一のレンズにより Fourier 変換し、記録媒体内にホログラムを記録する。しかし、コリニアホログラフィックメモリは信号光と参照光を同一のレンズを用いて記録媒体内に集光させるため、ホログラムの強度分布が記録媒体内で均一にならず、光波が局在し記録媒体のダイナミックレンジを大きく消費してしまう。この問題を解決するために、参照光の位相分布をランダム位相にする手法や最適化計算により作成する手法 [183–186]、マスク処理により物理的に局在する光波を除去する手法 [187–189] が提案されている。しかし、位相マスクや光波を除去するための特殊な素子が新たに必要である。自己参照

型ホログラフィックメモリは再生時に用いる位相パターンを記録するページデータに足し合わせた分布を記録する。自己参照型ホログラフィックメモリにおいても記録媒体内に光波が局在するという問題があるが、記録媒体を集光位置からずらして配置する手法や再生時に用いる位相パターンを細かくする解決法が提案されている [190]。自己参照型ホログラフィックメモリは位相変調されたページデータを強度分布として読み出すため、振幅・位相変調されたページデータを用いることによる記録密度の向上は困難である。CGH-HDS はあらかじめコンピュータ上で記録媒体に記録するホログラムを干渉・回折計算に基づき作製し、これを投影して記録する。この干渉・回折計算の際にランダム位相を用いてホログラムの計算をおこなうことで、SLM 面上の分布を記録媒体面に結像して記録する際にあらかじめ光波を分散させることができるので、光波の局在による記録媒体のダイナミックレンジの消費を防ぐことができる。また、振幅・位相変調されたページデータから CGH を作製することができるので、単一の SLM により振幅・位相変調を実現することができる。さらに、CGH を投影して記録するので、記録媒体内で光波を干渉させる必要がなく、高コヒーレント光源を用いる必要がない。これらの特長から、本研究では CGH-HDS に着目した。

1.4.3 計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリの課題

CGH-HDS は他の記録方式に比べてさまざまな利点があるが、記録密度およびデータ転送速度が低いという解決すべき問題も存在する。記録密度の問題に関しては、データとして活用しているのが光波の振幅情報のみであることが理由である。また、データ転送速度の問題に関しては、用いる SLM のリフレッシュレートが低いことが原因である。

ホログラフィックメモリの記録密度 D は

$$D = \frac{M \cdot CE \cdot N_d^2 \text{ bit}}{S} \quad (1.4)$$

で定義される [191]。ここで M は多重記録するホログラム数、 CE はページデータの符号化効率、 N_d^2 はページデータを構成するセル数であり、 S はホログラムの記録面積である。ホログラフィックメモリにおいて記録面積 S を小さくする手法 [192] や多重記録数 M を増加させる手法 [177]、ページデータあたりの情報量 $CE \cdot N_d^2$ を向上する手法 [191, 193] が提案されている。CGH-HDS では、多重記録数 M を多くするために多重記録法を導入する手法は実現されているが、符号化効率を向上させる手法は前例

がない。ここで符号化効率

$$CE = \frac{\log_2 \binom{m}{l}}{m} \quad (1.5)$$

として定義され、ここで m は 1 シンボルを構成するセルの数、 l は振幅変調における 1 シンボル内において 1 であるセルの数である。例えば、符号化方法のひとつである 3:16 コーディング [156] の場合は $m = 16$ 、 $l = 3$ であり、CE は 0.565 である。

また、CGH-HDS は他の記録システムに基づくホログラフィックメモリに比べてデータ転送速度が低いという問題は、CGH が多値の分布であり、これを表示する SLM には多値変調が可能であることが要求されることに起因する。ホログラフィックメモリのデータ転送速度は用いる SLM のリフレッシュレートに依存するが、多値変調型の SLM はリフレッシュレートが数十 Hz 程度であることから [194] CGH-HDS のデータ転送速度はこのリフレッシュレートに制限されてしまう。これに対して一般的なホログラフィックメモリでは、二値のページデータを変調する二値変調に特化した SLM が用いられる。二値変調型の SLM のリフレッシュレートは 10kHz を超えるものもあるため、一般的なホログラフィックメモリのデータ転送速度は CGH-HDS に比べて高い。

1.5 本論文の構成

本論文の構成を示す概念図を図 1.7 に示す。図 1.7 に示すように、本論文は三部構成であり第 I 部は多次元光情報のイメージング、第 II 部は多次元光情報のセンシング、第 III 部は多次元光情報の光記録である。本論文は、各分野における課題をホログラフィック空間光変調技術の導入により解決することを目的としている。

第 I 部は第 2 章から第 7 章までの内容である。第 2 章では、OSH における光学系の問題を解決可能なモーションレス OSH (MOSH: Motionless OSH) について述べる。MOSH の実現により、単一光路によりホログラムの取得が可能となる。第 3 章では、第 2 章において提案した MOSH における測定数を低減可能な空間分割位相シフト MOSH (SP-MOSH: Spatially divided Phase-shifting MOSH) について述べる。第 4 章では、MOSH による蛍光イメージングを実現する内容について述べる。三次元蛍光反射物体のイメージングを実験的におこない、原理検証をおこなう。第 5 章では、MOSH による偏光イメージングを実現する内容について述べる。MOSH により得られた結果を偏光カメラにより取得された結果と比較し、原理検証をおこなう。第 6 章では、MOSH を用いて散乱体奥の可視化を実現する内容について述べる。静止した

拡散板と回転した拡散板の奥の三次元蛍光反射物体のイメージングにより原理検証をおこなう。第7章では、シングルピクセルデジタルホログラフィにおける光学系の問題および測定数の問題を解決可能な共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージング (COSHI: Common-path Off-axis Single-pixel Holographic Imaging) について述べる。ここで第7章において述べる内容は、定量的な位相分布を取得することができるため、センシングへの応用が可能であるが、本論文では新規イメージング技術の実現という観点から第I部にて述べる。

第II部は第8章および第9章の内容である。第8章では、TIEに基づくQPIにおいて解析に必要な複数のデフォーカス像を同時に取得しシングルショットによる計測が可能な単一露光高次強度輸送定量位相計測 (SHOT-QPI: Single-shot Higher-Order Transport-of-intensity QPI) について述べる。第9章では、SHOT-QPIにおける光利用効率の問題を解決するために、位相変調型のCGHと深層学習を応用した手法 (Deep-SHOT: Deep-learning-based SHOT-QPI) について述べる。

第III部は第10章から第12章までの内容である。第10章では、CGH-HDSにおける記録密度の問題を緩和するために複素振幅情報を活用する手法について述べる。第11章では、CGH-HDSにおけるデータ転送速度の問題を解決する手法について述べる。第12章では、圧縮センシングとCGHの技術により三次元空間情報を符号化しホログラフィックメモリの記録密度の向上を実現する手法について述べる。

最後に、第13章において本研究の総括を述べる。


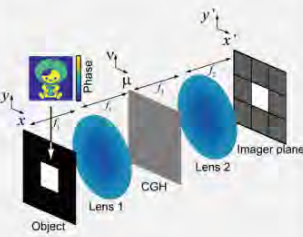
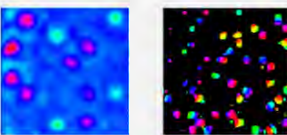

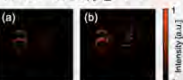
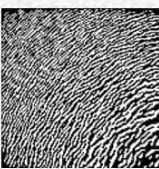

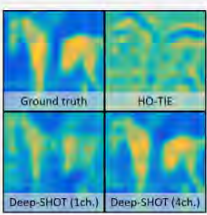

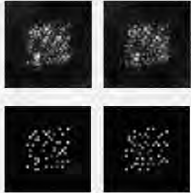

<p>第1章 多次元光情報のイメージング・センシング・光記録の研究背景と課題, 目的の提示</p>		
<p>第I部 イメージング</p>	<p>第II部 センシング</p>	<p>第III部 光記録</p>
<p>第2章 MOSHの提案</p>  <p>Optics Letters 45 3184 (2020)</p>	<p>第8章 SHOT-QPIの提案</p>  <p>Optics Express 29 4783 (2021)</p>	<p>第10章 CGH-HDS 複素情報の活用</p>  <p>Applied Optics 57 8836 (2018) Optics Letters 45 2796 (2020)</p>
<p>第3章 SP-MOSHの提案</p>  <p>OSA Continuum 3 3523 (2020)</p>		
<p>第4章 MOSHによる蛍光イメージング</p> 		<p>第11章 CGH-HDS 二値CGHの活用</p>  <p>Applied Optics 58 3083 (2019)</p>
<p>第5章 MOSHによる偏光イメージング</p> 	<p>第9章 Deep-SHOTの提案</p>  <p>Applied Optics 60 8802 (2021)</p>	
<p>第6章 MOSHによる散乱体奥の可視化</p>  <p>Applied Physics Letters 119 161101 (2021)</p>		<p>第12章 圧縮センシングに基づくHDS</p> 
<p>第7章 COSHIの提案</p> 		
<p>第13章 本論文の総括</p>		

図 1.7 本論文の章構成.

第 I 部 多次元光情報のイメージング

第2章 モーションレスオプティカルスキャニング グホログラフィ

2.1 緒言

本章では、シングルピクセルイメージング (SPI: Single-Pixel Imaging) の一種であるオプティカルスキャニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) を、空間光変調技術を導入することで単一光路により実現するモーションレス OSH (MOSH: Motionless OSH) [195] について述べる。まず、OSH および提案手法である MOSH の原理について述べる。次に、MOSH の原理を検証するための数値シミュレーションについて述べる。次に、MOSH の空間分解能を評価した内容について述べる。最後に、MOSH の原理を検証するために実験をおこなった内容について述べる。

2.2 オプティカルスキャニングホログラフィの原理

本節では、OSH の原理について述べる。OSH の光学系の概念図を図 2.1 に示す。OSH ではまず、物体に照射する FZP を Mach-Zehnder 干渉計を用いて生成する。Mach-Zehnder 干渉計の片側の光路にはレンズが用いられる。この FZP を計測対象の物体に照射する。Mach-Zehnder 干渉計におけるレンズの位置を $z = 0$ とすると、物体に照射される FZP の分布は近軸近似下において

$$\text{FZP}_\phi(x - x_0, y - y_0; z_r) = \left| A_p + A_s C_0 t(x - x_0, y - y_0) \exp \left[i \left[\frac{k \{ (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \}}{2z_r} + \phi \right] \right] \right|^2 \quad (2.1)$$

としてあらわされる。 A_p および A_s はそれぞれ平面波および球面波の光路の振幅をあらわしビームスプリッタの分岐比に依存する。また、 $t(x, y)$ はレンズの開口関数をあらわし、レンズの開口内部は 1、外側は 0 となる関数である。レーザの分布を考慮する厳密な方法も提案されている [196] が、ここでは説明の簡単化のためにこれを無視する。また、 C_0 は z 方向の位置に応じて変化する複素定数をあらわす [197]。また、 x_0 , y_0 , ϕ は球面波の x および y 方向における中心位置の座標と初期位相をあらわす。ここで z_r は物体面における球面波の焦点距離をあらわしており、レンズの焦点距離 f とレンズから物体までの距離 z_d を用いて $z_r = z_d - f$ としてあらわすことができる。物体

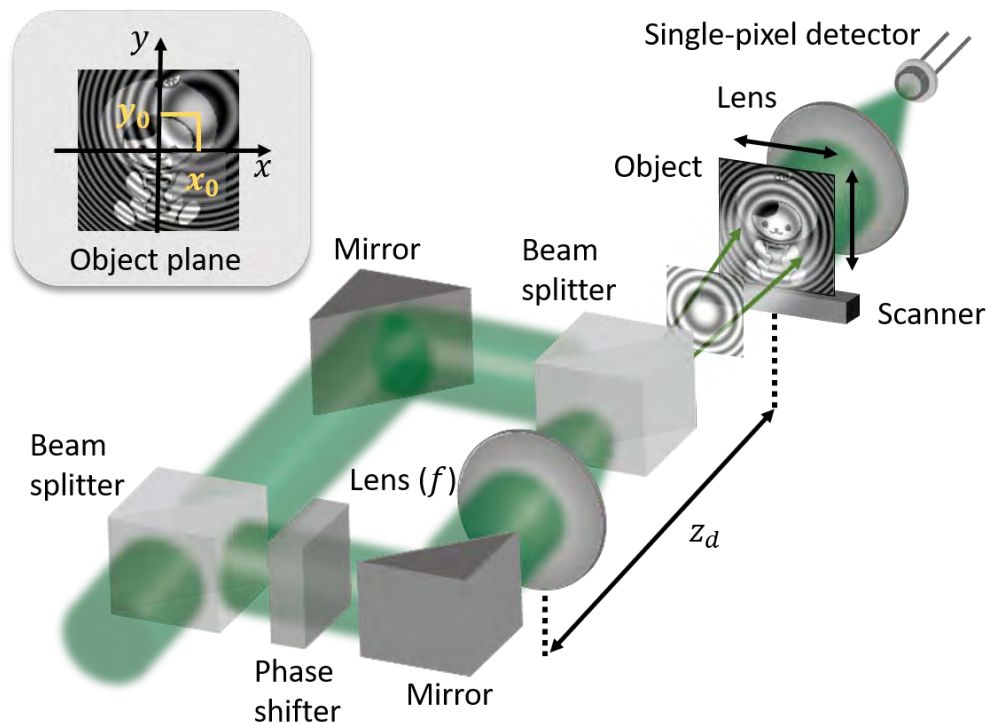


図 2.1 オプティカルスキャニングホログラフィの概念図.

からの光波をレンズなどにより単一画素検出器に集光し得られる検知強度は

$$I \propto \int_d \int_h \int_w |O(x, y; z_d)|^2 \text{FZP}_\phi(x - x_0, y - y_0; z_r) dx dy dz \quad (2.2)$$

としてあらわされ、ここで d , h , w はそれぞれ物体の領域の深さ、高さ、幅をあらわす。また、 $O(x, y; z_d)$ は物体の位置 z_d における複素振幅分布をあらわす。

次に、球面波の中心座標 x_0 および y_0 を二次元的に変化させ、強度情報を取得する。これは、物体面における FZP の二次元的な走査に相当する。そのため、FZP あるいは物体を移動ステージやガルバノミラーなどを使用して走査する。各球面波を用いて得られた検知強度をその球面波の中心座標に対応させてコンピュータ内で配列すると取得される強度分布は

$$\begin{aligned} I_\phi(x', y') &\propto \int_d \int_h \int_w |O(x', y'; z_d)|^2 \text{FZP}_\phi(x' - x, y' - y; z_r) dx dy dz \\ &= \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * \text{FZP}_\phi(x', y'; z_r) dz \end{aligned} \quad (2.3)$$

としてあらわすことができる。ここで、 $*$ は二次元畳み込み積分演算子をあらわす。式 (2.3) から、取得される強度分布は、物体の強度分布とその位置によって変化する

FZP の畳み込み積分の分布を z 方向に積分したものをあらわしている。このことから、物体の三次元情報が、得られた強度分布に含まれていることがわかる。また式 (2.3) により記述される式は、自然光や自己発光する物体からのホログラムを取得できるインコヒーレントホログラフィにおいて取得される強度分布と類似している [66–68]。つまり、式 (2.3) によりあらわされる強度分布はインコヒーレントホログラムとみなすことができる。このことから、OSH は、通常のレーザと二次元センサを使用するホログラフィでは取得できない蛍光物体の三次元情報の取得が可能である [198, 199]。

式 (2.3) によりあらわされるホログラムは物体の強度分布と FZP の畳み込み積分である。そのため、物体の情報だけでなく、FZP のバイアス成分と共役成分が畳み込まれた不要な成分が含まれている。OSH では、これらの不要な成分を除去するために、ヘテロダイン検出が一般的に用いられる。ヘテロダイン検出をおこなう場合、球面波あるいは平面波の光路に電気光学変調器 (EOM: Electro-Optic Modulator) や音響光学変調器 (AOM: Acousto-Optic Modulator) が配置され、時間的に光波を変調する。球面波の光路においてこの変調をおこなう場合、物体に照射される FZP は

$$\begin{aligned} \text{FZP}_{\Omega}(x, y; z_r) &= \left| A_p \exp(i\omega_0 t) + A_s t(x, y) \exp \left[i \left[\frac{k(x^2 + y^2)}{2z_r} + (\omega_0 + \Omega)t \right] \right] \right|^2 \\ &= |A_p|^2 + |A_s|^2 + 2A_p A_s t(x, y) \cos \left\{ \frac{k(x^2 + y^2)}{2z_r} + \Omega t \right\} \end{aligned} \quad (2.4)$$

としてあらわされ、ここで ω_0 および Ω は光源の角周波数および EOM あるいは AOM により与えられたキャリア周波数をあらわす。式 (2.4) では説明の簡単化のために複素係数 C_0 を無視し、 $x_0 = y_0 = 0$ とした。ヘテロダイン検出をおこなう際は、得られた検知強度に対して、 $\cos(\Omega t)$ を乗算し、時間的に Fourier 変換をおこないローパスフィルタリングをおこなう。この処理により得られる分布は

$$H_{\text{Re}}(x', y') = \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * t(x', y') \cos \left\{ \frac{k(x'^2 + y'^2)}{2z_r} \right\} dz \quad (2.5)$$

としてあらわすことができる。同様に得られた検知強度に対して $\sin(\Omega t)$ を乗算し、時間的に Fourier 変換をおこないローパスフィルタリングをおこなうと

$$H_{\text{Im}}(x', y') = \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * t(x', y') \sin \left\{ \frac{k(x'^2 + y'^2)}{2z_r} \right\} dz \quad (2.6)$$

が得られる。式 (2.5) および式 (2.6) は説明の簡単化のために係数を無視している。

式 (2.5) を実部, 式 (2.6) を虚部とすると

$$\begin{aligned} u_{z_r}(x', y') &= H_{\text{Re}}(x', y') + iH_{\text{Im}}(x', y') \\ &= \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * t(x', y') \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2z_r} \right\} dz \end{aligned} \quad (2.7)$$

としてあらわすことができる複素振幅分布 (複素ホログラムとも呼ばれている) が得られる. ヘテロダイン検出とは異なる方法として, 一定の位相変調をおこなうホモダイン検出の方法も提案されている [200].

最後に, 三次元再構成の方法について述べる. 再構成過程は一般的な Fresnel 回折積分に基づいている. そのため, 光軸位置 $z_d = z_1$ における物体の複素振幅分布は

$$\begin{aligned} u_{z_1}(x', y') &= \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * t(x', y') \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2z_r} \right\} * \exp \left\{ -\frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_1 - f)} \right\} dz \\ &= |O(x', y'; z_1)|^2 * t(x', y') \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_1 - f)} \right\} * \exp \left\{ -\frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_1 - f)} \right\} \\ &\quad + \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * t(x', y') \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2z_r} \right\} * \exp \left\{ -\frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_1 - f)} \right\} \Big|_{z_d \neq z_1} dz \end{aligned} \quad (2.8)$$

としてあらわすことができる. 式 (2.8) の右辺第一項は z_1 における物体の分布をあらわし, 第二項はその他の光軸上の位置におけるデフォーカスした分布をあらわす. トモグラフィックな三次元再構成をおこなう場合, 第二項は不要な成分であるため, セクショナルイメージングの技術を用いて除去する方法が提案されている [201–207]. z_1 における物体を再構成する場合, 物体面における複素振幅分布は

$$\begin{aligned} u_{z_1}(x', y') &= |O(x', y'; z_1)|^2 * t(x', y') \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_1 - f)} \right\} * \exp \left\{ -\frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_1 - f)} \right\} \\ &= |O(x', y'; z_1)|^2 * \text{ASF}(x', y') \end{aligned} \quad (2.9)$$

としてあらわすことができる. 式 (2.9) における球面波の自己相関の分布は OSH における振幅分布関数 (ASF: Amplitude Spread Function) である. OSH では, 光渦の位相分布 [208] やランダム位相分布 [209–212] を用いることでこの ASF を変化させ, より鮮明な像を取得する方法が提案されている. また, 式 (2.9) は複素振幅分布であり, 強度の計算をおこなうと物体の振幅分布との非線形性が強調されてしまうが, これを補正する方法も提案されている [213]. OSH は三次元情報の記録・再生が可能という利点から, 三次元蛍光イメージング [198, 199] や光暗号化 [214], 多波長イメージン

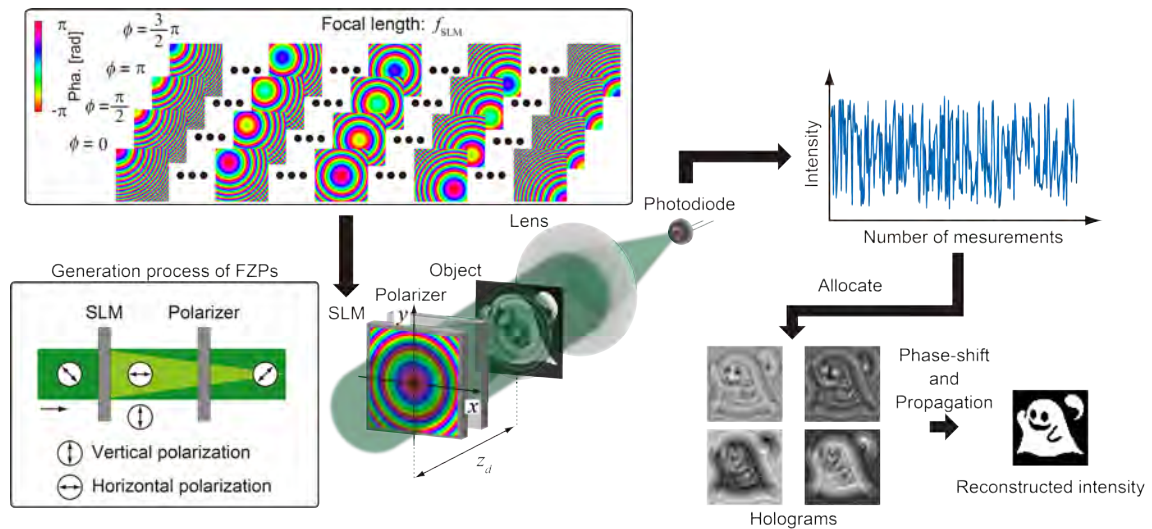


図 2.2 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィの概念図.

グ [215], リモートセンシング [216], 三次元ディスプレイ [217], 超解像イメージング [218–220], 物体識別 [221] 等への応用が期待されている。また, OSH の光学系を用いて物体による位相遅延量が取得できる方法も提案されている [222–224]。この方法を応用すると, コヒーレント照明下におけるホログラムを取得することができ, 細胞の厚さや屈折率の情報を取得することもできる。

2.3 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィの原理

OSH は単一画素検出器を用いて物体の三次元空間情報を取得することができる。しかし, 図 2.1 に示すように光学系が複雑かつ大型であるという問題がある。OSH が複雑かつ大型である原因は FZP を生成する際の Mach-Zehnder 干渉計, FZP を物体面において二次元的に走査する際に必要な機械的走査機構, FZP の位相を変調するための位相シフタが独立に必要であることが挙げられる。幾何位相レンズを用いて単一光路により OSH を実現する手法が提案されているが, 機械的走査機構と位相シフタが必要である問題は依然残されたままである [225, 226]。

この OSH の問題を解決するために, 本研究では, 機械的走査機構および位相シフタが不要であり, 単一光路により OSH の計測が可能なモーションレス OSH (MOSH) を提案する。MOSH の光学系を図 2.2 に示す。MOSH は液晶型の SLM が有する偏光依存性を活用し物体に FZP を照射する。この FZP の生成過程は単一光束の偏光分割干渉計とみなせるため, 単一光路により FZP を生成できる。また FZP の二次元的な走

査は、SLM に表示する球面位相分布の中心位置を変化させることで実現することができる。また位相シフトに関しては、SLM に表示する球面位相分布の初期位相を変化させることで実現することができる。これは、OSH におけるホモダイン検出を適用していることに相当し、ヘテロダイン検出の機構が不要となる。

まず、MOSH における FZP の生成過程について述べる。液晶型の SLM が変調できる偏光方向を水平方向に設定する。この SLM に水平、垂直偏光どちらの成分も有する直線偏光の平面波を入射させると、平面波の水平成分は SLM により変調され、垂直成分はそのまま SLM を通過する。これら互いに直交する光波が偏光子を透過することでその偏光方向が統一される。偏光子の透過軸を 45 度を設定すると、SLM により変調された光波と、変調されずに透過した光波が物体面において干渉する。SLM に球面位相分布を表示すると、物体面における FZP は

$$\text{FZP}_\phi(x - x_0, y - y_0; z_r) = \left| A_v + A_h C_o t(x - x_0, y - y_0) \exp \left[i \left[\frac{k \{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}}{2z_r} + \phi \right] \right] \right|^2 \quad (2.10)$$

としてあらわされる。ここで A_v および A_h は SLM に入射する平面波の水平および垂直偏光成分である。式 (2.10) から OSH の場合 (式 (2.1)) と同様、FZP が生成できることがわかる。ここで、SLM に表示する球面位相分布の焦点距離を f_{SLM} とすると式 (2.10) における z_r は $z_r = z_d - f_{\text{SLM}}$ とあらわされる。

次に MOSH において複素振幅分布 (複素ホログラム) を取得する過程について述べる。MOSH における不要光の除去はホモダイン検出に基づいている。式 (2.10) における初期位相 ϕ を $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ と変化させてそれぞれホログラムを取得し、一般的な 4 ステップ位相シフト法 [227] を適用すると、得られる複素振幅分布は

$$\begin{aligned}
 u_{z_r}(x', y') &= \frac{I_0(x', y') - I_\pi(x', y') + i \{ I_{\pi/2}(x', y') - I_{3\pi/2}(x', y') \}}{4} \\
 &= \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * t(x', y') \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2z_r} \right\} dz \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

としてあらわすことができる。物体像の取得過程は OSH と同様に Fresnel 回折計算をおこなうことで実現できる。

2.4 原理検証シミュレーション

本節では、MOSH の原理を検証するためにおこなったシミュレーションについて述べる。

2.4.1 シミュレーション方法

原理検証シミュレーションにおいて想定した光学系を図 2.3 に示す。光源の波長は 532 nm とし、物体および SLM に表示する球面波の画素数は 128×128 とした。また画素ピッチは $12.5 \mu\text{m}$ とした。SLM に表示する球面位相分布の焦点距離 f_{SLM} は 60 mm とした。図 2.3 に示すように、 $4-f$ 光学系により SLM の分布を物体 2 の面に投影することを想定した。そのため、物体 2 の面における球面波は $z_d = 0$ であり、逆伝搬計算に使用する伝搬距離は SLM に表示する球面位相分布の焦点距離である。物体 1、物体 2、物体 3 の間隔は 10 mm とした。

2.4.2 シミュレーション結果

原理検証シミュレーションにより取得された強度分布を図 2.4 に示す。図 2.4 の結果より、各 z 位置において所望の分布以外にも分布があらわれているが、これは異なる z 位置からのデフォーカス像であり式 (2.8) の右辺第二項に相当する。シミュレーション結果より、MOSH において三次元再構成が可能であることが示された。しかし、計測対象の分布と比較すると完全に元の物体を再構成できていないわけではない。これは式 (2.9) に示したとおり、PSF の影響である。また MOSH では、SLM に離散的に球面位相分布を表示するため、サンプリング条件を考慮する必要がある。そこで次節では、MOSH の空間分解能とサンプリング条件について考察する。

2.5 空間分解能とサンプリング条件

本節では MOSH の空間分解能とサンプリング条件について考察する。

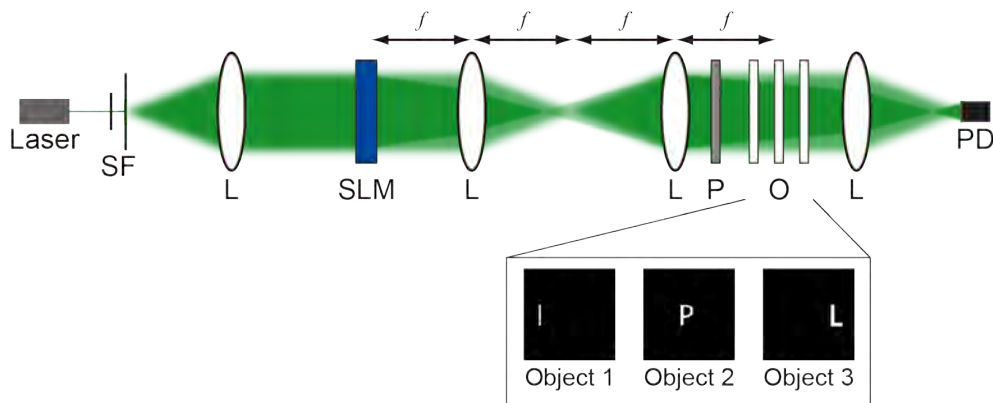


図 2.3 シミュレーションにおいて想定した光学系。SF, スペシャルフィルタ; L, レンズ; P, 偏光子; O, 物体; PD, フォトダイオード。

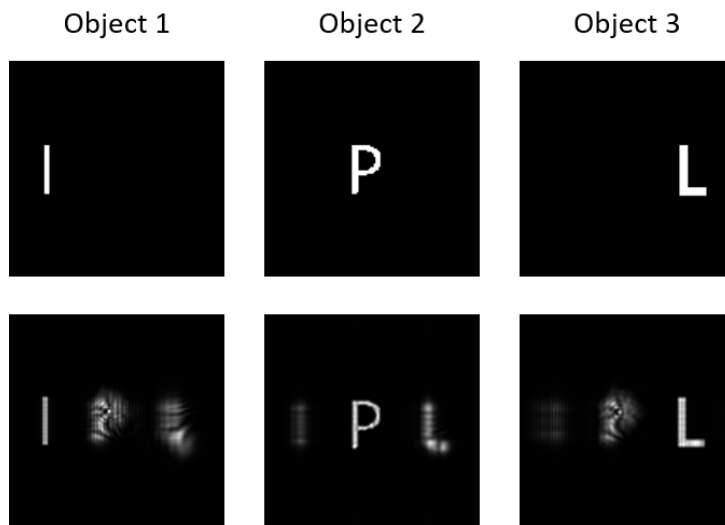


図 2.4 シミュレーションによる三次元再構成結果.

2.5.1 空間分解能と点像分布関数

MOSH の空間分解能は PSF に依存している. MOSH における PSF は式 (2.9) より, 物体面における球面波の焦点距離に依存している. レンズと物体の距離 z_d が 0 の場合, MOSH における PSF は

$$\text{PSF}(x', y') = \left| t(x', y') \exp \left\{ \frac{-ik(x'^2 + y'^2)}{2f_{\text{SLM}}} \right\} * \exp \left\{ \frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2f_{\text{SLM}}} \right\} \right|^2 \quad (2.12)$$

としてあらわすことができる. 式 (2.12) は開口関数 $t(x', y')$ が焦点距離 f_{SLM} のレンズにより Fourier 変換された分布である [228]. これは 2.5 節の数値シミュレーションにおける, SLM 面が結像された物体 2 の面における PSF に相当する. 2.5 節のシミュレーション条件を使用して, 例として焦点距離が 150 mm, 60 mm, 30 mm の場合の PSF の強度分布を図 2.5(a)-(c) にそれぞれ示す. ここで, 図 2.5 内の緑の枠線は SLM の一画素の大きさに相当する. SPI における空間分解能は構造化照明パターンの空間分解能により制限される. つまり, SLM に表示されたパターンを物体に投影するので, このパターンよりも細かい構造の分布は取得することができない. MOSH において図 2.5(c) の場合は PSF の幅が SLM の画素ピッチ以下であるため, 他の SPI と同様の空間分解能を実現できる. $t(x', y')$ が円形開口であると仮定した場合, Rayleigh 基準

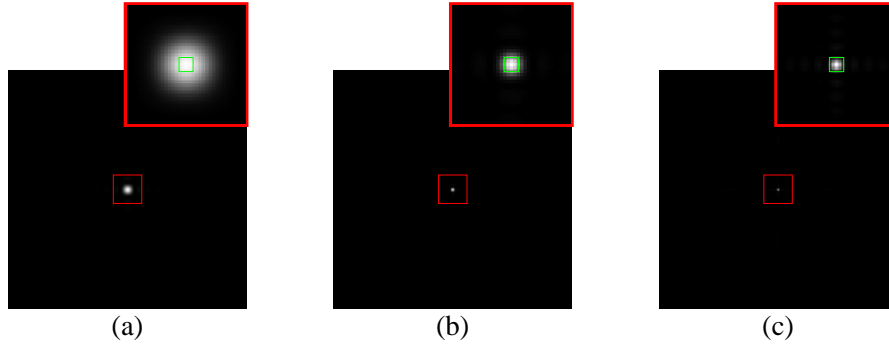


図 2.5 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィにおける点像分布関数, (a)150 mm, (b) 60 mm, (c) 30 mm.

においてこの空間分解能の条件が満たされるのは

$$\begin{aligned}\Delta p &\geq 0.61 \frac{\lambda}{\text{NA}} \\ &= \frac{1.22\lambda f_{\text{SLM}}}{\Delta p N}\end{aligned}\quad (2.13)$$

の場合である．ここ，NA は中心に位置する点のホログラムを取得した際の FZP の開口数であり， Δp および N は SLM の画素ピッチと画素数である．式 (2.13) を f_{SLM} について解くと

$$f_{\text{SLM}} \leq \frac{\Delta p^2 N}{1.22\lambda}\quad (2.14)$$

となる．2.5 節のシミュレーション条件の場合，式 (2.14) は焦点距離が 30 mm 以下の場合であり，図 2.5(c) はこれを満たしている．

2.5.2 球面位相分布とサンプリング条件

MOSH において SLM に表示される球面波の位相分布は式 (2.12) より

$$\phi(x, y) = \frac{-k(x^2 + y^2)}{2f_{\text{SLM}}}\quad (2.15)$$

である．球面位相分布を SLM に表示する際に満たされるべき条件は

$$\Delta p \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} \leq \pi \quad \text{and} \quad \Delta p \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right|_{\max} \leq \pi,\quad (2.16)$$

としてあらわされる．これは，画素間の位相差が π 以下となることを課すものである．MOSH では一辺の画素数が N の SLM に中心座標がシフトした球面位相分布を

表示する．そのため SLM に表示される球面位相分布の最大シフト量は $N/2$ である．このことから，球面位相分布の半径とシフト量の和である $x = (N/2 + N/2)\Delta p$ および $y = (N/2 + N/2)\Delta p$ を式 (2.16) に代入することでサンプリング条件を調べることができる．この場合，式 (2.16) を f_{SLM} について解くと

$$\begin{aligned} f_{\text{SLM}} &\leq \frac{2k\Delta p^2 N}{\pi} \\ &= \frac{4\Delta p^2 N}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.17)$$

としてあらわすことができる．2.6.1 項と同様に 2.5 節のシミュレーション条件の場合では，焦点距離 f_{SLM} は 150 mm 以上である必要がある．例として，焦点距離が 150 mm, 60 mm, 30 mm の場合の球面位相分布を図 2.6 に示す．図 2.6 より，焦点距離が 150 mm 以外の場合はサンプリング条件が満たされずエイリアシングが生じていることがわかる．

2.5.3 空間分解能とサンプリング条件のトレードオフ

2.6.1 項および 2.6.2 項で考察した関係から，SLM の画素サイズ以下の空間分解能と SLM に表示される球面位相分布のサンプリング条件を同時に満たすことは困難である．この関係を単一の平面物体の計測を計測する数値シミュレーションをおこない評価した．シミュレーションにより取得されたホログラムの例と再生像を図 2.7 に示す．この結果から，SLM の画素サイズ以下の空間分解能を実現しようとするとき，SLM 面における球面位相分布にエイリアシングが生じるため，再生像に不要な成分があらわれてしまう．一方で，球面位相分布のサンプリング条件が満たされる場合，PSF が広がるため再生像にボケが生じてしまう．このことから，MOSH において空間分解能と

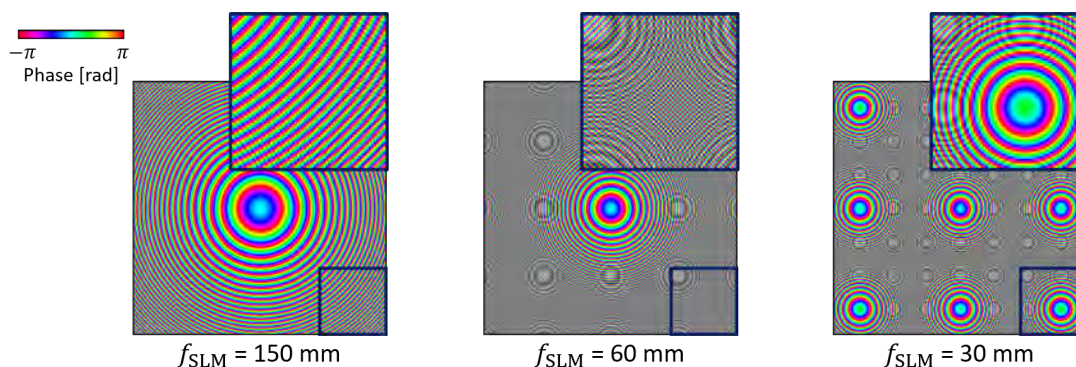


図 2.6 球面位相分布, (a)150 mm, (b) 60 mm, (c) 30 mm.

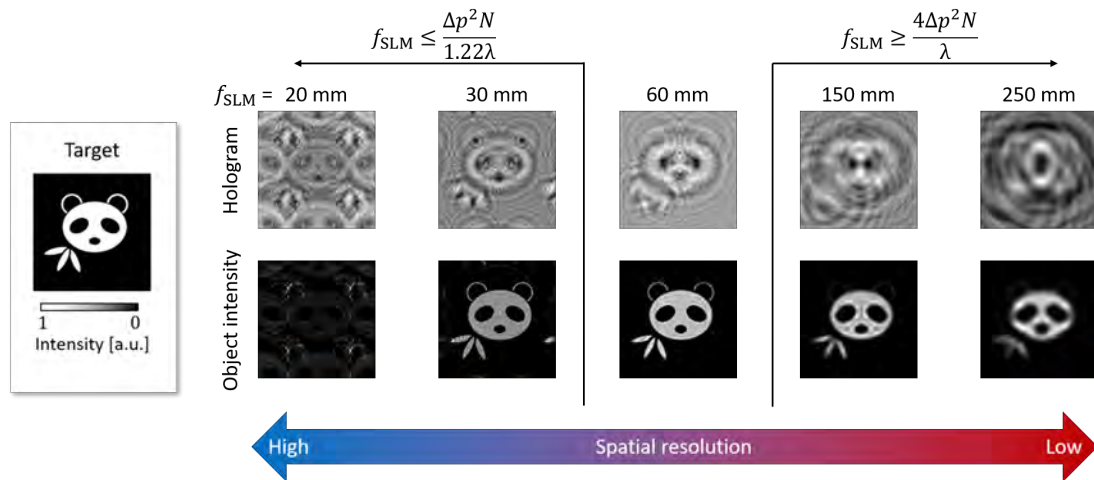


図 2.7 空間分解能とサンプリング条件のトレードオフの評価結果.

球面位相分布のサンプリング条件がトレードオフであることがわかる。

2.6 原理検証実験

本節では、提案手法の原理を検証する実験をおこなった内容について述べる。

2.6.1 実験方法

図 2.8 に示す光学系を用いて MOSH の原理を実験的に検証した。用いた光学素子のパラメータを表 2.1 に示す。本実験では光源にレーザーを用いているが、MOSH は単一光路により FZP を生成できるためコヒーレンスが低い光源も使用することができる。レーザーからの光波をスペイシャルフィルタとレンズ 1 を用いて平面波とする。この平面波の偏光方向を半波長板を用いて回転する。この平面波を SLM に入射し、レンズ 2 およびレンズ 3 により構成される $4-f$ 光学系を用いて物体面に投影する。つまり、再生過程における伝搬距離は式 (2.9) から SLM に表示した球面位相分布の焦点距離となる。SLM により変調された光波と SLM には変調されず反射した光波は物体手前に配置された偏光子により偏光方向が統一され、FZP が物体に照射される。物体には USAF テストターゲットのグループ 0 要素 3 を用いた。物体からの光波はレンズ 4 によりフォトダイオードに集光される。フォトダイオードの信号は AD 変換器 (Hamamatsu Photonics K.K. C10475) を通して 16bit の信号として取得された。ホログラムから物体光の情報を取得するために 4 ステップ位相シフト法を適用したため、測定数は $128 \times 128 \times 4 = 65536$ である。

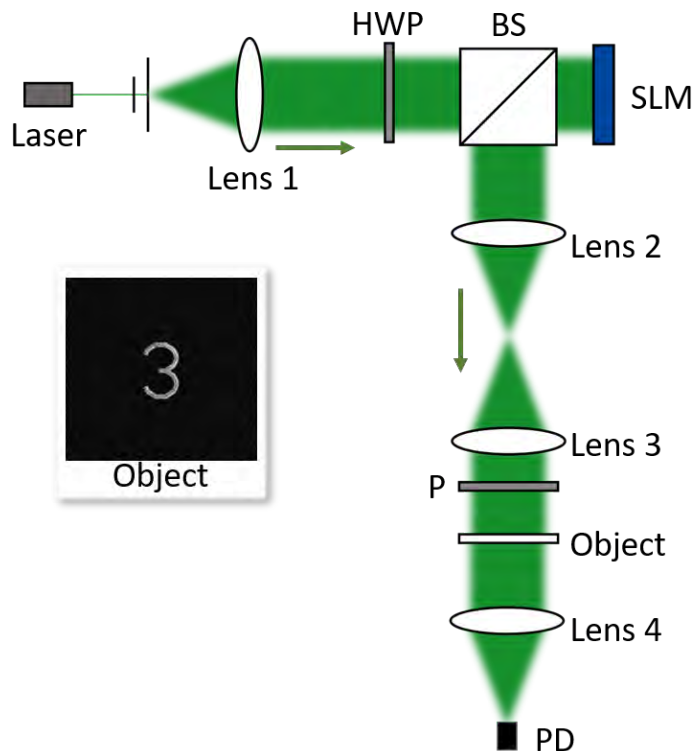


図 2.8 実験に用いた光学系. HWP, 半波長板; BS, ビームスプリッタ; P, 偏光子; PD, フォトダイオード.

2.6.2 実験結果

実験により取得されたホログラムを図 2.9(a) に示す. 図 2.9(a) より位相シフトされた四つのホログラムが取得できていることが定性的にわかる. また, 各ホログラムに縦線状のノイズが重畳しているが, これは球面位相分布の走査方向に対応しており, レーザや SLM の時間的な揺らぎが原因と考えられる. この問題は, レーザ走査型の共焦点顕微鏡のように複数のホログラムを取得し加算平均をおこなうことで低減できると考えられる. これらのホログラムを用いて位相シフト法に基づいて複素振幅分布を取得し, 角スペクトル法に基づく伝搬計算により取得された物体の強度分布を図 2.9(b) に示す.

実験結果から, 物体面以外の位置ではデフォーカスした分布が得られたことがわかる. この結果より, MOSH により物体の三次元情報の取得が可能であることが示された.

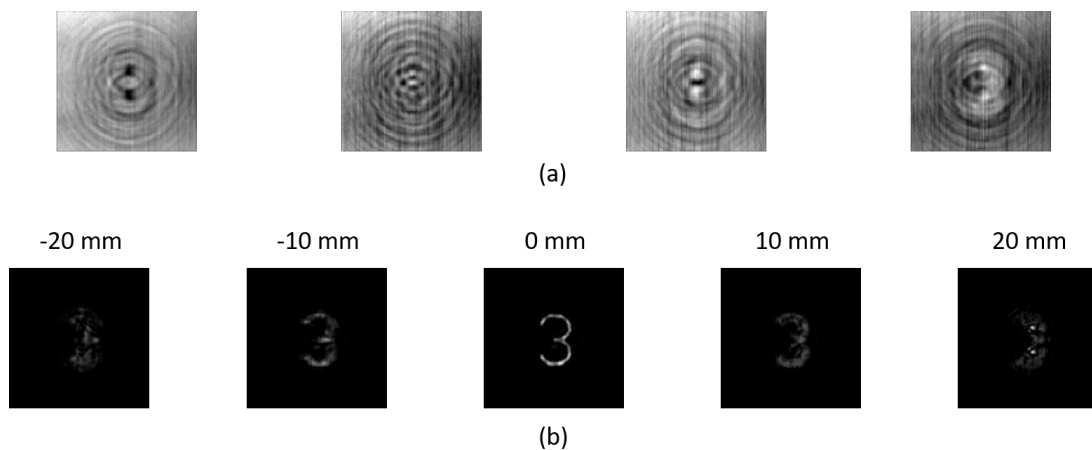


図 2.9 実験結果 (a) 取得された四つのホログラム, (b) 再生像.

表 2.1 実験に用いた光学素子のパラメータ

Laser (MPB Communications, Inc. VFL-P-500)	
中心波長	532.1 nm
SLM (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01)	
画素サイズ	12.5 μm \times 12.5 μm
球面位相分布の画素数	128 \times 128
フォトダイオード (Hamamatsu Photonics K.K. C10439-01)	
画素サイズ	10 mm \times 10 mm
画素数	1
焦点距離	
レンズ 1, 2	125 mm
レンズ 3	250 mm
レンズ 4	50 mm

2.7 結言

OSH は自然な三次元空間情報の取得が可能な SPI であるが光学系が大型であり複雑であるという問題があった。本章では、空間光変調技術を導入し CGI や基底変換に基づく SPI のように単一光路で OSH を実現できる MOSH を提案した。まず SPI の研究背景について述べ、OSH の原理について述べた。次に MOSH の原理について述

べた。提案手法の原理検証のために数値シミュレーションをおこなった。シミュレーションにより、MOSHにより三次元空間情報の取得が可能であることが示された。次にMOSHにおける空間分解能とSLMに表示する球面位相分布のサンプリング条件について考察した。考察の結果、SLMの画素ピッチ以下の空間分解能とSLM面における球面位相分布のサンプリング条件を同時に満たすことはできず、トレードオフであることが示された。最後に提案手法の原理を検証する実験をおこない、実験的に原理を検証した。

MOSHは単一画素検出器により自然な三次元空間情報の取得が可能ではあるが、他のSPIと同様に測定数が多いという課題がある。そこでこの問題を緩和する方法を第3章にて述べる。また、MOSHの技術により多次元光情報を取得した内容について第4章、第5章、第6章にて述べる。

第 3 章 空間分割位相シフトモーショレスオブティカルスキャニングホログラフィ

3.1 緒言

第 2 章では、空間光変調技術の導入によりオブティカルスキャニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) を単一光路により実現したモーショレス OSH (MOSH) について述べた。MOSH は簡易な光学系によりイメージングが可能であるが、測定数が多くイメージングに長時間を要するという問題がある。通常、検出器の感度が十分な場合、SPI の計測時間は

$$\text{計測時間} = \frac{\text{測定数}}{\text{サンプリング周波数}} \quad (3.1)$$

としてあらわされる。MOSH における測定数はホログラムの画素数と位相シフトステップ数の積である。また、MOSH におけるサンプリング周波数は SLM のリフレッシュレートあるいは検出器のサンプリングレートにより制限される。例として、ホログラムの画素数が 128×128 であり、4 ステップ位相シフト法を適用し、60Hz のリフレッシュレートを有する SLM を使用する場合、18 分ほどの時間を要する。

この計測時間の問題を解決するために、本章では撮像素子を使用する通常のデジタルホログラフィにおいて提案されている並列位相シフトデジタルホログラフィ [229–231] の概念を応用する。並列位相シフトデジタルホログラフィは位相シフト法に必要な複数のホログラムを撮像素子の画素ごとに分割して取得し、補間処理をおこなうことで同時に取得する方法である。並列位相シフトデジタルホログラフィでは複数のホログラムを同時に取得するためにさまざまな方法が提案されているが、偏光カメラを用いる方法を例としてその概念図を図 3.1 に示す。並列位相シフトデジタルホログラフィでは、図 3.1 に示すように、画素ごとに初期位相が異なるホログラムが取得される。この分布を初期位相が同一の画素ごとに分割し、それぞれの欠落画素の値を補間処理することで、複数のホログラムが同時に取得される。この手法と同様のホログラムを MOSH において取得する方法を本章では提案する [232]。提案手法は、単一の計測で得られたホログラムを空間的に分割することで各位相シフトホログラムを取得するため、空間分割位相シフト MOSH (SP-MOSH: Spatially divided Phase-shifting MOSH) と呼ぶ。SP-MOSH はホログラムの画素数分の測定数により計測をおこなうことが可能であるため、上の例の場合、計測時間を 4 分程度まで短縮で

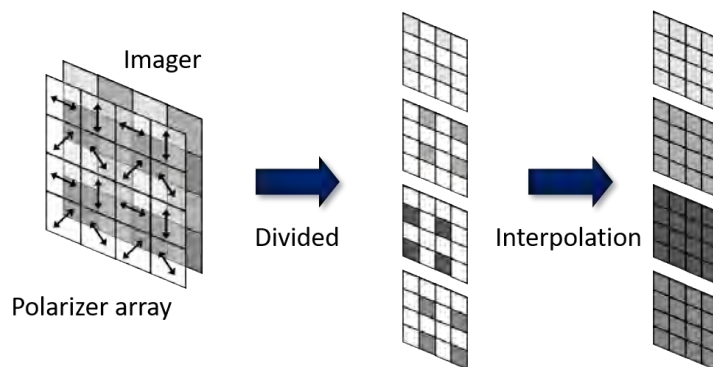


図 3.1 並列位相シフトデジタルホログラフィにおける概念図.

きる.

まず, 3.2 節で SP-MOSH の原理について述べる. 次に, 3.3 節で原理を検証する数値シミュレーションをおこなった内容について述べる. 次に, 3.4 節でホログラムを取得する際の空間分割方法について検討をおこなった内容について述べる. 3.5 節では, 空間分割方法による再生像品質の評価をおこなった内容について述べる. 最後に, 3.6 節で原理検証を実験によりおこなった内容について述べる.

3.2 空間分割位相シフトモーシヨレスオプティカルスキャニングホログラフィの原理

MOSH および SP-MOSH の光学系は同じであり, 異なる点は SLM に表示する球面位相分布群と再構成過程である. MOSH と SP-MOSH の比較の概念図を図 3.2 に示す. MOSH の計測過程では, SLM に表示する球面位相分布の中心座標を変化させホログラムを取得する. この過程を, SLM に表示する球面位相分布の初期位相を変化させて, 位相シフトステップ数回繰り返す. このことから, MOSH における測定数はホログラムの画素数と位相シフトステップ数の積である. 一方で SP-MOSH では, SLM に表示する球面位相分布の中心座標と初期位相の変更を同時におこなう. このことにより, 初期位相が異なるホログラムが同時に取得される. MOSH および SP-MOSH により取得されたホログラムの違いを示す概念図を図 3.3 に示す. これは, 各初期位相ごとのホログラムを市松模様状にサンプリングしていることに相当する. 次に, 取得されたホログラムを各初期位相のホログラムごとに分割する. 次に, 各ホログラムにおいて欠落画素の補間処理をおこなう. この一連の過程により, 位相シフトに必要な複数のホログラムを取得することができる.

SP-MOSH では, 空間的に間引かれたホログラムを用いて物体の像を再構成するた

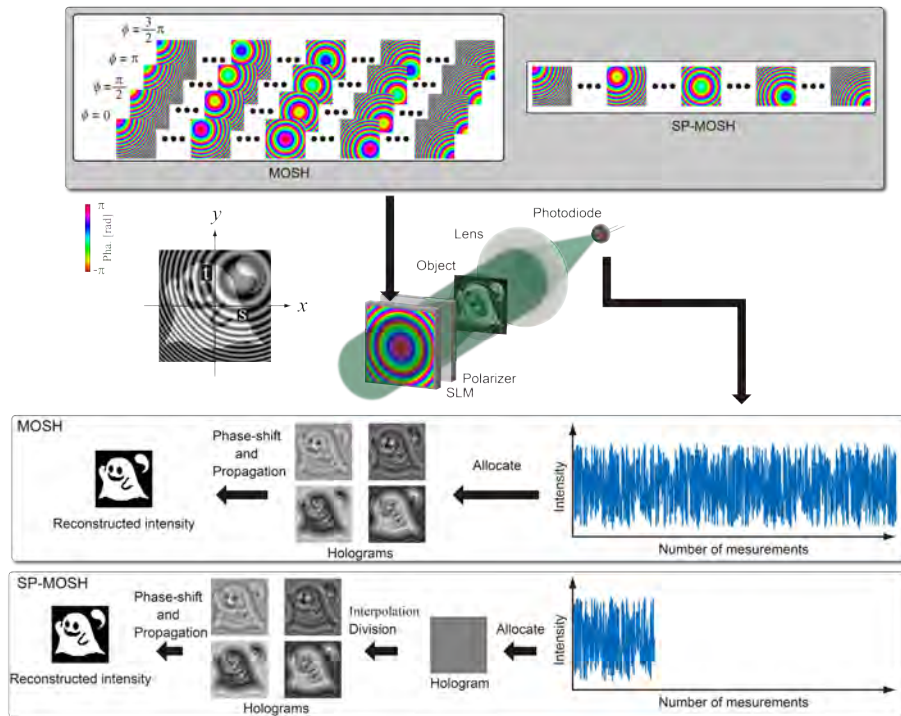


図 3.2 MOSH および SP-MOSH の比較図。

め、ホログラムの解像度の低下による再生像品質の低下の影響があらわれることが予想される。これは、撮像素子を用いる通常の並列位相シフトデジタルホログラフィにおいても問題となる [233]。この問題は補間方法の検討をおこなうこと [234] や、イメージインペインティングをおこなうこと [235] で改善できることが期待される。

3.3 原理検証シミュレーション

本節では、SP-MOSH の原理を検証するためにおこなった数値シミュレーションの内容について述べる。数値シミュレーションにおけるパラメータは 2.5 節において用いたものと同じものを想定した。また、MOSH および SP-MOSH における再構成法には 4 ステップ位相シフト法を用いた。

シミュレーションにより得られたホログラムを図 3.4(a) に示す。このホログラムを分割し補間処理をおこない取得した複数のホログラムを図 3.4(b) に示す。ホログラムの補間法には線形補間を用いた。図 3.4(b) に示す結果より、各ホログラムの分布が変化していることから、位相シフトされた複数のホログラムが取得されたことが確認できる。比較のために物体の真値と MOSH により取得された結果を図 3.4(c) および (d) にそれぞれ示す。ここで、図 3.4(d) に示す結果は第二章における図 2.5 の結果と同じ

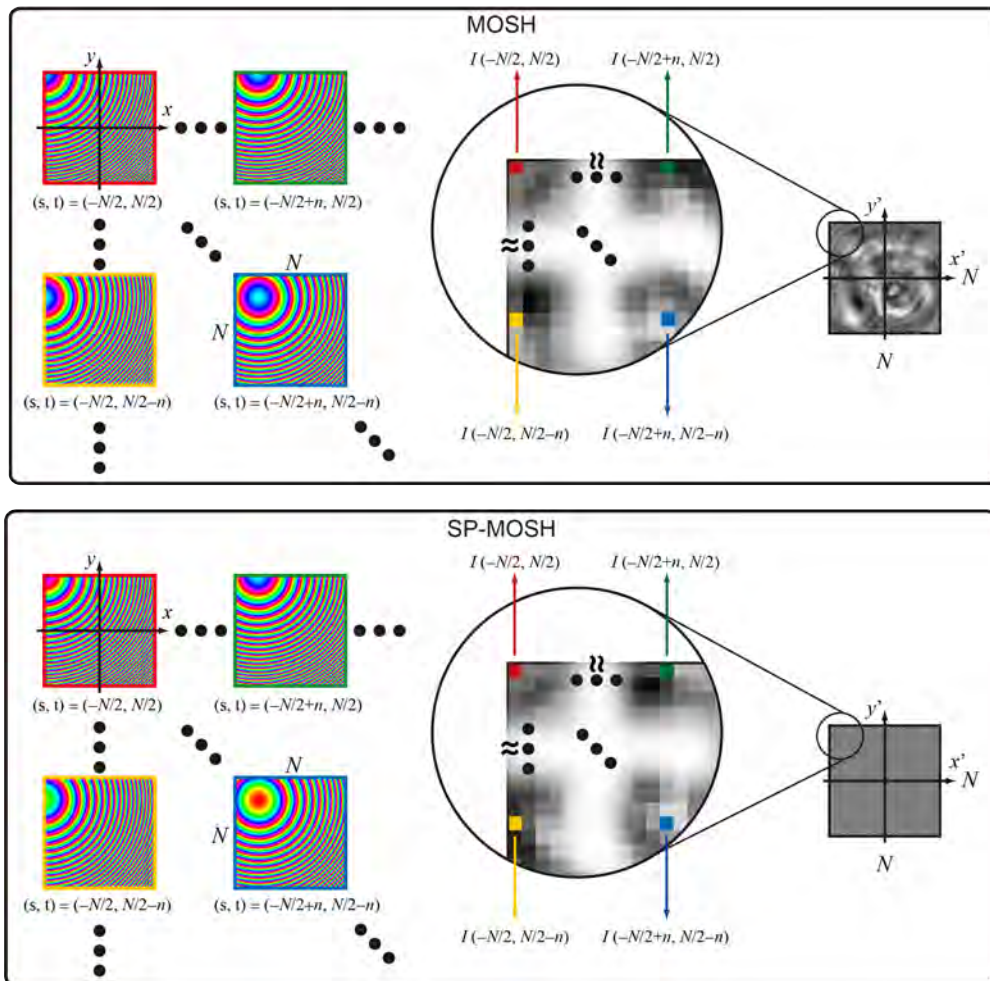


図 3.3 MOSH および SP-MOSH により取得されたホログラムの違いの概念図。

ものである。SP-MOSH により得られた結果を図 3.4(e) に示す。これらの結果から、SP-MOSH により MOSH に取得される再生像と同等の結果が得られることが示された。

3.4 空間分割方法の検討

一般的な並列位相シフトデジタルホログラフィでは、市松模様状に各ホログラムをサンプリングすることが一般的である。これは、位相シフトに必要なデバイスの作成が容易であるという利点がある。しかし、周期的にサンプリングすることによる影響が存在する可能性がある。そこで、ランダムに各ホログラムをサンプリングする方法を新たに提案し、この方法と一般的な並列位相シフトデジタルホログラフィと同様に周期的にサンプリングする方法における再生像の品質の比較をおこなう。ここで

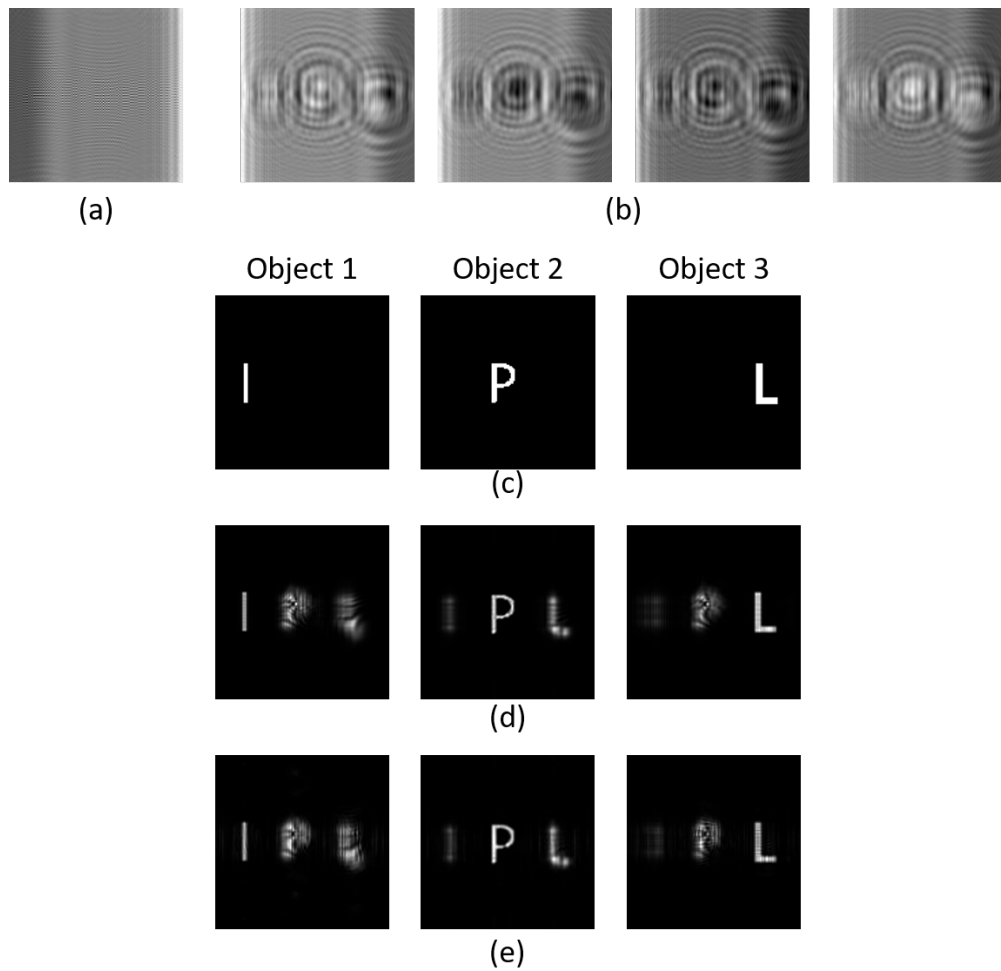


図 3.4 シミュレーション結果, (a) 空間分割ホログラム (b) 分割・補間処理に取得された複数のホログラム (c) 計測対象 (d) MOSH による再生像 (e) SP-MOSH による再生像.

周期的な方法を PSM (Periodic Sampling Method), ランダムにサンプリングする方法を RSM (Random Sampling Method) とよぶ. PSM および RSM のサンプリングおよび再構成過程の概念図を図 3.5 に示す. 図 3.5 に示すように PSM では 2×2 画素内の各初期位相の空間的な位置はホログラムの全画素において共通である. 一方で, RSM の場合は 2×2 画素内において各初期位相の位置がランダムであるように設定する. これらにより, サンプリング方法の違いによる影響を評価できる.

サンプリング方法の違いによる影響を数値シミュレーションにより評価した. シミュレーションにおける光学素子のパラメータは 3.3 節と同じものを用いた. また 2.6 節において述べたように球面位相分布のエイリアシングによる影響を無視するた

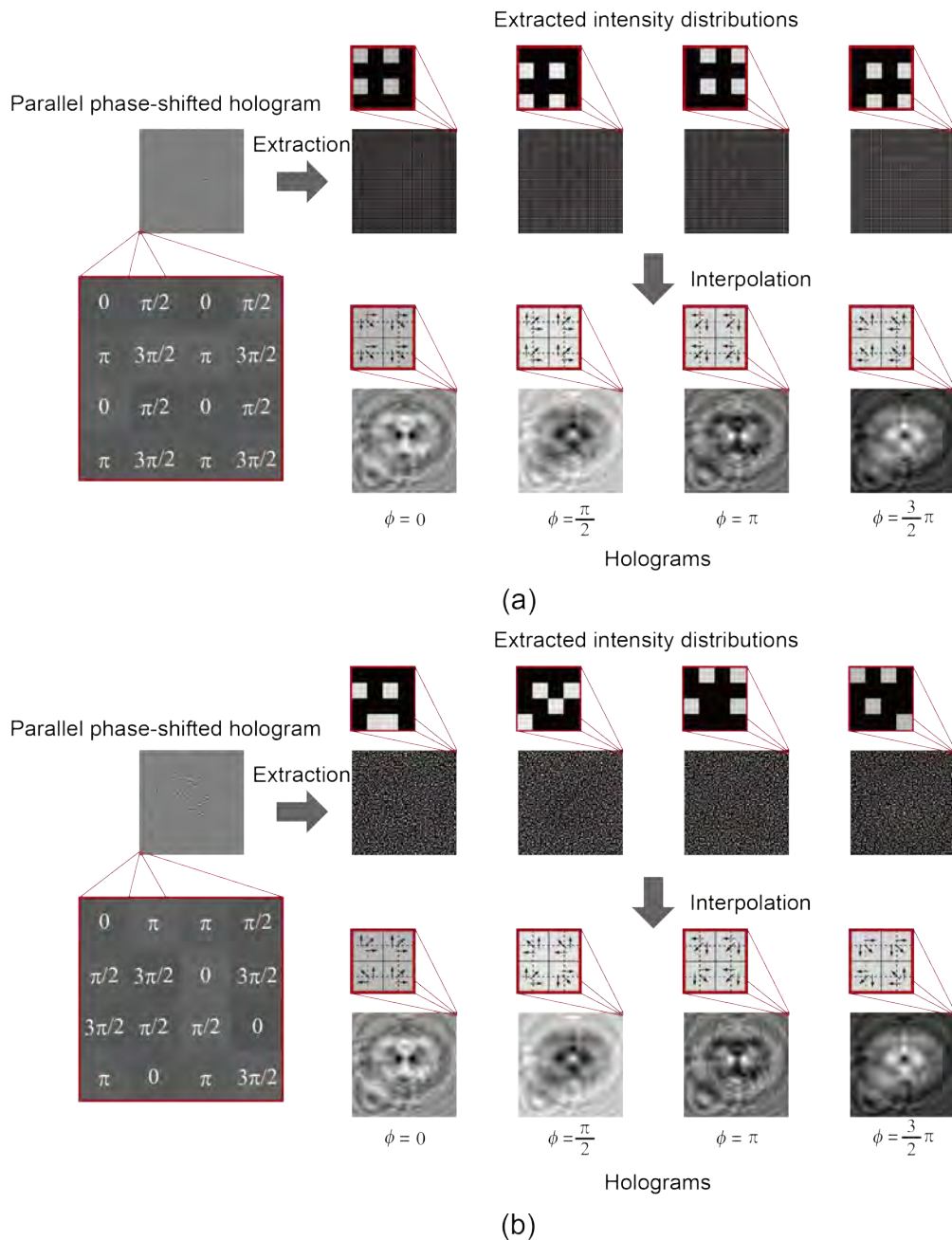


図 3.5 (a) PSM および (b) RSM のサンプリング過程およびホログラムの再構成過程.

めに焦点距離が 150 mm の場合においても評価した. 各手法の再生像を図 3.6 に示す. 再生像の品質の評価には変動係数を用いた. 変動係数は

$$CV = \frac{\sigma_e}{\hat{f}} \quad (3.2)$$

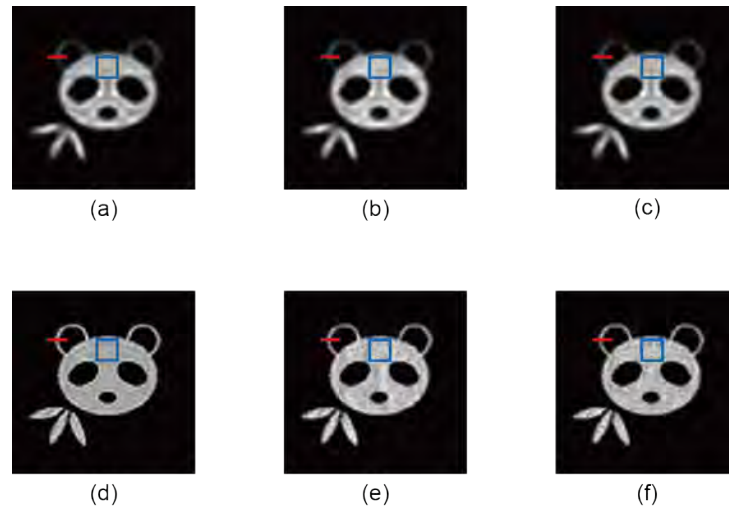


図 3.6 空間分割法による再生像の比較 (a) MOSH ($f=150$ mm) (b) PSM による SP-MOSH ($f=150$ mm) (c) RSM による SP-MOSH ($f=150$ mm) (d) MOSH ($f=60$ mm) (e) PSM による SP-MOSH ($f=60$ mm) (f) RSM による SP-MOSH ($f=60$ mm).

表 3.1 変動係数の評価結果.

Method	coefficient of variation
MOSH (150 mm)	0.04
SP-MOSH by PSM (150 mm)	0.04
SP-MOSH by RSM (150 mm)	0.04
MOSH (60 mm)	0.05
SP-MOSH by PSM (60 mm)	0.07
SP-MOSH by RSM (60 mm)	0.08

として定義され、ここで \hat{f} および σ_e は評価領域の平均値および標準偏差をあらわす [236]. 変動係数の評価領域は図 3.6 における青枠内とした. また、変動係数の評価結果を表 3.1 に示す. また、図 3.6 における赤線の断面プロファイルを図 3.7 に示す. 図 3.6 の結果から、SLM に表示する球面位相分布の焦点距離が変化したとしても、分割方法が再生像に与える影響は小さいことが確認された. また、変動係数の結果および図 3.7 に示される断面プロファイルの結果から、定量的にも分割方法が再生像に与える影響は小さいことが確認された.

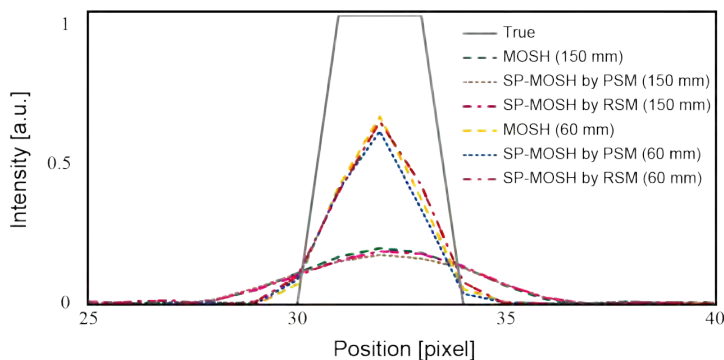


図 3.7 図 3.6 における赤線の断面プロファイル

3.5 再生像品質の比較

図 3.4(d) および (e) に示す結果より、SP-MOSH により MOSH に取得される再生像と同等の結果が得られることが示されたが、ホログラムを空間的に分割して取得しているため、完全に同じ分布を取得できるわけではない。また、図 3.6 に示す評価結果は自然画像を用いたものであり、周期的な構造をイメージングした場合の影響は評価されていない。そこで、MOSH および SP-MOSH により取得される再生像の品質を比較するシミュレーションをおこなった。また、SP-MOSH においては、PSM および RSM の両方を用いて評価をおこなった。シミュレーションにおける光学系の条件は 3.3 節において用いたものとし、物体 2 の位置に図 3.8(a) に示す格子を物体として用いた。MOSH および SP-MOSH により取得された分布を図 3.8(b)-(d) に示す。また、図 3.8(a)-(d) における実線で示す位置の断面プロファイルを図 3.8(e) に示す。これらの結果より、SP-MOSH では、サンプリング間隔が変化するため、所望の像の上下に不要な像が現れている。また、光軸から離れた位置の線の間隔は、中央のものに比べてボケの影響が大きい。これらの影響は、各方法において取得されるホログラムのサンプリング間隔が変化することが理由である。これらのサンプリングによる影響は並列位相シフトデジタルホログラフィにおいて現れる影響と類似したものと考えられる [233]。また、RSM による結果は、図 3.5 では顕著に現れてはいないランダムにサンプリングしたことによる影響が生じている。これは、ランダムにサンプリングすることで、初期位相が同じホログラムのサンプリング間隔がランダムになることが原因として考えられる。

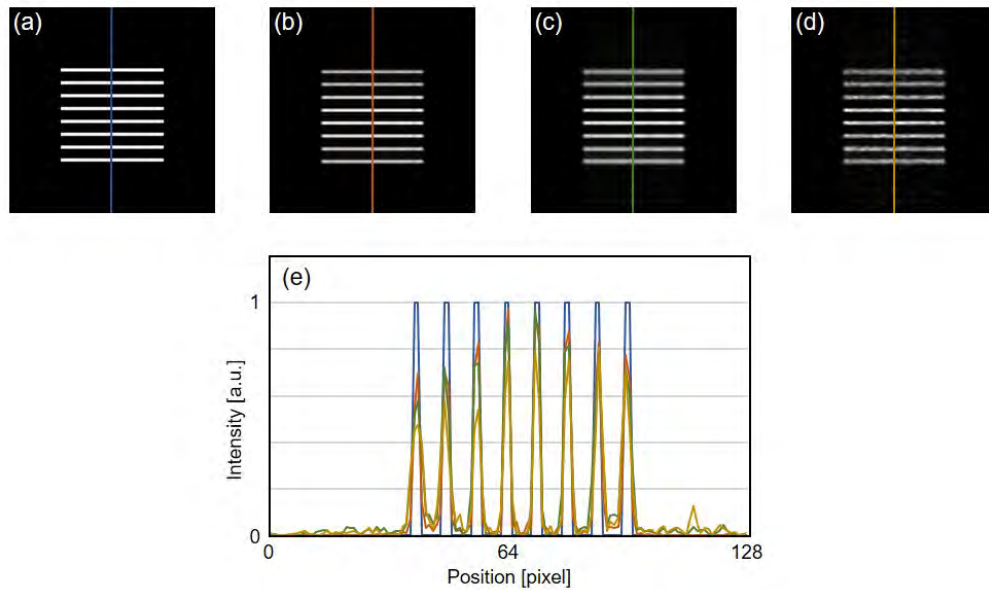


図 3.8 再生像品質の比較, (a) 物体, (b) MOSH による再生像, (c) SP-MOSH による再生像 (PSM), (d) SP-MOSH による再生像 (RSM), (e) 断面プロファイル.

3.6 原理検証実験

SP-MOSH の原理を検証する実験をおこなった. 実験条件は 2.7 節において述べたものと同じものを用いた. 実験結果を図 3.9 に示す. 比較のために MOSH により取得した結果も図 3.9 に示す. 実験結果を比較した結果, SP-MOSH により MOSH と同様の結果が得られることが示された.

SP-MOSH により三次元物体の再構成が可能かどうかを評価する実験をおこなった. 計測対象には図 3.10(a) に示す二つの開口を用いた. 二つの物体を視野内で観察するためにレンズ 2 を焦点距離が 100 mm のものに変更した.

実験により取得されたホログラムを図 3.10(b) に示す. 図 3.10(b) に示すホログラムに対して分割・補間処理をおこない取得した四つのホログラムを図 3.10(c) に示す. また, この四つのホログラムを用いて 4 ステップ位相シフト法に基づいて再構成をおこない, 各物体面の強度分布を取得した結果を図 3.10(d) および (e) に示す. また, 図 3.10(d) および (e) における破線部の断面プロファイルを図 3.10(f) に示す. この結果より, 各位置にリフォーカスが可能であることが示された.

3.7 結言

第2章では、簡易な光学系により OSH が実現可能な MOSH について述べた。しかし MOSH には、ホログラムの画素数と位相シフトステップ数の積であらわされる測定数が必要であり、計測に時間がかかるという問題があった。この計測時間の問題を緩和するために、本章では、並列位相シフトデジタルホログラフィの概念を MOSH に応用した SP-MOSH を提案した。SP-MOSH では、ホログラムの画素数分の測定により、位相シフトに必要な複数のホログラムを取得できるため、計測時間の短縮が可能である。まず数値シミュレーションにより、SP-MOSH により三次元物体の再構成が可能であるかどうかを評価した。その結果、通常 MOSH と同様の分布が得られることが示された。次に、ホログラムの分割方法について検討した。分割方法としては、通常並列位相シフトデジタルホログラフィのように周期的にサンプリングする PSM とランダムにサンプリングをおこなう RSM 法を提案した。シミュレーション

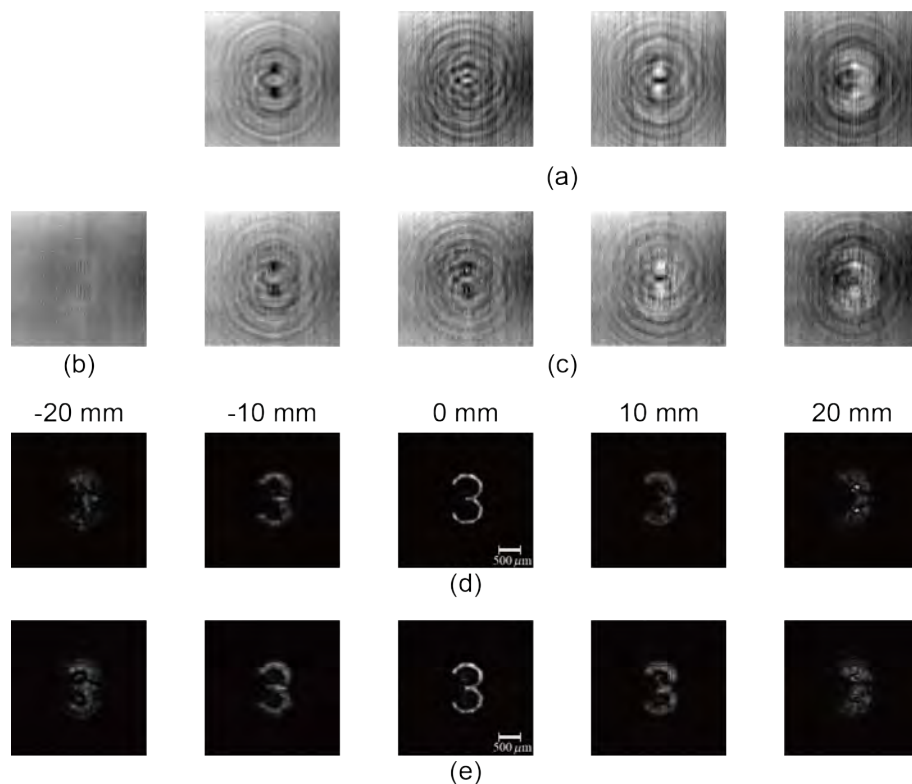


図 3.9 実験結果 (a) MOSH により取得されたホログラム (b) SP-MOSH により取得されたホログラム (c) 分割・補間処理により取得されたホログラム (d) MOSH の再生像 (e) SP-MOSH の再生像。

の結果、どちらのサンプリング方法でも同等の結果が得られることが示された。最後に、SP-MOSH の原理を検証する実験をおこなった。実験には、第 2 章において検証に用いた二次元物体と三次元物体の再構成をおこなった。実験結果より SP-MOSH により三次元再構成が可能であることが示された。

MOSH のさらなる計測時間の短縮には二つのアプローチが考えられる。一つ目はサンプリング周波数の向上である。これは、強誘電性の SLM やデジタルマイクロミラーデバイス (DMD: Digital Micromirror Device) の使用により可能である。SPI では、このようなりフレッシュレートの高い SLM を使用方法が提案されており [237–240]、これらを MOSH へ応用することで計測時間の短縮が期待できる。もう一つのアプローチはサンプリングする情報を減らす方法である。この方法の応用は圧縮センシングや機械学習を導入することで実現できると考えられる。

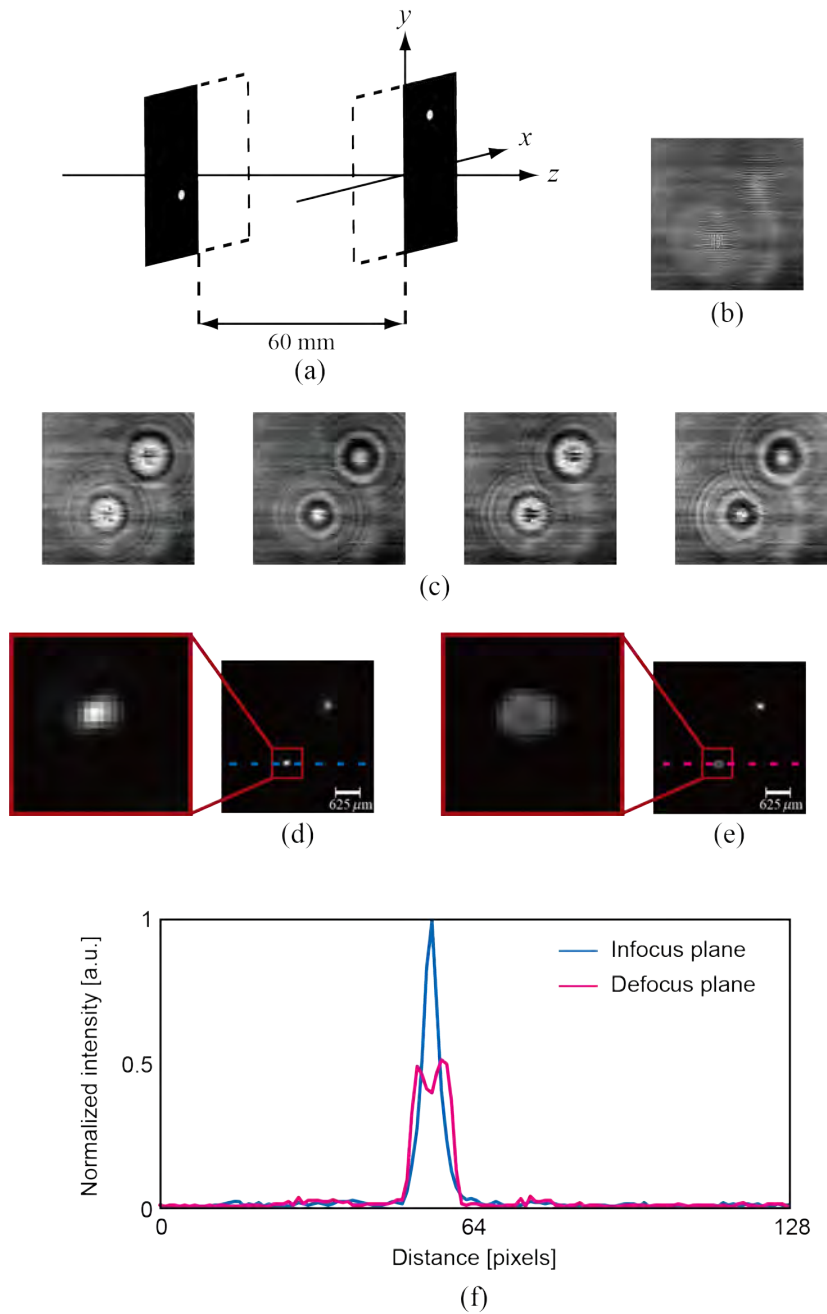


図 3.10 三次元物体の再構成結果 (a) 計測対象の概念図 (b) 取得されたホログラム (c) 分割・補間処理により取得されたホログラム (d) (e) 再生像 (f) 断面プロファイル.

第4章 モーションレスオプティカルスキャニング グホログラフィによる蛍光イメージング

4.1 緒言

本章では、第2章において述べたモーションレスオプティカルスキャニングホログラフィ (MOSH: Motionless Optical Scanning Holography) において蛍光物体の三次元イメージングに適用した内容について述べる。まず、蛍光イメージングに着目した研究背景について述べる。次に、MOSHにより蛍光イメージングが実現できる原理について述べる。最後に、実験により三次元蛍光イメージングの原理を検証した内容について述べる。

4.2 蛍光イメージングの背景

基底状態にある分子に励起光を照射すると、分子内の電子は励起状態になる。蛍光とは、この励起状態から緩和の過程で分子から発せられる光の一種である。その概念をあらわすために単純化した Jablonski 図を図 4.1 に示す。励起状態から基底状態に遷移する際に、蛍光だけでなく熱も発生するため、エネルギー保存則に基づいて蛍光の発光エネルギーは励起光のエネルギーよりも低くなる。そのため、励起光には蛍光の発光波長よりも短波長の光源が利用される [241]。二光子励起顕微鏡のような非線形光学効果を利用する場合は、蛍光波長よりも長波長の光源が利用できる [242]。蛍光イメージングは、特定の細胞分子のみを観察する方法として用いられており、一般的には全視野顕微鏡や共焦点顕微鏡が用いられる。全視野顕微鏡で蛍光物体の三次元イ

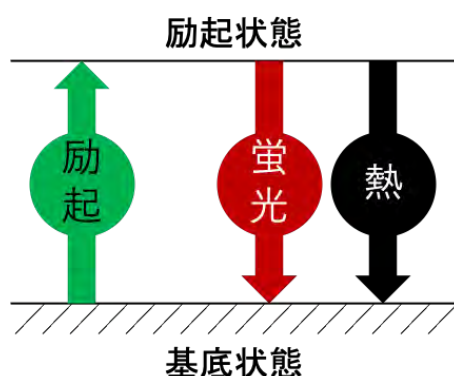


図 4.1 Jablonski 図.

第4章 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィによる蛍光イメージング

イメージングをおこなう場合、レンズなどを光軸に沿った方向に機械的に走査する必要がある。また共焦点顕微鏡による蛍光の三次元イメージングでは、撮像対象に照射されるレーザスポットを三次元的に走査する必要がある。生体細胞の特定分子に対して蛍光染色をおこなう場合、励起光を長時間照射し続けると光毒性の影響により細胞が死滅してしまう恐れがある。また、対象に対して長時間励起光を照射することにより、蛍光タンパク質が破壊され、光退色が生じるという問題がある。この問題を解決する方法の一つにライトシート顕微鏡がある [243,244]。ライトシート顕微鏡はシート状の励起光を使用するため、対象の励起される領域が制限され、光毒性と光退色の問題を緩和できる。また、シート状の励起光を一軸方向に走査することで、共焦点顕微鏡のような被写界深度の浅い三次元像が取得される。しかし、シート状の励起光を用いているため、対象の位置に応じて励起光の分布が変化し、均一な励起をおこなうことが困難という問題がある [245]。また、三次元イメージングのために機械的な走査が必要という問題は依然残されたままである。

機械的な走査が不要な三次元蛍光イメージングを実現できる方法の一つにインコヒーレントデジタルホログラフィがある [246–251]。インコヒーレントデジタルホログラフィは空間的にインコヒーレントな光波により照明された対象あるいは自己発光する対象の三次元分布が取得できる。また、対象からの光波が振幅分割された後に回転シアを与えることで理論的には被写界深度が無限大となる方法も提案されている [252–255]。インコヒーレントデジタルホログラフィにおいて三次元強度分布を

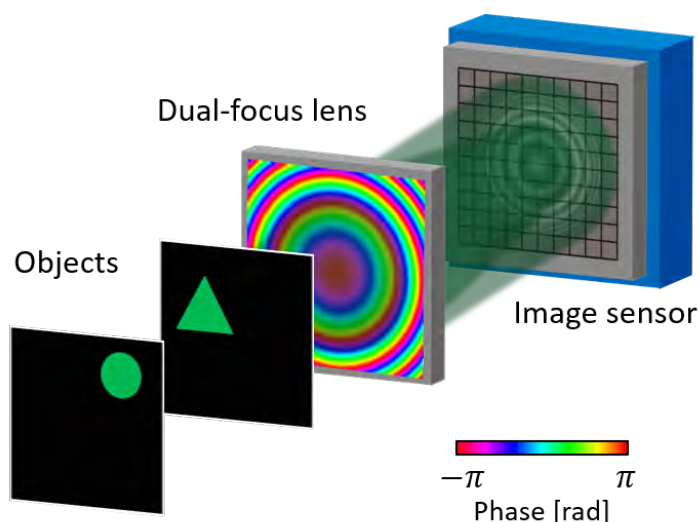


図 4.2 フレネルインコヒーレント相関ホログラフィの概念図。

取得できるフレネルインコヒーレント相関ホログラフィ (FINCH: Fresnel Incoherent Correlation Holography) の概念図を図 4.2 に示す。インコヒーレントな光源により照明された物体、あるいは蛍光物体が発するインコヒーレント光を空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) などにより実現される二重焦点レンズで曲率の異なる二つの光波に分割する。これらの光波が撮像素子面において互いに干渉することで、ホログラムが取得される。インコヒーレントデジタルホログラフィにより取得されるホログラムは物体の三次元的な位置に応じて変化するため、一般的なコヒーレント照明下において取得されるデジタルホログラムと同様に、逆伝搬計算により物体の三次元情報が取得される。既にインコヒーレントデジタルホログラフィにおいて蛍光三次元イメージングを実現する方法が提案されている [256–258]。また、多波長イメージングを応用することで、特定の分子を識別可能な方法も提案されている [259]。しかし、蛍光は非常に微弱な光波であるため、インコヒーレントデジタルホログラフィにおいて蛍光イメージングをおこなう場合は高感度な撮像素子が必要でありシステムが高価になるという問題がある。

第二章で述べたオプティカルスキニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) においても蛍光イメージングが実現されている。OSH では、機械的な走査が必要ではあるが、比較的安価で高感度な単一画素検出器を使用することができるため、インコヒーレントデジタルホログラフィにおけるコストの問題を緩和することができる。また、同じく第二章で提案した MOSH は OSH の機械的な走査が必要であるという問題を解決することができる。MOSH による蛍光イメージングは、測定時間は全視野顕微鏡やライトシート顕微鏡、インコヒーレントデジタルホログラフィには劣るが機械的な走査が不要であり低コストであるという利点がある。また、ライトシート顕微鏡や共焦点顕微鏡と比較すると被写界深度が深くデフォーカス像が問題となるが、機械的な走査が不要であるという利点がある。

4.3 蛍光イメージングの原理

MOSH における蛍光イメージングは OSH における蛍光イメージングの原理とほとんど同じである。OSH における蛍光イメージングでは、対象からの蛍光強度が励起光の強度に比例するという性質を利用する。そのため、第二章にて述べた原理と同様に

MOSHにより取得されるホログラムは式(2.4)と同様に

$$\begin{aligned}
 I_{\phi}(x', y') &\propto \int_d \int_h \int_w |O(x', y'; z_d)|^2 \text{FZP}_{\phi}(x' - x, y' - y; z_r) dx dy dz \\
 &= \int_d |O(x', y'; z_d)|^2 * \text{FZP}_{\phi}(x', y'; z_r) dz
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

としてあらわされ、ここで、 $|O(x', y'; z_d)|^2$ は対象からの蛍光強度分布をあらわす。通常の MOSH の光学系と異なる点は検出器の前にダイクロイックミラーやバンドパスフィルタ等の励起光を除去する光学素子が存在することのみであり、通常の全視野顕微鏡や共焦点顕微鏡などと同じである。このことから、MOSHにより蛍光の三次元イメージングが可能である。

4.4 原理検証実験

提案手法の原理を検証する実験をおこなった。まず、蛍光ビーズを用いて原理検証をおこなった内容について述べる。次に、蛍光プレートと USAF テストターゲットを用いて三次元反射物体の蛍光イメージングをおこなった内容について述べる。

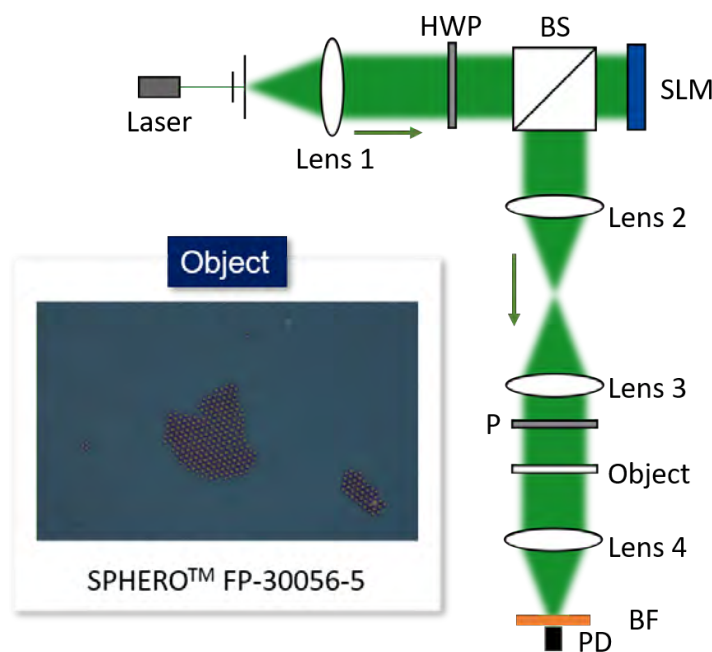


図 4.3 実験に用いた光学系、蛍光ビーズは名詞や顕微鏡により一部を撮影。HWP, 半波長板; BS, ビームスプリッタ; P, 偏光子; BF, バンドパスフィルタ; PD, フォトダイオード。

4.4.1 二次元蛍光物体のイメージング

図 4.3 に示す光学系を用いて MOSH による蛍光イメージングの原理検証をおこなった。測定時間を短縮するために第 3 章で述べた空間分割位相シフト法に基づく MOSH (SP-MOSH: Spatially divided phase-shifting MOSH) を利用した。光学素子のパラメータを表 4.1 に示す。計測対象はペトリ皿に散布された蛍光ビーズ (Spherotech

表 4.1 実験に用いた光学素子のパラメータ

Laser (MPB Communications, Inc. VFL-P-500)	
中心波長	532.1 nm
SLM (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01)	
画素サイズ	12.5 μm \times 12.5 μm
球面位相分布の画素数	128 \times 128
フォトダイオード (Hamamatsu Photonics K.K. C10439-01)	
画素サイズ	10 mm \times 10 mm
画素数	1
焦点距離	
レンズ 1, 2, 3	125 mm
レンズ 4	50 mm

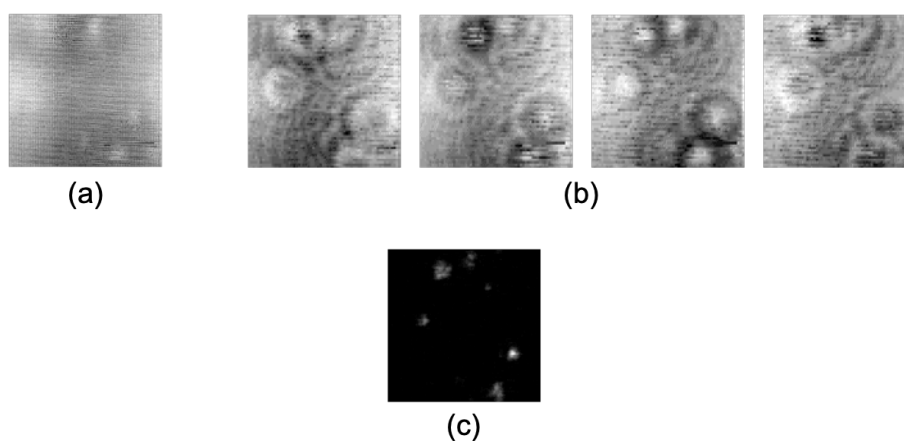


図 4.4 実験結果. (a) 空間分割ホログラム, (b) 複数の位相シフトホログラム, (c) 再生像.

Inc. SPHERO FP-30056-5) を使用した。この蛍光ビーズの平均直径は $31.6 \mu\text{m}$ である。蛍光ビーズからの光波は通過帯域の中心波長が 600 nm 、半値全幅が 50 nm のバンドパスフィルタにより励起光のみが除去された。

実験により取得されたホログラムを図 4.4(a) に示す。このホログラムを分割・補間し取得された複数のホログラムを図 4.4(b) に示す。図 4.4(b) に示すホログラムに対して 4 ステップ位相シフト法を適用し、角スペクトル法に基づき物体面まで伝搬し取得された再生像を図 4.4(c) に示す。この結果より、MOSH により蛍光イメージングが可能であることが示された。

4.4.2 三次元蛍光物体のイメージング

MOSH により蛍光三次元イメージングが可能であるかどうかを評価した。計測対象には図 4.5 に示すような蛍光プレート (Thorlabs Inc., FSK6) と USAF テストターゲットを重ねたものを反射物体として用いた。図 4.5 に示すように、各物体とビームスプリッタ間の距離が異なるため、仮想的な三次元蛍光反射物体として使用できる。

実験により取得されたホログラムと再生像を図 4.6(a) および (b), (c) にそれぞれ示す。図 4.6(b) および (c) に示す結果より、各物体に合焦した分布を取得できている。また、図 4.6(b) に示す結果では再生された数字の 6 が左右反転しているが、これは

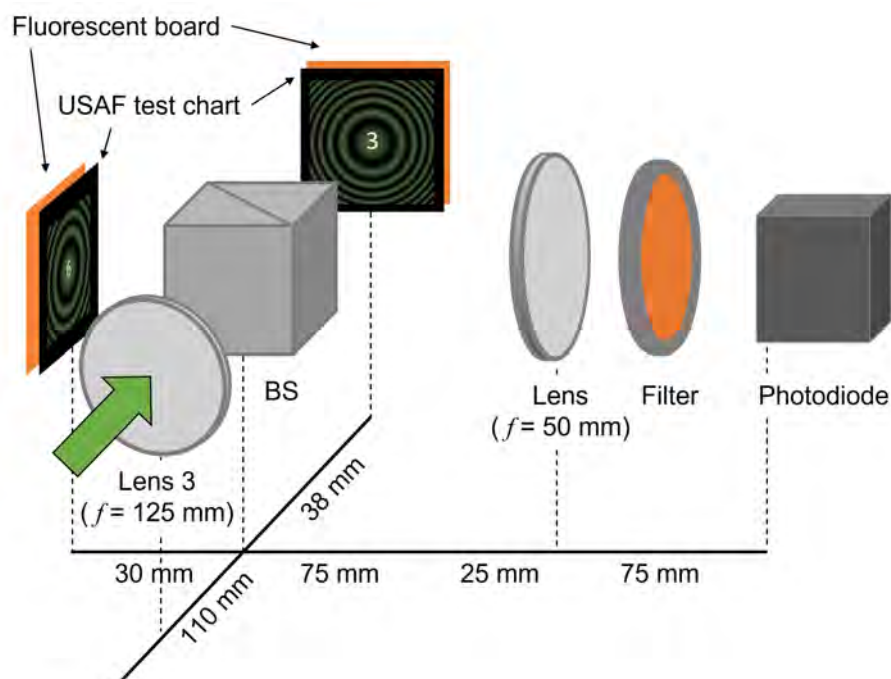


図 4.5 三次元蛍光反射物体の計測の概念図.

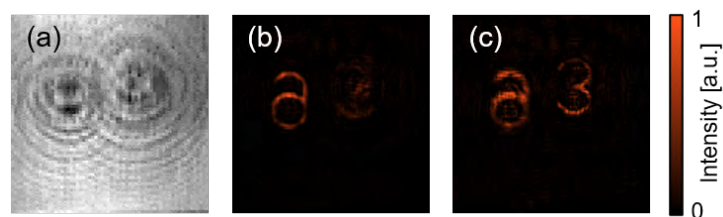


図 4.6 三次元蛍光反射物体の計測結果 (a) ホログラム, (b) 物体 6 にフォーカス, (c) 3 にフォーカスした強度分布.

ビームスプリッタにより照明光が反射されたことによるものである。これらの結果より、MOSH により蛍光三次元物体のイメージングが実現できることが示された。

4.5 結言

本章では、MOSH により蛍光三次元イメージングを実現する内容について述べた。まず、蛍光イメージングの背景について述べた。次に、MOSH により蛍光イメージングをおこなう原理について述べた。最後に、MOSH により蛍光の三次元イメージングが可能であることを実験的に検証した。原理検証実験では、蛍光ビーズと蛍光プレートによる三次元反射物体を用いた。実験結果より、MOSH により蛍光三次元イメージングが可能であることが示された。

生体細胞の蛍光イメージングでは、対象ごとに異なる発光波長の蛍光タンパク質により染色することが一般的である。そのため、MOSH による多波長イメージングの実現が必要である。また、光褪色後蛍光回復法のような蛍光タンパク質を利用した機能イメージングでは時間的に変化する強度情報を取得する。そのため、市販されている共焦点顕微鏡と同程度の速度によるイメージングの実現が期待される。

第5章 モーションレスオプティカルスキャニング グホログラフィによる偏光イメージング

5.1 緒言

本章では、第2章で述べたモーションレスオプティカルスキャニングホログラフィ (MOSH: Motionless Optical Scanning Holography) において、物体の偏光情報の取得を実現する内容について述べる。まず、偏光イメージングの背景について述べる。次に MOSH による偏光イメージングの原理について述べる。最後に、MOSH による偏光イメージングを実験によりおこなった内容について述べる。

5.2 偏光イメージングの背景

偏光は光の多次元情報の一つであり、医療や天文分野など幅広い領域で応用が期待されている。偏光イメージングが可能とする技術としては計測試料の形状計測、歪み検査、傷や汚れの検査、反射除去などが挙げられる。また、細胞計測などでは、分子の配向方向などを調べることができ、機能や性質の解明が可能となる [260]。偏光イメージングには完全偏光をあつかう Jones 行列と非偏光もあつかうことができる Stokes パラメータを取得する方法がある [261]。Jones 行列は完全偏光のみしかあつかうことができないため、本研究では非偏光もあつかうことができる Stokes パラメータの取得方法について述べる。

Stokes パラメータを取得する最も簡易な方法は、検出器前に偏光子を配置し、その透過軸を回転させる方法である。しかしこの方法は、偏光子透過後の光波が直線偏光であるため円偏光の情報を取得することができず、円偏光の成分を含まない部分 Stokes パラメータの取得に限定される。円偏光の情報も取得する方法としては移相子を挿入する方法がある。これにより、円偏光成分も含む Stokes パラメータであるフル Stokes パラメータを取得することができる。これらの方法は、偏光情報を取得する際に、光学素子を機械的に回転操作する必要がある。この問題を解決する方法としては、偏光カメラを用いる方法がある [262–264]。偏光カメラは図 3.1 に示すように光検出器アレイの前面に偏光子アレイが取り付けられたものであり、画素ごとに異なる偏光情報が得られる。ここで得られた異なる偏光成分からなる強度分布に対して分割・補間処理をおこなうことで、複数の偏光情報を取得できる。また、一台の偏光カメラを用いる場合、フル Stokes パラメータを取得できないため、二台の偏光カメラを使用す

る方法も提案されている [265].

しかし、これらの方法は物体の二次元の偏光情報を取得に留まり、三次元の空間情報と偏光情報を同時に取得することは困難である。物体の三次元空間の情報と偏光情報を同時に取得できる方法として、デジタルホログラフィを応用する方法が提案されている [266–270]。この方法では、各偏光方向に対応するホログラムを取得し、それぞれで再構成処理をおこなうことで、三次元の空間情報と偏光情報が取得できる。また、多波長情報の取得による分光計測応用や位相情報の取得と組み合わせる定量位相計測応用など、多次元計測が提案されており、応用に応じてさまざまな方法が提案されている。

本研究では、この偏光イメージングを MOSH を用いて実現する。このことにより、光の強度情報のみの取得に留まっていた MOSH の応用先を拡張することができる。また、第4章で述べた蛍光イメージングとの融合により、分子機能イメージングへの応用も期待できる。

5.3 偏光イメージングの原理

MOSH による偏光イメージングの概念図を図 5.1 に示す。図 5.1 は MOSH と偏光子を回転させる方法を融合した概念図である。まず、第2章と同様にホログラムを取得する。この MOSH によるホログラムの取得過程を、検出器前の偏光子を回転させて複数回おこなう。偏光子の透過軸は 0 度、45 度、90 度、135 度に設定する。このこと

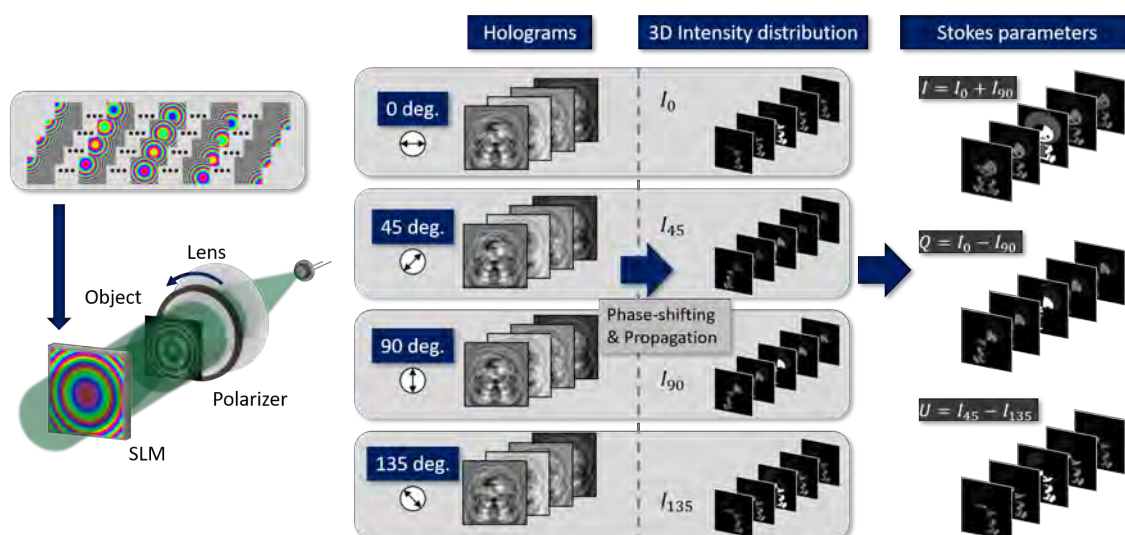


図 5.1 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィにおける偏光イメージングの概念図。

により、提案手法における測定数はホログラムの画素数と位相シフトステップ数および偏光子の透過軸の数の積であらわされる。この偏光子の回転回数による測定数の増加は、物体からの光波をビームスプリッタなどを用いて分割し、各偏光方向ごとに検出器を用意して並列に取得することで、解決することができる。次に、各偏光方向に対応した三次元強度分布 I_0 , I_{45} , I_{90} , I_{135} を光波伝搬計算により取得する。取得した三次元強度分布から

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 + I_{90} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{135} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

により三次元空間に対応する部分 Stokes パラメータを取得する。ここで、 S_0 , S_1 , S_2 はそれぞれ入射光強度、水平成分優位性、45度成分優位性である。また、移相子を導入することでフル Stokes パラメータを取得することもできる。また、取得した Stokes パラメータから偏光角度 (AoLP: Angle of Linear Polarized) [271] は

$$\text{AoLP} = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{S_2}{S_1} \quad (5.2)$$

と求めることができる。

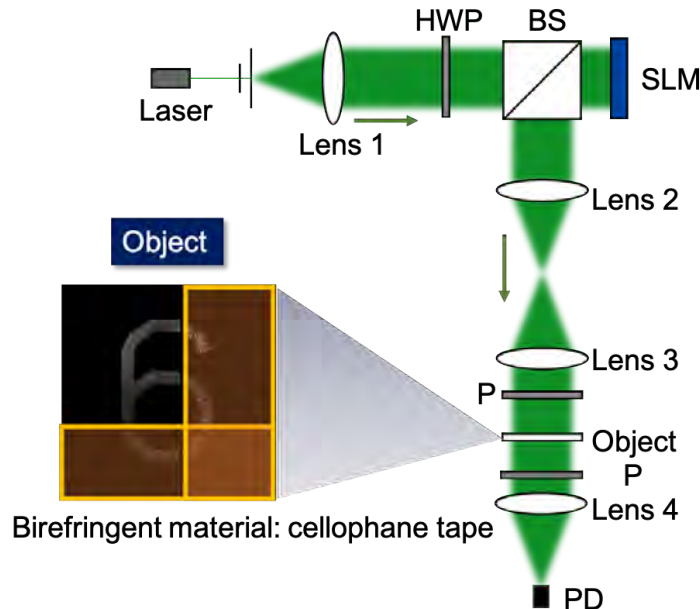


図 5.2 実験に用いた光学系。HWP, 半波長板；BS, ビームスプリッタ；P, 偏光子；PD, フォトダイオード。

5.4 原理検証実験

提案手法の原理を検証する実験をおこなった。実験に用いた光学系を図 5.2 に示す。各素子のパラメータは第 4 章にて述べたものと同じものを用いた。計測試料には USAF テストチャートにセロファンテープを重ねたものを用いた。セロファンテープは複屈折性を有することが示されている [272]。また、測定数を低減するために第 3 章で述べた空間分割位相シフト法を導入した。実験結果を比較するために、偏光カメラ (LUCID Vision Labs Inc., TRI050S-PC) を用いて Stokes パラメータの取得をおこなった。

実験結果を図 5.3 に示す。例として、偏光子の透過軸が 135 度の場合の空間分割ホログラムおよび複数の位相シフトホログラムを図 5.3(a) および (b) に示す。ホログラムの結果より、位相がシフトされた分布が得られている。また、各偏光子の透過軸に対応したホログラムに 4 ステップ位相シフト法および伝搬計算を適用し、取得した物体面の強度分布を図 5.3(c) に示す。また、比較のために偏光カメラにより取得した結果を図 5.3(d) に示す。図 5.3(c) および (d) を比較すると、解像度の違いによる変化は見られるもののほとんど同じ強度分布が得られている。次に、図 5.3(c) および (d) に

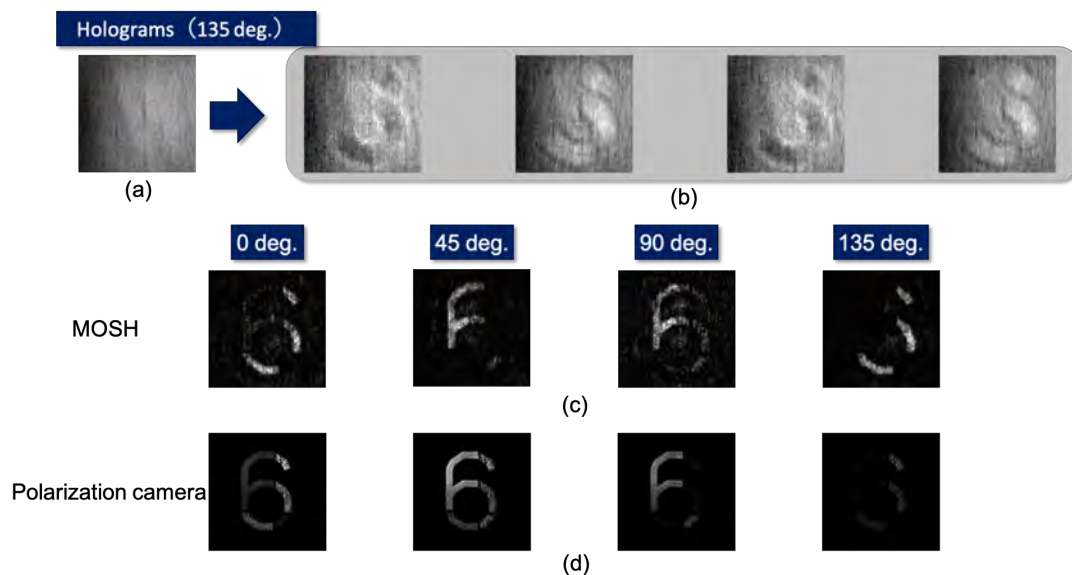


図 5.3 実験において取得されたホログラムおよび物体面における強度分布。(a) 偏光子の透過軸が 135 度の場合の空間分割ホログラム、(b) (a) に対して分割・補間処理をおこない取得したホログラム、(c) 各偏光方向の物体面における強度分布、(d) 偏光カメラにより取得した強度分布。

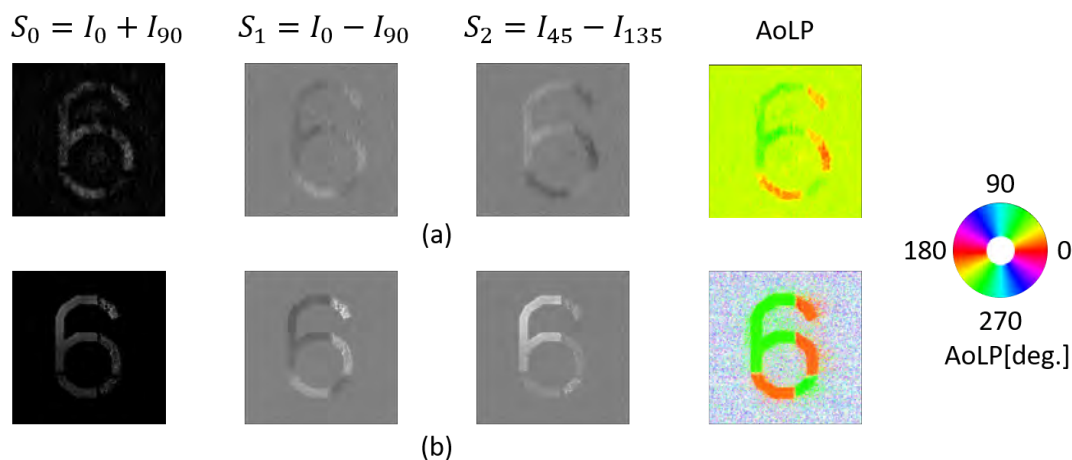


図 5.4 実験において取得された Stokes パラメータおよび AoLP. (a) MOSH により取得された結果, (b) 偏光カメラにより取得された結果.

示す分布を用いて算出された Stokes パラメータおよび AoLP を図 5.4(a) および (b) にそれぞれ示す. 偏光カメラに取り付けられている偏光子アレイの透過軸と MOSH において用いた偏光子の消光比が異なることや, 回転軸を正確に一致させることが困難なことから, 完全に一致する結果ではないが, 定性的にほとんど同じ結果が得られることが示された. これらの結果より, MOSH により偏光情報の取得が可能であることが示された.

5.5 結言

本章では, MOSH による偏光情報のイメージングを実現する方法について述べた. まず, 偏光イメージングの背景について述べた. 次に, MOSH における偏光情報の取得原理について述べた. 次に, 光学実験により提案手法の原理を検証した. 実験では偏光カメラにより取得した Stokes パラメータおよび AoLP の結果を比較した. 実験結果より, MOSH により偏光情報の取得が可能であることが示された. 今後は, 位相や波長などの他の光の多次元パラメータとの同時取得によるマルチモーダルイメージングへの拡張が期待される.

第 6 章 モーションレスオプティカルスキャニング グホログラフィによる散乱体奥の可視化

6.1 緒言

本章では、第 2 章で述べたモーションレスオプティカルスキャニングホログラフィ (MOSH: Motionless Optical Scanning Holography) において散乱体奥にある物体の可視化をおこなった内容について述べる。まず、散乱体奥の可視化方法の研究背景について述べる。次に、MOSH における散乱体奥の可視化をおこなう原理について述べる。最後に、光学実験により MOSH による散乱体奥の可視化の原理を検証する内容について述べる。

6.2 散乱体の奥の可視化方法

通常のレンズを用いたカメラの場合、被写体の撮像素子の間に光を拡散させる散乱体が存在すると、所望の像を取得することが困難である。散乱体の例としては霧や大気の擾乱、拡散ガラスや生体細胞などが挙げられ、これら光を拡散させる媒体の奥を可視化する方法がさまざまな分野で必要とされている。これを実現する一つの方法に、散乱透過行列 (TM: Transmission Matrix) を用いる方法がある [273, 274]。TM を使用する方法では、あらかじめ散乱体による入出力関係を取得し、この逆問題を解くことで物体の可視化を実現する。散乱体の事前情報をあらかじめ取得する方法として、複素振幅情報を取得できるデジタルホログラフィを応用する方法も提案されている [275–278]。しかし、あらかじめ散乱体の入出力関係を調べる必要があるため応用用途が限定されるという問題がある。デジタルホログラフィにおいては、散乱体と撮像素子をレンズを用いて結像すること事前情報が不要となる方法が提案されている [279–281]。しかし、干渉計が必要であるため光学系が複雑化するという問題がある。比較的単純な光学系を使用した散乱体の事前情報が不要な方法として、スペックル相関イメージングが提案されている [282–284]。この方法はスペックルの自己相関がデルタ関数のようにみなせることを活用し、撮像素子面におけるスペックルパターンの自己相関が物体の自己相関に近似できることを利用する方法である。しかしスペックル相関イメージングは、スペックルによる点像分布関数がシフト不変 (アイソプラナティック) であるというメモリ効果が成り立つ範囲でのみ有効であるということや、位相回復問題の解の停滞問題などが課題である。これらとは異なるアプローチと

第6章 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィによる散乱体奥の可視化

して、深層学習を応用する方法が提案されている [285–287]。深層学習を応用する場合、事前に散乱体が存在するシステムの入出力関係をニューラルネットワークが学習する過程が存在する。この過程は、あらかじめ多数の入出力データをネットワークの学習データとして活用し、ネットワークを構成するフィルタの重みを反復計算に基づいて最適化することで、TM やデジタルホログラフィのように物理に基づいた散乱体の情報の取得が不要となる。単一の散乱体の条件を用いて学習をおこなうと一般化が困難であるため、複数の散乱体を用いて学習をおこなう方法が提案されている。しかし、事前に学習の過程が必要であり計算コストが高いという問題がある。

比較的単純な光学系を使用し、散乱体の事前情報が不要かつ計算コストが低い方法にシングルピクセルイメージング (SPI: Single-Pixel Imaging) がある。SPI は第2章で述べたとおり、単一画素検出器を用いて照明パターンに対応する検知強度を取得する。そのため、散乱体による一定の振幅の減衰が存在した場合でも再構成像に一定の減衰をもたらすのみであるため、イメージングが可能である [26–29, 288–291]。また、より実際的である動的な散乱体の場合においても逐一散乱体の事前情報を取得する必要がないため、新たな光学素子やアルゴリズムの追加をおこなうことなくイメージングが可能である。すでに OSH においても、散乱体内の物体の位置検出が提案されている [292]。しかし、OSH において散乱体奥の物体を可視化した報告はない。そこで本研究では、MOSH により散乱体背後の物体を可視化する方法を提案する。

6.3 散乱体の奥を可視化する原理

提案手法の原理は第2章で述べた MOSH の原理とほとんど同じであり、図 6.1 に示すように計測時に物体と集光用のレンズの間に散乱体が存在することのみが異なる点

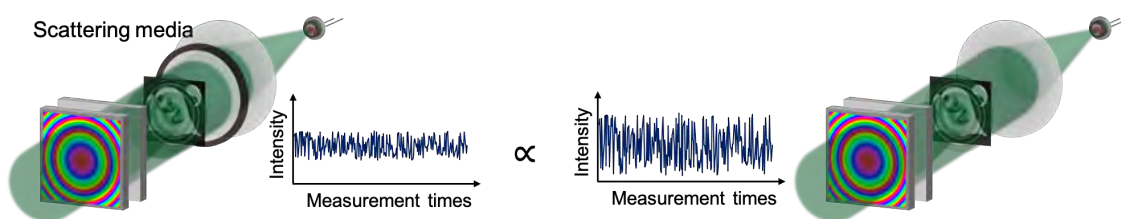


図 6.1 MOSH における散乱体の奥の可視化の概念図。左:提案手法, 右:従来の MOSH

である。この場合、MOSHにより取得されるホログラムは

$$\begin{aligned}
 I_{\phi}(x', y') &\propto \int_d \left| \text{Prop} \left[O(x', y'; z_d) * \left\{ A_x + A_y C_0 t(x', y') \exp \left[i \left[\frac{k \{ x'^2 + y'^2 \}}{2z_r} + \phi \right] \right] \right\} \right] S(x', y') \right|^2 dz \\
 &= \int_d \left| \text{Prop} \left[O(x', y'; z_d) * \left\{ A_x + A_y C_0 t(x', y') \exp \left[i \left[\frac{k \{ x'^2 + y'^2 \}}{2z_r} + \phi \right] \right] \right\} \right] \right|^2 \\
 &\quad \times |S(x', y')|^2 dz
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

としてあらわされる。ここで $S(x', y')$ は散乱体の複素振幅分布である。また、 $\text{Prop}[\dots]$ は物体面から散乱体面までの伝搬をあらわす関数である。ここで散乱体による振幅の減衰が FZP を照射する際に一定であり変化しないとすると、取得されるホログラムは

$$I_{\phi}(x', y') \propto C_s \int_d \left| \text{Prop} \left[O(x', y'; z_d) * \left\{ A_x + A_y C_0 t(x', y') \exp \left[i \left[\frac{k \{ x'^2 + y'^2 \}}{2z_r} + \phi \right] \right] \right\} \right] \right|^2 dz \tag{6.2}$$

と記述できる。ここで C_s は散乱体による減衰の影響をあらわす。媒質中における光波伝搬の減衰は一定であると仮定できるため、散乱体が存在する場合でも第2章で述べた MOSH の原理と同様のホログラムを取得することができる。また、散乱体が測定中に時間的に変動する媒体の場合でも、物体と FZP による変化に比べてその影響が十分小さい場合は無視することができる。

6.4 原理検証実験

提案手法の原理を検証する実験をおこなった。まず、散乱体の性質が再生像に与える影響を評価した内容について述べる。次に、散乱体の奥の三次元物体をイメージングした内容について述べる。

6.4.1 散乱体のパラメータが及ぼす影響の評価

実験に用いた光学系を図 6.2 に示す。各素子のパラメータは第4章で述べたものと同じものを用いた。物体には第4章で用いた蛍光ビーズ (Spherotech Inc. SPHERO FP-30056-5) を使用した。散乱体には拡散角が異なる拡散板を用いた。また、動的な散乱体の奥の可視化が可能かどうかを評価した。動的な散乱体は回転ステージ (Suruga Seiki Co., Ltd. KS401-60-1) に取り付けられた拡散板を使用した。また、測定数を低減するために第3章で述べた空間分割位相シフト法を用いた。

第6章 モーションレスオプティカルスキャニングホログラフィによる散乱体奥の可視化

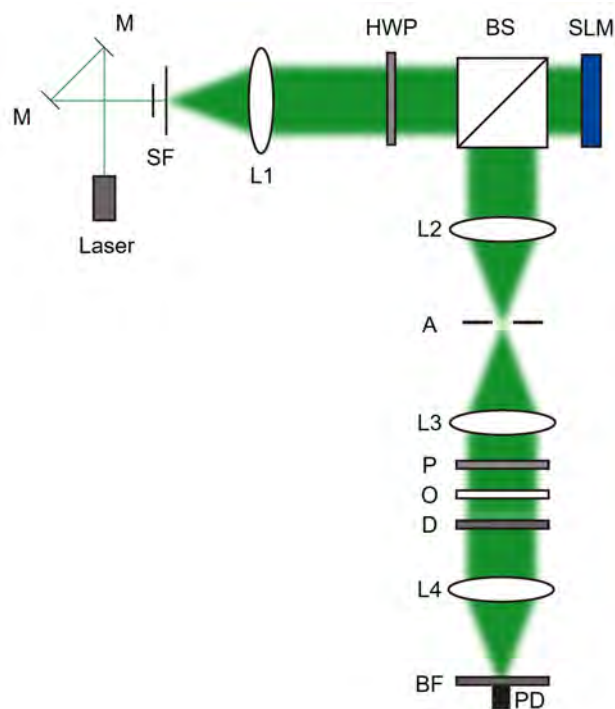


図 6.2 実験に用いた光学系. M, ミラー; SF, スペシャルフィルタ; L, レンズ; HWP, 半波長板; BS, ビームスプリッタ; A, 開口; P, 偏光子; O, 物体; D, 拡散板; BF, バンドパスフィルタ; PD, フォトダイオード.

拡散角が異なる拡散板をそれぞれ配置し、静止した拡散板奥の蛍光ビーズを可視化した結果を図 6.3 に示す. この結果より、拡散角が大きくなるにつれて再生像に変化が見られるが、どの場合も可視化できていることがわかる. また、動的な拡散板奥の可視化が可能かどうかを評価するために、回転する拡散板を用いて実験をおこなった. 実験結果を図 6.4 に示す. 図 6.4 に示す結果から、回転速度が上昇するにつれてパツ

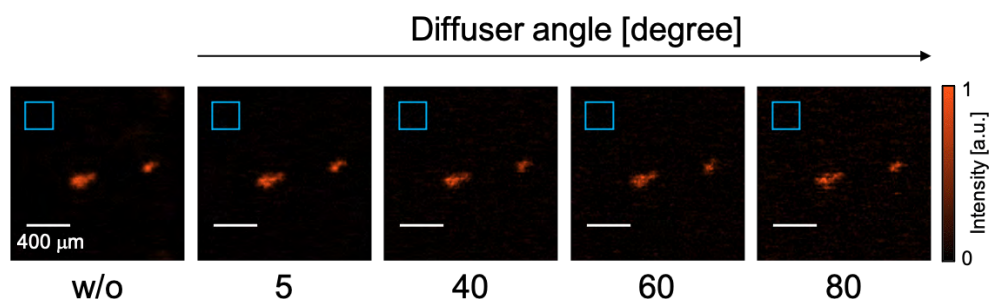


図 6.3 静止した拡散板の奥の蛍光ビーズの再構成結果.

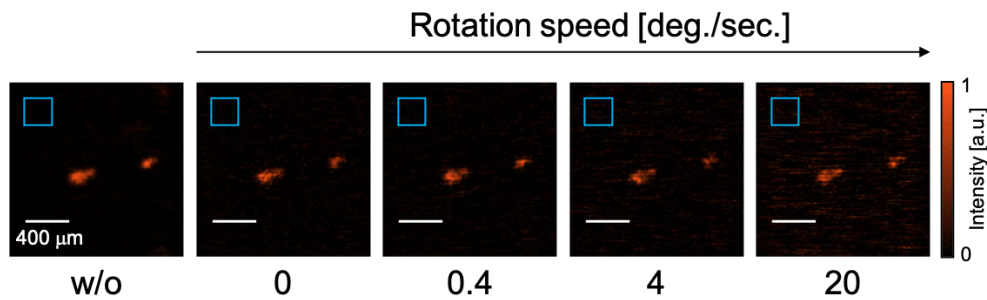


図 6.4 回転する拡散板の奥の蛍光ビーズの再構成結果.

表 6.1 背景強度の平均値を用いた評価結果.

[deg.]	w/o	5	40	60	80
mean value	0.006	0.011	0.018	0.018	0.029
[deg./sec.]	w/o	0	0.4	4	20
mean value	0.006	0.018	0.020	0.033	0.051

クグラウンドのノイズが増加してはいるが、どの場合も可視化できていることがわかる。また、図 6.3 および図 6.4 における青枠内のバックグラウンドの平均強度を表 6.1 に示す。この結果からも拡散角の増加や回転速度の上昇によりノイズが増加していることがわかるが、その影響は規格化最大強度に対して数パーセント程度である。

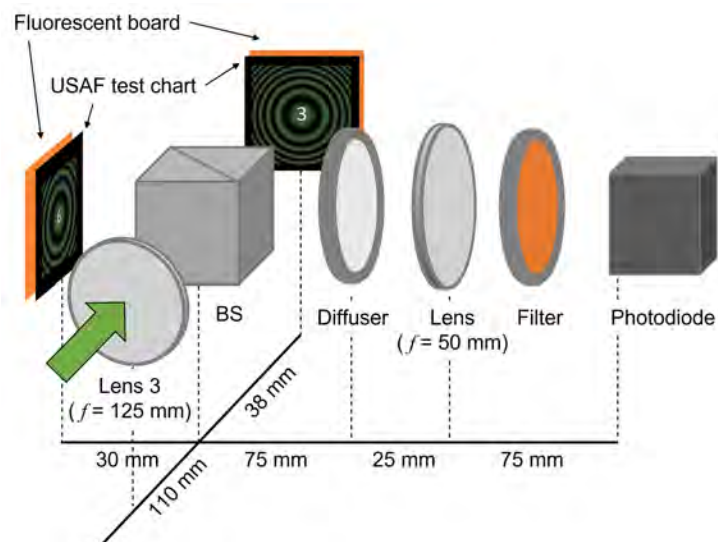


図 6.5 散乱体奥の三次元蛍光反射物体の計測に使用する光学系.

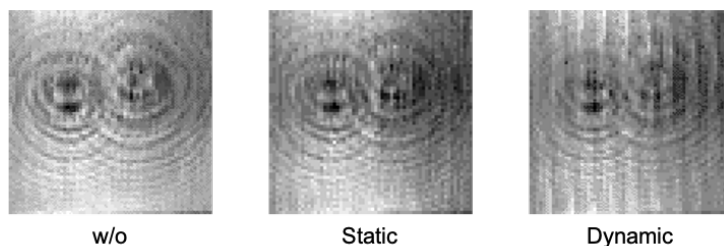


図 6.6 ホログラムの取得結果.

6.4.2 散乱体奥の三次元蛍光イメージング

次に、MOSH により散乱体の奥の三次元物体を可視化できるかどうかを評価した。実験には第 4 章で用いた蛍光プレートと USAF テストチャートの組み合わせによる蛍光反射物体を図 6.5 に示すように使用した。また、拡散板には拡散角が 5 度のものを用い、動的な拡散板を想定する場合は 4 度/秒の速さで回転させた。実験により取得したホログラムを図 6.6 に示す。ホログラムの取得結果より、拡散板の影響により強度に変化が生じていることが確認できる。また、拡散板が回転している場合のホログラムには回転によって生じた周期的なノイズが確認できる。これらのホログラムから位相シフト法および角スペクトル法により再構成された実験結果を図 6.7 に示す。図 6.7 における拡散板がない場合の結果は、図 4.6 の結果と同じである。図 6.7 に示す拡散板が静止および回転時の結果から、どちらの場合もリフォーカスが可能であること

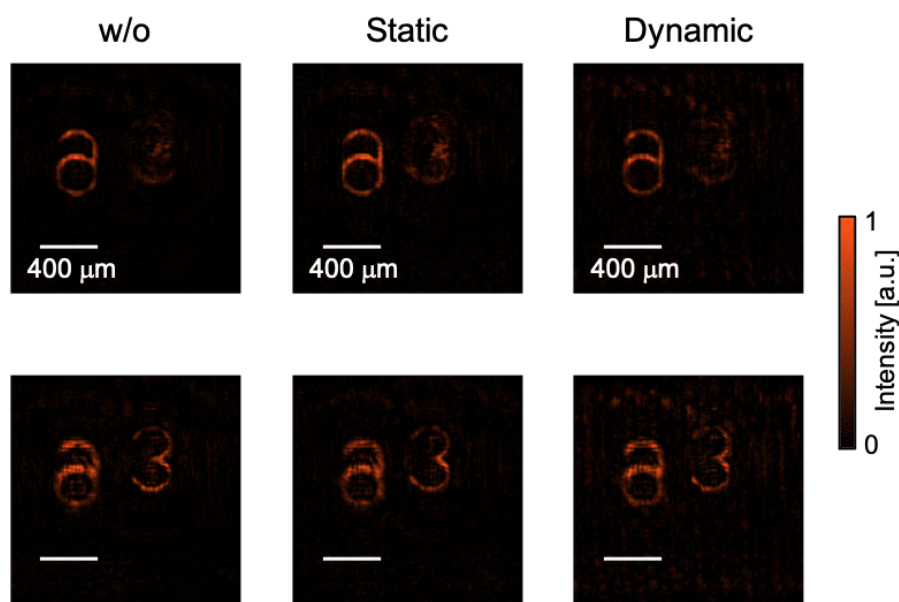


図 6.7 三次元物体の再構成結果.

が示された。これらの結果より、光学素子やアルゴリズムを新たに追加することなく MOSH により散乱体奥の三次元物体の可視化が可能であることが示された。

6.5 結言

本章では、MOSH により散乱体の奥の三次元物体を可視化する内容について述べた。まず、提案手法の原理について述べ、散乱体が計測過程において一定の減衰を与える場合、物体の可視化が可能であることを示した。次に、原理検証実験により散乱体の奥の物体の可視化が可能であることを示した。原理検証実験には、拡散板背後の蛍光ビーズと、蛍光プレートと USAF チャートを重ねたものを三次元蛍光反射物体としてそれぞれ用いた。また、拡散角や拡散板の回転速度が再生像に与える影響が規格化最大強度に対して数パーセント程度であることも定量的に示した。

本章で述べた原理検証では、物体と集光用のレンズの間に散乱体が存在する場合についてのみ述べたが、より現実的な環境では、照明光と物体の間にも散乱体が存在する。このような場合において、弾道的光子の割合が小さい場合、計測対象に所望の分布が照射されないため、再生像の品質の低下につながると予測される。この問題は、スペックル相関イメージングやゴーストイメージングのような相関性を利用する方法との融合による実現が期待される。

第7章 共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージング

7.1 緒言

第2章で述べたように、シングルピクセルイメージング (SPI: Single-Pixel Imaging) において直接取得される物理量は撮像対象の強度分布であり、光の多次元情報を取得するには何らかの工夫が必要である。特に、光の位相情報を SPI において取得する場合は、位相計測法を応用する必要である。これまで SPI における位相計測法として、干渉計を用いる方法と用いない方法が提案されている。干渉計を用いない方法は光学系が単純であるという利点があるが、何らかの近似が必要であり計測精度が低いという課題がある [50,55,56]。干渉計を用いる SPI としてシングルピクセルデジタルホログラフィ (SPDH: Single-Pixel Digital Holography) が提案されている [47,48]。SPDH では Mach-Zehnder 干渉計や Michelson 干渉計が必要であるため光学系が複雑であるが、近似が不要であるため計測精度が高いという利点がある。干渉計を用いる SPI における光学系が複雑であるという問題を解決する方法としてシングルポイントホログラフィ (SPH: Single-Point Holography) が提案されている [293,294]。SPH は、物体の複素振幅情報がその Fourier スペクトルの直流光成分に含まれることを利用する方法であり、単一光路により位相情報が取得できる。この位相計測方法はオプティカルスキニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) における位相計測法 [222-224] に原理が類似している。つまり、第2章から第6章で述べたモーションレス OSH (MOSH: Motionless OSH) に OSH における位相計測法を応用すると、SPDH や OSH における光学系の問題を解決できるといえる。また、参照光と物体光が同一の光路を伝搬する方法も提案されている [49]。しかし、上述した方法はすべて位相シフト法による不要光の除去が必要であり、長い測定時間を要するという課題がある。この問題を解決する方法として、Fourier 縞解析 [93] を用いて単一光路で位相情報を取得できる回折位相顕微鏡と SPI を融合する方法が提案されている [295]。しかし、この方法は回折位相顕微鏡と同様に Fourier スペクトルをピンホールにより抽出する必要があり、回折光強度比の設定やピンホールの配置を正確におこなう必要がある。

このような背景のもと、本章では、単一光路の光学系の構築が可能で、不要光の除

去のために位相シフト法が不要な、共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージング (COSHI: Common-path Off-axis Single-pixel Holographic Imaging) を空間光変調技術の導入により実現する。COSHI は回折位相顕微鏡を応用した SPI と同様に Fourier 縞解析 [93] に基づいて位相情報を取得するため、位相シフト法が不要である。また、SPH や OSH における位相計測法と同じように Fourier スペクトルの直流光成分を使用するため二光束干渉計が不要であり光学系が簡易である。また、直流光成分の抽出は、回折位相顕微鏡におけるピンホールの配置と同様に設定が必要ではあるが回折光強度比を設定する必要がないという利点がある。

7.2 共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージングの原理

COSHI の概念図を図 7.1 に示す。図 7.1 に示すように、COSHI は CGI や基底変換に基づく SPI と同様に単一光路で実現できる。計算ゴーストイメージング (CGI: Computational Ghost Imaging) や基底変換に基づく SPI と異なる点は物体と単一画素検出器の間のレンズが Fourier 変換レンズであることと、単一画素検出器の直前にピンホールが配置されていることである。COSHI における物体への照射パターンは Hadamard 基底パターンと線形位相を足し合わせた分布である。また、第二章で述べた MOSH と同様に液晶型の空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) の偏光依存

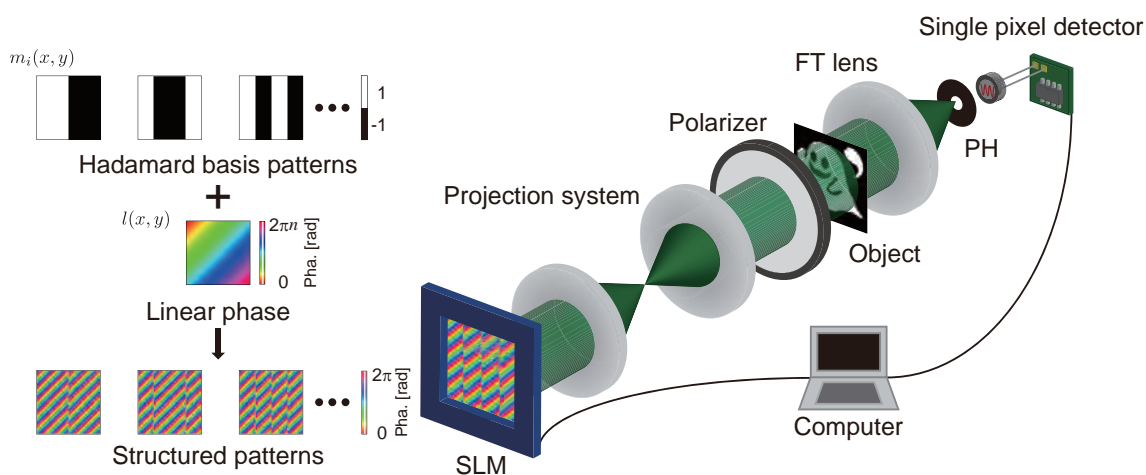


図 7.1 共通光路型オフアクシスシングルピクセルホログラフィックイメージングの概念図。SLM, Spatial Light Modulator; FT, Fourier transform; PH, Pinhole.

7.2 共通光路型オフアキシスシングルピクセルホログラフィックイメージングの原理

性を活用する。COSHI において単一画素検出器により取得される強度値は

$$I_i = \left| \iint O(x, y) \{A_p m_i(x, y) l(x, y) + A_s\} dx dy \right|^2 \quad (7.1)$$

としてあらわすことができる。ここで $O(x, y)$ は物体の複素振幅分布, A_p および A_s は入射光波の偏光成分, $m_i(x, y)$ は i 番目の Hadamard 基底パターン, $l(x, y)$ は線形位相をもつ光波の複素振幅分布をあらわす。ここで $m_i(x, y)l(x, y)$ は純位相の分布であるため, 単一の位相変調 SLM により実現できる。ある関数 $f(x, y)$ の Fourier 変換 $F(\mu, \nu)$ は

$$F(\mu, \nu) = \iint f(x, y) \exp \{-i2\pi(\mu x + \nu y)\} dx dy \quad (7.2)$$

としてあらわされる。ここで, μ および ν は x および y 方向に対応する空間周波数であり, $F(\mu, \nu)$ は $f(x, y)$ の Fourier スペクトルである。式 (7.1) では, ピンホールにより $\mu = \nu = 0$ における強度値を取得しているため, 式 (7.2) において

$$F(0, 0) = \iint f(x, y) dx dy \quad (7.3)$$

としてあらわされる性質を利用している。つまり, 式 (7.3) における $f(x, y)$ は図 7.1 における物体面の複素振幅分布 $O(x, y) \{A_p m_i(x, y) l(x, y) + A_s\}$ に相当するので, 単一画素検出器により取得される強度値は式 (7.1) によりあらわされる。式 (7.1) を変形すると

$$I_i = \left| \iint A_p O(x, y) m_i(x, y) l(x, y) dx dy + \iint A_s O(x, y) dx dy \right|^2 \quad (7.4)$$

となる。式 (7.4) の右辺第二項は $m_i(x, y)$ に依存せず常に一定の値をとるため, 定数 R とし, 式を展開すると

$$\begin{aligned} I_i &= \left| \iint A_p O(x, y) m_i(x, y) l(x, y) dx dy + R \right|^2 \\ &= \left| \iint A_p O(x, y) m_i(x, y) l(x, y) dx dy \right|^2 + |R|^2 + R^* \iint A_p O(x, y) m_i(x, y) l(x, y) dx dy \\ &\quad + R \left\{ \iint A_p O(x, y) m_i(x, y) l(x, y) dx dy \right\}^* \end{aligned} \quad (7.5)$$

となる。ここで $*$ は複素共役をあらわす。ここで Hadamard 基底パターンは 1 と -1 により構成される実関数であるため, 式 (7.5) における右辺第三項および第四項を統合

すると

$$\begin{aligned}
 I_i &= \left| \iint A_p O(x, y) m_i(x, y) l(x, y) dx dy \right|^2 + |R|^2 \\
 &\quad + R \iint A_p m_i(x, y) [O(x, y) l(x, y) + \{O(x, y) l(x, y)\}^*] dx dy \\
 &= I_{Si} + I_{Ri} + I_{ACi}
 \end{aligned} \tag{7.6}$$

と変形できる。ここで式 (7.6) の右辺第三項は干渉縞の交流成分に相当する。つまり、検知強度 I_i は三つの成分に分解することができる。また、第二章で述べたように検知強度 I_i は照射パターン $m_i(x, y)$ の固有値に相当する。そのため、検知強度 I_i を照射パターン $m_i(x, y)$ の重みとして用いてベクトルの和を計算すると、SPI では撮像対象の強度分布が取得される。COSHI では、式 (7.6) に示すように検知強度 I_i は三つの成分に分解することができるため、ベクトル和を計算すると

$$\begin{aligned}
 H(x, y) &= \sum_{i=1}^n m_i(x, y) I_i \\
 &= \sum_{i=1}^n m_i(x, y) (I_{Si} + I_{Ri} + I_{ACi}) \\
 &= \left| A_p O(x, y) l(x, y) \right|^2 + |R|^2 + R A_p [O(x, y) l(x, y) + \{O(x, y) l(x, y)\}^*]
 \end{aligned} \tag{7.7}$$

とあらわすことができ、ここで n は用いた基底パターンの総数をあらわす。式 (7.7) から、COSHI ではオフアクシスデジタルホログラフィにおいて取得されるホログラムと同等の結果が得られることがわかる。そのため、Fourier 縞解析により物体の複素振幅分布を取得することができる。

Fourier 縞解析の過程の概念図を図 7.2 に示す。まず、式 (7.7) によりあらわされるオフアクシスホログラムを Fourier 変換する。これにより、線形位相が含まれる項が空間的にシフトした位置に現れる。このシフトした分布をローパスフィルタを用いて抽出し、中央に配置することで、物体の Fourier 変換の成分のみを取得できる。この分布を逆 Fourier 変換することで物体の複素振幅分布が得られる。

7.3 原理検証シミュレーション

提案手法の原理を検証する数値シミュレーションをおこなった。シミュレーションにより想定した光学系および物体の複素振幅分布を図 7.3 に示す。光源の波長は 532 nm とし、物体の画素数は 128×128 とした。また、SLM の画素ピッチは $36 \mu\text{m}$ とした。レンズによる Fourier 変換作用は高速 Fourier 変換によりおこなった。

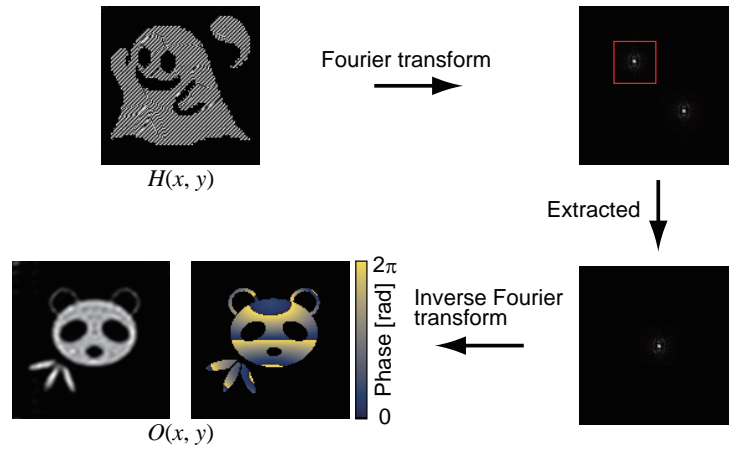


図 7.2 Fourier 縞解析の概念図.

数値シミュレーションの結果を図 7.4 に示す. 振幅が 0.03 以下である位置の位相値は黒色であらわしている. シミュレーションの結果より, Fourier 縞解析の際に使用するローパスフィルタの影響で, 高空間周波数成分の情報が欠落しているが, 元の複素振幅分布を取得できることが示された.

次に, ピンホールが面内方向にシフトした場合の影響について評価した. 再生像への影響を単純に比較するためにシフトしていない結果 (Fig.7.3(b) と同じ) を図 7.5(a) に示す. ピンホールの位置を x 方向に 4 画素分および 8 画素分シフトした際に取得した位相分布を図 7.5(b) および (c) にそれぞれ示す. 図 7.5(b) および (c) から, 所望の

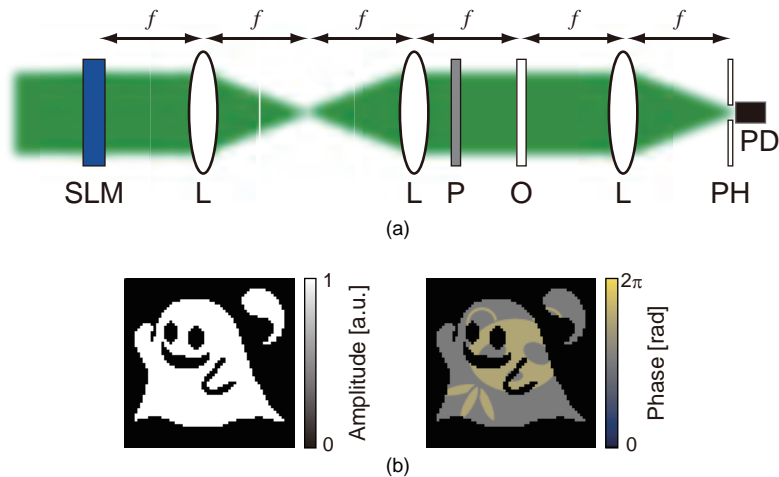


図 7.3 シミュレーション条件 (a) 想定した光学系, (b) 物体の複素振幅分布, L, レンズ; P, 偏光子; O, 物体; PH, ピンホール; PD, フォトダイオード.

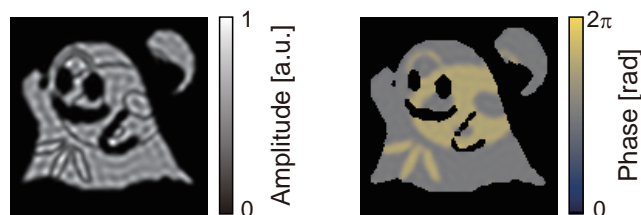


図 7.4 シミュレーション結果.

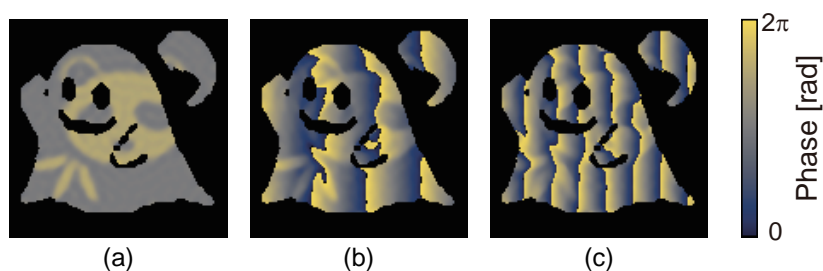


図 7.5 ピンホールを x 方向にシフトした際のシミュレーション結果 (a) 0 ピクセル分 (Fig.7.3(b) と同じ), (b)4 ピクセル分, (c)8 ピクセル分.

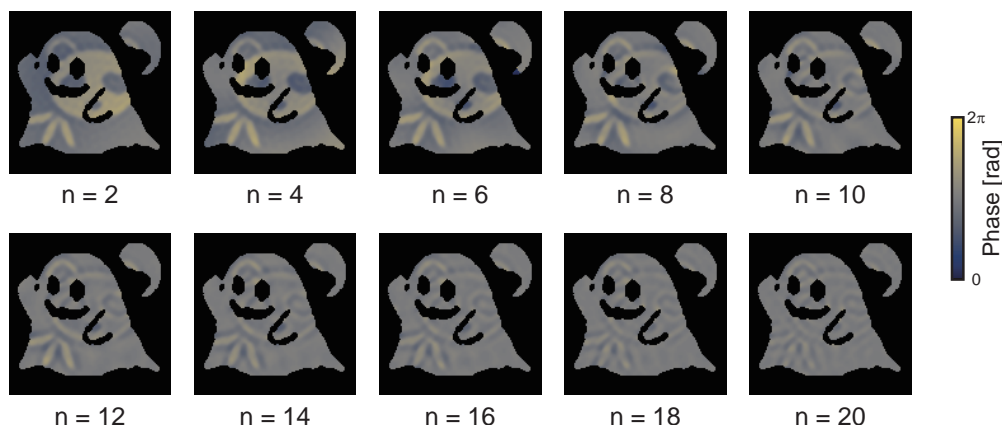


図 7.6 ピンホールの大きさを変化させ取得した位相分布.

位相分布に線形位相が重畳していることが確認される。これはピンホールの位置がシフトしたことにより、式 (7.3) における $\mu = \nu = 0$ の関係が満たされていないことによる影響である。この線形位相の影響が既知である場合、補正することができる。

最後に、ピンホールの大きさが再生像に与える影響について評価した。ピンホールの大きさは物体の Fourier 面において画素数 $n \times n$ で抽出することで実現する。ここで、 n は 2 から 20 まで、2 ずつ変化させシミュレーションをおこなった。各ピンホールの大きさにおいて再構成された位相分布を図 7.6 に示す。この結果より、ピンホー

ルが大きくなるにつれて、位相分布が正しく取得できないことがわかる。これは、ある座標における Fourier スペクトルの強度を抽出するという式 (7.1) に示す関係が満たされなくなることが原因である。またこの現象は、OSH におけるピンホールのサイズと再生像の品質の関係に類似している [224]。

7.4 原理検証実験

提案手法の原理を検証する実験をおこなった。実験に用いた光学系および各素子のパラメータを図 7.7 に示す。光源にはファイバーレーザー (MPB Communications, Inc., VFL-P-500) を用いた。平面波の偏光方向を二分の一波長板により回転し、SLM (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01) に入射した。SLM を反射した光波はレンズ 2、レンズ 3 により構成される $4-f$ 光学系を用いて物体に投影した。物体には図 7.8(a1)-(a3) に示す位相分布を用い、SLM に表示する構造化パターンの位相分布に加算することで実現した。物体からの光波はレンズ 4 により Fourier 変換され、直流成分のみをピンホール (Thorlabs, Inc., P40D) およびフォトダイオード (Hamamatsu K.K. C10439-03) により構成される単一画素検出器により検出された。

実験結果を図 7.8(b1)-(b3) に示す。図 7.8(b1)-(b3) に示す結果と図 7.8(a1)-(a3) を比較すると誤差が含まれていることがわかる。これは光学系による収差が原因である。そのため、あらかじめ光学系の収差のみを取得した。取得された収差の位相分布を図

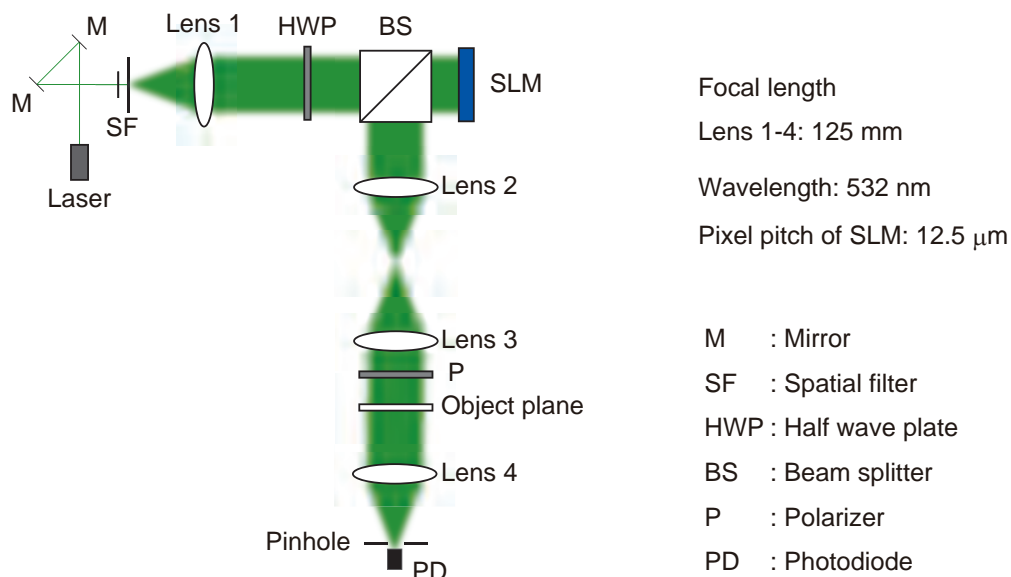


図 7.7 実験に用いた光学系および各素子のパラメータ。

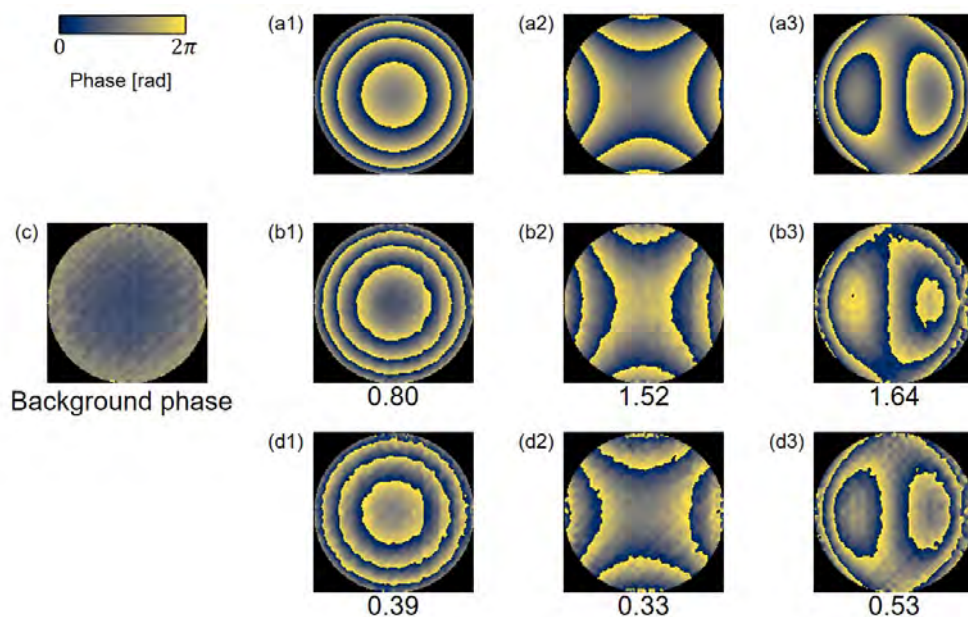


図 7.8 (a1)-(a3) イメージング対象の位相分布, (b1)-(b3) 背景位相減算をおこなわずに取得された位相分布, (c) 背景位相, (d1)-(d3) 背景位相減算をおこない取得された位相分布.

7.8(c) に示す. また, この収差の情報を図 7.8(b1)-(b3) に示す結果から減算した結果を図 7.8(d1)-(d3) に示す. 取得された位相分布の品質を評価するために二乗平均平方根誤差 (RMSE: Root Mean Squared Error) を用いた. RMSE の結果を各再生像の下部に示す. この結果より, 背景位相を減算することで精度が向上することが示された. この結果は COSHI による位相イメージングはセンシングへの応用も可能であることを示している.

実際の位相物体のイメージングが可能かどうかを評価するために, 図 7.9(a) に示すマイクロドットレンズの位相イメージングをおこなった. 図 7.9(b) に Mach-Zehnder 干渉計を用いて取得された位相分布を示す. また, COSHI により取得された位相分布を図 7.9(c) に示す. 図 7.9(c) に示す結果では, 周辺部に不連続な分布が生じているが, これは位相差が 2π を超えたことにより生じる分布であるため, 位相接続処理を適用することでこの影響を補正することが可能である. 図 7.9(b) および (c) の結果より, 一般的な干渉計を用いて取得される位相分布と同等のものが COSHI により取得されることが示された.

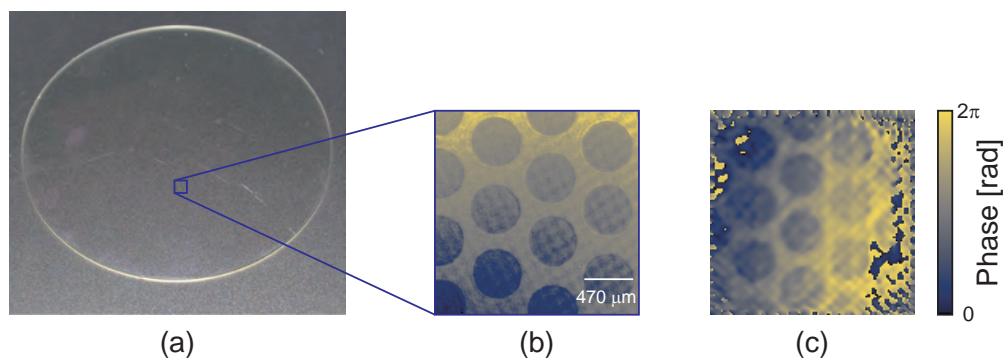


図 7.9 (a) マイクロドットレンズ, (b)Mach-Zehnder 干渉計により取得された位相分布, (c)COSHI により取得された位相分布.

7.5 結言

本章では, SPI において簡易な光学系で位相情報を取得するために COSHI を提案した. COSHI は Fourier 縞解析に基づいて複素振幅分布を取得するため, すでに提案されている SPDH や SPH と比較して測定数を低減できるという利点がある. まず, COSHI の原理について述べた. 次に, COSHI の原理を検証する数値シミュレーションをおこなった. 数値シミュレーションでは, ピンホールの配置による影響とピンホールの大きさによる影響を評価した. また, 光学実験により COSHI の原理を検証した. 実験では, SLM に表示した位相分布およびマイクロドットレンズの位相分布をイメージングした. SLM に表示した位相分布のイメージング結果より, 計測への応用も可能であることが示された. また, マイクロドットレンズのイメージング結果より, 実際の物体の位相分布を取得できることを示した. これらの結果より, COSHI を用いて位相情報の取得が可能であることが示された.

第II部 多次元光情報のセンシング

第 8 章 単一露光高次強度輸送定量位相計測

8.1 緒言

本章では、強度輸送方程式 (TIE: Transport of Intensity Equation) [107] に基づく定量位相計測の高性能化・高精度化を目的として、ホログラフィック空間光変調技術である振幅型の計算機合成ホログラム (CGH: Computer-Generated Hologram) を応用した、単一露光高次強度輸送定量位相計測 (SHOT-QPI: Single-shot Higher-Order Transport-of-intensity Quantitative Phase Imaging) [296] について述べる。SHOT-QPI は CGH を用いることで、TIE の解析に必要な複数のデフォーカス強度分布を撮像素子面において同時に取得し、一度の露光で QPI が可能である。

まず、SHOT-QPI の原理について述べ、その原理検証シミュレーションおよび実験をおこなった内容について述べる。その後、計測時に必要な各パラメータに関して考察をおこなった内容について述べる。

8.2 単一露光高次強度輸送定量位相計測の原理

提案手法の概念図を図 8.1 に示す。SHOT-QPI では振幅型の CGH を用いる。図 8.1 に示すように、振幅型の CGH を表示した SLM を物体の瞳面に配置し、物体の Fourier スペクトルを変調する。この振幅型の CGH により平面波が変調されると、撮像素子面において、距離が異なる複数の点像振幅分布関数 (ASF: Amplitude Spread Function) が再生される。このように作製された振幅型の CGH は球面レンズと回折格子として作用する。複数のデフォーカス強度分布を撮像素子面において同時に取得する類似の方法はこれまでに提案されている [297–299] が、QPI への応用は実現されていない。

ここで提案手法では、撮像素子面において複数のデフォーカス強度分布が重ならないように、あらかじめ視野絞りをを用いて物体の領域を制限しておく必要がある。以下の節では、従来手法と提案手法の比較として、視野が制限された条件で比較をおこなう。また、同じ大きさの撮像素子を利用する場合、従来手法の空間分解能は拡大光学系を用いることで、提案手法と比較して向上するが、以下の評価では、倍率が同じ光学系を用いることを想定している。また、SHOT-QPI では CGH を用いて複数のデフォーカス像を同時に取得するため、撮像素子により得られるデフォーカス像あたりの光エネルギーの量が低下するという性質もある。そのため、光エネルギーが低い計測条件下の場合、露光時間が長くなるという特徴がある。

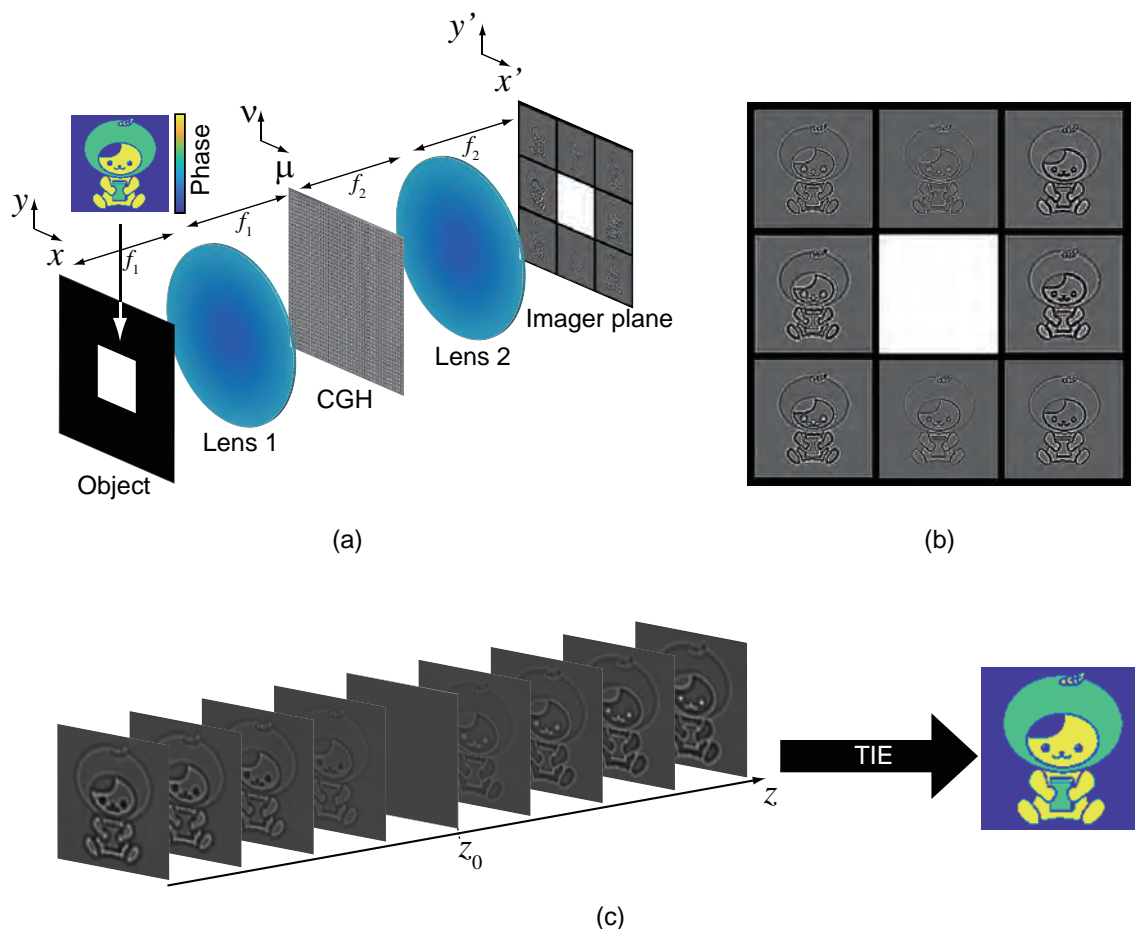


図 8.1 SHOT-QPI の概念図. (a) 光学系 (b) 撮像素子面における強度分布 (c)TIE による解析過程の概念図.

本節ではまず，TIE に基づく QPI の原理について述べる．次に，SHOT-QPI において用いる CGH の作成方法について述べる．最後に，SHOT-QPI における複数のデフォーカス像を同時に取得する方法について述べる．

8.2.1 強度輸送方程式に基づく定量位相計測の原理

TIE は近軸の Helmholtz 方程式より導出される．TIE の導出過程は A.1 において述べる．光軸位置 z_0 における計測試料の複素振幅分布を

$$u(x, y; z_0) = \sqrt{I(x, y; z_0)} \exp \{i\phi(x, y; z_0)\} \quad (8.1)$$

とすると，TIE は

$$\nabla_{\perp} \cdot \{I(x, y; z_0) \nabla_{\perp} \phi(x, y; z_0)\} = -k \frac{\partial I(x, y; z_0)}{\partial z} \quad (8.2)$$

としてあらわされる．ここで， ∇_{\perp} および k はそれぞれ面内方向 (x, y) における勾配演算子および波数である．計測試料の振幅分布が一様で一定の値 I_0 である場合，式 (8.2) は，

$$\nabla_{\perp}^2 \phi(x, y; z_0) = -\frac{k}{I_0} \frac{\partial I(x, y; z_0)}{\partial z} \quad (8.3)$$

と二次元の Poisson 方程式として表すことができる．計測試料の振幅分布が一様で一定ではない場合，補助関数を導入し二つの Poisson 方程式を用いる手法が提案されている [300]．式 (8.3) を位相 $\phi(x, y; z_0)$ について解く方法としてさまざまな方法が提案されている．本研究では，比較的簡単に実装が可能な高速 Fourier 変換に基づく方法 [300, 301] を用いる．Fourier 変換に基づいて式 (8.3) を位相分布について解くと，

$$\phi(x, y; z_0) = \frac{k}{I_0} \text{IFT} \left[\frac{1}{4\pi^2(\mu^2 + \nu^2) + \alpha} \text{FT} \left[\frac{\partial I(x, y; z_0)}{\partial z} \right] \right] \quad (8.4)$$

が得られる．ここで $\text{FT}[\dots]$, $\text{IFT}[\dots]$, および (μ, ν) は Fourier 変換，逆 Fourier 変換演算子， (x, y) 方向の空間周波数をあらわす．また， α は式 (8.4) の分母が 0 となり無限大に発散することを防ぐために用いられる正則化パラメータである．式 (8.4) より，強度分布の光軸方向に対する微分を取得することで，計測試料の位相分布を取得することができる．複数のデフォーカス強度分布から光軸方向に対する微分の近似値を算出する場合，強度分布の微分は

$$\frac{\partial I(x, y; z_0)}{\partial z} \approx \sum_{j=-n}^n \frac{a_j I(x, y; j\Delta z)}{\Delta z} \quad (8.5)$$

と近似でき，ここで， $j = -n, -(n-1), \dots, 0, \dots, n-1, n$ であり， $2n$ はデフォーカス強度分布の数をあらわす．また， Δz は各デフォーカス強度分布を取得した位置の間隔をあらわす．

8.2.2 振幅型計算機合成ホログラムの作製

本研究では，Fourier 変換型の CGH を計測試料の Fourier スペクトルがあらわれる瞳面に配置し，物体光を変調する．CGH はその Fourier 面においてデフォーカスの ASF があらわれるように作製する．CGH の作製過程を図 8.2 に示す．デフォーカス

の ASF は

$$\begin{aligned}
 p(x, y) &= \text{FT}[P(\mu, \nu)] \\
 &= \text{FT} \left[\exp \left\{ i2\pi\Delta z \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \mu^2 - \nu^2} \right\} \right] \quad (8.6)
 \end{aligned}$$

としてあらわされ [197], ここで λ は波長である. 提案手法では, この ASF が光軸から面内方向にシフトした位置に再生されるように CGH を作製する. 光軸から面内方向にシフトした ASF は

$$\begin{aligned}
 p_j(x, y) &= p(x, y) * \delta(x - x_j, y - y_j) \\
 &= \text{FT}[P_j(\mu, \nu)] \\
 &= \text{FT} \left[\exp \left\{ i2\pi j\Delta z \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \mu^2 - \nu^2} \right\} \exp \{ i2\pi(x_j\mu + y_j\nu) \} \right] \quad (8.7)
 \end{aligned}$$

としてあらわされる. ここで, $\delta(x, y)$, x_j および y_j は Dirac のデルタ関数, および ASF があらわれる面内位置の座標を示す. この ASF の Fourier スペクトルと振幅が 1

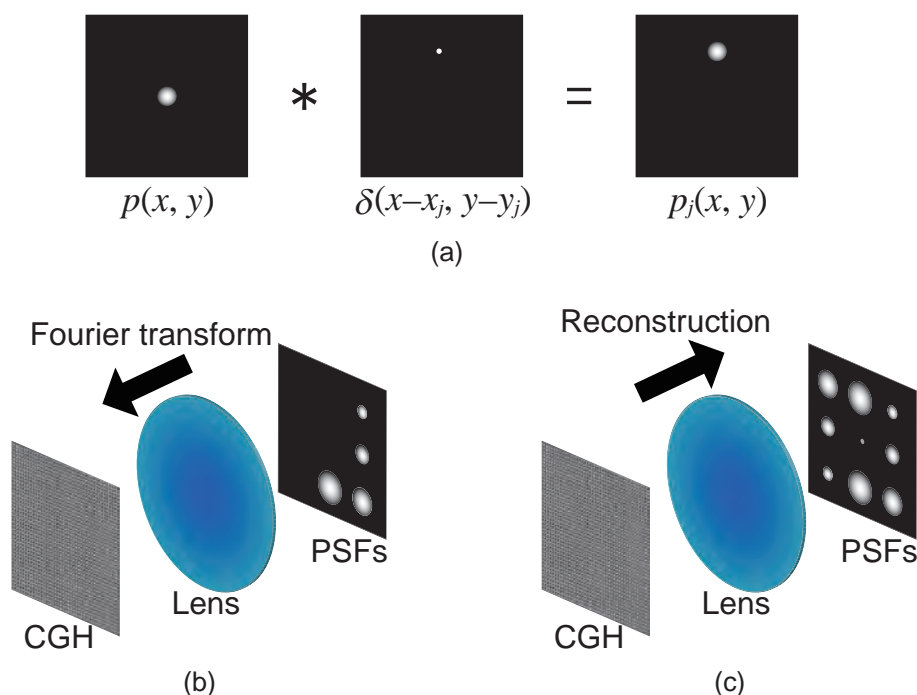


図 8.2 CGH 作製過程の概念図. (a) 点像分布関数と畳み込み積分の関係 (b) CGH の作製過程 (c) CGH の再生過程.

である平面波の干渉縞は

$$\begin{aligned} H'(\mu, \nu) &= |P_j(\mu, \nu) + 1|^2 \\ &= |P_j(\mu, \nu)|^2 + 1 + P_j(\mu, \nu) + P_j^*(\mu, \nu) \end{aligned} \quad (8.8)$$

としてあらわされる．ここで*は複素共役を示す．CGHにより所望のASFを再生する場合，式(8.8)の右辺第一項と第二項は不要光であるため，あらかじめ除去する．また，CGHを非負の分布とするために干渉項の最小値を減算することでCGHは

$$H''(\mu, \nu) = P_j(\mu, \nu) + P_j^*(\mu, \nu) - I_b \quad (8.9)$$

としてあらわされる．また， $2n$ 個の異なるASFを再生するためのCGHは

$$H(\mu, \nu) = \sum_{j=1}^n \{P_j(\mu, \nu) + P_j^*(\mu, \nu)\} - I'_b \quad (8.10)$$

としてあらわされる．

8.2.3 デフォーカス強度分布の同時取得

提案手法では，式(8.10)によりあらわされるCGHをSLMに表示し，計測試料のFourierスペクトルがあらわれる位置に配置する．図8.1(a)に示す光学系のレンズ1の後側焦点面の複素振幅分布は

$$S(\mu, \nu) = U(\mu, \nu)H(\mu, \nu) \quad (8.11)$$

としてあらわされ，ここで， $U(\mu, \nu)$ は計測試料 $u(x, y, z_0)$ のFourierスペクトルである．このことから，撮像素子面における光波の複素振幅分布は

$$s(x', y') = u(x', y') * h(x', y') \quad (8.12)$$

としてあらわされ，ここで $h(x', y')$ および*はCGHのFourier変換および畳み込み積分演算子をあらわす．撮像素子面における強度分布は

$$\begin{aligned} I(x', y') &= |u(x', y') * h(x', y')|^2 \\ &= \left| \sum_{j=1}^n \left\{ u(x', y') * p_j(x', y') + u(x', y') * p_j^*(x', y') \right\} - I'_b u(x', y') * \delta(x', y') \right|^2 \end{aligned} \quad (8.13)$$

としてあらわされる。ここで、それぞれの回折光が空間的に重ならないように視野絞りをういて光束を制限しているため、式 (8.13) の干渉項は生じない。そのため撮像素子面における強度分布は

$$\begin{aligned} I'(x', y') &= \sum_{j=1}^n \left\{ |u(x', y') * p_j(x', y')|^2 + |u(x, y) * p_j^*(x', y')|^2 \right\} + | - I'_b u(x', y') * \delta(x', y') |^2 \\ &= \sum_{j=1}^n \left\{ I(x', y'; j\Delta z) + I(x', y'; -j\Delta z) \right\} + I'_b I(x', y'; 0) \end{aligned} \quad (8.14)$$

として書き改めることができる。

8.3 原理検証シミュレーション

本節では、SHOT-QPI の原理を検証するためにおこなったシミュレーションの内容について述べる。

8.3.1 シミュレーション条件

提案手法の原理を検証するために図 8.1(a) に示す光学系を想定したシミュレーションをおこなった。光源の波長は 532 nm とした。また、計測試料の画素数は 160×160 とし、画素ピッチは 12.5 μm とした。図 8.1(a) に示す 4-*f* 光学系の倍率は 1 とし、レンズによる位相変調作用は高速 Fourier 変換により計算した。また、同時に取得するデフォーカス像の数は撮像素子面を有効に活用するために 8 とし、それぞれの視野は正方形とした。また、フォトンショットノイズや熱雑音等の実験環境により生じるノイズを想定して平均値が 0、標準偏差が 0.02 の Gauss ノイズをデフォーカス像に加えた。また、TIE の解析において、正規化パラメータの値は 10⁻⁷ とした。再生像の品質を定量的に評価するための指標として、二乗平均平方根誤差 (RMSE: Root Mean Squared Error) を用いた。RMSE は

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{XY} \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y \{\varphi_m(x, y) - \varphi_t(x, y)\}^2} \quad (8.15)$$

として定義され、*X* および *Y* は *x* および *y* 方向それぞれの画素数をあらわし、 $\varphi_m(x, y)$ および $\varphi_t(x, y)$ は計測により得られた位相分布および真値の位相分布である。計測試料には、分布による品質のばらつきを評価するために図 8.3(a)-(c) に示す分布を用いた。

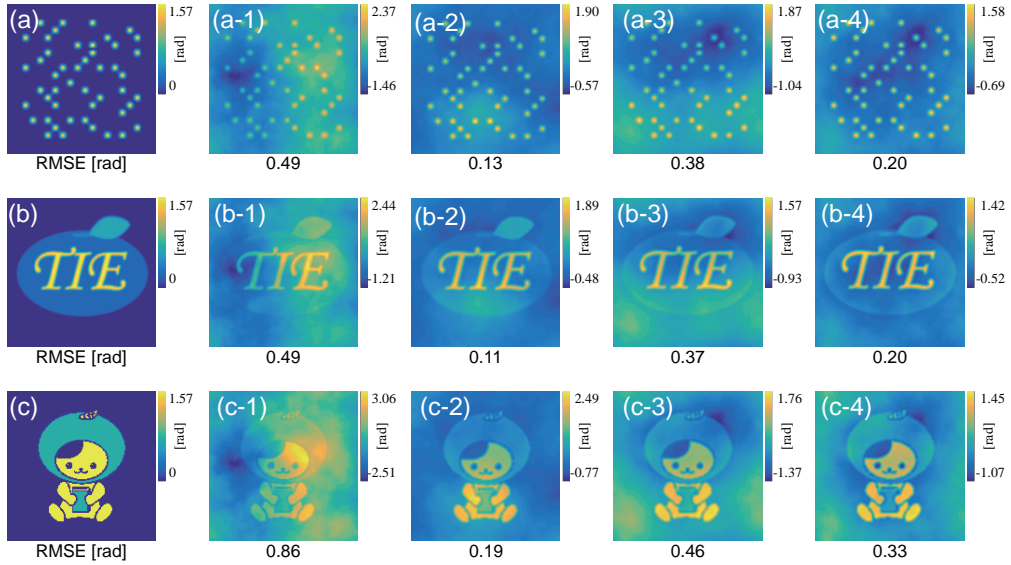


図 8.3 シミュレーション結果. (a)-(c) 計測試料 (a-1)-(c-1) 二つのデフォーカス像から有限差分近似により位相分布を算出する従来法 (a-2)-(c-2) 一次の多項式近似を用いる従来法 (a-3)-(c-3) 提案手法 (a-4)-(c-4) 背景減算後の提案手法.

8.3.2 シミュレーション結果

また、それぞれの結果の RMSE を各位相分布の下側に示す。再生像品質の比較のために、撮像素子を光軸方向に対して走査する従来手法として、二つのデフォーカス像から有限差分近似により位相分布を算出する方法と、一次の多項式近似を用いる方法を使用した。また、撮像素子の走査に関しては、物体光を角スペクトル法 [197] により伝搬することで実現した。提案手法においても、一次の多項式近似を用いた。シミュレーションにより得られた位相分布を図 8.3(a-1)-(c-4) に示す。シミュレーション結果より、提案手法は、二つのデフォーカス像と有限差分近似を用いた従来手法に比べると RMSE が低い結果が得られたが、撮像素子を走査し一次の多項式近似を用いる手法に比べると RMSE が高いという結果が得られた。これは、CGH から ASF を再生する再生する際に生じるサンプリング誤差が原因と考えられる。この誤差を低減するために、背景の位相をあらかじめ取得し減算した結果を図 8.3(a-4)-(c-4) に示す。この結果より、CGH のサンプリング誤差は背景の位相分布を減算することにより低減できることが示された。ASF への影響に関しては、次項で述べる。

8.3.3 点像分布関数の歪みによる影響とその補正

まず，撮像素子面において得られる点像分布関数 (PSF: Point Spread Function) の理想的なものとの誤差を評価するシミュレーションをおこなった．PSF があらわれる位置による影響も同時に評価するために，四つの PSF が撮像素子面にあらわれる CGH を作製した．CGH より再生される ASF のデフォーカス距離は 1mm とした．PSF があらわれる位置の情報および，CGH から再生された PSF と真値との誤差の情報を図 8.4 に示す．PSF の誤差は RMSE を用いて定量的に評価した．RMSE の結果から，PSF があらわれる位置に応じて影響が変化することが示された．誤差の要因としては，CGH を有限領域内で離散的にサンプリングしていることが考えられる．また，図 8.4(d) に示す結果は，他の誤差の分布とは形状が異なるが，これは図 8.4(a) の位置 (c) および位置 (e) の高次回折光が重疊したことが原因と考えられる．

この PSF の歪みは，CGH 作製に由来するものであるため，光学系固有のものであり，計測試料が変化した場合でも生じる問題である．そのため，この PSF の歪みにより生じる位相分布の影響をあらかじめ取得し，それを減算することにより，再生像品質への影響を低減できると考えた．図 8.3 に示した結果より，背景位相の減算は有効に作用することは示された．しかし，ノイズを付加した状態における結果であるため，理想的な条件でも有効に作用するかを評価する必要がある．図 8.3 の位相分布を用いて，ノイズを加えずに評価した結果を図 8.5 に示す．また，減算された位相分布を図

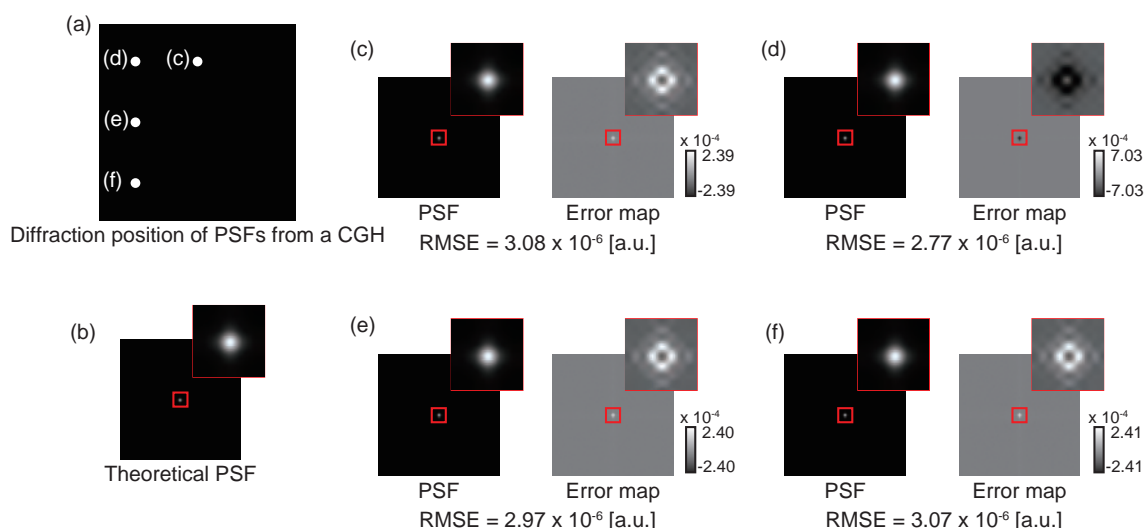


図 8.4 シミュレーション結果．(a)PSF があらわれる位置，(b) 理想的な PSF，(c)-(f) それぞれの位置における PSF および誤差分布．

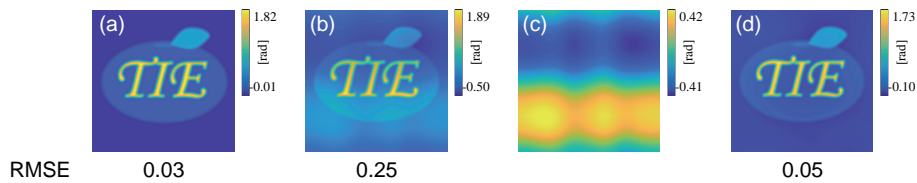


図 8.5 ノイズを加えずにおこなったシミュレーションの結果. (a) 一次の多項式近似を用いる従来法 (b) 提案手法 (c) 背景の位相分布 (d) 背景減算後の提案手法.

8.5(c) に示す. この結果より, 背景減算により再生像の品質が向上することが示された. しかし, 図 8.5(a) および (d) を比較すると, 撮像素子を走査する従来手法に比べると品質は低い. このことは, 背景減算のみでは PSF の情報欠落による歪みの影響を完全に補正できないことを示している. この理由として, 背景減算に使用する位相分布を TIE により正確に算出できず, 誤差が含まれていることが挙げられる.

これらの結果より, 提案手法は撮像素子を移動することなく単一露光で複数のデフォーカス強度分布を同時に取得できるが, CGH より再生される PSF は理論的に歪みが生じるため, 撮像素子を走査する従来の方法と比較すると再生像の品質は低下してしまうという課題がある.

8.4 原理検証実験

本節では, 提案手法の原理を検証するためにおこなった実験の内容について述べる.

8.4.1 実験条件

提案手法の原理を検証するために図 8.6 に示す光学系を用いて実験をおこなった. 光学素子のパラメータを表 8.1 に示す. 光源には, レーザを使用する際に生じるスペックルノイズの影響を防ぐために, 緑色の LED (Usio Inc. SugarCUBE) を用いた. また, 時間コヒーレンスを高くするために中心波長が 515 nm, 波長幅が 3 nm のバンドパスフィルタを用いた. また, 空間コヒーレンスを高くするために, 直径が 400 μm のピンホールを使用した. 本研究では, 部分コヒーレント照明下における計測ではあるが, コヒーレント照明下における通常の TIE の解析を使用した. 光源の情報を先見情報として使用する部分コヒーレント照明下における TIE を使用することで, 再生像の品質が向上する可能性がある [112]. 計測試料には反射型の SLM (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01) に表示した位相分布を用いた. 本実験に使用した位相分布は 8.4 節において使用した図 8.3 の分布を用いた. 物体光はレンズ 2 およびレンズ 3

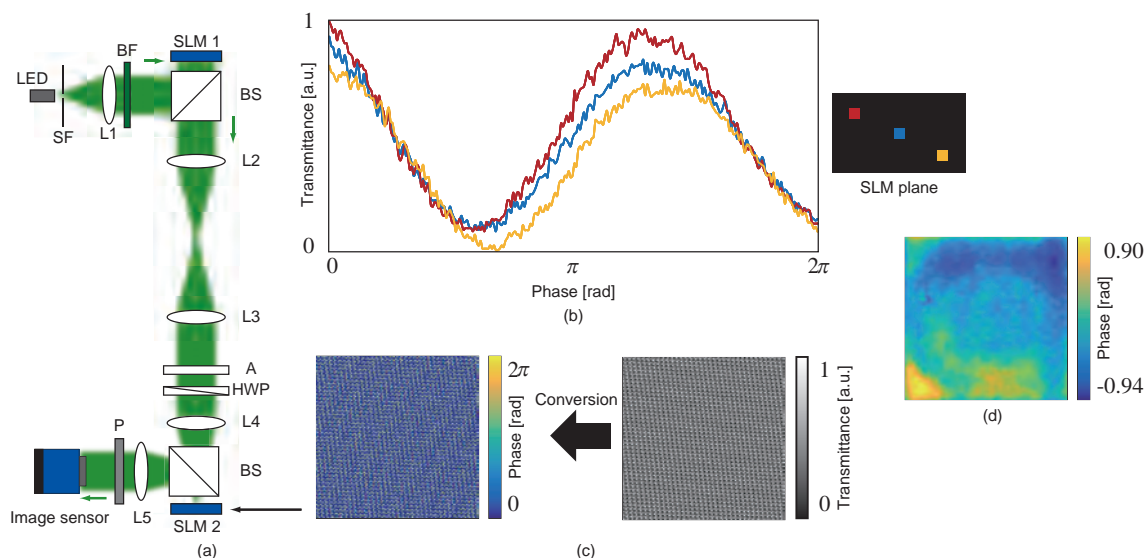


図 8.6 実験条件. (a) 光学系 (b)SLM2 の画素位置ごとの振幅変調特性 (c) CGH (d) 背景の位相. HWP, 半波長; BS, ビームスプリッタ; SF, スペイシャルフィルタ; L, レンズ; A, 開口; P, 偏光子; BF, バンドパスフィルタ.

により構成される $4-f$ 光学系を用いてレンズ 3 の後側焦点面に投影した. レンズ 3 の後側焦点面では, 撮像素子面において回折光が重ならないように, $2.6\text{ mm} \times 2.6\text{ mm}$ の大きさの正方形の視野絞りをを用いた. その後, 物体光はレンズ 4 により Fourier 変換され, CGH が表示された反射型の SLM (Holoeye GAEA) により変調される. この条件のとき, CGH から再生される ASF の回折角度は 1.34 度である. CGH による光波の振幅変調のためには, 半波長板と偏光子を用いておこなった. SLM2 による光波の振幅変調特性を図 8.6(b) に示す. 図 8.6(b) に示すように, SLM2 による光波の振幅変調特性は SLM の面内位置によって変化することがわかる. これは, SLM の表面の歪みによるものである. 本研究では, CGH の計算コストを削減するために, 計測試料の Fourier スペクトルが局在する SLM の中心位置の振幅変調特性を用いて CGH の位相分布をあらかじめ補正した.

8.4.2 実験結果

撮像素子面において取得された強度分布を図 8.7(a) に示す. CGH により生成される ASF は撮像素子面において各デフォーカス強度分布のデフォーカス間隔が 0.5 mm となるようにした. 図 8.7(a) より, 複数のデフォーカス強度分布が同時に取得されていることがわかる. この強度分布から各デフォーカス強度分布を抽出する. 各デ

表 8.1 実験に用いた光学素子のパラメータ

LED (Ushio Inc.SugarCUBE, 38000-M03-003 (Green))	
中心波長	523 nm
半値全幅	39 nm
SLM1 (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01)	
計測試料の画素サイズ	12.5 μm \times 12.5 μm
計測試料の画素数	800 \times 800
SLM2 (Holoeye, GAEA-VIS-036)	
CGH の画素サイズ	3.74 μm \times 3.74 μm
CGH の画素数	3840 \times 2160
撮像素子 (Hamamatsu Photonics K.K. C11440-52U30)	
画素サイズ	6.5 μm \times 6.5 μm
画素数	2048 \times 2048
焦点距離	
レンズ 2, 4	300 mm
レンズ 3, 5	150 mm

フォーカス強度分布が回折してあらわれる座標は既知であるため、高精度なアライメントは必要ない。また、座標の情報が未知の場合は、相関に基づく方法が効果的である [302,303]。図 8.7(a) に示す結果より、各デフォーカス強度分布にはリング状のノイズが確認できる。このリング状のノイズは SLM1 の歪みによるものであり、背景位相減算の際にその影響を低減することができる。背景の位相分布のみを計測し、得られた結果を図 8.6(d) に示す。また、背景位相減算に使用する位相分布は光学系の収差による影響も含まれている。

再生像の品質を比較するために、二つのデフォーカス像を使用して有限差分近似により TIE を解析する方法と八つのデフォーカス像を用いて一次の多項式近似を使用する方法を用いて位相分布を取得した。各方法により取得された位相分布を図 8.7(b)-(d) および (e)-(g) にそれぞれ示す。図 8.7(b)-(g) に示す結果は背景位相減算をおこなった結果である。実験結果より、複数のデフォーカス強度分布を用いることで、再生像の品質が向上することが示された。

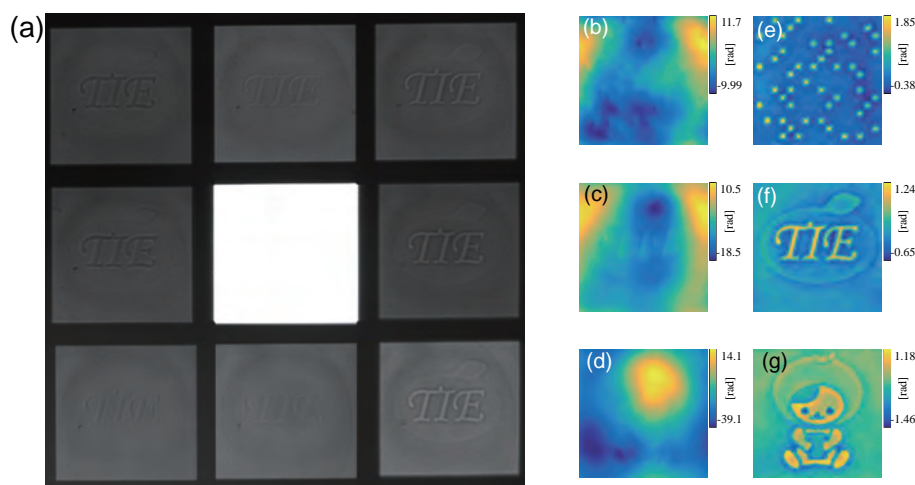


図 8.7 実験結果：(a) 撮像素子面における強度分布 (b)-(d) 二つのデフォーカス像を使用して有限差分近似により取得した結果 (e)-(g) 八つのデフォーカス像を用いて一次の多項式近似を使用した結果.

8.4.3 近似方法とデフォーカス間隔の関係

一般的な TIE に基づく QPI では、デフォーカス間隔により再生像の品質が変化する。また、近似方法によっても位相分布が変化する。そこで、TIE の解析に使用する近似方法とデフォーカス間隔の関係を評価した。近似方法としては、八つのデフォーカス強度分布を使用して一次の多項式近似を用いる方法、八つのデフォーカス強度分布を使用し八次の多項式近似を用いる方法、二つのデフォーカス強度分布を用いて有限差分近似を用いる方法を使用した。また、デフォーカス間隔は 0.25, 0.5, 1.0, 2.0mm とした。

取得された位相分布を図 8.8 に示す。一次の多項式近似を用いる場合、デフォーカス間隔が大きくなるほど空間周波数成分が高い情報が失われている。これは高空間周波数成分の情報を有するデフォーカス距離が小さい場合の強度分布の寄与が近似誤差により小さくなることが原因と考えられる。一方で、八つのデフォーカス強度分布を使用して多項式近似を用いる方法では、デフォーカス間隔が小さいほど誤差が大きくなることが示された。これはオーバーフィッティングが原因と考えられる。また、二つのデフォーカス像を使用して有限差分近似を用いる方法では、いずれのデフォーカス間隔で得られた位相分布においても低周波のノイズが重畳していることが示された。この低周波のノイズは TIE に基づく QPI においてノイズの影響が大きい際にあらわれる分布であり [304], この実験条件では有限差分近似によりこの影響を低減できないこ

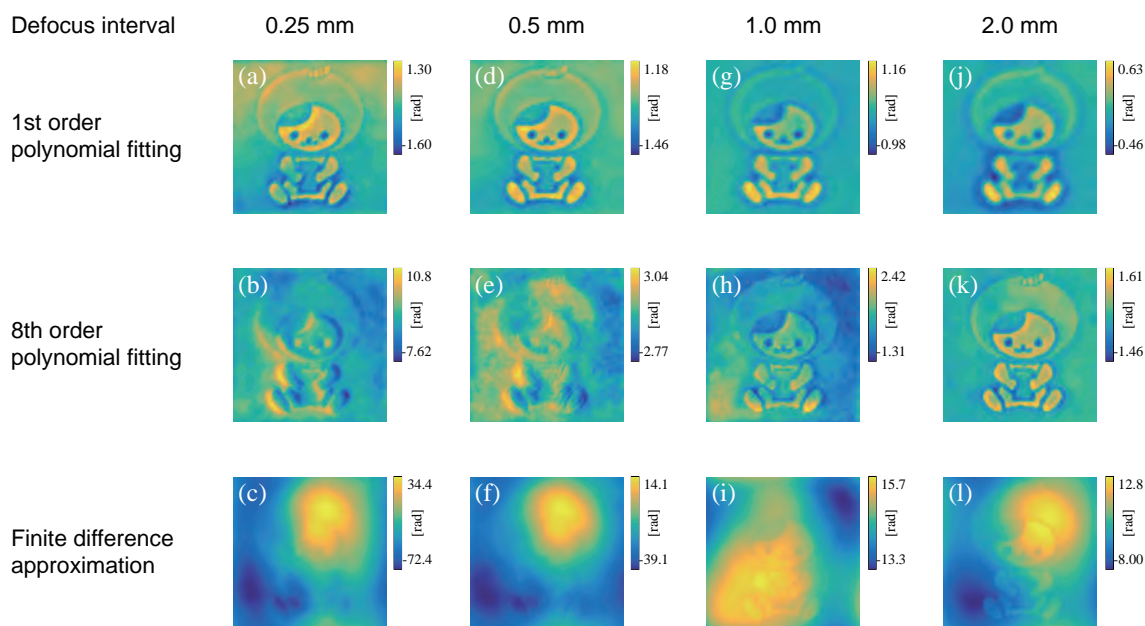


図 8.8 デフォーカス間隔と近似方法を変化させた際の実験結果.

とを示している.

8.4.4 位相差の異なる物体の計測

提案手法により異なる位相差をもつ物体の計測が可能かどうかを評価した. 計測試料の位相分布は図 8.3(a) に示す分布を用いた. また位相差は $\pi/2$, π , 2π とした. ここで, TIE はその導出過程において近軸近似が適用されるため, 位相差が大きいほど計測誤差が大きくなることが予想される. 位相分布の取得には一次の多項式近似を使用し, デフォーカス間隔は 0.5mm とした. 計測試料の位相分布および計測により取得された位相分布を図 8.9 に示す. また, 各位相分布の断面プロファイルを図 8.9(g) に示す. 図 8.9 に示す結果より, 提案手法により相対的な位相差が取得できることが確認された. また, 図 8.9(g) の結果から急峻な位相変化が存在する領域では誤差が大きいが, 与えた位相値に対する規格化 RMSE を評価したところ, 位相差が $\pi/2$, π , 2π の場合それぞれにおいてそれぞれ, 8.2×10^{-2} , 6.3×10^{-2} , 7.0×10^{-2} となり, どの位相差においても誤差のばらつきが 2.0×10^{-2} 程度の結果が得られることが示された.

8.5 考察

本節では, TIE に基づく QPI における解析に必要な正則化パラメータとデフォーカス距離の関係, 位相計測精度と空間帯域幅積, 周波数フィッティングによる品質の向上, 非近軸近似および近軸近似下における ASF の影響の評価, CGH のサンプリング

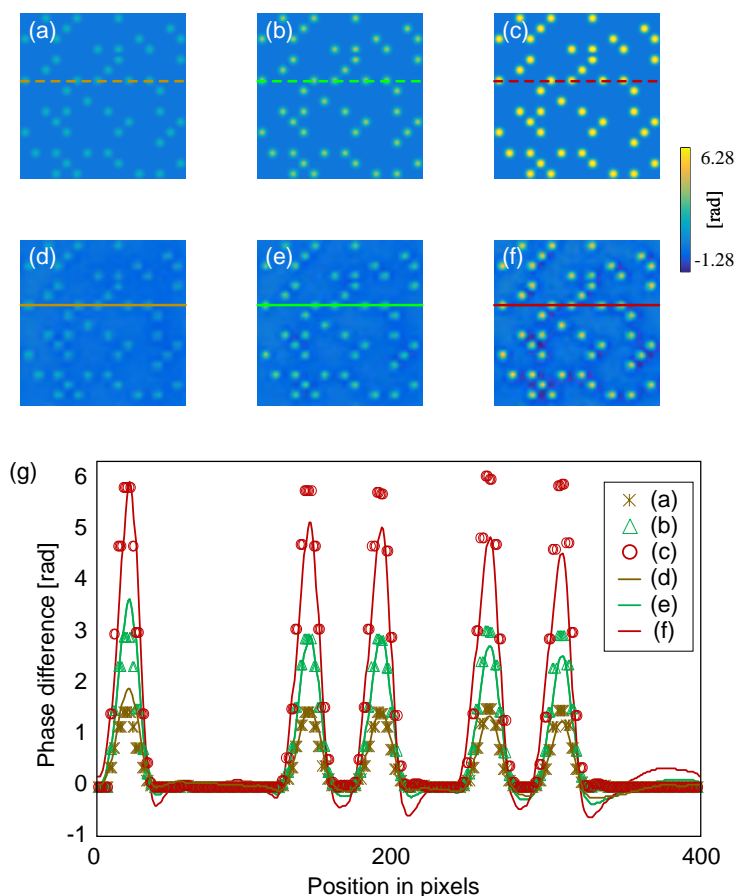


図 8.9 異なる位相差をもつ物体の計測結果：(a)-(c) $\pi/2$, π , および 2π の位相差を有する計測試料, (d)-(f) (a)-(c) の実験結果, (g) (d)-(f) における断面プロファイル.

条件, SLM の配置誤差による影響について考察をおこなう.

8.5.1 正則化パラメータとデフォーカス距離

図 8.3(a-1)-(c-1) に示すシミュレーション結果から, 二つのデフォーカス像を使用し差分近似により位相分布を取得する場合, 低周波のノイズが重畳していることが確認できる. このノイズが正則化パラメータやデフォーカス距離を変化させることで低減できるかどうかを確認した. 正則化パラメータを 10^{-7} , 10 , 10^9 とし, デフォーカス距離が 0.1 , 1 , 10mm とした. これらの場合において取得された位相分布を図 8.10(a) に示す. また, デフォーカス距離を変化させた際の正則化パラメータに対する RMSE の関係を図 8.10(b) に示す. 図 8.10(a) に示した例では, デフォーカス距離が 10mm の場合, 最も RMSE が低い結果が得られたが, 高空間周波数成分の情報が失われている

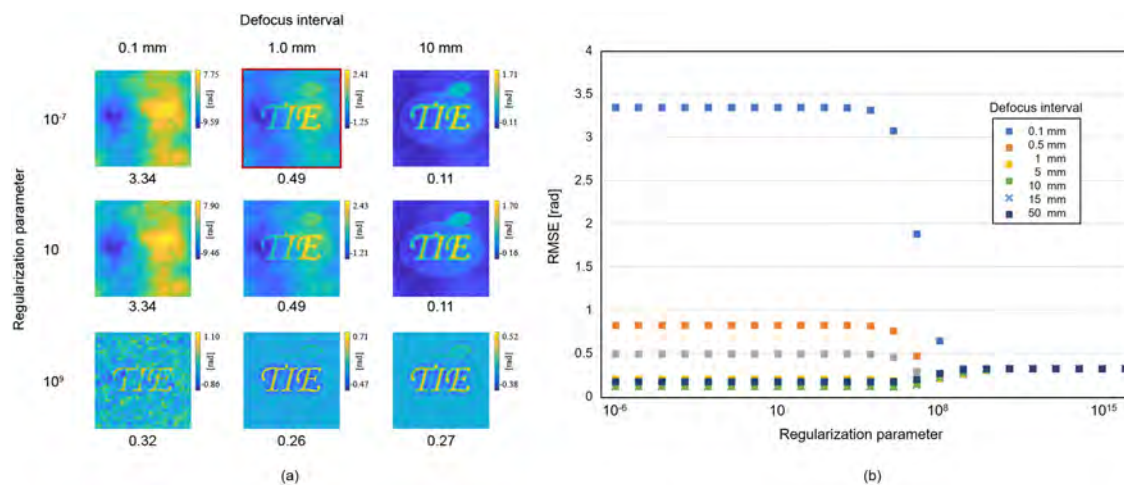


図 8.10 正則化パラメータおよびデフォーカス間隔を変更し、二つのデフォーカス像を使用して有限差分近似により取得したシミュレーション結果。(a) 位相分布の例、(b) 正則化パラメータに対する RMSE の関係。

ことがわかる。この結果から、二つのデフォーカス像を使用し有限差分近似により位相分布を取得する場合、ノイズによる影響が大きい環境下では位相分布が正しく取得できないことがわかる。また、正則化パラメータは一定の値であれば、デフォーカス距離が変化した場合でも大きく RMSE が変化しないことが図 8.10(b) よりわかる。正則化パラメータによる位相の変化に関しては、非線形な最適化問題を解くことで緩和される可能性がある [305,306]。

8.5.2 位相計測精度と空間帯域幅積

提案手法では複数のデフォーカス強度分布を撮像素子面において同時に取得するため、デフォーカス強度分布の数を増加すると、取得される位相分布の視野が狭くなる、あるいは空間分解能が低下する。つまり、提案手法により取得されるデフォーカス強度分布の数と空間分解能はトレードオフである。また、TIEに基づく QPI ではデフォーカス強度分布の数が増加すると再生像の品質が向上する傾向があるため、再生像の品質と空間帯域幅積 [307] がトレードオフであると言い換えることができる。

Jingshan らは、Gauss 過程回帰 (GP: Gaussian process regression) [308] に基づいた TIE (GP-TIE) を使用することで、デフォーカス強度分布の数を低減し、再生像の品質を向上させる方法を提案している [309]。この方法は、SHOT-QPI との親和性が高く、提案手法のトレードオフを解消する可能性がある。そこで次項では、GP-TIE を

SHOT-QPI に適用し，再生像の品質が変化するかどうかを評価した。

8.5.3 周波数フィッティングによる品質の向上

SHOT-QPI における，再生像の品質と空間帯域幅積のトレードオフを解消するために，GP-TIE を応用した方法について述べる．GP-TIE は，指数関数的に変化するデフォーカス間隔を用いて解析をおこなうので，複数のデフォーカス像を使用する通常の TIE に比べて信号対雑音比が低い環境下において誤差の小さい結果が得られることが示されている [309]．SHOT-QPI では，CGH により柔軟にデフォーカス距離の異なる強度分布を取得することができるので，GP-TIE と親和性が高い。

数値シミュレーションにより計測精度を評価した．シミュレーションの条件は 8.4 節で述べたものを用いた．GP-TIE を用いた SHOT-QPI における各デフォーカス強度分布のデフォーカス間隔は 1, 2, 4, 8 mm とした．シミュレーション結果は，一次の多項式近似を用いてデフォーカス間隔を 1 mm とした場合と比較した．比較した結果を図 8.11 に示す．RMSE の結果から，GP-TIE を用いることで再生像の品質が向上することが示された．この結果から，より多くのデフォーカス強度分布を必要とする信号対雑音比が低い環境下においても，GP-TIE を応用することで，再生像品質の低下を防ぐことが可能と考えられる。

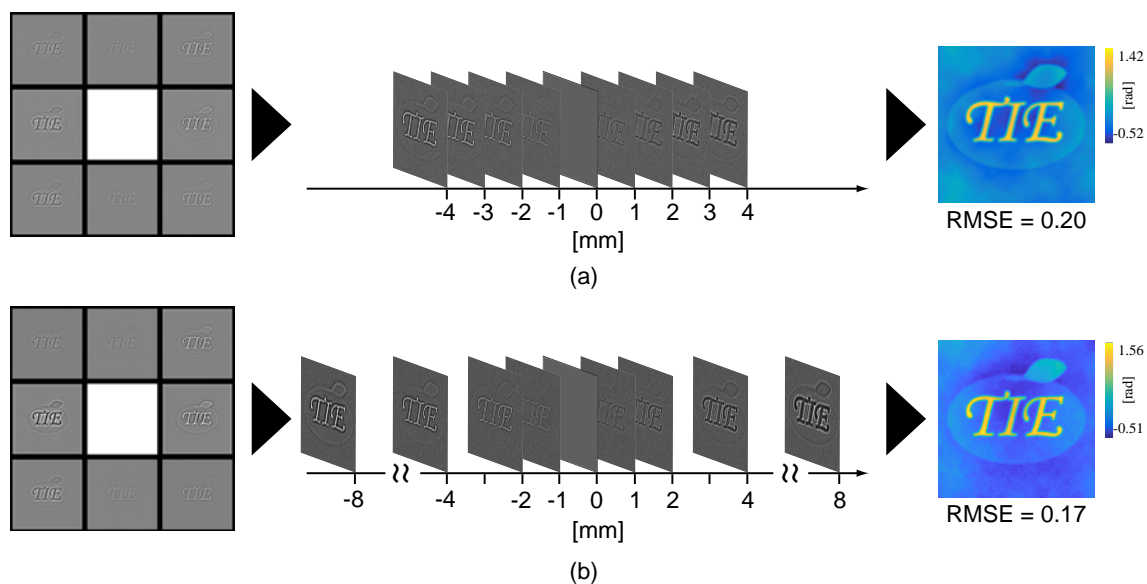


図 8.11 比較シミュレーション結果．(a) 一次の多項式近似を用いた結果，
(b) GP-TIE により得られた結果。

8.5.4 非近軸近似および近軸近似下における ASF の影響

TIE は近軸近似下において導出される式である．そのため，近軸近似下における ASF を再生する CGH を用いる場合，再生像の品質が変化する可能性がある．そこで，CGH により再生される ASF を変化させた際に再生像の品質に影響があるかどうかを評価した．近軸近似下におけるデフォーカスの ASF は

$$p(x, y) = \text{FT} \left[\exp \left\{ -i\pi\lambda\Delta z (\mu^2 + \nu^2) \right\} \right] \quad (8.16)$$

としてあらわされる [197]．デフォーカス間隔を 10 mm として取得される位相分布の違いを評価するシミュレーションをおこなった．非近軸近似および近軸近似下における ASF の Fourier 変換の位相分布の差を図 8.12(a) に示す．図 8.12(a) に示す結果より，位相分布はほとんど変化がないことがわかる．また，TIE により取得した位相分布を図 8.12(b) に示す．図 8.12(a) および (b) に示す誤差の平均値はそれぞれ 1.9×10^{-3} および -5.9×10^{-6} であった．また，図 8.12(a) および (b) に示す誤差の標準偏差はそれぞれ 2.0×10^{-3} および 3.1×10^{-5} であった．この結果から，CGH より再生される ASF を近軸近似下における分布を使用してもほとんど結果が変化しないことが示された．これは，一般的な TIE の解析では，デフォーカス距離が小さい場合がほとんどで

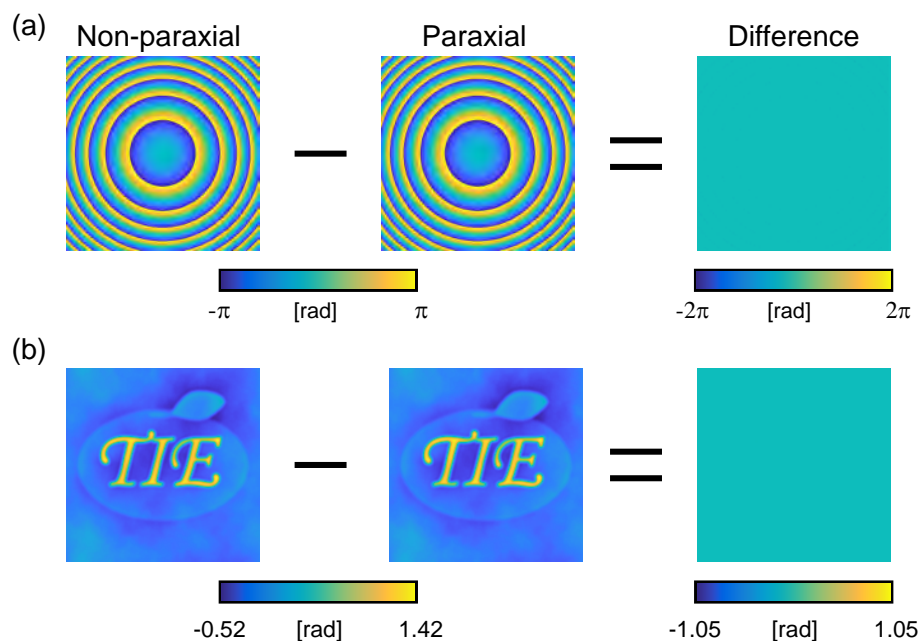


図 8.12 非近軸近似および近軸近似下における影響の比較結果：(a) 球面位相分布 (b) 位相計測結果.

あり、近軸近似の影響がほとんど無視できることが理由と考えられる。

8.5.5 計算機合成ホログラムのサンプリング条件

SHOT-QPI では、離散化された CGH を使用する。そのため、SHOT-QPI において再生される ASF のデフォーカス距離は SLM のパラメータによって決まるサンプリング条件に制限される。SHOT-QPI で使用する CGH は球面位相と回折格子の作用をする。そのため、それぞれのサンプリング条件が同時に満たされる条件 [310] を調べる。

SLM に球面位相分布を表示する場合に満たされるべき条件は、

$$\Delta p \left| \frac{\partial \phi_s(\mu, 0)}{\partial \mu} \right|_{\max} \leq \pi \quad \text{and} \quad \Delta p \left| \frac{\partial \phi_s(0, \nu)}{\partial \nu} \right|_{\max} \leq \pi \quad (8.17)$$

である。ここで Δp と ϕ_s はそれぞれ SLM のサンプリング間隔および SLM における位相分布であり、

$$\phi_s(\mu, \nu) = 2\pi\Delta z \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \mu^2 - \nu^2} \quad (8.18)$$

としてあらわされる。式 (8.17) は隣接する画素間の位相差が π 以下となることを課している。そのため、式 (8.17) を Δz について解くと、

$$\Delta z \leq \frac{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - |\mu_{\max}|^2}}{2|\mu_{\max}|\Delta p} \quad \text{and} \quad \Delta z \leq \frac{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - |\nu_{\max}|^2}}{2|\nu_{\max}|\Delta p} \quad (8.19)$$

となる。ここで $|\mu_{\max}|$ および $|\nu_{\max}|$ は μ および ν 方向の最大空間周波数をあらわす。8.3 節において述べたシミュレーションの条件の場合、 Δz は 300.7mm が最大である。また、CGH では、球面位相分布だけでなく、線形位相によるサンプリング条件を考慮する必要がある。線形位相分布のサンプリング条件は

$$\Delta p \left| \frac{\partial \phi_1(\mu, 0)}{\partial \mu} \right|_{\max} \leq \pi \quad \text{and} \quad \Delta p \left| \frac{\partial \phi_1(0, \nu)}{\partial \nu} \right|_{\max} \leq \pi \quad (8.20)$$

であり、ここで $\phi_1(\mu, \nu)$ は

$$\phi_1(\mu, \nu) = -2\pi(x_j\mu + y_j\nu) \quad (8.21)$$

である。SHOT-QPI では、式 (8.17) および式 (8.20) を同時に満たす必要があるため、

$$\Delta p \left| \frac{\partial \{\phi_s(\mu, 0) + \phi_1(\mu, 0)\}}{\partial \mu} \right|_{\max} \leq \pi \quad \text{and} \quad \Delta p \left| \frac{\partial \{\phi_s(0, \nu) + \phi_1(0, \nu)\}}{\partial \nu} \right|_{\max} \leq \pi \quad (8.22)$$

を満たす必要がある。このとき、 Δz について式を解くと、

$$\Delta z \leq \frac{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - |\mu_{\max}|^2}}{2|\mu_{\max}|} \left(\frac{1}{\Delta p} - 2|x_j| \right) \quad \text{and} \quad \Delta z \leq \frac{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - |\nu_{\max}|^2}}{2|\nu_{\max}|} \left(\frac{1}{\Delta p} - 2|y_j| \right) \quad (8.23)$$

となる。8.3 節において述べたシミュレーションの条件の場合、 Δz は 150.3 mm が最大である。この結果から、SHOT-QPI において用いる CGH の作製時に使用する Δz は数 mm 程度であり、この条件を満たす。

8.5.6 空間光変調器の配置誤差による影響

本項では、CGH の配置誤差による影響について述べる。CGH の配置誤差と PSF の変化の関係を図 8.13 に示す。CGH が μ 軸および ν 軸を中心に回転した場合、それぞれ CGH に対して $\exp(i2\pi\nu\Delta x)$ および $\exp(i2\pi\nu\Delta y)$ の位相が付加される。また、CGH が z 方向に対して方位角方向に回転した場合、CGH の格子ベクトルが方位角方向に

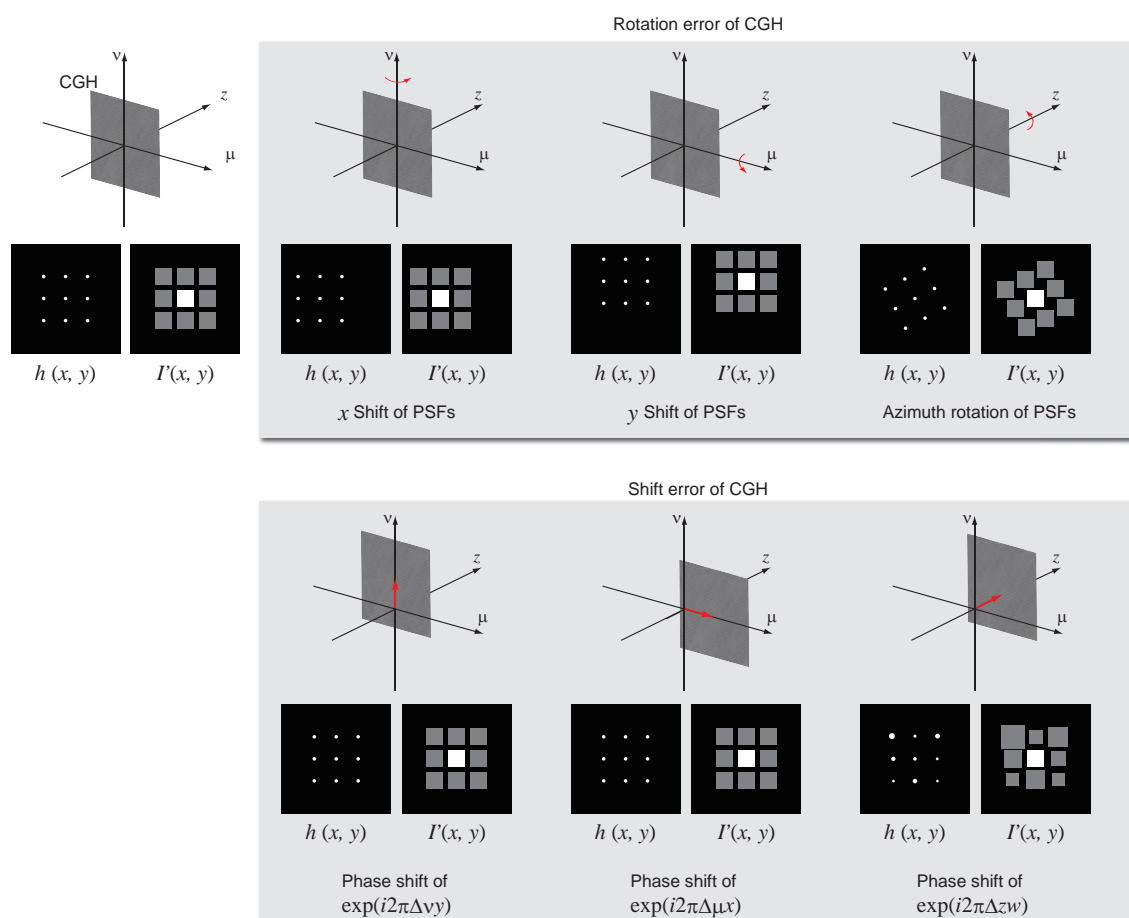


図 8.13 空間光変調器の配置誤差による PSF への影響の概念図。

回転するため PSF があらわれる位置も回転する。これらのような CGH が回転する場合、PSF が現れる位置が既知であれば、その影響は無視できる。また、CGH が μ 方向および ν 方向にシフトした場合は、PSF に対して $\exp(i2\pi\nu\Delta x)$ および $\exp(i2\pi\nu\Delta y)$ の位相が付加される。この PSF に対する位相の付加は干渉計測法においては活用されている [311,312] が、SHOT-QPI においては強度として検出される際に無視される。一方で、CGH が z 方向にシフトした場合、PSF に $\exp(i2\pi\Delta zw)$ の位相が付加され、ここで w は z 方向の空間周波数である。また、位相の付加だけでなく、倍率が変わるため、デフォーカス強度分布に対して補間による補正などをおこなう必要がある。

これらのことから、CGH の配置誤差としては、光軸方向に対するシフトの影響が最も大きい。ただし、この CGH の配置誤差に関しては、光学系を構築する過程においてのみ生じるものであり、従来の TIE に基づく定量位相計測法とは異なり、SHOT-QPI では計測過程においては高精度なアライメントは要求されない。

8.6 結言

本章では、TIE に基づく QPI の高機能化・高性能化を目的として振幅型 CGH を応用した SHOT-QPI を提案した。提案手法では、TIE に基づく QPI において必要な複数のデフォーカス強度分布を撮像素子面において同時に取得することが可能である。まず、8.2 節において、位相計測法の背景について述べた。次に、8.3 節において、SHOT-QPI の原理について述べた。次に、8.4 節および 8.5 節において数値シミュレーションおよび光学実験により、提案手法の原理を検証した。また、8.6 節において、解析時に必要な各パラメータに関して考察をおこなった。SHOT-QPI の今後の展望として、複数のデフォーカス強度分布を同時に取得することができるため、トモグラフィへの応用が期待される。

第 9 章 深層学習を導入した単一露光高次強度輸 送定量位相計測

9.1 緒言

第 8 章で述べた単一露光高次強度輸送定量位相計測 (SHOT-QPI: Single-shot Higher-Order Transport-of-intensity Quantitative Phase Imaging) [296] は、撮像素子面において複数のデフォーカス像を同時に取得するために、物体からの光波を分割する。このとき、物体からの光波の分割に使用する振幅型の計算機合成ホログラム (CGH: Computer-Generated Hologram) は、入射光波の振幅を変調することと、原理的に 0 次回折光があらわれるため、撮像素子あるいは計測試料を光軸方向に走査する従来の TIE に基づく方法と比べて光利用効率が低いという問題がある。この問題は位相型の CGH を導入することで緩和することができるが、位相型の CGH より再生されるデフォーカスの点像振幅分布関数 (ASF: Amplitude Spread Function) は CGH の作製過程において振幅情報を取り除く過程において誤差が生じるため、理論に基づいたデフォーカスの ASF を再生できないという課題がある [313–316]。

本研究では、位相型 CGH を SHOT-QPI に導入し、深層学習により上述の課題を解決する Deep-SHOT を提案する。Deep-SHOT ではまず、光学系の入出力関係を事前に学習し、その後未知の対象を計測する。ニューラルネットワークは位相型 CGH より再生される歪んだ ASF と計測試料を関連付ける校正行列として作用するため、再構成品質の低下を防ぐことができ、SHOT-QPI と比べて光利用効率の高い計測が可能となる。

9.2 深層学習を導入した単一露光高次強度輸送定量位相計測の原理

本節では、Deep-SHOT の原理について述べる。Deep-SHOT の基本的な光学系は第 8 章にて述べた SHOT-QPI とほとんど同じであるが、光利用効率の向上を目的として位相型の CGH を用いる。まず、位相型の CGH の作成方法について述べる。また、Deep-SHOT では、SHOT-QPI とは異なり、複数のデフォーカス強度分布から位相分布を算出する過程において TIE ではなく深層学習を用いる。そこで、深層学習に基づいた位相計測過程について述べる。

9.2.1 位相型計算機合成ホログラムの作製

位相型 CGH の作製過程の概念図を図 9.1 に示す。位相型 CGH の作製はさまざまな方法が提案されているが、本研究では、Gerchberg-Saxton (GS) アルゴリズムを用いて作製する。まず、撮像素子面における複数のデフォーカスの ASF を作製する。この複素振幅分布を Fourier 変換し、CGH 面における複素振幅分布を取得する。得られた複素振幅分布の振幅分布を一様にし、逆 Fourier 変換をおこなう。これにより得られた撮像素子面における複数のデフォーカスの ASF は、CGH 面において振幅分布を一様にしたことによる誤差が含まれている。そこで、この ASF の振幅分布を理論的な分布に変更する。これにより得られた複素振幅分布を再び逆 Fourier 変換し CGH 面における複素振幅分布を取得する。この過程を最小二乗誤差が収束するまで反復して計算をおこなう。最終的に得られた位相型 CGH を計測に用いる。

9.2.2 深層学習に基づいた位相計測過程

Deep-SHOT の計測過程を図 9.2 に示す。撮像素子面では、計測試料と位相型 CGH により再生された ASF の畳み込み積分であらわされる分布の強度分布が得られる。この分布から、それぞれの強度分布を抽出し、図 9.2(b) に示すようにニューラルネットワークの入力データとして用いる。まずは、複数の既知の位相分布を用いてニューラルネットワークの最適化をおこなう。既知の位相分布に対応する、提案手法におい

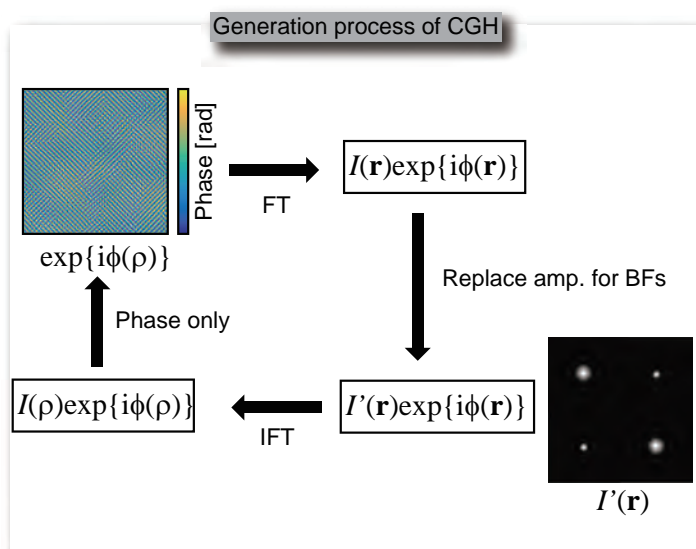


図 9.1 位相型 CGH の作製過程.

9.2 深層学習を導入した単一露光高次強度輸送定量位相計測の原理

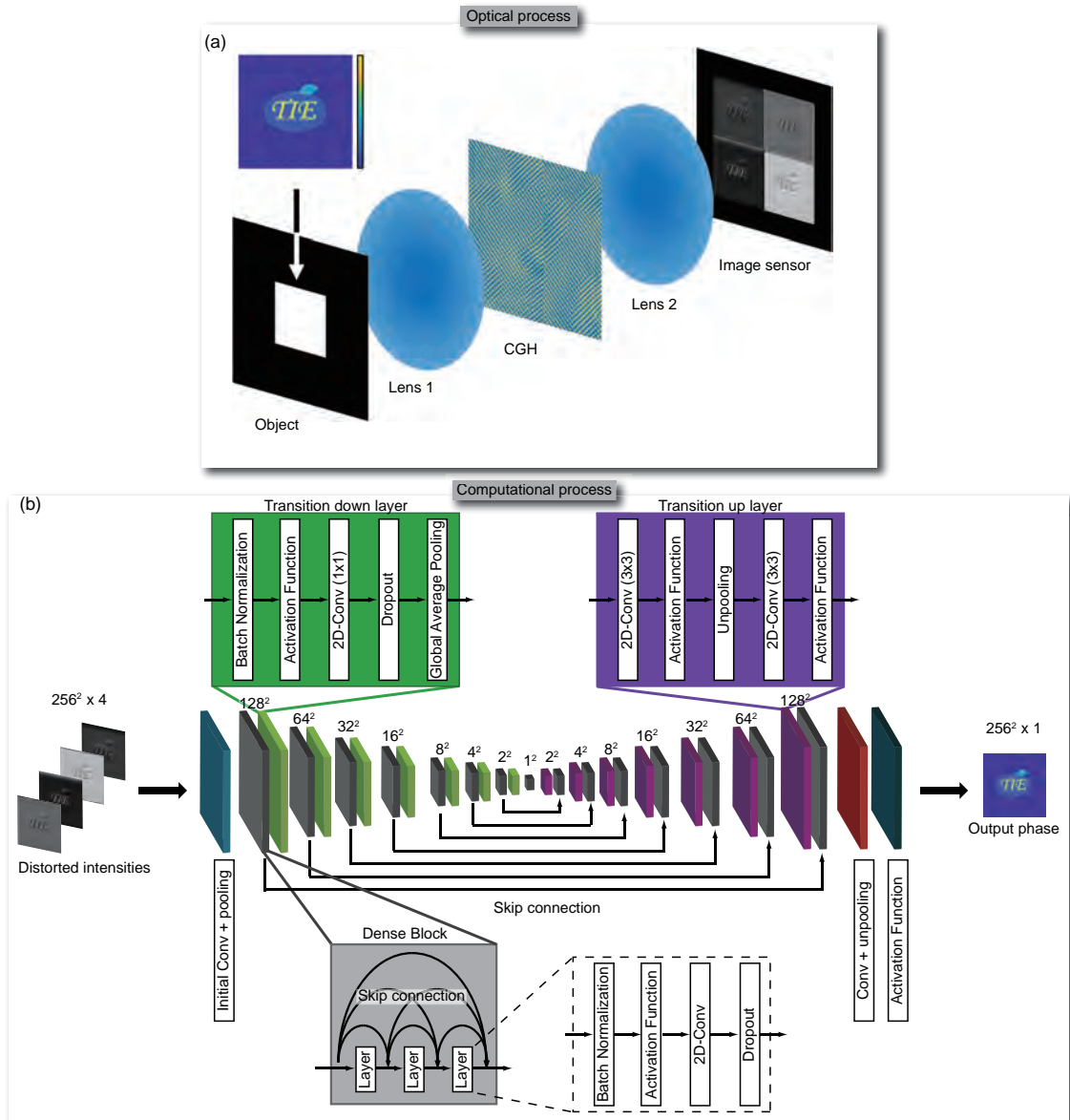


図 9.2 Deep-SHOT の計測過程の概念図 (a) 光学系 (b) ニューラルネットワークの構成。

て得られる複数の強度分布を取得し、ニューラルネットワークに入力する。ニューラルネットワークから出力された位相分布と既知の位相分布との誤差が最小となるように、ニューラルネットワークの重みを更新する。この過程により、ニューラルネットワークの最適化をおこなう。この最適化されたニューラルネットワークに、提案手法の光学系により得られた未知の位相分布に対応する複数のデフォーカス強度分布を入

力することで、通常の TIE では計測することが困難な位相分布を取得することができ
る。本研究では、比較的少ないパラメータにより最適化が可能な DenseNets (Densely
Connected Convolutional Networks) [317] を用いた。その特徴から DenseNets はさま
ざまな分野に応用されている [54, 287, 318]。図 9.2 における Dense block は入力デー
タの特徴量を抽出する。Dense block は三つの層から構成されており、各層は Batch
normalization, Activation function, Two-dimensional convolution, そして Dropout に
より構成される。また、各層は Skip connection により前層における情報が伝達され
る。Transition down 層へ入力される特徴量は Pooling 層により収縮される。また、
Transition up 層へ入力される特徴量は Unpooling 層により拡大される。

9.3 原理検証

本節では、まず CGH の回折効率を評価した内容について述べる。次に、Deep-SHOT
の原理検証実験の内容について述べる。最後に、再生像の空間分解能を評価した内容
について述べる。

9.3.1 回折効率の評価

振幅型 CGH と位相型 CGH により再生される ASF の回折効率を評価した。回折効
率の評価には、内部回折効率と外部回折効率を用いた。内部回折効率 η_i は入射光強度
 I_i に対する回折光強度 I_d の割合であり、

$$\eta_i = \frac{I_d}{I_i} \quad (9.1)$$

と定義される。また、外部回折効率 η_o は透過光強度 I_t に対する回折光強度 I_d の割合
であり、

$$\eta_o = \frac{I_d}{I_t} \quad (9.2)$$

と定義される [319]。位相型 CGH の場合は入射光の振幅が減衰しないので、入射光強
度と透過光強度が等しく、内部回折効率および外部回折効率は同じ値となる。CGH の
画素数および画素数ピッチはそれぞれ 512×512 , $12.5 \mu\text{m}$ とした。また、位相型 CGH
の作製過程における GS アルゴリズムに基づく計算の反復回数は 20 とした。撮像素子
面において取得される PSF の数は 4 とし、デフォーカス間隔は 1 mm とした。

回折効率の評価結果を表 9.1 に示す。この結果から、位相型の CGH を用いる場合、
内部回折効率は 10 倍、外部回折効率は 4 倍以上高い結果が得られ、光利用効率が高い

計測が可能であることが示された。振幅型の CGH から再生される PSF の回折効率が低い原因は、入射光波の振幅を変調することと、原理的に 0 次回折光があらわれることが挙げられる。

9.3.2 実験

Deep-SHOT の原理を検証するために実験をおこなった。実験に用いた光学系を図 9.3 に示す。また、実験に用いた光学素子のパラメータを表 9.2 に示す。光源には緑色の LED (Usio Inc. SugarCUBE) を用いた。また、時間コヒーレンスを高くするために、中心波長 515 nm、半値全幅 3 nm のバンドパスフィルタを用いた。計測試料として空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01) を使用した。計測試料は CIFAR-10 [320] から選択した 10000 通りの画像データを用いた。また、使用する画像データは 32×32 から 128×128 にバイリニア補間を用いて拡大した。計測試料の位相分布は図 9.3 における SLM1 に表示した。SLM1 からの光波はレンズ 2 により Fourier 変換され、SLM2 (Holoeye Photonics AG GAEA) により変調される。SLM2 には位相型の CGH を表示した。撮像素子面における ASF のデフォーカス間隔は 1 mm とした。SLM2 により変調された光波はレンズ 3 により

表 9.1 回折効率の評価結果.

	振幅型 CGH	位相型 CGH
内部回折効率	0.02	0.23
外部回折効率	0.05	0.23

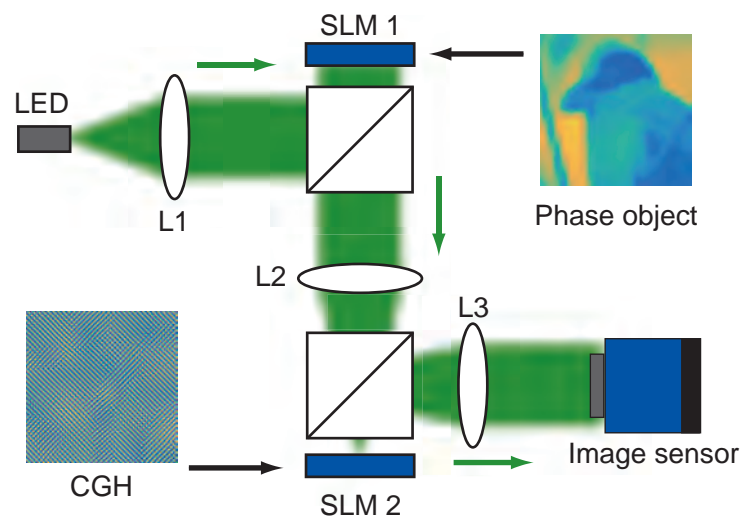


図 9.3 実験に用いた光学系.

表 9.2 実験に用いた光学素子のパラメータ

LED (Ushio Inc.SugarCUBE)	
中心波長	523 nm
半値全幅	39 nm
SLM1 (Hamamatsu Photonics K.K. X13138-01)	
計測物体の画素サイズ	$12.5 \mu\text{m} \times 12.5 \mu\text{m}$
計測物体の画素数	128×128
SLM2 (Holoeye Photonics AG GAEA)	
CGH の画素サイズ	$3.74 \mu\text{m} \times 3.74 \mu\text{m}$
CGH の画素数	3840×2160
撮像素子 (The Imaging Source Co., Ltd. DMK23U274)	
画素サイズ	$4.4 \mu\text{m} \times 4.4 \mu\text{m}$
画素数	1600×1200
焦点距離	
レンズ 1, 2, 3	150 mm

Fourier 変換され、撮像素子面に到達する。レンズ 2 およびレンズ 3 により構成される $4-f$ 光学系の倍率を 1 としたので、撮像素子面における計測試料の強度分布は SLM1 に表示した分布よりも画素数が多い。そのため、撮像素子面において得られた各強度分布の中央の 256×256 の領域を原理検証に使用した。原理検証に使用したニューラルネットワークのパラメータは表 9.3 にまとめる。

撮像素子面において取得された強度分布を図 9.4(a) に示す。また、光学素子等の影響がない理想的な場合においてもデフォーカス像に歪みが生じるかどうかを評価するために、数値シミュレーションにより位相型 CGH および複素振幅型 CGH を用いて得られた撮像素子面における強度分布を取得した。位相型 CGH および複素振幅型 CGH を用いて取得された撮像素子面における強度分布をそれぞれ図 9.4(b) および (c) に示す。図 9.4(a) と (b) の違いは光源のコヒーレンスや光学系の収差が原因であると考えられる。ここで、数値シミュレーションの結果は時間および空間コヒーレンスによる影響を無視するためにコヒーレントな条件で取得している。時間および空間コヒーレンスの低い光源を用いる図 9.4(a) のような場合は、その光源の特性に応じた強度分布

表 9.3 ニューラルネットワークのパラメータ.

Activation function	ReLU
Optimizer	Adam
Loss function	MSE
Number of DenseBlock	15
Number of layers for a DenseBlock	3
Number of epochs	50
Growth rate	12
Dropout Rate	0.05
Transition Rate	0.5

が重ねあわされたものが撮像素子面において得られるため、部分コヒーレント照明下においても理想的なデフォーカス像を取得することは困難である。また、図 9.4(b) と (c) を比較すると、位相型 CGH を用いる場合は理想的なデフォーカス像を取得することができないことがわかる。

ニューラルネットワークに入力する強度分布の数が再生像の品質に与える影響を評価するために二つのニューラルネットワークを構築した。一つ目は単一のデフォーカス像を入力する方法であり、これを 1 チャンネル法と呼ぶ。もう一方のニューラルネットワークは四つのデフォーカス像を入力として用いる方法であり、こちらを 4 チャンネ

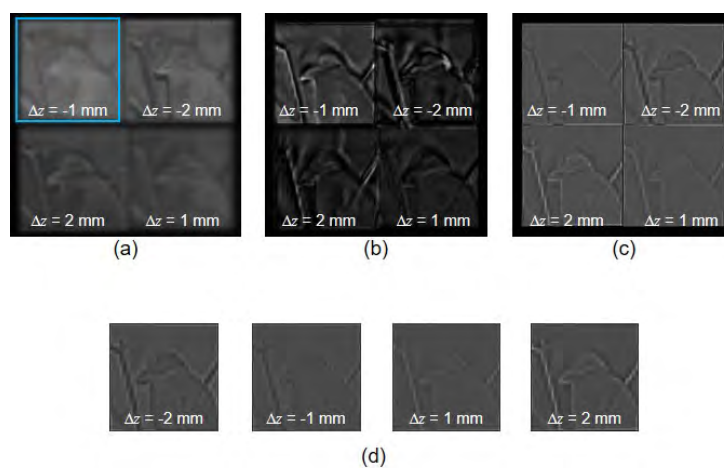


図 9.4 撮像素子面における強度分布：(a) 実験により取得した結果 (b) 位相型 CGH および (c) 複素 CGH から再生されたシミュレーション結果 (d) 理論的なデフォーカス像.

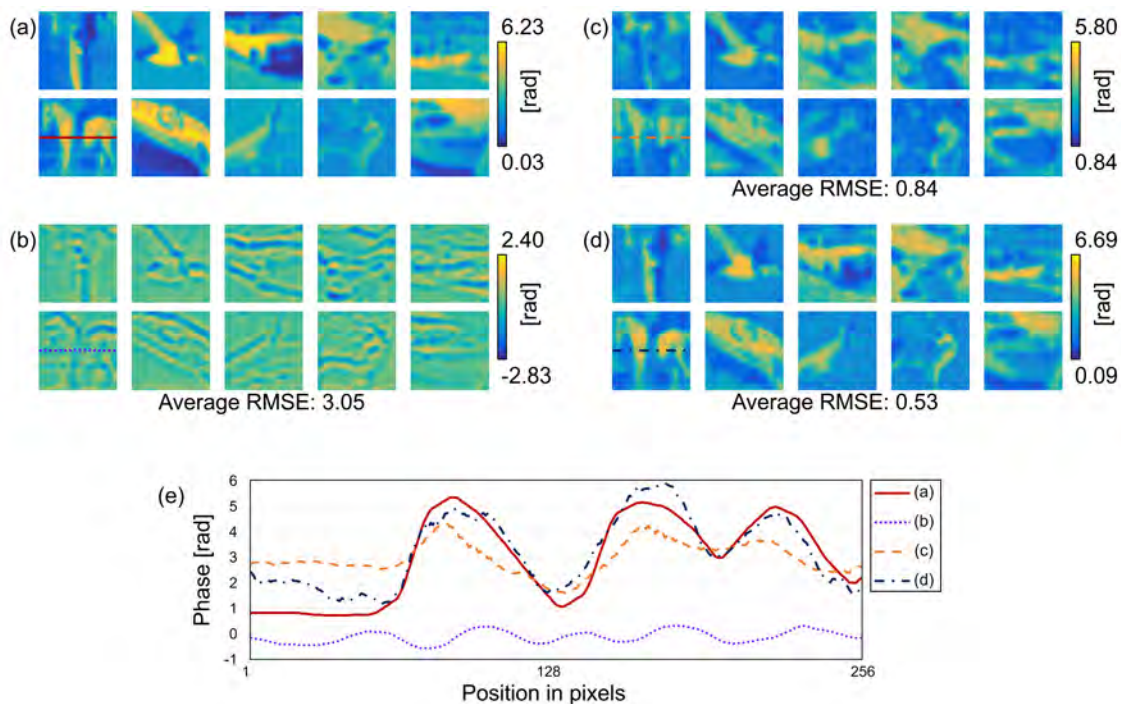


図 9.5 実験結果：(a) 真値の位相分布 (b) 一次の多項式近似を用いた TIE (c) 1 チャンネル法 (d) 4 チャンネル法 (e) 位相分布の断面プロファイル。

ル法と呼ぶ。4 チャンネル法は 1 チャンネル法と比較して用いるデフォーカス像の数が多いため、従来の TIE に基づく QPI のように、測定精度が向上することが期待される。また、1 チャンネル法に使用するデフォーカス像は図 9.4 における青枠で囲まれた位置にあらわれる分布を使用した。実験に用いた位相分布の真値、従来の TIE により取得した結果、1 チャンネル法および 4 チャンネル法により取得した結果をそれぞれ図 9.5(a), (b), (c), および (d) に示す。ここで従来の TIE による解析では、四つのデフォーカス像と一次の多項式近似を用いて強度の微分の近似値を取得した。位相計測の精度は二乗平均平方根誤差 (RMSE: Root Mean Squared Error) を用いて評価した。平均 RMSE を図 9.5 に示す各結果の下側に示す。実験結果より、従来の TIE を用いる場合は、位相型 CGH による ASF のひずみの影響により位相計測誤差が大きいことがわかる。一方で、Deep-SHOT では、ニューラルネットワークが位相型 CGH により生じる影響を含めて学習しているため、精度の高い結果が得られた。また、図 9.5(c) および (d) を比較すると、4 チャンネル法を用いた場合、精度が向上することが示された。このことから、深層学習を用いる場合においても、使用する強度分布の数を増加することで再生像の品質が向上することが示された。

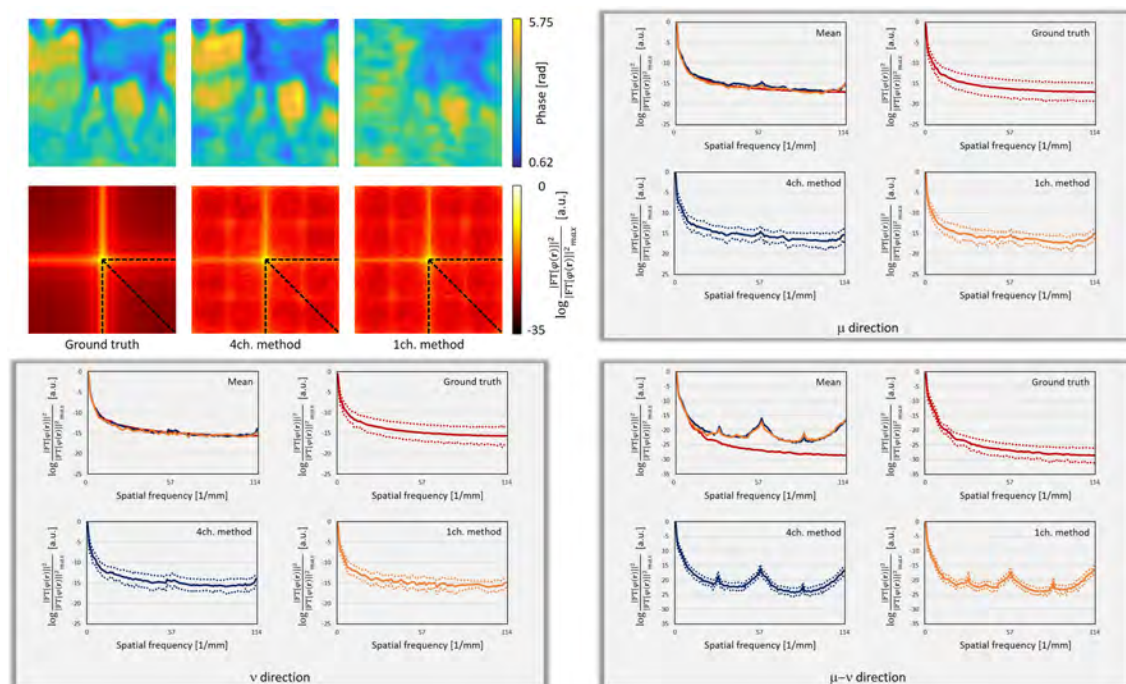


図 9.6 パワースペクトル密度分布の評価結果.

また、各方法の空間分解能を定性的に評価するために、図 9.5(a)-(d) に示す位相分布の断面プロファイルを取得した。断面プロファイルの結果を図 9.5(e) に示す。この結果から、4 チャンネル法を用いる場合が最も真値に近い結果が得られることが定性的にわかる。

9.3.3 空間分解能の評価

図 9.5(e) から、4 チャンネル法を用いる場合が最も真値に近い結果が得られている。しかし、1 チャンネル法と 4 チャンネル法の空間分解能の差は明らかになってはいない。通常、空間分解能の詳細な評価には標準的なテストターゲットが使用されるが、Deep-SHOT における学習時の分布とテストターゲットが有する空間周波数成分には大きな差があるため使用することが困難である。そこで、パワースペクトル密度を評価し、比較のための数値シミュレーションをおこなった。

パワースペクトル密度を比較した結果を図 9.6 に示す。図 9.6 の左上には取得された位相分布とそのパワースペクトル密度を例として示している。 μ , ν , および $\mu - \nu$ 方向の断面プロファイルをそれぞれ図 9.6 の右上, 左下, 右下に示す。ここで 50 のテストセットを使用したため、断面プロファイルの実線は各結果の平均値、点線は標準偏差をあらわしている。

μ および ν 方向の断面プロファイルの結果から、1チャンネル法と4チャンネル法の空間分解能には大きな差がなく、真値に近い結果が得られた。一方で、 $\mu-\nu$ 方向の断面プロファイルからは Deep-SHOT により得られた結果は周期的な誤差が含まれている。この理由としては、ニューラルネットワークの学習に使用した画像データは CIFAR-10 から選ばれた分布を補間処理により拡大したものをを用いたことが挙げられる。このスペクトルの結果はローパスフィルタを使用することで緩和することができる。以上の結果から、1チャンネル法と4チャンネル法はパワースペクトル密度の観点からはほとんど差がないことが示された。

9.4 結言

第8章で述べた SHOT-QPI の光利用効率の向上を目的として位相型 CGH を使用する場合、撮像素子面において得られるデフォーカス像に歪みが生じてしまい、正しく位相分布を取得することが困難である。本章では深層学習を SHOT-QPI に応用した Deep-SHOT を提案した。まず、振幅型 CGH と位相型 CGH により再生される PSF の回折効率を評価し、光利用効率の比較をおこなった。次に実験により Deep-SHOT の有用性を評価した。最後にニューラルネットワークに使用する強度分布の数により再生像の空間分解能が変化するかどうかをパワースペクトル密度を用いて評価した。本章で得られた成果は SHOT-QPI による光利用効率の問題を解決するものであり、動的対象の定量位相計測への応用が期待される。また、今後の課題として、Deep-SHOT は事前にニューラルネットワークを教師データを用いて最適化する必要があることが挙げられる。この課題は教師なし学習の導入により解決できることが期待される。

第 III 部 多次元光情報の光記録

第 10 章 複素振幅情報を活用した計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ

10.1 緒言

本章では、空間光変調技術である計算機合成ホログラムを応用したホログラフィックメモリ (CGH-HDS: Computer-Generated Hologram based Holographic Data Storage) [182] において、記録密度の向上のために位相情報を用いる二つの手法について提案する。一つ目は第 8 章にて述べた強度輸送方程式 (TIE: Transport of Intensity Equation) を用いる手法であり、二つ目は共通光路型のオフアクシスデジタルホログラフィを応用する手法である。まず、CGH-HDS の原理について述べる。次に、TIE を応用した CGH-HDS について原理を述べ、その原理検証実験の内容を述べる。次に、共通光路型オフアクシスデジタルホログラフィを応用した CGH-HDS の原理について述べ、その原理検証実験の内容について述べる。

10.2 計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリの原理

CGH-HDS は Fig. 10.1 に示すような光学系を用いて記録・再生をおこなう。CGH-HDS は信号光と参照光が別の光路を伝搬しホログラムを記録する二光束系のホログラフィックメモリと比較して光学系が簡易である。また、コンピュータ上であらかじめ計算された信号光と参照光の干渉縞である CGH を空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) に表示し記録媒体に結像して記録するので、空間的にコヒーレントな光源が必要なく、単色の LED 光源による記録・再生が実現されている [321, 322]。これらのことから、CGH-HDS は小型かつ単純な光学系で実現され、安価な光源を用いて記録・再生が可能という特長がある。

10.2.1 計算機合成ホログラムの作製原理

CGH-HDS における CGH の作製過程の概念図を図 10.2 に示す。本研究では、Fourier 変換型の CGH を用いる。図 10.2 に示す $I(x, y)$ をページデータの分布に対応した強度分布、 $\phi(x, y)$ を位相分布とすると、記録される信号光の複素振幅分布 $s(x, y)$

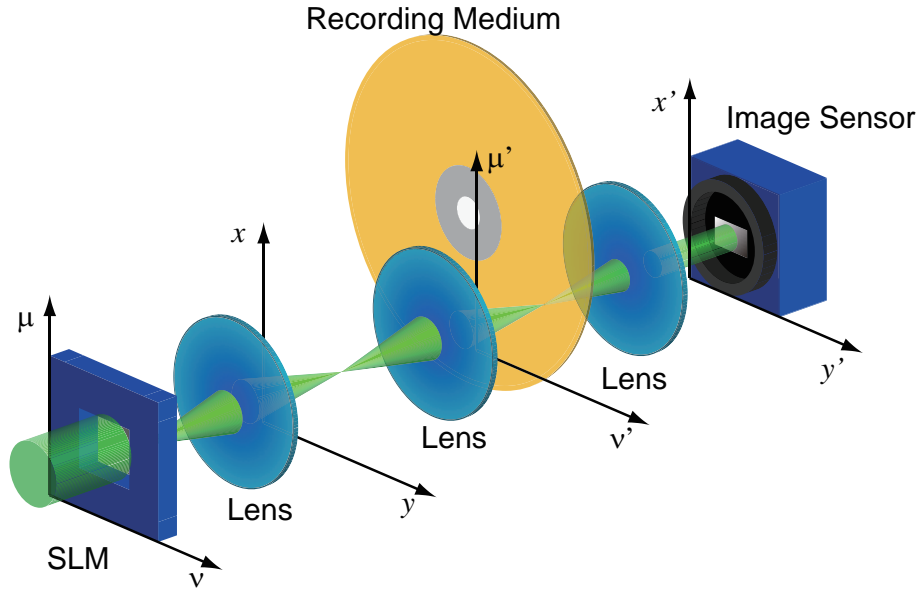


図 10.1 CGH-HDS の光学系.

は

$$s(x, y) = \sqrt{I(x, y)} \exp \{i\phi(x, y)\} \quad (10.1)$$

とあらわされる．一般的に，強度分布のみをデータとして使用する場合，ホログラムの干渉効率を向上させるために信号光の位相分布には図 10.2 に示す $\phi(x, y)$ のように空間的な分布および位相値がランダムな分布が用いられる [183, 323]．この光波を図 10.2 に示すように Fourier 変換し，参照光との干渉を計算する．このとき得られる干渉縞 $H(\mu, \nu)$ は

$$\begin{aligned} H(\mu, \nu) &= |S(\mu, \nu) + R(\mu, \nu)|^2 \\ &= |S(\mu, \nu)|^2 + |R(\mu, \nu)|^2 + S(\mu, \nu)R^*(\mu, \nu) + S^*(\mu, \nu)R(\mu, \nu) \end{aligned} \quad (10.2)$$

とあらわされる．ここで μ と ν はそれぞれ x 軸と y 軸方向に対応する空間周波数であり，図 10.1 の SLM 面の座標系に相当する． $S(\mu, \nu)$ は信号光 $s(x, y)$ の Fourier 変換， $R(\mu, \nu)$ は SLM 面における参照光の複素振幅分布である．ここで，式 (10.2) の右辺第一項と第二項は干渉縞のバイアス成分であり，CGH を再生する際には不要な成分であるため，あらかじめ減算し交流成分である第三項と第四項のみとする．この干渉縞の交流成分の最小値 I_b を減算すると

$$H'(\mu, \nu) = S(\mu, \nu)R^*(\mu, \nu) + S^*(\mu, \nu)R(\mu, \nu) - I_b \quad (10.3)$$

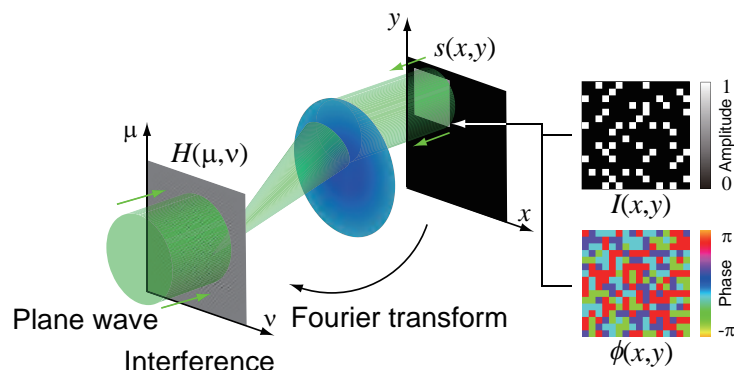


図 10.2 CGH の作製過程の概念図.

となり、負の値をもたない実関数となる。この分布を CGH として用いる。

図 10.1 に示す SLM に照射される光波が垂直入射の平面波の場合、CGH の作製に用いる参照光 $R(\mu, \nu)$ は 1 とみなすことができるため、式 (10.3) であらわされる CGH は

$$H'(\mu, \nu) = S(\mu, \nu) + S^*(\mu, \nu) - I_b \quad (10.4)$$

と書き改められる。式 (10.4) に示す CGH と図 10.1 に示すような光学系を用いる場合、記録媒体に照射される参照光は平面波である。

ホログラフィックメモリでは、記録媒体内における参照光の複素振幅分布を記録するページデータごとに変化させることで、記録媒体の同一箇所にも多重記録をおこなうことができる。CGH-HDS においても多重記録が提案されており、特にアキシコンレンズやシリンドリカルレンズを用いる場合 [322, 324–327], その素子による参照光への変調特性を考慮して CGH を作製する必要がある。本論文では、図 10.1 に示す光学系に基づいて記録・再生をおこなうので、式 (10.4) に基づいて CGH を作製する。また、CGH-HDS において提案されている球面波シフト多重記録法 [328] は新たな光学素子を追加することなく多重記録をおこなうことができるため、同様に式 (10.4) に基づいて CGH を作製する。CGH-HDS におけるスペックル多重記録法 [329] や角度多重記録法 [330] は参照光も同時に再生される CGH を作製する。

10.2.2 記録・再生原理

CGH-HDS の記録過程ではまず、作製した CGH を SLM に表示し、この SLM に平面波を照射することで、CGH の振幅分布に対応した振幅分布の光波が生成される。ここで SLM には振幅変調型のものを用いる。この光波を、図 10.1 に示すように $4-f$ 光

学系を用いて記録媒体に結像して記録する。記録媒体面のホログラムの強度分布は

$$H'(\mu', \nu') = S(\mu', \nu') + S^*(\mu', \nu') - I_b \quad (10.5)$$

とあらわされる。ここで、 (μ', ν') は記録媒体面における座標系である。

再生過程では、記録媒体に参照光のみを照射する。再生過程の概念図を図 10.3 に示す。記録媒体面における任意の参照光を $R_r(\mu', \nu')$ とすると、記録媒体面における光波の複素振幅分布は

$$\begin{aligned} U(\mu', \nu') &= H'(\mu', \nu')R_r(\mu', \nu') \\ &= S(\mu', \nu')R_r(\mu', \nu') + S^*(\mu', \nu')R_r(\mu', \nu') - I_b R_r(\mu', \nu') \end{aligned} \quad (10.6)$$

となる。ここで、記録時と同様の光学系を用いて、平面波である参照光を記録媒体に照射する場合について考える。SLM に一様な分布を表示し、この SLM を透過した平面波は $4-f$ 光学系を介して記録媒体に照射される。この場合、 $R_r(\mu', \nu')$ は 1 とみなせるので記録媒体内の光波の複素振幅分布 $U(\mu', \nu')$ は

$$U(\mu', \nu') = S(\mu', \nu') + S^*(\mu', \nu') - I_b \quad (10.7)$$

となる。この光波をレンズにより Fourier 変換すると撮像素子面における光波の複素振幅分布は

$$u(x', y') = s(x', y') + s^*(x', y') + \delta(x', y') \quad (10.8)$$

となる。ここで (x', y') は撮像素子面における座標系である。 $s(x', y')$ は信号光の複素振幅分布であり、 $s^*(x', y')$ は信号光の共役光、 $\delta(x', y')$ は 0 次回折光である。オフアクシス型の CGH を作製することで、図 10.3 のように信号光、共役光と 0 次回折光が空間的に重ならず、ページデータを取得することができる。

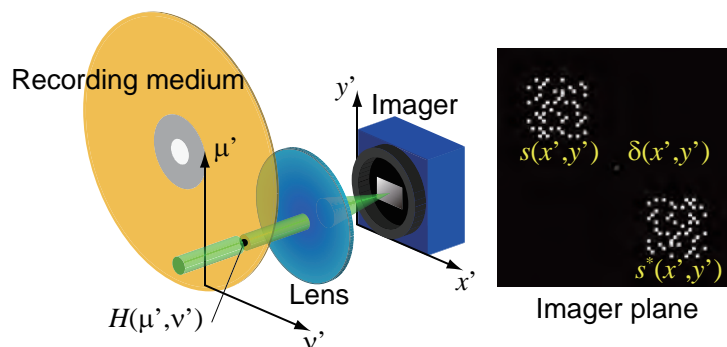


図 10.3 CGH-HDS の再生過程の概念図。

10.3 強度輸送方程式を応用した計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ

本節では、TIE に基づく位相計測法を CGH-HDS に導入する提案手法の記録および再生原理について述べる。図 10.4 に TIE に基づく位相計測法を CGH-HDS に導入した提案手法の概念図を示す。まず、記録するページデータの複素振幅分布 $s(x, y; z)$ を

$$s(x, y; z) = \sqrt{I(x, y; z)} \exp \{i\phi(x, y; z)\} \quad (10.9)$$

とし、CGH を図 10.5 に示すように作製する。CGH は式 (10.4) より、

$$H'(\mu, \nu; \xi) = S(\mu, \nu; \xi) + S^*(\mu, \nu; \xi) - I_b \quad (10.10)$$

としてあらわされる。記録過程では、この SLM に平面波を入射し、4- f 光学系を通して記録媒体にホログラムを結像して記録する。再生過程では、SLM に一様な分布

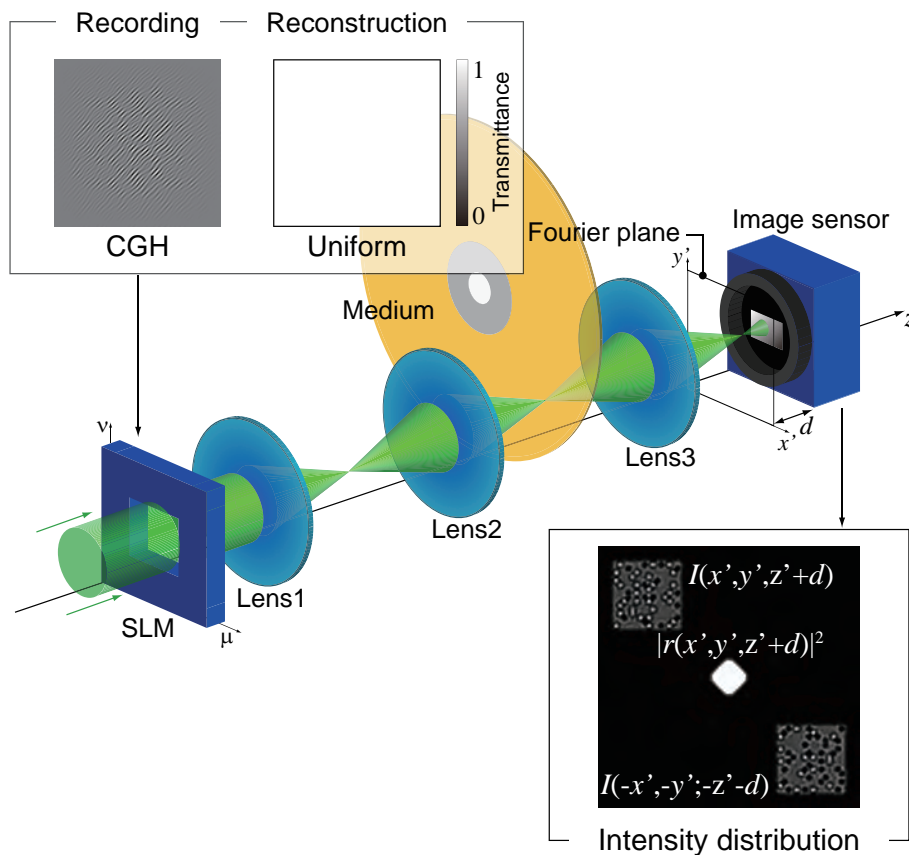


図 10.4 TIE に基づく CGH-HDS における記録・再生の概念図

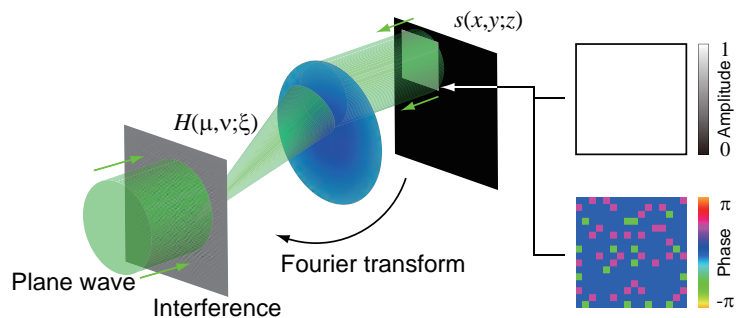


図 10.5 TIE に基づく CGH-HDS における CGH の作製過程.

を表示し参照光である平面波を記録媒体に照射する．記録媒体から再生された光波は図 10.4 におけるレンズ 3 の後側焦点面において図 10.6 (a) に示すような合焦した再生像としてあらわれ

$$u(x', y'; z') = s(x', y'; z') + s^*(x', y'; z') + \delta(x', y'; z') \quad (10.11)$$

とあらわすことができる．この光波がレンズ 3 の後側焦点面から距離 d だけ伝搬した面上の複素振幅分布は

$$u(x', y'; z' + d) = s(x', y'; z' + d) + s^*(x', y'; z' + d) + r(x', y'; z' + d) \quad (10.12)$$

となる．ここで， $r(x', y'; z' + d)$ は 0 次回折光が距離 d だけ伝搬した分布である．この

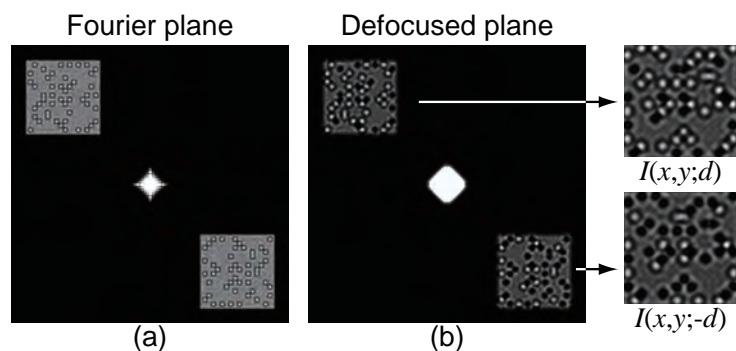


図 10.6 記録媒体から再生された光波の強度分布 (a) レンズ 3 の後側焦点面における強度分布，(b) レンズ 3 の後側焦点面から距離 d だけ離れた位置での強度分布.

位置に撮像素子を配置すると撮像素子面で得られる強度分布は、

$$\begin{aligned}
 |u(x', y'; z' + d)|^2 &= |s(x', y'; z' + d) + s^*(x', y'; z' + d) + r(x', y'; z' + d)|^2 \\
 &= |s(x', y'; z' + d)|^2 + |s^*(x', y'; z' + d)|^2 + |r(x', y'; z' + d)|^2 \\
 &= I(x', y'; z' + d) + I^*(x', y'; z' + d) + |r(x', y'; z' + d)|^2 \quad (10.13)
 \end{aligned}$$

とあらわされる。この分布には、各光波が重畳しないように CGH を作製しているため、干渉項が存在しない。ここで、式 (10.13) の右辺第二項は複素共役の関係から $I^*(x', y'; z' + d) = I(-x', -y'; -z' - d)$ とできる。この $I(-x', -y'; -z' - d)$ を原点を中心に回転すると $I(x', y'; z' - d)$ が得られ、式 (10.13) の右辺第二項である $I(x', y'; z' + d)$ と z 軸に対して距離 $2d$ だけ伝搬した関係である。よって、 $I(x', y'; z' - d)$ と $I(x', y'; z' + d)$ を式 (8.5) に代入し $\Delta z = 2d$ として式 (8.4) に基づいて解析をおこなうことで、位相分布を取得することができる。

10.3.1 デフォーカス距離の選定実験

TIE によって算出される位相分布の計測精度は主に差分近似の精度に依存するため、最適なデフォーカス距離を決定する実験をおこなった。実験には図 10.7 に示す光学系を用いた。各素子のパラメータを表 10.1 に示す。また、実験に用いたページデータの位相分布を図 10.8 に示す。ここで、位相ページデータの符号化方法には強度変調に用いられるスパースコーディング [156] を位相変調に応用した。この変調方法では、 4×4 セルで構成される 1 シンボルでデジタル情報を符号化する。ここで本研究では、1 セルは 8×8 画素で構成した。また、1 シンボル中の 3 セルをランダムに選択し、残りのセルとは異なる位相値を与える。本実験では、この 3 セルに対して $\pi/2$ または $-\pi/2$ の位相値を割り当て、その他のセルには 0 の位相値を与えた。

図 10.8 に示す位相ページデータから CGH を作製した。この CGH を SLM に表示

表 10.1 実験に用いた光学素子のパラメータ。

Wavelength of light source	532 nm
Pixel pitch of the SLM	$36 \mu\text{m}$
Magnification of the imaging optics	1/10
Thickness of the recording medium	$400 \mu\text{m}$
Pixel pitch of the CCD camera	$4.65 \mu\text{m}$
Pixel number of the CGH	512×512

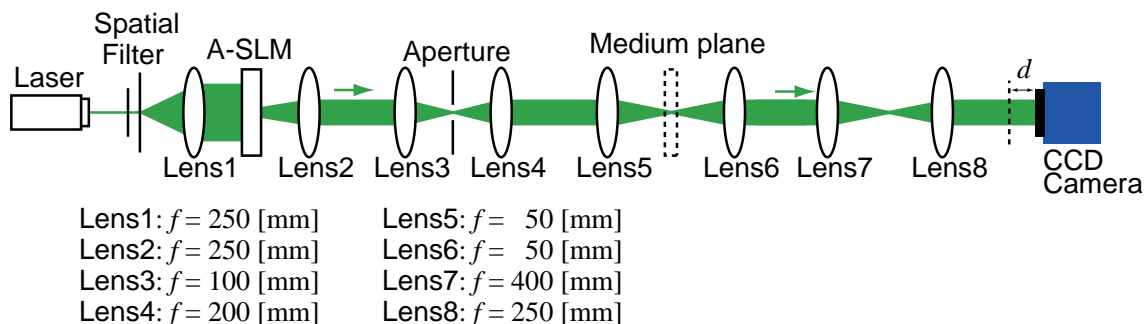


図 10.7 実験に用いた光学系.

し、倍率が 1/10 の結像光学系を用いて記録媒体面まで伝搬させた。この光波をレンズ 6 により Fourier 変換し、レンズ 7、レンズ 8 からなる結像光学系を用いてレンズ 8 の後側焦点面まで伝搬させる。この光波を撮像素子面まで距離 d だけ伝搬させ強度分布を取得する。このとき、レンズ 8 の後側焦点面から撮像素子までの距離 d を 5 mm から 35 mm まで 5 mm ごとに変化させ、強度分布を取得した。この強度分布から位相分布を算出し、位相分布の計測精度をシンボル誤り率 (SER: Symbol Error Rate) および二乗平均平方根誤差 (RMSE: Root Mean Squared Error) を用いて評価をおこなった。

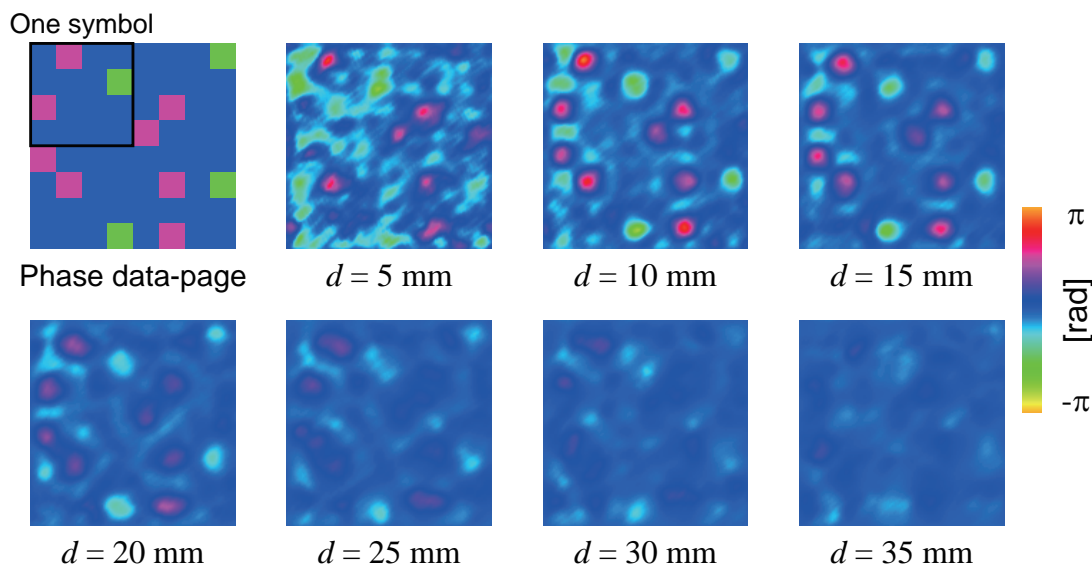


図 10.8 記録された位相ページデータおよびデフォーカス距離 d を 5mm から 35mm まで変化させた際に得られた位相分布.

ここで、SER は

$$\text{SER} = \frac{S_{\text{error}}}{S_{\text{all}}} \quad (10.14)$$

であらわされ、全シンボル数 S_{all} に対する誤ったシンボル数 S_{error} の割合である。また、RMSE は

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{XY} \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y \{\varphi_A(x,y) - \varphi_S(x,y)\}^2} \quad (10.15)$$

であらわされる。X, Y は x, y 軸方向のセル数であり、 $\varphi_A(x,y)$ と $\varphi_S(x,y)$ は取得した位相分布をセルごとに平均化した分布と、理論値である記録した位相分布である。

図 10.7 に示す光学系のレンズ 8 の後側焦点面から撮像素子面までの距離 d を 5 mm から 35 mm まで 5 mm ごとに変化させた際に実験で得られた位相分布を図 10.8 に示す。また、同様にして取得された SER と RMSE の変化を図 10.9 に示す。 $d = 5$ mm の場合、SER および RMSE が他の d の場合で得られたものと比べて大きな値となっている。これは、デフォーカスにともなう強度の変化が小さいため、撮像素子により強度分布を画像として出力する際の量子化処理や撮像素子のノイズによって強度の変化が適切に検出できなかったことが原因と考えられる。TIE に基づく位相計測においては、ノイズの影響が大きい条件下では算出される位相分布の計測精度が低下する [304,331]。 $d = 10$ mm 以上の場合、RMSE は d が大きくなるにつれ徐々に増大した。また、SER は $d = 10$ mm から 25 mm の場合常に 0 であった。 $d = 10$ mm の場合、RMSE が最小であり SER は 0 であるが、 d が小さくなると $d = 5$ mm の結果から誤差が大きくなる可能性がある。この RMSE と SER の結果から安定して位相ページデータを読み出すことが可能と考えられる $d = 15$ mm を適切なデフォーカス距離として記録・再生の実験をおこなった。

10.3.2 記録・再生実験

10.4.1 項で得られた最適なデフォーカス距離を用いて記録・再生実験をおこなった。実験で用いた光学系は 10.4.1 項で用いたものと同様のものを用いた。記録媒体は図 10.7 におけるレンズ 5 の後側焦点面に配置した。まず、図 10.8 に示す位相ページデータから CGH を作製する。この CGH を SLM に表示し、記録媒体に結像して記録した。再生過程では、SLM に透過率が一樣な分布を表示し、平面波を入射させ、結像光学系を用いて記録媒体に参照光を照射した。記録媒体から再生された光波を、レンズ 8 の

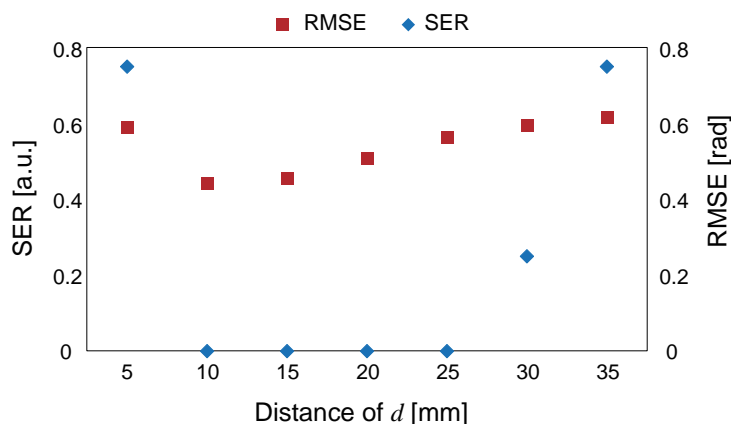


図 10.9 デフォーカス距離 d を 5mm から 35mm まで変化させた際の SER と RMSE の結果.

後側焦点面から 15 mm 伝搬させて撮像素子により取得した. 実験で同時に取得した二つのデフォーカス強度分布 $I(x', y', z' - d)$ と $I(x', y', z' + d)$ をそれぞれ図 10.10 (a), (b) に示す. この $I(x', y', z' - d)$ と $I(x', y', z' + d)$ を TIE の解析に用いて算出した位相分布を図 10.10 (c) に示す. 図 10.10(c) の位相分布に対して SER を用いて評価をおこなった結果, SER が 0 であった. 実験結果より, 提案手法を用いて位相ページデータの読み出しが可能であることが示された.

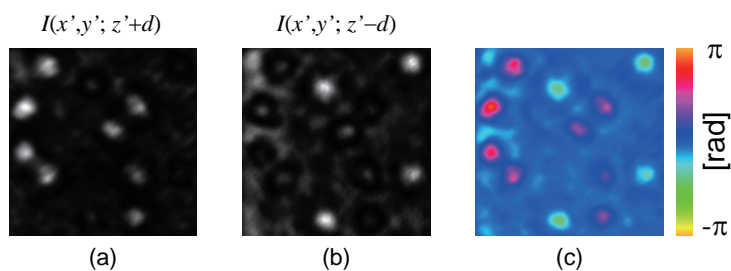


図 10.10 実験により得られた強度分布と位相分布 (a) 強度分布 $I(x', y'; z' + d)$ (b) 強度分布 $I(x', y'; z' - d)$ (c) 位相分布.

10.4 共通光路型オフアクシスデジタルホログラフィを応用した計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ

10.3 節において述べた TIE を応用する方法は干渉計を用いる従来のホログラフィックメモリと比較して光学系が簡易であるという特徴があるが、記録に用いるページデータの符号化効率が低いという問題がある。これは TIE に基づいて位相分布を取得する際に、位相差が大きい場合、誤差が大きくなることが原因である。

そこでこの問題を解決するために、共通光路型のオフアクシスデジタルホログラフィを応用する方法を提案する。共通光路型のオフアクシスデジタルホログラフィ

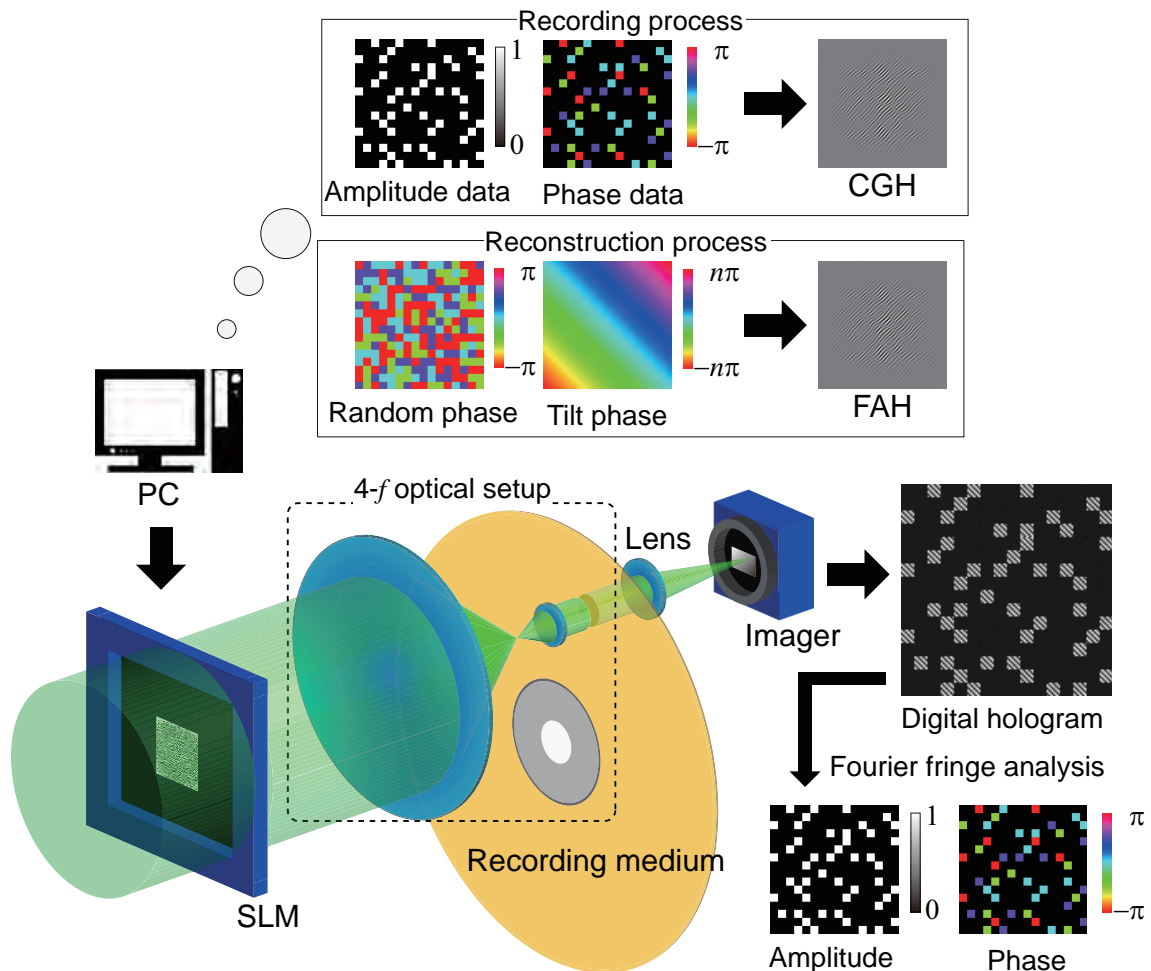


図 10.11 オフアクシスデジタルホログラフィを応用する方法の概念図.

の応用により二光束干渉計を用いることにより生じる光学系が複雑化・大型化するという問題を解決することができる。既にコアキシャルホログラフィックメモリでは共通光路型のオフアクシスデジタルホログラフィが応用されている [332]。そこで本研究では、CGH-HDS へこの技術を応用する方法を導入する。

提案手法の概念図を図 10.11 に示す。従来の CGH-HDS と異なる点は再生過程においても CGH を使用する点である。記録過程では、10.2 節において CGH の作製に用いたランダム位相を位相ページデータに変更する。このとき記録媒体に記録されるホログラムを $H_s(\mu', \nu')$ とする。再生過程において使用する CGH は撮像素子面においてオフアクシスデジタルホログラムを取得するために用いる。デジタルホログラム用の参照光は

$$r(x, y) = \exp [i \{ \phi_r(x, y) + \phi_l(x, y) \}] \quad (10.16)$$

としてあらわされ、ここで $\phi_r(x, y)$ はランダム位相、 $\phi_l(x, y)$ は線形位相分布である。ランダム位相分布は再生用の CGH の回折効率を向上させるために使用する。ランダム位相分布を使用しない場合、デジタルホログラム用の参照光の情報が CGH の中央に局在してしまう。また、線形位相分布は撮像素子面においてオフアクシスのデジタルホログラムを取得するために使用する。再生用の CGH は

$$H_r(\mu, \nu) = R(\mu, \nu) + R^*(\mu, \nu) - B_r, \quad (10.17)$$

としてあらわされ、ここで $R(\mu, \nu)$ は $r(x, y)$ の Fourier 変換である。この再生用 CGH を記録媒体に結像する。このとき、式 (10.17) の右辺第三項が記録媒体に記録されたホログラムの参照光として作用する。また、式 (10.17) の右辺第一項および第二項は記録媒体を透過しレンズにより Fourier 変換され撮像素子面に到達する。そのため、撮像

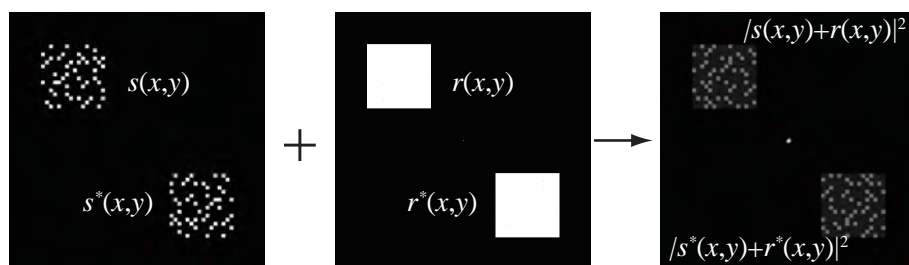


図 10.12 デジタルホログラムの生成過程の概念図。

素子面における光波の複素振幅分布は

$$\begin{aligned}
 u(x', y') &= \text{FT}[H_r(\mu', \nu')H_s(\mu', \nu')] \\
 &\approx \text{FT}[-B_r \{S(\mu', \nu') + S^*(\mu', \nu') - B_s\} - B_s \{R(\mu', \nu') + R^*(\mu', \nu')\}] \\
 &\approx s(x', y') + s^*(x', y') + r(x', y') + r^*(x', y') + \delta(x', y') \quad (10.18)
 \end{aligned}$$

としてあらわされる．式(10.18)における最初の近似では， $R(\mu', \nu')$ ， $R^*(\mu', \nu')$ ， $S(\mu', \nu')$ および $S^*(\mu', \nu')$ が記録媒体面において空間的にシフトした位置に現れることから，これらの干渉項が生じないため無視している．また二つ目の近似は，説明を簡単にするために各項の係数を無視することをあらわしている．ここで $s(x', y')$ および $r(x', y')$ の干渉項は Bragg の回折条件を満たさないため無視できる．また，式(10.18)の各項は空間的に分離されているため $s(x', y')$ と $r(x', y')$ および $s^*(x', y')$ と $r^*(x', y')$ がそれぞれ干渉し，撮像素子面では図 10.13 に示すような干渉縞

$$|u(x', y')|^2 = |s(x', y') + r(x', y')|^2 + |s^*(x', y') + r^*(x', y')|^2 + \delta(x', y') \quad (10.19)$$

が取得される．ここで，信号光の情報を有している部分を画像処理により切り出すと

$$\begin{aligned}
 DH(x', y') &= |s(x', y') + r(x', y')|^2 \\
 &= |s(x', y')|^2 + |r(x', y')|^2 + s(x', y')r^*(x', y') + s^*(x', y')r(x', y') \quad (10.20)
 \end{aligned}$$

が得られる．ここで， $r^*(x', y')$ にはあらかじめ与えた線形位相分布の複素共役の情報が含まれている．そのため，Fourier 縞解析を図 10.14 のように適用することで位相分布を取得することができる．この時取得された位相分布には，再生用の CGH の回折

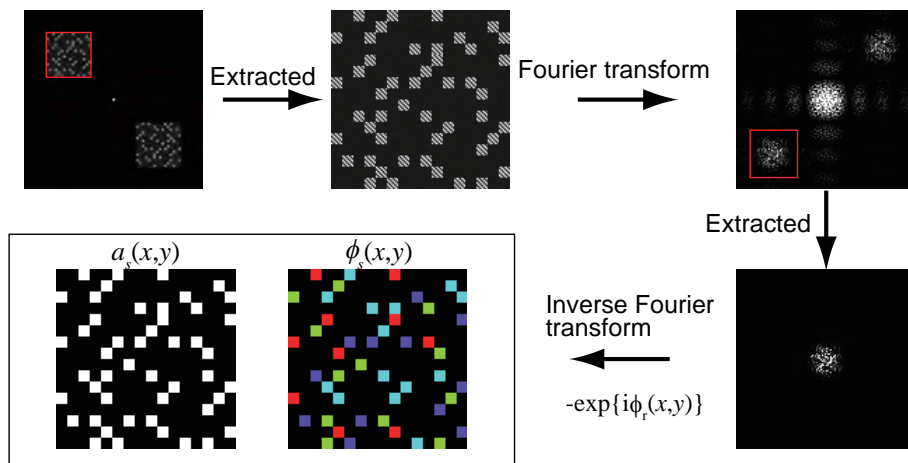


図 10.13 Fourier 縞解析の概念図.

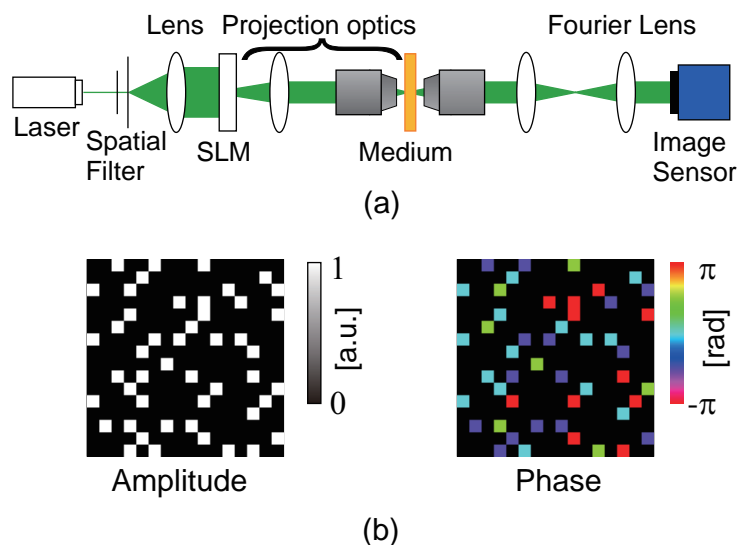


図 10.14 (a) 実験に用いた光学系 (b) 記録された振幅分布と位相分布.

効率を向上させるために用いたランダム位相分布が含まれている。このランダム位相分布は既知であるため、取得された複素振幅から減算をおこなうことで、記録媒体に記録した位相分布が取得される。

10.4.1 原理検証実験

オフアキシスデジタルホログラフィを応用した CGH-HDS の原理を検証する実験をおこなった。実験に用いた光学系を図 10.14(a) に示す。また、記録に用いた信号光の振幅分布と位相分布を図 10.14(b) に示す。光学素子のパラメータを表 10.2 に示す。記録に用いたページデータは振幅が 3:16 コーディングのものを用い、位相分布は 0 , $\pi/2$, π , および $3\pi/2$ の四値を空間的にランダムに配置したものを用いた。作製され

表 10.2 光学系のパラメータ.

Wavelength of light source	532nm
Pixel pitch of SLM	$36\mu\text{m}$
Pixel number of CGH	512×512
Magnification of the imaging optics	3/100
Thickness of recording medium	$400\mu\text{m}$
Pixel pitch of the CCD camera	$4.4\mu\text{m}$
NA of the objective lens	0.28

10.4 共通光路型オフアクシスデジタルホログラフィを応用した計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ

た CGH は振幅型の SLM に表示され、記録媒体に結像して記録した。また、実験結果を定量的に評価するために信号対雑音比 (SNR: Signal to Noise Ratio) および式 (10.14) の SER を振幅分布の評価に用いた。SNR は

$$\text{SNR} = \frac{\mu_{\text{on}} - \mu_{\text{off}}}{\sqrt{\sigma_{\text{on}}^2 + \sigma_{\text{off}}^2}} \quad (10.21)$$

と定義され、 $\mu_{\text{on}}, \mu_{\text{off}}$ および $\sigma_{\text{on}}, \sigma_{\text{off}}$ はそれぞれ ON セル, OFF セルの平均値, ON セル, OFF セルの標準偏差である。また、位相分布の評価には

$$\text{SNR}_{\text{Pha}} = \left[\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \sqrt{\frac{1}{M_{S_j}} \sum_{k=1}^{M_{S_j}} \{ \exp(i\phi_k) - \exp(iS_j) \}} \right]^{-1} \quad (10.22)$$

および

$$\text{SER}_{\text{Pha}} = \frac{\sum_{j=1}^n E_{S_j}}{\sum_{j=1}^n M_{S_j}} \quad (10.23)$$

を新たに定義し、これらを用いた。式 (10.22) において n, M_{S_j}, ϕ_k はそれぞれ記録される位相信号点の数, 記録される位相が S_j のシンボルの数, 再生された位相値をあらわす。ここで S_j は初項が 0, 公差が $2\pi/n$ の等差数列であり、

$$S_j = (j-1) \frac{2\pi}{n} \quad (10.24)$$

としてあらわされる。本実験では、 $n = 4$ であり、 S_1, S_2, S_3 および S_4 はそれぞれ $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ である。また、 $M_0, M_{\pi/2}, M_{\pi}, M_{3\pi/2}$ はそれぞれ 11, 7, 15, 15 である。また、式 (10.23) における E_{S_j} は位相分布における誤りを含むシンボルの数である。

実験では光学素子の影響により収差が発生し、再生像の品質を低下させる。そのため、収差の情報を取得した。収差の情報の取得には、既知の信号光とデジタルホロ

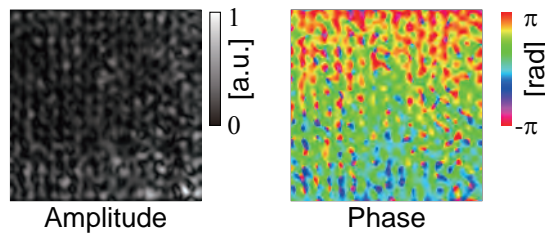


図 10.15 実験により取得した収差.

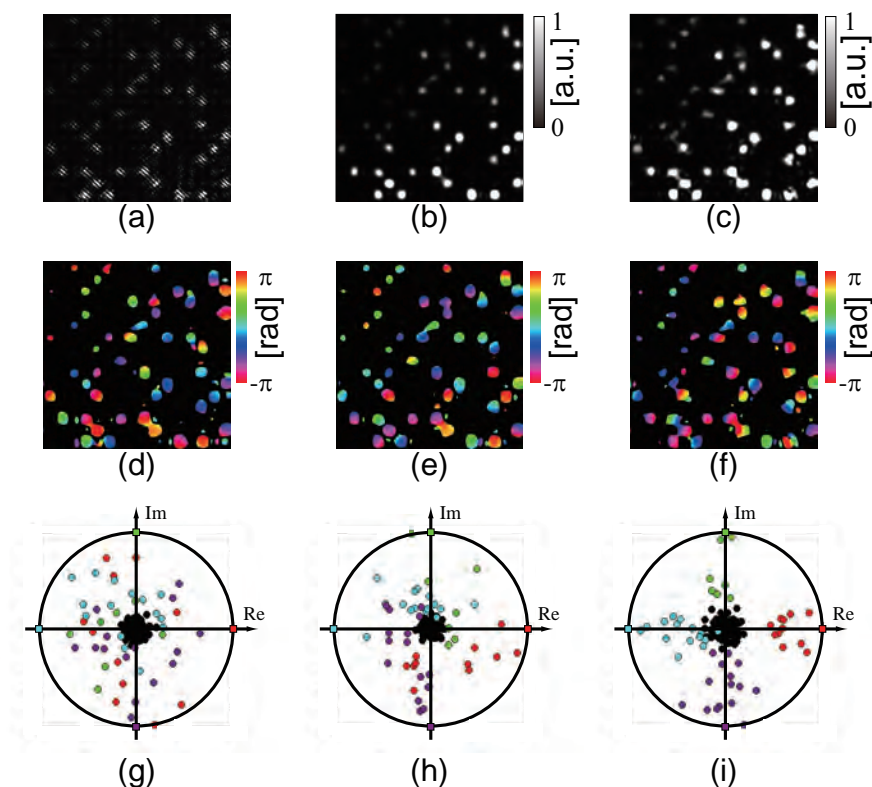


図 10.16 実験結果. (a) デジタルホログラム, (b) 収差除去前の振幅分布, (c) 収差除去後の振幅分布, (d) ランダム位相分布減算前の位相分布, (e) 収差除去前の位相分布, (f) 収差除去後の位相分布, (g) ランダム位相分布減算前のコンスタレーションマップ, (h) 収差除去前のコンスタレーションマップ, (i) 収差除去後のコンスタレーションマップ.

グラム用の参照光が撮像素子面に同時に現れるような CGH を作製し、撮像素子面においてホログラムの取得した。このホログラムに対して Fourier 縞解析をおこない、取得された位相分布から既知の情報をすべて減算した結果が収差である。得られた収差の分布を図 10.15 に示す。次に、図 10.14(b) に示すページデータを記録媒体に記録し、提案手法により取得したデジタルホログラムを図 10.16(a) に、複素振幅分布とそのコンスタレーションマップを図 10.16(b)-(i) に示す。図 10.16(d) は参照光のランダム位相分布を除去する前の位相分布であり、図 10.16(e) は除去後のものである。実験結果のコンスタレーションマップより、ランダム位相分布の除去後は記録した信号点の周囲に得られた複素振幅分布が現れているがばらつきが大きく、定性的にも誤差が大きい。これは、光学系による収差が原因と考えられる。図 10.15 に示す収差を除去

表 10.3 定量評価の比較.

	Fig.10.17(g)	Fig.10.17(h)	Fig.10.17(i)
SNR	1.09	1.09	1.39
SER	0	0	0
SNR _{Pha}	0.22	0.23	1.14
SER _{Pha}	0.71	0.68	0

し得られた複素振幅分布を図 10.16(i) に示す. 図 10.16(i) に示すコンスタレーションマップの結果より, 図 10.16(g) および (h) の結果と比較して定性的に誤差が低減できていることがわかる. また, 定量的に評価した結果を表 10.3 に示す. この結果より, SER_{Pha} が 0 であるため, 収差の情報を除去することで誤りを含まない分布が取得された. また, 収差を除去することで SNR および SNR_{Pha} が向上することから, 収差の除去により再生像の品質が向上することが示された.

10.5 結言

本章では, CGH-HDS の記録密度を向上させるために位相情報を活用する方法を提案した. まず, CGH-HDS の原理について述べた. 次に, TIE を応用する方法を提案し, その原理について述べた. TIE を応用する方法では, 従来まで不要であった共役像を TIE の解析に用いる. このことにより, 参照光の光路を追加することなく位相情報の取得が可能となる. まず, TIE を応用する方法における最適なデフォーカス距離の評価をおこなった. 次に, 原理を検証する実験をおこなった. 実験の結果より, 提案手法により位相分布を取得することが可能であることが示された. この結果より, 振幅変調の 3:16 コーディングと比較して符号化効率が 1.35 倍のページデータを取得できることが示された.

TIE に基づく手法は, 差分近似に基づいて解析をおこなうため, 位相差が大きい分布の取得は困難である. そこで, TIE を応用する方法とは異なる方法として, オフアクシスデジタルホログラフィを応用する手法を提案した. この手法では, TIE を応用する手法では差分近似による制限のために取得が困難であった位相差の信号の取得が可能となる. また, オフアクシスデジタルホログラフィを応用する手法は再生過程においても CGH を用いることで, TIE を応用する手法と同様に参照光用の光路が不要となる. まず, オフアクシスデジタルホログラフィを応用する原理について述べた. 次に, 原理検証の実験の内容について述べた. 実験の結果より, 収差の情報を

第 10 章 複素振幅情報を活用した計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ

あらかじめ取得し，除去することで再生像の品質が向上し，誤りが含まれない分布が得られることが示された．この結果より，振幅変調の 3:16 コーディングと比較して符号化効率が 1.52 倍のページデータを取得できることが示された．

第 11 章 二値ホログラムに基づくホログラフィックメモリ

11.1 緒言

本章では、計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリ (CGH-HDS: Computer-Generated Hologram based Holographic Data Storage) [182] において二値 CGH の技術を導入し、データ転送速度の向上をおこなった内容について述べる。通常の CGH-HDS の記録過程では多値の振幅分布をもつ CGH を SLM に表示し、記録媒体に投影して記録する。そのため、多値変調が可能な SLM が記録時に必要である。一般的に多値変調可能な SLM はリフレッシュレートが数十 Hz 程度である [194]。ホログラフィックメモリのデータ転送速度は SLM のリフレッシュレートに依存する [152] ため、CGH-HDS のデータ転送速度は多値変調型の SLM のリフレッシュレートがボトルネックである。これに対して、二値のページデータを SLM に直接表示する従来のホログラフィックメモリではデジタルマイクロミラーデバイス (DMD: Digital Micromirror Device) のような多値変調型の SLM に比べて高いリフレッシュレートを有する二値変調に特化した SLM を使用できる [323, 333]。つまり、従来のホログラフィックメモリのデータ転送速度と比較して CGH-HDS のデータ転送速度は低いという問題がある。二値変調型の SLM にはリフレッシュレートが 10 kHz を超えるものがあり、これを CGH-HDS において利用できればデータ転送速度の向上が可能である。そこで、二値変調型の SLM に表示可能な二値 CGH [334, 335] の使用を提案する。

二値 CGH の技術を導入することで CGH-HDS のデータ転送速度を高速化することが実現できるが、これを応用するには課題がある。一般的に、二値 CGH からの再生像は画質が低く、これを改善するための反復手法をはじめとするさまざまな再生像品質の向上手法が提案されている [336–340]。しかし、これらの手法は CGH の作製に要する時間的コストの増加をまねく。そこで本研究では、ホログラフィックメモリの記録・再生時に記録領域を制限するために用いる開口に着目した。この開口のサイズを適切に調節することにより、二値 CGH を用いた場合でもページデータとしての十分な品質が保たれた分布を取得することができる。

まず、二値 CGH を用いて記録・再生をおこなう原理について述べる。次に、CGH-HDS において記録密度を向上させる手法である球面波シフト多重記録法 [328] を二値

CGH を用いた提案手法に導入する原理について述べる。次に、開口サイズを変化させた際の二値 CGH からの再生像の品質を評価し、実験に用いる最適な開口サイズを評価したシミュレーションについて述べる。次に、さまざまな二値 CGH の作製方法により再生されたページデータの品質および CGH の作製時間を比較した内容について述べる。次に、シミュレーションにより決定した開口サイズを用いて記録・再生実験をおこなった内容について述べる。最後に、提案手法の単一記録および球面波シフト多重記録の実験をおこなった内容について述べる。

11.2 二値ホログラムに基づくホログラフィックメモリの原理

提案手法において記録する信号光の複素振幅分布を

$$s(x, y) = \sqrt{I(x, y)} \exp \{i\phi(x, y)\} \quad (11.1)$$

とすると、CGH は式 (10.3) より

$$H(\mu, \nu) = S(\mu, \nu) + S^*(\mu, \nu) - I_b \quad (11.2)$$

となる。二値 CGH の振幅分布 $H_b(\mu, \nu)$ を作製するために、(11.2) 式であらわされる CGH に対してしきい値処理をおこなう。本研究では、

$$H_b(\mu, \nu) = \begin{cases} 1 & \text{if } H(\mu, \nu) \geq \text{threshold} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11.3)$$

に基づいて処理をおこない、しきい値に CGH の平均値を用いる。多値の CGH と二値 CGH を Fourier 変換により再生した際の再生像の強度分布を図 11.1 (a) に示す。また、多値の CGH と二値 CGH の断面プロファイルを図 11.1 (b) に示す。図 11.1 (a) より、多値の CGH からの再生像は高品質なページデータが得られるのに対して、二値 CGH からの再生像はページデータとして識別することは困難である。この理由として、CGH の二値化により、再生対象の分布の空間周波数成分が変調されたことが挙げられる。本研究では Fourier 変換型のホログラムを CGH として用いているので、ホログラムの輝度値は再生対象の空間周波数成分の大きさに対応している。また、CGH の中央は低空間周波数、端部は高空間周波数に対応している。このことから、図 11.1 (b) に示すように二値 CGH は多値の CGH に比べて高空間周波数成分が多く含まれているので、二値 CGH からは強度変化が急峻なページデータの各セルの境界が強調された分布が再生像としてあらわれる。つまり、二値 CGH からの再生像はページデータ

11.2 二値ホログラムに基づくホログラフィックメモリの原理

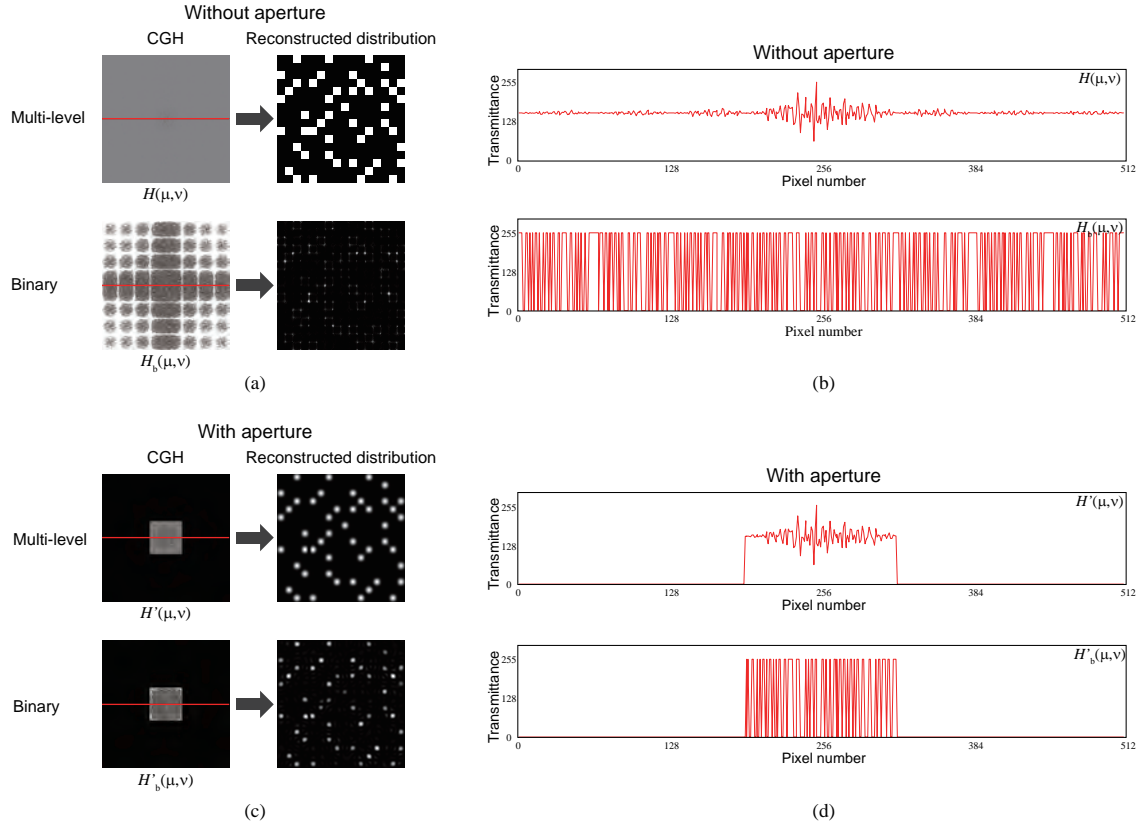


図 11.1 CGH と再生像および CGH の断面プロファイル (a) 開口を用いない場合の CGH とその再生像 (b) 開口を用いない場合の多値の CGH と二値 CGH の断面プロファイル (c) 開口を用いた場合の CGH とその再生像 (d) 開口を用いた場合の多値の CGH と二値 CGH の断面プロファイル

として識別することが困難である。

そこで本研究では、通常ホログラフィックメモリにおいて記録媒体の直前に配置される開口の特性を利用して、ページデータとして識別が可能な再生像を取得する。記録媒体面上における光波の複素振幅分布 $H'(\mu', \nu')$ は、記録媒体直前の記録領域を制限する開口が配置されるため、

$$H'(\mu', \nu') = A(\mu', \nu')H_{\text{CGH}}(\mu', \nu') \quad (11.4)$$

とあらわされる。ここで $A(\mu', \nu')$ は開口関数であり、 $H_{\text{CGH}}(\mu', \nu')$ は多値の CGH もしくは二値 CGH の強度分布である。CGH-HDS においては、記録媒体面と CGH を表示する SLM 面は $4-f$ 光学系によって結像されているため、あらかじめ CGH に対して開口関数を乗算したものと等価である。この多値の CGH および二値 CGH に対して開

口関数を乗算した分布とその再生像を図 11.1 (c) に示す. 図 11.1 (d) に示す開口関数を乗算した場合の多値の CGH および二値 CGH の断面プロファイルから, 高空間周波数成分が 0 となることがわかる. つまり, 開口 $A(\mu', \nu')$ がローパスフィルタとして作用するため, 図 11.1 (c) に示すように二値 CGH の再生像においてもページデータとして識別が可能な分布が取得できる.

11.3 二値 CGH を用いた球面波シフト多重記録法の記録・再生原理

CGH-HDS において, 記録密度を向上させるために球面波シフト多重記録法が提案されている [328]. 球面波シフト多重記録法を導入する場合, 記録・再生に用いる CGH と光学系に変更を加える必要がある. 球面波シフト多重記録法を CGH-HDS に導入した際の光学系の概念図を図 11.2 に示す. 式 (11.2) であらわされる CGH は

$$H_m(\mu, \nu) = S(\mu, \nu)T(\mu, \nu) + S^*(\mu, \nu)T^*(\mu, \nu) - I_b \quad (11.5)$$

となる. ここで, $T(\mu, \nu)$ は

$$T(\mu, \nu) = \exp\left\{i2\pi d \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \mu^2 - \nu^2}\right\} \quad (11.6)$$

であり, d は伝搬距離である [197]. つまり, CGH の作製時に記録する信号光に対して伝搬計算を任意の距離 d としておこなう. この CGH に対して (11.3) 式に基づき二値 CGH の振幅分布 $H_{mb}(\mu, \nu)$ を作製する. この二値 CGH を表示した SLM に平面波を照射すると, 図 11.2 におけるレンズ 1 の後側焦点面での光波の複素振幅分布は

$$\text{FT}[H_{mb}(\mu, \nu)] = s(x, y) \otimes \text{FT}[T(\mu, \nu)] + s^*(x, y) \otimes \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] + \delta(x, y) \quad (11.7)$$

となる. ここで, \otimes は畳み込み積分の演算子である. この光波を図 11.2 におけるレンズ 2 の前側焦点面まで伝搬させると, 光波の複素振幅分布は

$$\begin{aligned} & \text{FT}[H_{mb}(\mu, \nu)] \otimes \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] \\ &= s(x, y) \otimes \text{FT}[T(\mu, \nu)] \otimes \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] + s^*(x, y) \otimes \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] \otimes \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] \\ & \quad + \delta(x, y) \otimes \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] \\ &= s(x, y) + s_{-2d}^*(x, y) + \text{FT}[T^*(\mu, \nu)] \end{aligned} \quad (11.8)$$

となる. ここで, $s_{-2d}^*(x, y)$ は $s^*(x, y)$ が距離 $-2d$ だけ伝搬した光波である. この光波

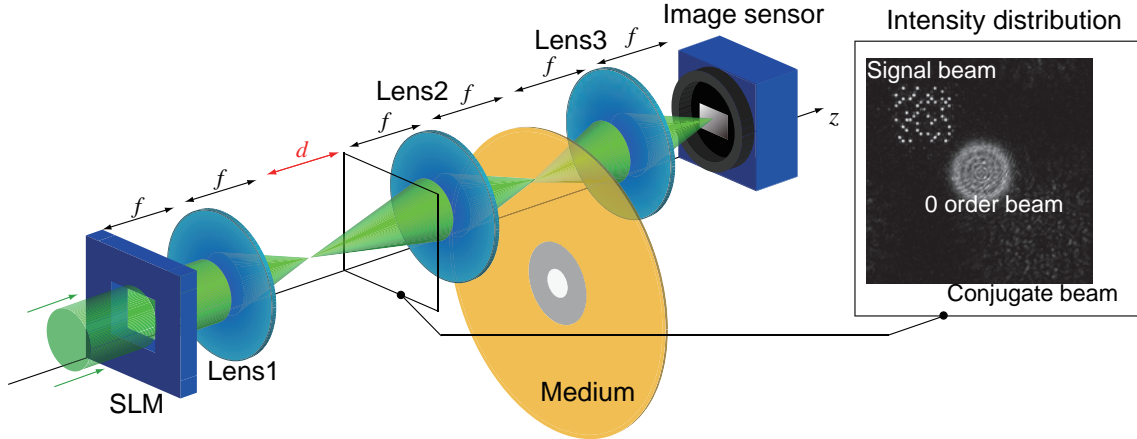


図 11.2 球面波シフト多重記録法を導入した場合の CGH-HDS の光学系の概念図

が図 11.2 におけるレンズ 2 により Fourier 変換され、レンズ 2 の後側焦点面における光波の複素振幅分布は

$$H_m(\mu', \nu') = S(\mu', \nu') + S_{-2d}^*(\mu', \nu') + \exp\left\{-i2\pi d \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \mu'^2 - \nu'^2}\right\} \quad (11.9)$$

となる．ここで $S_{-2d}^*(\mu', \nu')$ は $s_{-2d}^*(x, y)$ の Fourier 変換である．また、式 (11.9) の右辺第三項は球面波であり、参照光として作用する．この参照光と第一項および第二項の光波が互いに干渉しホログラムが記録媒体に記録される．

ホログラムから信号光を読み出す場合、SLM に様な分布を表示し平面波を照射する．記録媒体面には球面の参照光が照射される．これにより、再生像を取得することができる．次に、シフト多重記録をおこなうために記録媒体を光軸と垂直な方向に移動させる．記録媒体をシフトさせることによって、記録媒体内の体積ホログラムと参照光が Bragg の回折条件を満たさなくなり回折光が生じなくなる．この記録媒体の移動距離は記録媒体内のホログラムの大きさに比べて小さいため、ホログラムの一部を重ねて記録しても選択的にページデータを読み出すことが可能となる．

11.4 再生像品質評価シミュレーション

開口の大きさを変化させた際の再生像品質を評価するシミュレーションをおこなった．一般的なホログラフィックメモリに用いられる開口の一辺の大きさは

$$D = \gamma \frac{\lambda f}{\delta} \quad (11.10)$$

であらわされる。ここで、 λ , f および δ はそれぞれ光源波長, Fourier 変換レンズの焦点距離, ページデータのセルサイズである。また, γ は $\gamma = 1$ の場合を Nyquist サイズとした際の開口サイズの係数である。この開口は Nyquist サイズよりも小さい場合, サンプルング定理を満たさないためページデータを誤りなく読み出すことは不可能である。ここで δ は,

$$\delta = m \frac{\lambda f}{N \Delta p} \quad (11.11)$$

である。ここで m はひとつのセルを構成する一辺の画素数, N は CGH の一辺の画素数, Δp は SLM の画素ピッチである。式 (11.10) および式 (11.11) から開口サイズは

$$D = \frac{\gamma N \Delta p}{m} \quad (11.12)$$

とできる。本シミュレーションでは, $N = 512$, $\Delta p = 36 \mu\text{m}$, $m = 8$ とし, γ は 0.5 から 8 まで 0.5 ごとに变化させ再生像を取得した。ここで, 再生像の品質はシンボル誤り率 (SER : Symbol Error Rate) および信号対雑音比 (SNR : Signal to Noise Ratio) を用いて評価をおこなった。ここで, SER は

$$\text{SER} = \frac{S_{\text{error}}}{S_{\text{all}}} \quad (11.13)$$

と定義され, S_{error} は誤ったシンボル数, S_{all} は全シンボル数である。また SNR は

$$\text{SNR} = \frac{\mu_{\text{on}} - \mu_{\text{off}}}{\sqrt{\sigma_{\text{on}}^2 + \sigma_{\text{off}}^2}}, \quad (11.14)$$

と定義され, $\mu_{\text{on}}, \mu_{\text{off}}$ および $\sigma_{\text{on}}, \sigma_{\text{off}}$ はそれぞれ ON セル, OFF セルの平均値, ON セル, OFF セルの標準偏差である。本シミュレーションでは図 11.3 に示す 10 通りのページデータを用いて, CGH を作製し, その再生像の品質を評価した。図 11.3 における #1 から二値 CGH を作製し, γ を 0.5 から 8 まで 0.5 ごとに变化させた際に得られた再生像の強度分布を図 11.4 に示す。また, 同様に多値の CGH を作製し, γ を 0.5 から 8 まで 0.5 ごとに变化させた際に得られた再生像の強度分布を図 11.5 に示す。図 11.4 および図 11.5 から, 多値の CGH からの再生像は γ が 1 以上の場合ページデータとして識別が容易であるのに対して, 二値 CGH からの再生像は γ が 1 以上の場合においてもページデータとして識別が困難な条件が存在することがわかる。図 11.6 および図 11.7 に SER および SNR によって定量的に評価した結果を示す。ここで, 図 11.6

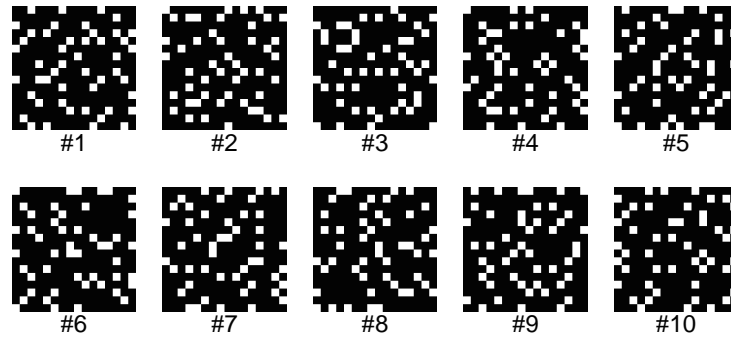
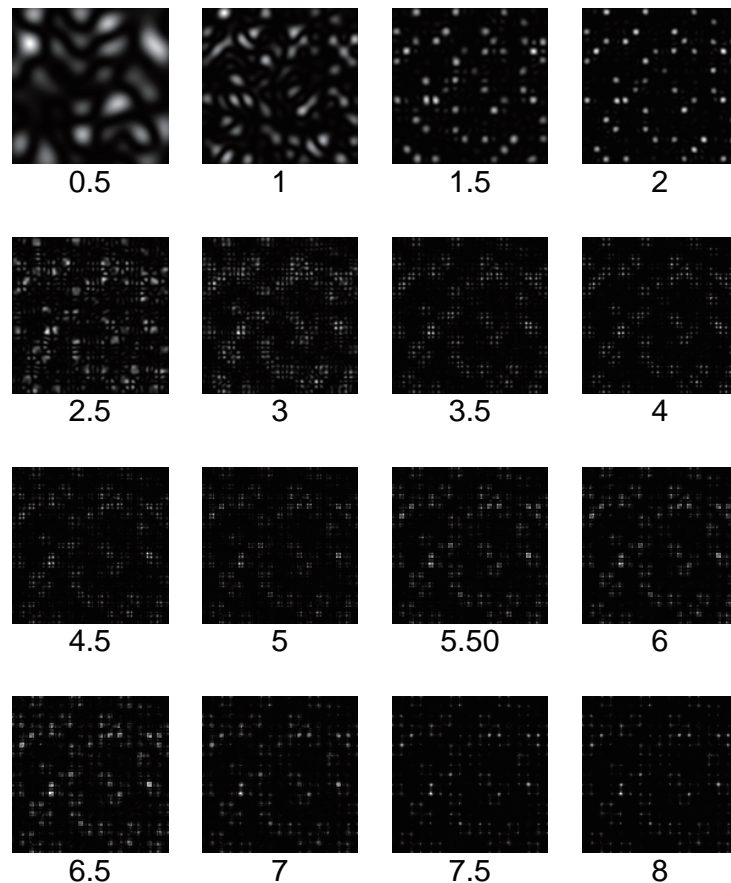


図 11.3 シミュレーションに用いた 10 種類のページデータ

および図 11.7 のエラーバーは最大値と最小値をあらわしている．図 11.6 に示す結果より， γ が 1.5 および 2 の場合に SER は 0 であった．また，図 11.7 より γ が 2 の場合に最も SNR の平均値が高かった． γ が 2 の場合に最も品質が高く，誤差が全ての

図 11.4 γ を 0.5 から 8 まで変化させた際に二値 CGH から再生された再生像

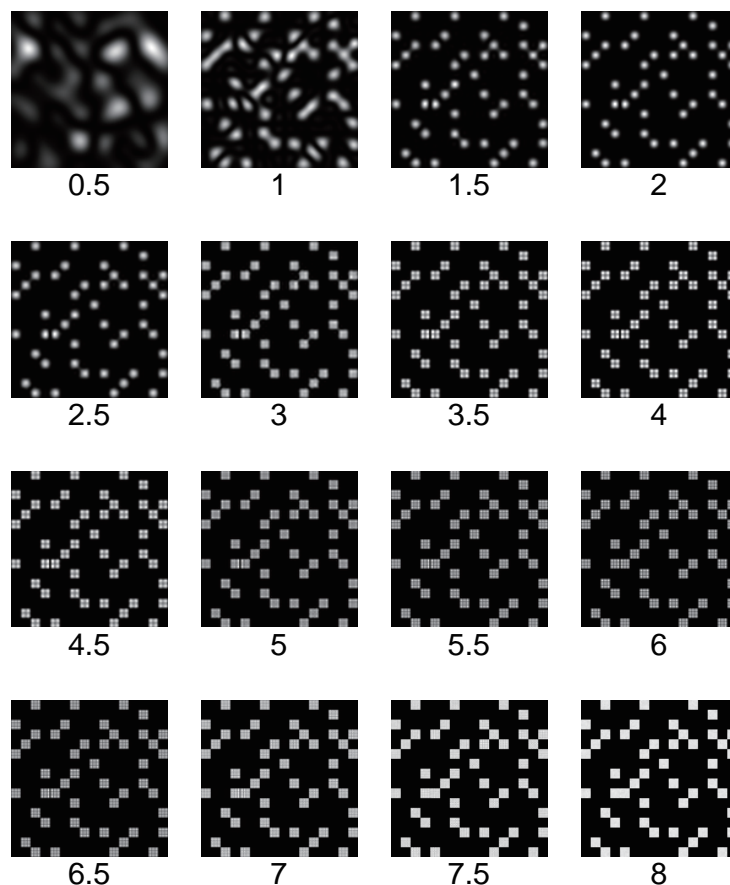


図 11.5 γ を 0.5 から 8 まで変化させた際に多値の CGH から再生された再生像.

ページデータで 0 である理由として、低減されるべき不要な高空間周波数成分を開口により最も多く除去できていることが理由と考えられる。また、 γ が 2 未満の場合に 2 の場合と比べて SNR が低く誤差が生じる要因は、しきい値処理により空間周波数成分が変調されることに比べて、開口により空間周波数成分が欠落することが支配的に再生像の品質に影響を及ぼすことが理由と考えられる。これらの結果より、 $\gamma = 2$ として記録・再生実験をおこなった。

11.5 二値 CGH の作製方法の検討

本節では、二値 CGH の作製方法により再生像の品質および計算時間がどのように変化するか評価した内容について述べる。二値 CGH の作製方法には、反復手法と非反復手法が提案されており、これらを用いて再生像の品質を提案手法と比較した。反復手法としては、段階的ランダム二値化 (GRB: Gradual Random Binarization) 法 [337]

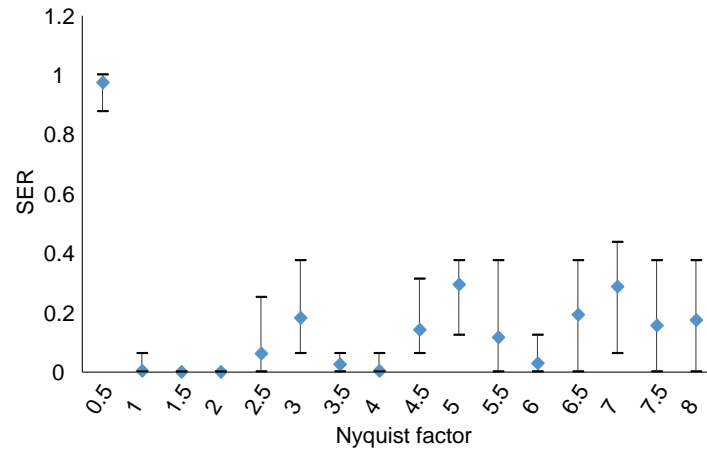


図 11.6 γ を 0.5 から 8 まで変化させた際に二値 CGH から再生された再生像の SER.

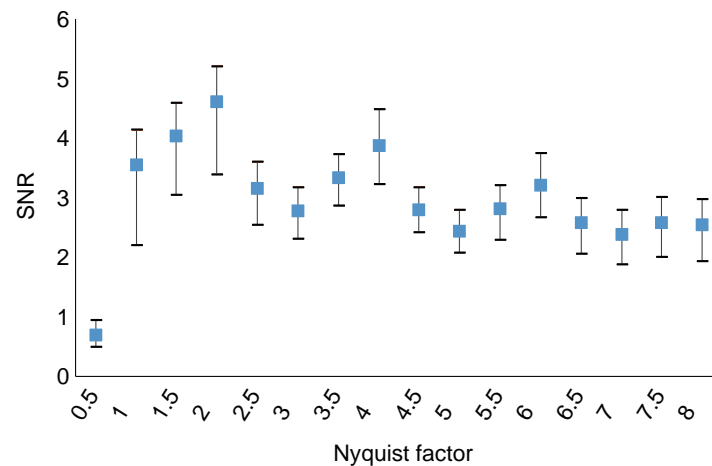


図 11.7 γ を 0.5 から 8 まで変化させた際に二値 CGH から再生された再生像の SNR.

を用いた。GRB 法は他の反復手法 [336, 341] や非反復手法である誤差拡散法 [342] と比較して品質の高い像が得られることが示されている。GRB 法では、最初の反復において二値化する画素数は N^2/S であり、ここで N および S はホログラムの一辺の画素数および任意の定数である。本シミュレーションでは、 $S = 8$ とした。

また、比較に使用する非反復手法にはグリッドダウンサンプリング (GDS: Grid Down-Sampling) 法 [338] を用いた。GDS 法は再生対象をあらかじめ格子状にダウンサンプリングする方法である。本シミュレーションにおける格子の間隔は 4 画素とし

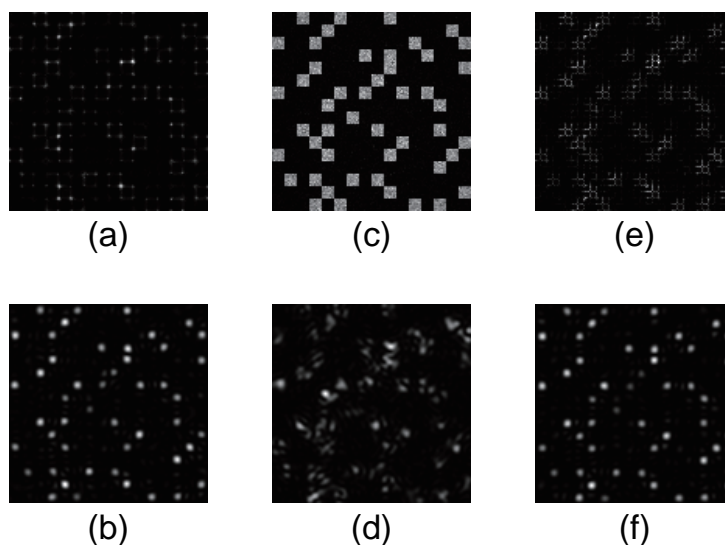


図 11.8 再生像, (a) $\gamma = 8$ の場合の提案手法, (b) $\gamma = 2$ の場合の提案手法, (c) $\gamma = 8$ の場合の GRB 法, (d) $\gamma = 2$ の場合の GRB 法, (e) $\gamma = 8$ の場合の GDS 法, (f) $\gamma = 2$ の場合の GDS 法.

た. 再生像の品質を比較するために, $\gamma = 2$ および $\gamma = 8$ の場合の開口を用いた. 再生像の比較には SNR と SER を用いた.

シミュレーションにより得られた再生像の結果を図 11.8 に示す. また, 各手法における再生像の SNR, SER, CGH の計算時間を表 11.1 に示す. シミュレーション結果より, $\gamma = 8$ の場合, 反復手法である GRB 法が最も SNR が高い結果が得られた. 一方で $\gamma = 2$ の場合, GRB 法における SNR の値は最も小さくなった. これは, ページデータのセル内の位相が一定ではないため, $\gamma = 2$ の場合はピクセル間干渉が生じ, 再生像の品質が低下したと考えられる. また, GDS 法では $\gamma = 8$ の場合は提案手法と比較して SNR が高い結果が得られたが, $\gamma = 2$ の場合, 提案手法よりも SNR が低い結果となった. これは, 格子状にサンプリングしているため, $\gamma = 2$ の場合におけるペー

表 11.1 二値 CGH からの再生像の品質および作製時間の評価結果.

Aperture	Proposed		GRB		GDS	
	w/	w/o	w/	w/o	w/	w/o
SNR	3.37	2.47	1.72	21.67	3.17	3.51
SER	0	0.25	0	0	0	0
Time [s]	0.01		339.81		0.12	

ジデータの信号成分への寄与が減少したことが考えられる。また、CGH の計算時間の結果から、提案手法が最も高速に作製できることが示された。

以上の結果より、CGH-HDS へ二値 CGH を応用する場合、単純なしきい値処理による作製方法が最も再生像の品質が高い結果が得られ、CGH の作製時間の短縮が可能であることが示された。

11.6 原理検証実験

本節では、二値 CGH を用いてページデータの記録・再生実験をおこなった内容について述べる。

11.6.1 記録再生原理検証

実験に用いた光学系を図 11.9 に示す。また、各素子のパラメータを表 11.2 に示す。11.3 節で用いた図 11.3 における #1 のページデータを用いて記録・再生をおこなった。記録課程では、図 11.3 における #1 のページデータから二値 CGH を作製し SLM に表示する。この分布を記録媒体に投影して記録する。再生過程では、一様な振幅分布を SLM に表示し、平面波である参照光を照射する。記録媒体から再生された光波を撮像素子により取得した。図 11.10 (a) に実験により得られた強度分布を示す。また、この図 11.10 (a) に復号処理をおこない得られた分布を図 11.10 (b) に示す。図 11.10 (b) の分布を SER によって評価した結果、SER は 0 であった。この結果より、二値 CGH を用いた場合でも誤りなくページデータを取得することができた。

11.6.2 球面波シフト多重記録

二値 CGH の技術を応用した CGH-HDS において球面波シフト多重記録をおこない記録密度を向上させる手法の原理を検証する実験をおこなった。実験に用いた光学系を図 11.11 に示す。また、二値 CGH の作製に用いた式 (8.7) の伝搬距離 d は 150 mm とした。

表 11.2 実験に用いた光学素子のパラメータ

Wavelength of light source	532nm
Pixel pitch of the SLM	36 μ m
Magnification of the imaging optics	1/10
Thickness of the recording medium	400 μ m
Pixel pitch of the CCD camera	4.65 μ m

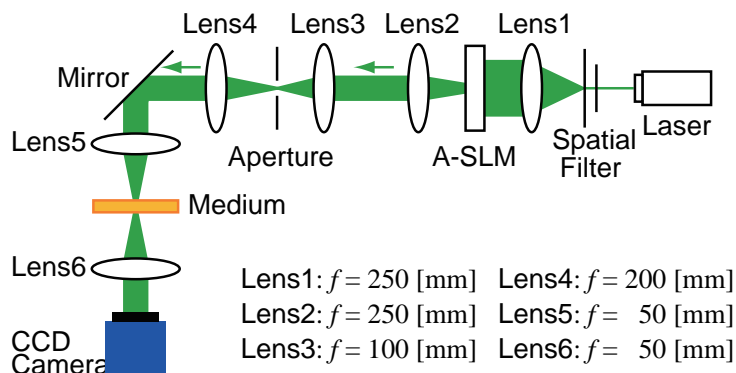


図 11.9 記録・再生に用いた光学系.

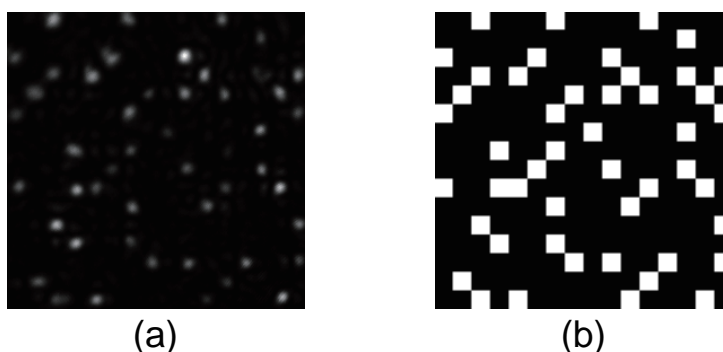


図 11.10 実験により得られた強度分布と復元されたページデータ (a) 撮像素子面における強度分布 (b) 復元されたページデータ.

記録媒体のシフト距離に対する記録媒体からの回折光強度の変化はシフト選択性と呼ばれる。本実験条件におけるシフト選択性を評価した。各素子のパラメータは表 11.2 に示すものを用いた。まず、図 11.12 (a) に示すページデータから二値 CGH を作製し記録媒体に記録した。再生過程では、強度が一様な分布を SLM に表示し平面波を照射することで記録媒体内に球面参照光を照射した。記録媒体から再生された光波を撮像素子で取得し、撮像素子面における強度の総和を算出した。記録位置から光軸と垂直な方向に $10\ \mu\text{m}$ ごとに $160\ \mu\text{m}$ まで記録媒体をシフトさせ、各位置の撮像素子面における再生光強度の総和を算出した。

記録位置および記録位置から $30\ \mu\text{m}$, $60\ \mu\text{m}$, $90\ \mu\text{m}$, $120\ \mu\text{m}$, $150\ \mu\text{m}$ 離れた位置の再生強度分布を図 11.12 (b) に示す。また、実験で得られたシフト選択性を図 11.13 に示す。実験結果より、記録媒体のシフト距離が $150\ \mu\text{m}$ のとき再生光強度が記録位置の回折光強度に対して 10% 程度まで低下した。この結果より、シフト距離を $150\ \mu\text{m}$

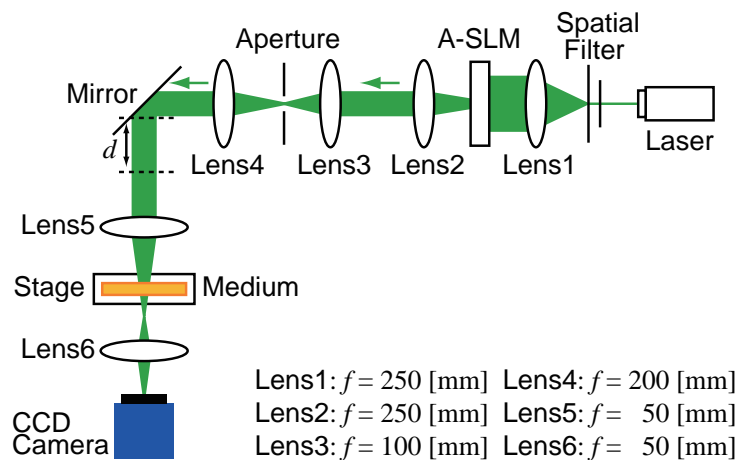


図 11.11 多重記録・再生に用いた光学系.

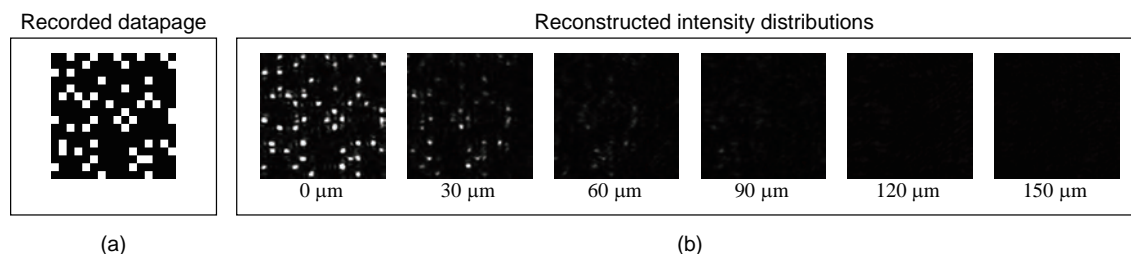


図 11.12 記録したページデータと再生像 (a) 記録したページデータ (b) 記録位置および記録位置から $30\ \mu\text{m}$, $60\ \mu\text{m}$, $90\ \mu\text{m}$, $120\ \mu\text{m}$, $150\ \mu\text{m}$ 離れた位置での再生光強度分布.

として多重記録・再生実験をおこなった.

本実験では、三つのページデータを多重記録した. 実験に用いたページデータを図 11.14(a) に示す. これらのページデータから二値 CGH を作製し, 記録媒体のシフト間隔を $150\ \mu\text{m}$ として多重記録をおこなった. 実験で得られた再生像の強度分布を図 11.14(b) に示す. この図 11.14(b) に示す強度分布に対して SER を用いて評価をおこなった結果, すべての強度分布において SER は 0 であった. この結果より, 二値 CGH を用いた場合でも球面波シフト多重記録したホログラムからページデータを読み出せることが示された.

11.7 結言

本章では, CGH-HDS において二値変調に特化した SLM を用いることでデータ転送速度を高速化するために, 二値 CGH の技術を導入する手法を提案した. まず, 二

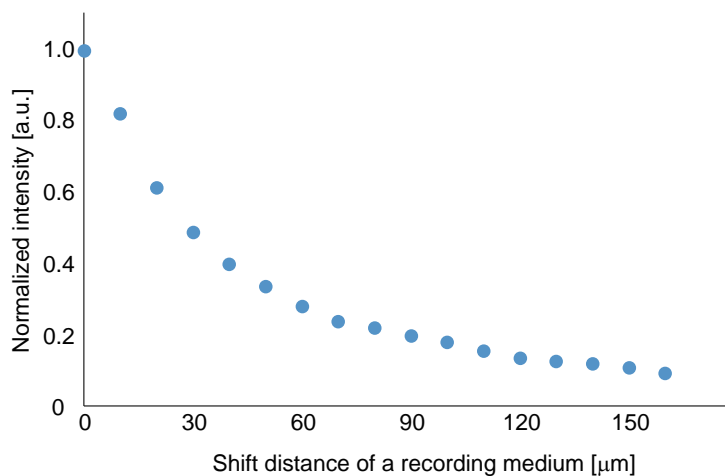


図 11.13 実験で得られたシフト選択性

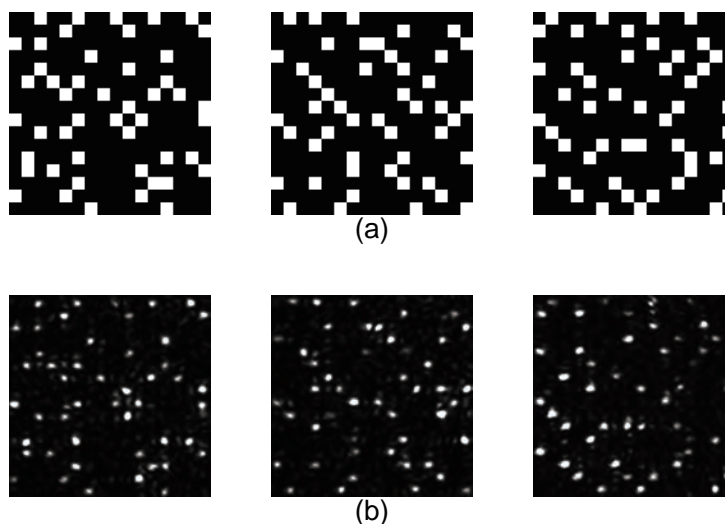


図 11.14 実験で記録したページデータと再生像 (a) 記録した三つのページデータ (b) 再生された再生像

値 CGH を用いた記録・再生原理について述べた。また、球面波シフト多重記録法を二値 CGH を用いた CGH-HDS に導入する手法の記録・再生原理について述べた。次に、二値 CGH からの再生像の品質が最も高くなる開口サイズを決定するシミュレーションをおこなった内容について述べた。また、二値 CGH の作製方法による再生像の品質と作製時間について評価をおこなった。次に、二値 CGH を用いて記録・再生をおこなった実験の内容について述べた。実験により、二値 CGH を用いた場合でも、記録したページデータを誤りなく読み出せることを示した。最後に、球面波シフト多重

記録法を二値 CGH を用いた CGH-HDS に導入する手法の実験をおこなった内容について述べた。実験により、ホログラムの単一記録だけでなく三つのページデータを多重記録し、誤りなく読み出すことにも成功した。この多重記録実験の結果より、二値 CGH を用いた場合でも多重記録による記録密度の向上が可能であることが示された。

本章で述べた提案手法は、SLM のリフレッシュレートにより制限される CGH-HDS のデータ転送速度を二値 CGH の技術を導入することで緩和し、これを向上させる手法である。これまでホログラフィックメモリにおいてデータ転送速度を向上させるための手法として、互いに直交するように偏光した参照光を用いて記録・再生をおこなう手法 [343] が提案されている。この手法を本手法に適用することにより、さらなるデータ転送速度の向上が見込める。また、第 10 章で述べた位相ページデータの取得法を応用できれば、高密度・高速度記録が可能であるホログラフィックメモリの実現が期待できる。

第 12 章 圧縮センシングに基づくホログラフィックメモリ

12.1 緒言

第 10 章では、ホログラフィックメモリの記録密度の向上を目的として光の位相情報を活用する手法を提案した。ホログラフィックメモリの記録密度を向上させる、位相情報を活用する方法とは異なる方法としては、多重記録、記録面積の縮小 [344, 345], $M\#$ の有効活用 [189], 偏光情報の活用 [346–348], 時間情報の活用 [349] などが挙げられる。これらの方法は、記録や再生方法を工夫することで組み合わせることが可能である。本章では、ホログラフィックメモリにおける新たな記録密度の向上方法として、三次元空間情報を活用する手法を提案する。三次元空間情報は空間光変調技術により計算機合成ホログラム (CGH: Computer-Generated Hologram) として二次元の振幅分布に変換し、これをページデータの代わりに空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) に表示し、記録媒体に記録する。ここで CGH は、三次元的に分布したページデータ (三次元ページデータ) の各位置から CGH の面まで光波伝搬計算により得られる複素振幅分布と平面波の干渉縞として作製される。再生過程では、従来のホログラフィックメモリにおけるページデータを再生する場合と同様の操作をおこなうことで、撮像素子面では記録した CGH の分布が取得される。この CGH から三次元空間情報を復元する場合、一般的な光波伝搬計算を用いると、異なる光軸位置の分布および共役像がデフォーカス像として所望の光軸位置の分布に重なってしまう。このことは、逆問題を解く観点から述べると、二次元情報である CGH から三次元情報である各光軸位置のみの分布を回復するという不良設定問題である、といえる。この不良設定問題を解く方法に圧縮センシングに基づくホログラフィ (CH: Compressive Holography) が提案されている [350–354]。圧縮センシングは、観測値と推定値の最小二乗誤差および推定値に対する正則化項が最小となるように反復計算により最適解を推定する方法であり、さまざまな応用が提案されている。CH は共焦点顕微鏡において取得されるような特定の光軸方向の位置上の分布を取得できるため、インコヒーレントデジタルホログラフィ [355, 356] や位相計測 [357], 多次元イメージング [358] やオプティカルスキャニングホログラフィ [359], ビデオレートイメージング [360] などへ応用されている。本研究では、三次元ページデータを取得するために、圧縮センシングをホ

ログラフィックメモリへ応用する手法を提案する．提案手法により，デフォーカス像や共役像による影響が小さい三次元ページデータの取得が可能となり，記録密度の向上が可能となる．まず，提案手法の原理について述べる．次に，提案手法の原理を検証したシミュレーションの内容について述べる．最後に，提案手法の原理を検証するためにおこなった実験の内容について述べる．

12.2 圧縮センシングに基づくホログラフィックメモリの原理

提案手法の概念図を図 12.1 に示す．提案手法は従来のホログラフィックメモリにおけるページデータを CGH に変更したのみであるため，二光束干渉計に基づく手法やコアキシャルホログラフィックメモリ，CGH に基づく手法へも応用できる．本研究では，光学系が簡易なコアキシャルホログラフィックメモリ [178] を例に原理を述べる．

12.2.1 計算機合成ホログラムによる三次元ページデータの符号化

三次元ページデータの符号化の概念図は図 12.1 の左に示すとおりであり，各ページデータの位置から光波伝搬計算により CGH の面まで伝搬計算する．このとき CGH 面における光波の複素振幅分布は，各光軸位置からの光波が互いに干渉しないと仮定すると，

$$u(x, y) = \sum_{i=1}^N o(x, y; z_i) * ASF(x, y; z_i) \quad (12.1)$$

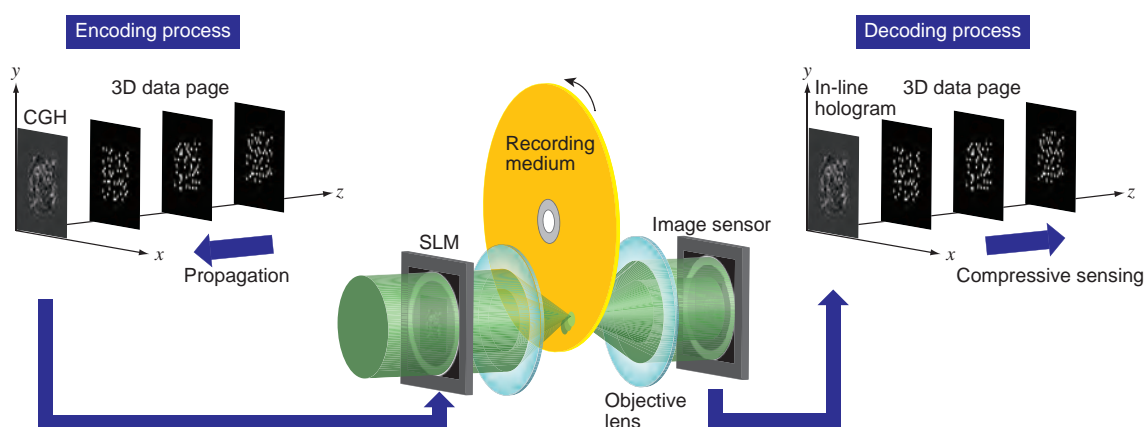


図 12.1 圧縮センシングに基づくホログラフィックメモリの概念図．

とあらわされる。ここで $*$ は畳み込み積分演算子、 N は三次元ページデータに含まれるページデータの数であり、 $o(x, y; z_i)$ は光軸位置 z_i におけるページデータの振幅分布であり、 $\text{ASF}(x, y; z_i)$ はその位置から CGH までの振幅分布関数をあらわし、

$$\text{ASF}(x, y; z_i) = \text{FT} \left[\exp \left\{ i2\pi z_i \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \mu^2 - \nu^2} \right\} \right] \quad (12.2)$$

とあらわされる。ここで $\text{FT}[\dots]$ は Fourier 変換をあらわす。ここで、各光軸位置からの光波が互いに干渉しないと仮定したが、CH に基づくセンシングやイメージング技術においてこのことは Born 近似に相当し、本論文では、CGH として任意に作製可能であるため、この仮定が成り立つ。

記録に用いる CGH はこの光波 $u(x, y)$ と平面波の干渉縞の干渉項を利用するので

$$\begin{aligned} \text{CGH}(x, y) &= |u(x, y) + A(x, y)|^2 - |u(x, y)|^2 - |A(x, y)|^2 - I_{\min} \\ &= u(x, y)A^*(x, y) + u^*(x, y)A(x, y) - I_{\min} \end{aligned} \quad (12.3)$$

とあらわされる。ここで $*$ 、 I_{\min} はそれぞれ複素共役、干渉項の最小値をあらわす。参照光 $A(x, y)$ を 1 とみなすと

$$\begin{aligned} \text{CGH}(x, y) &= u(x, y) + u^*(x, y) - I_{\min} \\ &= 2\text{Re} \{u(x, y)\} - I_{\min} \end{aligned} \quad (12.4)$$

としてあらわすことができ、ここで $\exp \{i\theta\} + \exp^* \{i\theta\} = 2\cos(\theta) = 2\text{Re} \{\exp \{i\theta\}\}$ の関係を用いた。式 (12.4) より、三次元ページデータを二次元の CGH により符号化することが可能である。

12.2.2 記録・再生原理

本研究では、図 12.1 に示すコアキシャルホログラフィックメモリの光学系を用いて記録・再生原理について述べる。まず、これまでページデータを表示していた SLM に式 (12.4) の CGH を表示する。また、コアキシャルホログラフィックメモリにおける参照光を生成するためのリングパターンも表示する。SLM に平面波を照射することで、CGH の情報を有する信号光 $s(x, y)$ と参照光 $r(x, y)$ が生成される。これらの光波がレンズにより Fourier 変換され記録媒体内にて干渉する。記録媒体のある面におけ

る強度分布は

$$\begin{aligned}
 I(\mu, \nu) &= |\text{FT}[s(x, y) + r(x, y)]|^2 \\
 &= |S(\mu, \nu) + R(\mu, \nu)|^2 \\
 &= |S(\mu, \nu)|^2 + |R(\mu, \nu)|^2 + S(\mu, \nu)R^*(\mu, \nu) + S^*(\mu, \nu)R(\mu, \nu) \quad (12.5)
 \end{aligned}$$

としてあらわすことができ、ここで $S(\mu, \nu)$ および $R(\mu, \nu)$ はそれぞれ信号光 $s(x, y)$ と参照光 $r(x, y)$ の Fourier 変換である。記録媒体内ではこの強度分布が屈折率分布として記録される。

再生過程では、参照光のみを記録媒体に照射するため、リングパターンのみを SLM に表示し、平面波を SLM に入射する。このとき記録媒体面における光波の複素振幅分布は

$$\begin{aligned}
 I(\mu, \nu)R'(\mu, \nu) &= \{|S(\mu, \nu)|^2 + |R(\mu, \nu)|^2\}R'(\mu, \nu) + S(\mu, \nu)R^*(\mu, \nu)R'(\mu, \nu) \\
 &\quad + S^*(\mu, \nu)R(\mu, \nu)R'(\mu, \nu) \quad (12.6)
 \end{aligned}$$

とあらわされ、ここで $R'(\mu, \nu)$ は再生用の参照光 $r'(x, y)$ の Fourier 変換である。式 (12.6) の右辺第二項に信号光の情報が含まれている。この分布の撮像素子面における強度分布は

$$D(x', y') = |s(x', y') * r^*(x', y') * r'(x', y')|^2 \quad (12.7)$$

としてあらわすことができる。記録時と再生時の参照光が同じ場合、 $r^*(x', y') * r'(x', y')$ は Dirac のデルタ関数とみなすことができるため、撮像素子面における強度分布は

$$\begin{aligned}
 D(x', y') &= |s(x', y')|^2 \\
 &= 2\text{Re}\{u(x', y')\} - I_{\min} \quad (12.8)
 \end{aligned}$$

とあらわすことができる。式 (12.8) より記録した CGH の分布が撮像素子面において取得できる。

12.2.3 圧縮センシングによる三次元ページデータの復元

式 (12.8) より検出した強度分布にはバイアス成分 I_{\min} が含まれている。そこでこの強度を減算した分布

$$\begin{aligned}
 D'(x', y') &= 2\text{Re}\{u(x', y')\} \\
 &= 2\text{Re}\left\{\sum_{i=1}^N \text{ASF}(x', y'; z_i) * o(x', y'; z_i)\right\} \quad (12.9)
 \end{aligned}$$

を取得する．ここで式 (12.9) を行列とベクトルを用いてあらわすと

$$\mathbf{D} = 2\text{Re}\{\mathbf{TPo}\} \quad (12.10)$$

とでき，ここで $\mathbf{D} \in \mathbb{R}^{(N_x \times N_y) \times 1}$ ， $\mathbf{T} \in \mathbb{R}^{(N_x \times N_y) \times (N_x \times N_y \times N_z)}$ ， $\mathbf{P} \in \mathbb{C}^{(N_x \times N_y \times N_z) \times (N_x \times N_y \times N_z)}$ ，および $\mathbf{o} \in \mathbb{C}^{(N_x \times N_y \times N_z) \times 1}$ はそれぞれデジタルホログラム，総和，光波伝搬の伝達関数，三次元ページデータをあらわすベクトルである．ここで， N_x ， N_y ，および N_z はそれぞれ x ， y ， z の軸に対するベクトルの要素の数をあらわす．また式 (12.10) は

$$\mathbf{D} = 2\text{Re} \left[\begin{bmatrix} \mathbf{I}_{N_x \times N_y} & \mathbf{I}_{N_x \times N_y} & \dots & \mathbf{I}_{N_x \times N_y} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mathbf{P}_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \mathbf{P}_2 & 0 & \vdots \\ \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \mathbf{P}_{N_z} \end{bmatrix} \mathbf{o} \right] \quad (12.11)$$

として記述することができ，ここで $\mathbf{I}_{N_x \times N_y}$ は \mathbf{T} の要素行列であり，単位行列である．また， \mathbf{P}_i は \mathbf{P} の要素行列であり，式 (12.9) において $\text{ASF}(x, y; z_i)$ および $o(x, y; z_i)$ は畳み込み積分の関係であるため，Toeplitz 行列である．

提案手法では，圧縮センシングに基づいて式 (12.10) の逆問題を解く．このとき解くべき最適化問題は

$$\hat{\mathbf{o}} = \arg \min_{\mathbf{o} \in \mathbb{C}^{(N_x \times N_y \times N_z) \times 1}} \|\mathbf{D} - 2\text{Re}\{\mathbf{TPo}\}\|_2^2 + \tau\Phi(\mathbf{o}) \quad (12.12)$$

としてあらわされる．ここで $\|\dots\|_2$ ， τ ，および $\Phi(\dots)$ はそれぞれ l_2 ノルム，正則化パラメータ，正則化関数である．本研究では，式 (12.12) の最適化問題を解くために二段階反復収縮しきい値アルゴリズム (TwIST: Two-step Iterative Shrinkage/Thresholding) [361] を用いた．

12.3 原理検証シミュレーション

本節では，提案手法の原理を検証した内容について述べる．数値シミュレーションにおいて想定した光学系を図 12.2 に示す．また，各素子のパラメータを表 12.1 に示す．また再生像の品質の評価には式 (11.14) に示す信号対雑音比 (SNR: Signal to Noise Ratio) および式 (11.13) に示すシンボル誤り率 (SER: Symbol Error Rate) を用いた．

12.3.1 正則化関数の比較

最適化問題を解く場合，正則化関数の選択により最終的な結果が変化する．そこで三次元ページデータを取得する場合に適している正則化関数を決定するシミュレー

表 12.1 シミュレーションにおいて想定した光学素子のパラメータ.

Laser	
中心波長	532 nm
SLM	
画素サイズ	$20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$
CGH の画素数	128×128
記録媒体	
厚さ	$400 \mu\text{m}$
層数	100
屈折率	1.5
屈折変化量	0.0001
TwIST	
反復数	500
正則化パラメータ	0.001

シミュレーションをおこなった. 正則化関数として l_1 ノルム, 全変動 (TV: Total Variation) を用いた. また, 比較のために角スペクトル法に基づく逆伝搬計算 (BP: Back Propagation) により取得した結果においても再生像の品質を評価した. また, CGH とページデータの距離 z_i は 18mm, 90mm, 180mm として評価をおこなった.

シミュレーションにより得られた結果を図 12.3 に示す. シミュレーションの結果より, 全ての結果において SER が 0 であった. また, 全ての伝搬距離において TV を用いた場合が最も SNR が高い結果が得られた. 伝搬距離が 90 mm および 180 mm の場合, l_1 ノルムを用いた場合と比べて逆伝搬計算により取得された結果は SNR が高い結果が得られた. これは, 共役像がより拡散したことが理由と考えられる. この結果より, 提案手法では TV を正則化関数として用いる.

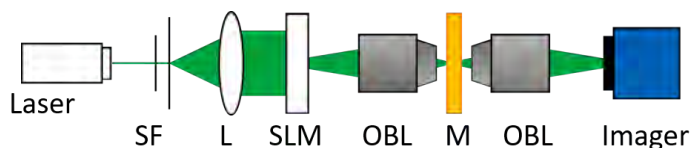


図 12.2 シミュレーションに用いた光学系, SF, スペイシャルフィルタ; L, レンズ; OBL, 対物レンズ; M, 記録媒体.

12.3.2 光軸方向の分解能の評価

三次元ページデータを用いて CGH を作製する場合、再生時に各ページデータを識別可能な距離を用いる必要がある。そこで、提案手法における光軸方向に対する分解能を評価した。図 12.4(a) に示す二つのページデータを三次元ページデータとして用いた。また、各ページデータと CGH までの距離は 25 mm および 40 mm とした。

角スペクトル法に基づく逆伝搬計算より取得した再生像を図 12.4(b) に示す。また、提案手法により取得した再生像を図 12.4(c) に示す。この結果から、提案手法では SER が 0 であった。また、図 12.4(a)-(c) における黄線で示す位置の $y-z$ の分布を図 12.4(d) に示す。また、図 12.4(d) における赤線および青線の位置の断面プロファイルを図 12.4(e) に示す。この結果から、角スペクトル法に基づく方法では、各位置のページデータを識別することは困難であるが、提案手法では、各位置のページデータを識別できることがわかる。また、提案手法における断面プロファイルの半値全幅の結果から、光軸方向に対する分解能は 4.5 mm であることが示された。この結果は図 12.4(e) に示す通り、理論的な焦点深度に一致することが示された。

12.3.3 ページデータ間距離の評価

三次元ページデータを用いて記録・再生をおこなう場合、各ページデータの距離によって再生像の品質が変化する。そこで、ページデータ間の距離に応じてどのように

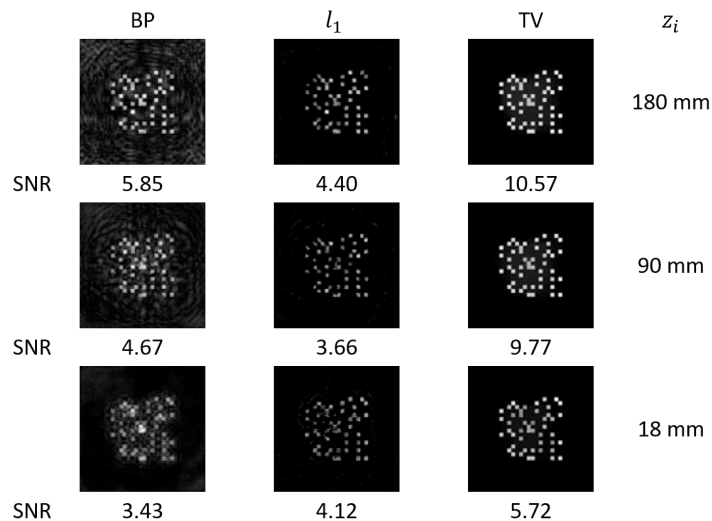


図 12.3 正則化関数の選定結果.

再生像の品質が変化するかを評価した。シミュレーションにおける条件をあらわす概念図を図 12.5 に示す。本シミュレーションでは、三つのページデータにより三次元ページデータが構成される場合と、五つの場合について評価をおこなった。三つのページデータを用いる場合、CGH 作製時に使用する三次元空間は 12 層により構成した。また、五つのページデータを用いる場合は 18 層により構成した。また、この三次元空間においてページデータが存在する層は 6 層目から 3 層ごとに離れた位置とした。また、再生像の品質は角スペクトル法により取得された結果と比較した。

まず、三つのページデータを用いた場合の各層間の距離 d_z と SER および SNR の関係を図 12.6 に示す。図 12.6 におけるエラーバーは最大値および最小値をあらわす。各層間の距離 d_z は 4 mm から 9 mm まで 1 mm ごとに変化させた。このことから、各ページデータは三層ごとに配置されているため、この評価におけるページデータ間距離の最小間隔は 12 mm であり、12.3.2 節において示した分解能の条件を十分に満たしている。この結果より、角スペクトル法により取得された結果は、どの距離の場合も SER が 0 とはならず、SNR は 2 以下であった。一方で圧縮センシングを用いる場合、

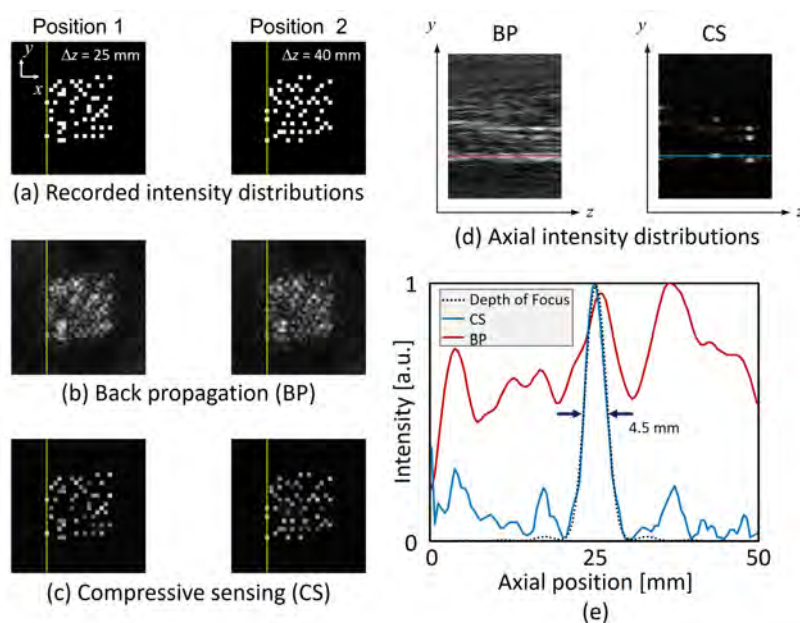


図 12.4 光軸方向に対する空間分解能の評価 (a) 記録に用いたページデータ, (b) 角スペクトル法により取得された再生像, (c) 圧縮センシングにより取得された再生像, (d) (a)-(c) における黄線の $y-z$ 面の強度分布, (e) (d) における赤線および青線の断面プロファイル。

各層間の距離 dz が 6 mm の場合、SER が 0 となった。また、圧縮センシングを用いる場合、各層間の距離 dz が大きくなるにつれて SNR が向上した。各層間の距離 dz が 6 mm の場合における再生像の結果を図 12.7 に示す。この結果より、角スペクトル法により取得された結果では、ページデータとして識別することが困難な分布が得られているが、圧縮センシングを用いた場合は識別が可能な分布が得られた。

また、五つのページデータを用いた場合における各再構成方法の dz と SER および SNR の関係をあらわす結果を図 12.8 に示す。各層間の距離 dz は 10 mm から 60 mm まで 10 mm ごとに変化させた。図 12.8 に示す結果より、図 12.6 に示す結果と同様に角スペクトル法により取得された結果は SER が 0 にならず、SNR は 2 未満であった。一方で圧縮センシングを用いる場合、 dz が 40 mm の場合、すべてのページデータにおいて SER が 0 となった。 dz が 40 mm の場合における再生像の結果を図 12.9 に示す。図 12.9 に示す結果より、圧縮センシングを用いる場合、ページデータとして識別可能な分布が得られることが示された。

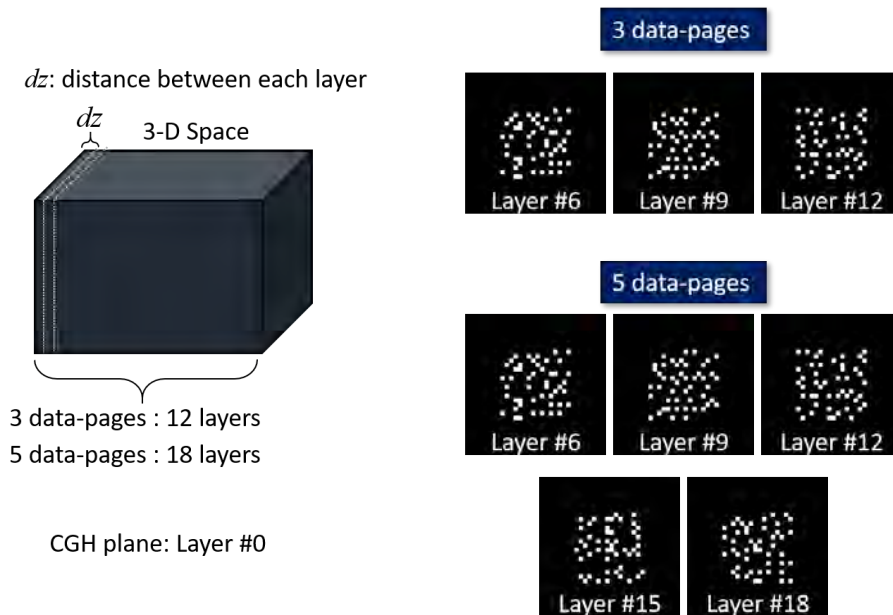


図 12.5 ページデータ間距離の評価におけるシミュレーション条件.

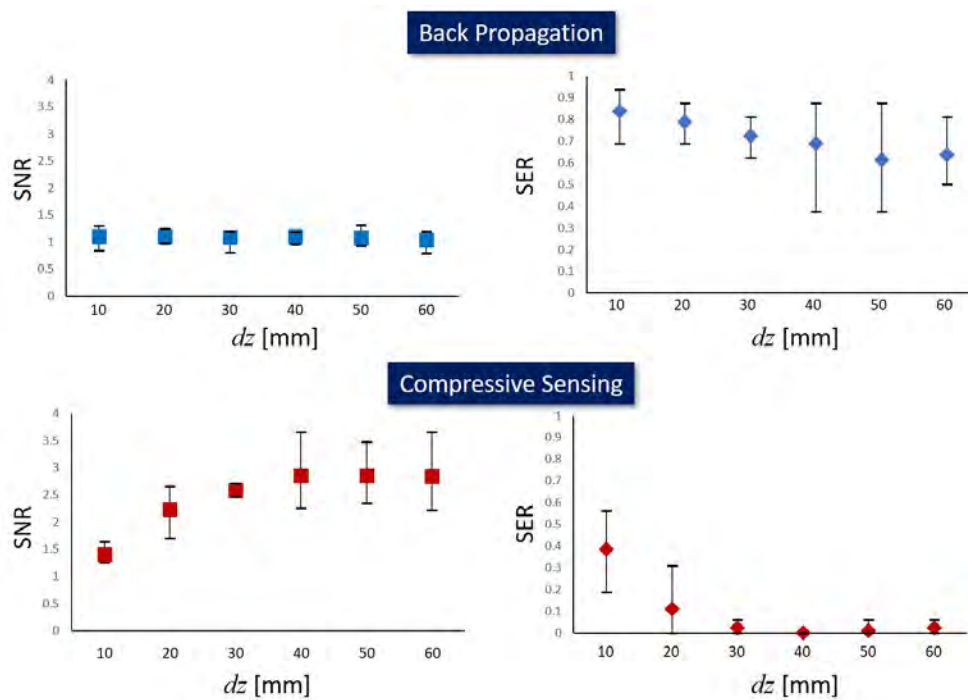


図 12.8 五つのページデータを用いた場合における dz と SER および SNR の関係.

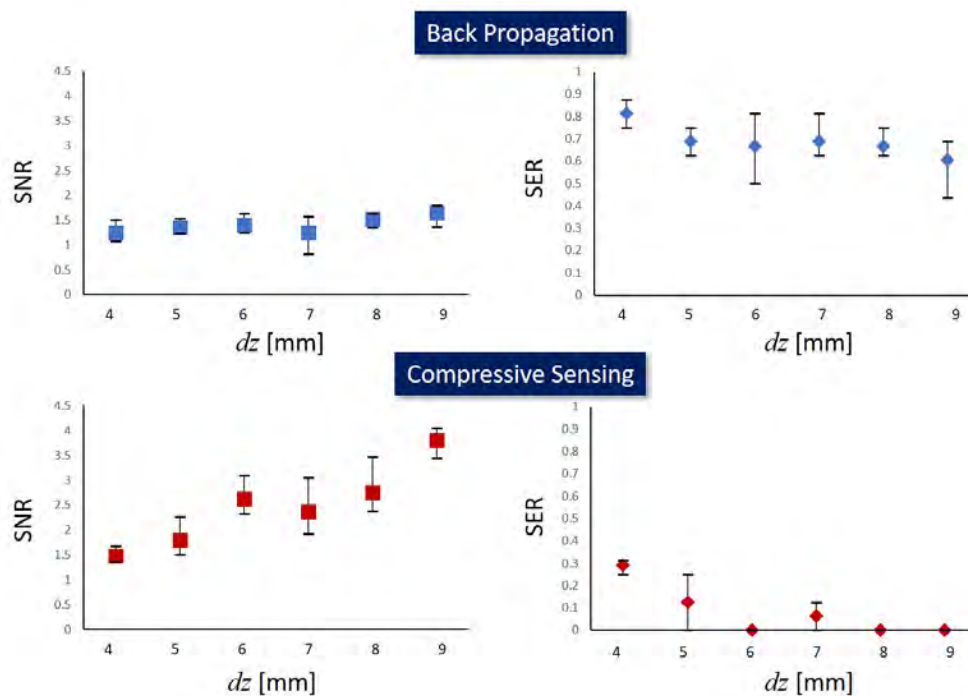


図 12.6 三つのページデータを用いた場合における dz と SER および SNR の関係.

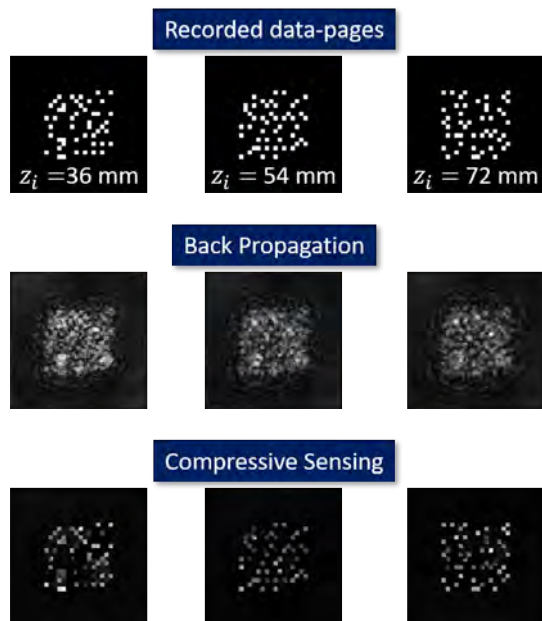


図 12.7 dz が 6 mm の場合における再生像.

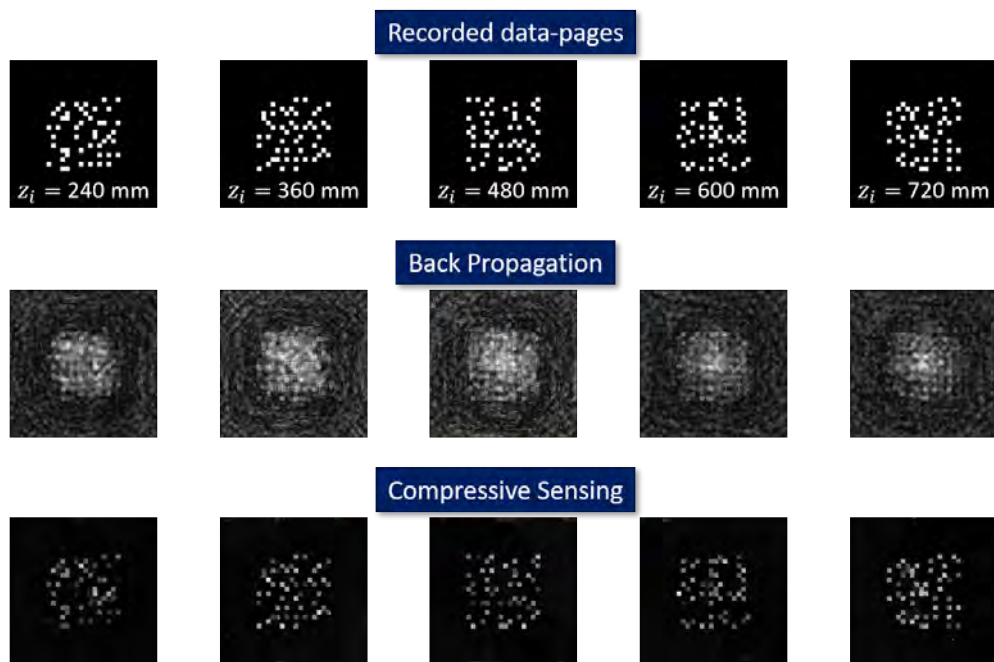


図 12.9 dz が 40 mm の場合における再生像.

12.3.4 CGH の階調数による影響の評価

一般的な SLM を用いて振幅変調をおこなう場合，入力画像の階調数に対する変調特性は非線形である場合がある．そのため，SLM によって決まるルックアップテーブルを用いて CGH の階調値を変調し SLM に表示する必要がある．この場合，作製時の CGH に比べて階調数が少ない CGH を用いることになる．そこで，CGH の階調数が再生像に与える影響を評価した．

CGH の量子化には Otsu により提案された方法 [362] を用いて 20 階調および 10 階調のものを作製した．12.3.3 項における三つのページデータを用いる条件において dz を 20 mm とした場合の各階調数におけるホログラムとそのヒストグラム，およびホログラムの断面プロファイルを図 12.10 に示す．このホログラムからの再生像を 12.3.3 項と同様に評価した．

CGH の階調数が 20 の場合の dz に対する SER および SNR の結果を図 12.11 に示す．また，階調数が 10 の場合の結果を図 12.12 に示す．これらの結果より圧縮センシングを用いた場合， dz が大きくなるにつれて再生像の品質が向上することが示され

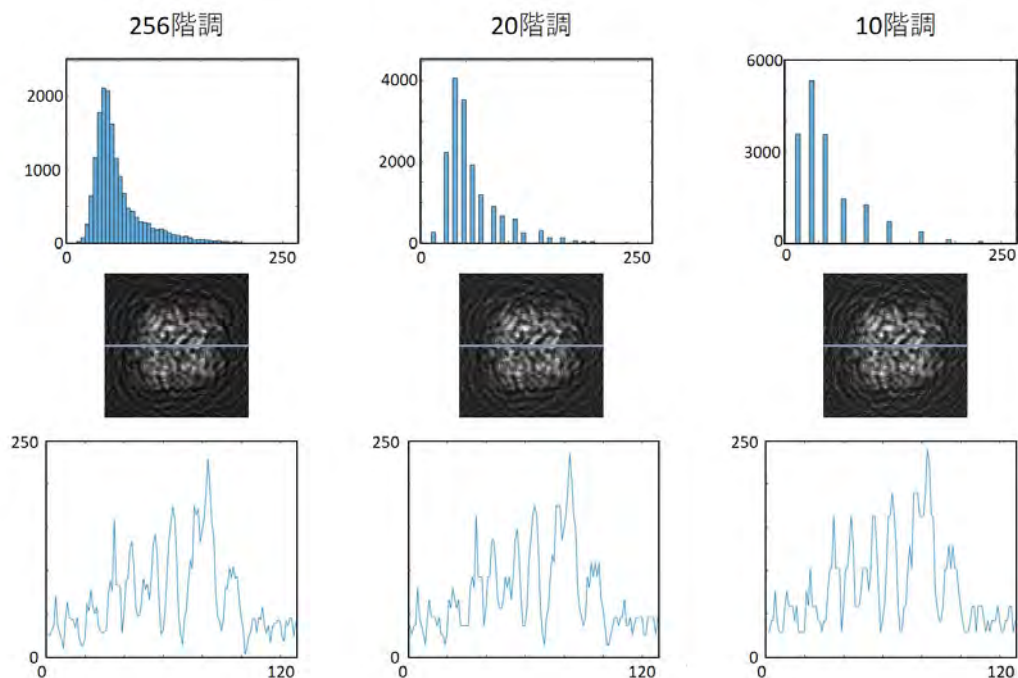


図 12.10 階調数を変化させた際のホログラムとそのヒストグラムおよび断面プロファイル．

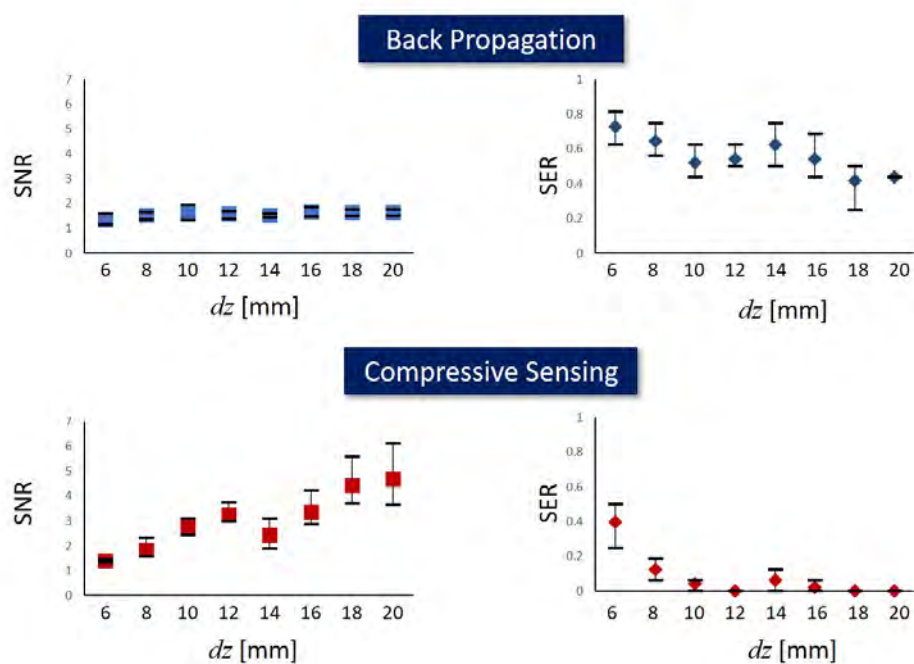


図 12.11 CGH の階調数が 20 の場合における dz と SER および SNR の関係.

た. また, 各 dz における再生像を図 12.13 に示す. この結果より, 階調数が小さい場合でも dz を調節することで, 再生像の品質の低下を防ぐことが可能であることが示された.

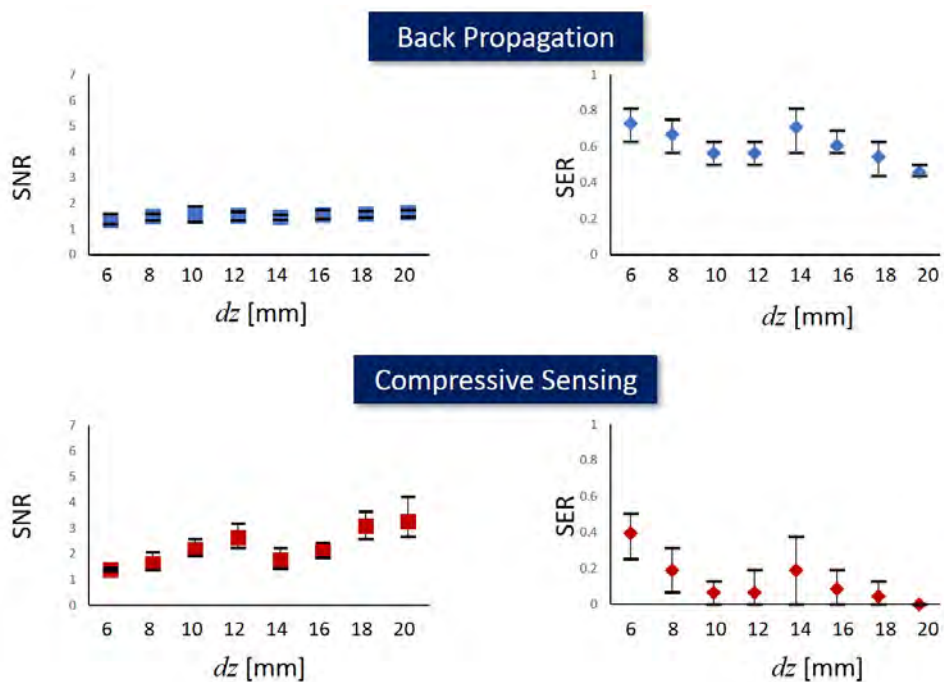


図 12.12 CGH の階調数が 10 の場合における dz と SER および SNR の関係.

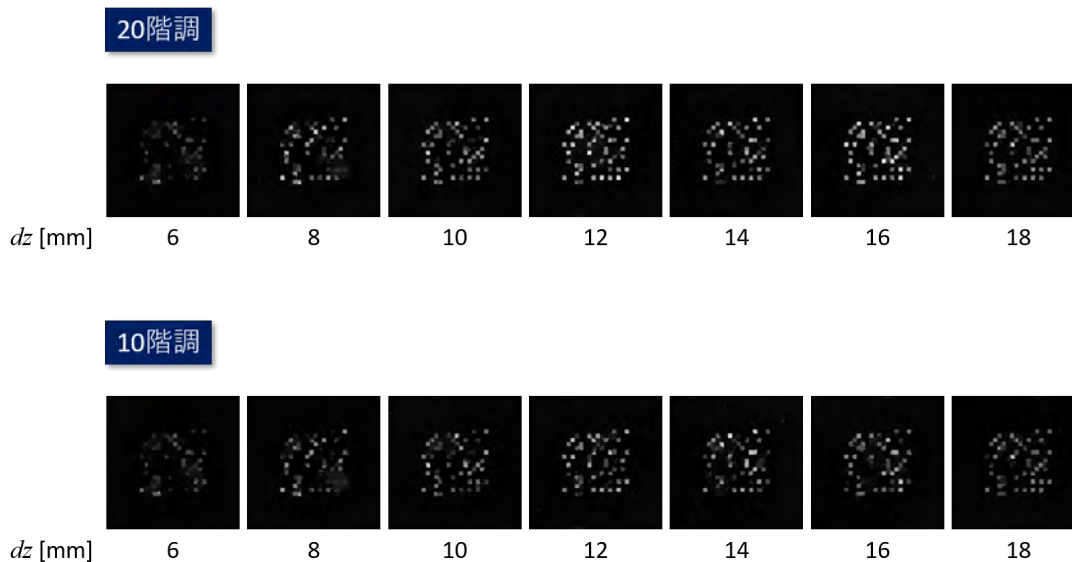


図 12.13 階調数が 10 および 20 の場合の各 dz に対応する再生像.

12.4 原理検証予備実験

提案手法の原理を検証する予備実験をおこなった。実験に用いた光学系を図 12.14 に示す。また、実験に用いた光学系のパラメータを表 12.2 に示す。本実験では、記録媒体による非線形な応答を無視するために、記録をおこなわずに実験をおこなった。実験にはあらかじめ取得しておいた SLM の応答を用いて 256 階調の CGH を補正したものを用いた。また、実験には三つのページデータの情報を有し、 dz を 20 mm とした場合の CGH を用いた。実験により取得したホログラムを図 12.15(a) に示す。実験においては光学系の収差やレーザを用いることにより生じるスペックルノイズがホログラムに重畳している。この影響は背景の強度情報を取得し、除算することで低減することができる。CGH を表示せずに取得された強度分布を図 12.15(b) に示す。ま

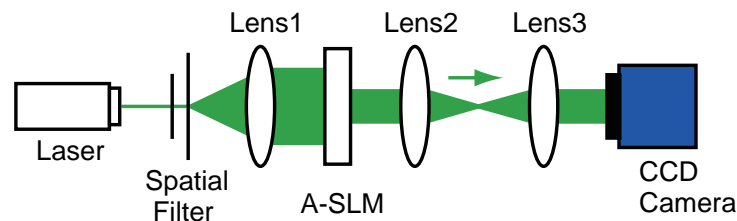


図 12.14 実験に用いた光学系。

表 12.2 実験に用いた光学素子のパラメータ

Wavelength of light source	532nm
Pixel pitch of the SLM	$36\mu\text{m}$
Focal length of Lens 1	150 mm
Focal length of Lens 2	250 mm
Focal length of Lens 3	100 mm
Pixel pitch of the CCD camera	$4.65\mu\text{m}$

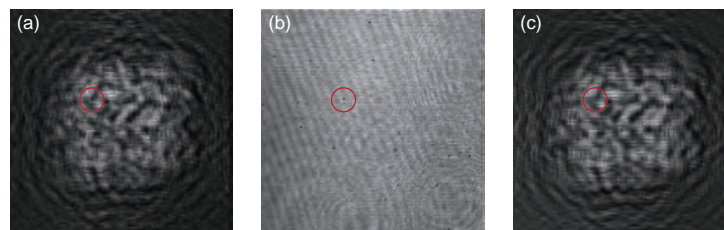


図 12.15 実験により取得された CGH, (a) 背景補正前の CGH, (b) 背景強度分布, (c) 背景補正後の CGH.

た，補正後の CGH を図 12.15(c) に示す．図 12.15(a)-(c) における赤丸で囲まれた領域を例として，スペックルノイズや不要な干渉が低減されていることがわかる．また，TwIST の反復計算の時間を短縮するために，CGH の画素数を 128×128 に縮小処理をおこない再構成をおこなった．

CGH の作製に用いたページデータを図 12.15(a) および実験により取得された CGH を用いて角スペクトル法および圧縮センシングに基づき再構成されたページデータを図 12.16(b) および (c) にそれぞれ示す．また，それぞれの結果を SNR および SER により評価した結果を図 12.16 における各再生像の下部に示す．この結果より，圧縮センシングに基づいて再構成することで SER が低下することが示された．圧縮センシ

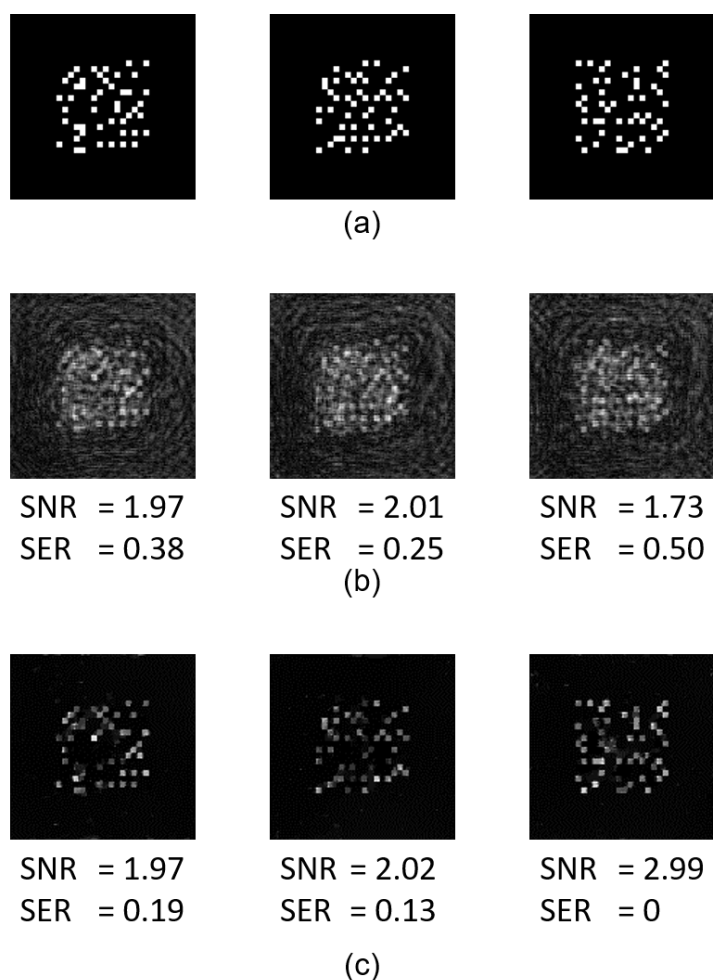


図 12.16 実験により取得されたページデータ，(a) 背景補正前の CGH, (b) 背景強度分布, (c) 背景補正後の CGH.

グに基づいて再構成した結果において、シミュレーションにより取得された結果と比較して SNR および SER が低い原因としては、スペckルや不要な干渉縞が除算処理により完全には除去されておらず、ホログラムにノイズとして重畳したことが考えられる。

12.5 結言

本章では、CGH を用いて三次元空間情報を符号化し圧縮センシングに基づいて再構成をおこなう手法を提案した。まず提案手法の原理について述べた。次に、提案手法の原理を検証するシミュレーションをおこなった。シミュレーションではまず、正則化関数の選定をおこない TV を用いることに決定した。また、提案手法における光軸方向に対する空間分解能の評価をおこなった。この結果、提案手法における光軸方向に対する空間分解能は理論的な焦点深度に一致することが示された。次に、三次元ページデータの間隔と再生像品質の関係について評価した。また、CGH の階調数が再生像の品質に及ぼす影響についても評価をおこなった。最後に、提案手法の原理を検証する実験をおこない、圧縮センシングを用いることで SER が低い結果を得られることが示された。本研究では、五つのページデータを誤りなく読み出すことに成功したため、提案手法により HDS の記録密度を 5 倍にすることが可能と考えられる。また、ページデータの間隔やページデータに畳み込まれる ASF の設計、量子化数に対して最適化をおこなうことで、さらなる記録密度の向上も可能と考えられる。

第 13 章 結論

本論文では、多次元光情報のイメージング・センシング・光記録に関する各分野における課題の解決のためにホログラフィック空間光変調技術を応用し、高機能化および高性能化を実現した内容について述べた。イメージングに関しては、ホログラフィに基づいたシングルピクセルイメージング (SPI: Single-Pixel Imaging) に着目し、ホログラフィック空間光変調技術の導入により光学系の制限を緩和した内容について述べた。センシングに関しては、強度輸送方程式 (TIE: Transport of Intensity Equation) に基づく定量位相計測 (QPI: Quantitative Phase Imaging) に着目し、ホログラフィック空間光変調技術を導入することで位相計測時に必要な複数のデフォーカス像をシングルショットで取得することを実現した内容について述べた。光記録に関しては、ホログラフィックメモリに着目し、ホログラフィック空間光変調技術の導入による記録密度の向上およびデータ転送速度の向上について述べた。以下に本論文の総括として各章の内容をまとめた後に、今後の課題および展望について述べる。

第 1 章では、本研究の位置付けを明らかにし、本論文において着目したホログラフィに基づく SPI, TIE に基づく QPI, ホログラフィックメモリに関する研究背景および課題について述べ、本論文の構成について述べた。

第 2 章では、ホログラフィに基づく SPI の一種であるオプティカルスキャニングホログラフィ (OSH: Optical Scanning Holography) において、光学系が大型で複雑であるという問題があり、この問題を解決する手法について述べた。OSH では、照明パターンであるフレネルゾーンパターン (FZP: Fresnel Zone Pattern) を生成するために必要な二光束干渉計、位相シフタ、二次元走査機構がそれぞれ必要である。この問題をホログラフィック空間光変調技術の導入により解決できるモーションレス OSH (MOSH) を提案した。MOSH は液晶型の空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) が有する偏光依存特性を活用し、上述した問題を解決する。まず、OSH の原理について述べ、MOSH の原理を述べた。次に、MOSH の原理を検証するシミュレーションをおこなった。MOSH では、SLM に表示する球面波の位相分布の焦点距離が変化すると空間分解能が変化する。そこで数値シミュレーションにより空間分解能およびサンプリング条件について評価し考察をおこなった。最後に、原理検証の実験をおこなった内容について述べた。これらの結果より、機械的な走査を必要とせず単一光路により OSH を実現できることを示した。

第 3 章では、MOSH における測定時間の問題を緩和するために、撮像素子を使用

する通常のデジタルホログラフィにおいて提案されている並列位相シフト法の概念を導入した空間分割位相シフト MOSH (SP-MOSH: Spatially divided Phase-shifting MOSH) について述べた。まず、SP-MOSH の原理について述べた。次に、SP-MOSH の原理を検証する数値シミュレーションをおこなった。空間分割位相シフト法では画素ごとに位相シフト量が異なるホログラムが得られるが、分割方法によって再生像の結果が変化する可能性があるため、その評価をおこなった。最後に、二次元物体および三次元物体を用いて原理を検証する実験をおこなった内容について述べた。SP-MOSH により、ホログラムのサンプリング数が低減したことによる再生像の劣化はあるものの、測定数を低減できることを示した。

第 4 章では、第 2 章において提案した MOSH において蛍光イメージングを実現する内容について述べた。まず、蛍光イメージングの背景について述べ、MOSH における蛍光イメージングの原理について述べた。次に、MOSH における蛍光イメージングの原理を検証する実験をおこなった。実験では、蛍光ビーズを用いた二次元物体のイメージングと、蛍光プレートと USAF テストターゲットを重ねて作製された三次元蛍光反射物体を用いて原理を検証した。これらの結果より、MOSH により三次元蛍光イメージングが可能であることを示した。

第 5 章では、第 2 章において提案した MOSH において偏光イメージングを実現する内容について述べた。まず、偏光イメージングの背景について述べ、MOSH における偏光イメージングの原理について述べた。次に、原理を検証するために実験をおこなった。実験により取得された結果は偏光カメラにより取得された結果と比較した。これらの結果より、MOSH により偏光イメージングが可能であることを示した。

第 6 章では、第 2 章において提案した MOSH において散乱体奥の可視化をおこなった内容について述べた。まず散乱体奥の可視化をおこなう方法の背景について述べ、これを MOSH において実現する原理について述べた。最後に原理を検証する実験をおこなった。実験では、まず静止した散乱体を想定し、拡散角の異なる拡散板を用いて原理検証をおこなった。また、動的な散乱体を想定し、拡散板を回転ステージに取り付けて実験をおこなった。これらの実験結果より、どちらの場合においても MOSH において散乱体の奥を可視化できることを示した。

第 7 章では、位相情報が取得できるシングルピクセルデジタルホログラフィ (SPDH: Single-Pixel Digital Holography) において、光学系が大型で複雑であるという問題の解決と、不要光の除去に必要な位相シフト法を用いるために増加する測定数を低減するために、ホログラフィック空間光変調技術を導入した共通光路オフアクシ

スシングルピクセルホログラフィックイメージング (COSHI: Common-path Off-axis Single-pixel Holographic Imaging) を提案した内容について述べた。まず、COSHI の原理について述べた。次に、COSHI の原理を検証するシミュレーションをおこなった。シミュレーションでは、検出器の条件が再生像に与える影響について評価をおこなった。シミュレーション結果より、オフアクシスデジタルホログラフィの導入による空間分解能の低下はあるものの、単一光路により定量位相イメージングが実現できることを示した。

第 8 章では、TIE に基づく QPI において、解析に必要なデフォーカス像を複数取得する場合、撮像素子の走査が必要であり、シングルショットによる QPI が不可能という問題があり、これを解決する手法について述べた。本研究では、ホログラフィック空間光変調技術を導入し、一度の撮像で複数のデフォーカス像を同時に取得できる単一露光高次強度輸送定量位相計測 (SHOT-QPI: Single-shot Higher-Order Transport-of-intensity QPI) を提案した。まず、SHOT-QPI の原理について述べた。次に、シミュレーションにより原理を検証した。シミュレーションの結果、SHOT-QPI により取得される位相分布は撮像素子を正確に移動した場合と比較して精度が低下することが示され、それを補正する方法について検討した。また、提案手法の原理を検証する実験をおこなった。実験では、位相差の異なる物体を計測し、定量位相計測が可能であることを示した。さらに、計測時に必要な各パラメータにおいて考察をおこなった。これらの結果より、一度の露光で定量位相計測が可能であることを示した。

第 9 章では、第 8 章で述べた SHOT-QPI の光利用効率の問題を改善するために位相型の CGH を導入する手法について述べた。単に位相型の CGH を導入した場合、点像分布関数の歪みが再生像の品質に影響を及ぼすという問題があった。そこで提案手法では、深層学習を導入した手法 (Deep-SHOT) を提案した。まず、Deep-SHOT の原理について述べた。次に、提案手法において用いる CGH の回折効率について評価をおこなった。また、原理検証実験をおこない、ニューラルネットワークに入力するデフォーカス像の数を増加させた場合、品質が向上することを示した。これらの結果より、SHOT-QPI における光利用効率の問題を改善し、歪んだデフォーカス像から位相分布が取得できることを示した。

第 10 章では、CGH に基づくホログラフィックメモリ (CGH-HDS: Computer-Generated Hologram based Holographic Data Storage) において複素振幅情報を活用し記録密度の向上に関する内容について述べた。複素振幅分布を取得する方法として、TIE を応用する手法を提案した。まず、CGH-HDS の原理について述べ、TIE を用い

て位相情報を取得する原理について述べた。次に、提案手法の原理を検証する実験をおこなった。実験結果より、位相分布の取得に成功した。また、検出できる位相情報を増加させるためにオフアクシスデジタルホログラフィを応用する手法を提案した。まず、その原理について述べ、原理検証実験をおこなった内容について述べた。実験結果より、TIE を応用する手法に比べてより多値の情報を取得することに成功した。

第 11 章では、CGH-HDS のデータ転送速度の問題を解決するために、二値 CGH を応用する手法を提案した。提案手法では、従来より用いられていた開口がローパスフィルタとして作用することに着目し、二値 CGH からページデータとして識別可能な分布が取得できることを活用している。まず、提案手法の原理および球面波シフト多重記録法の応用原理について述べた。次に、開口のサイズと再生像の品質の関係を評価するシミュレーションをおこなった。また、二値 CGH の作製方法によって再生像の品質がどのように変化するかを評価した。最後に、原理を検証する記録再生実験と球面波シフト多重記録の実験をおこなった。これらの結果より、リフレッシュレートの高い SLM を用いて CGH-HDS による記録・再生および多重記録が可能であることを示した。

第 12 章では、ホログラフィックメモリの記録密度の向上を目的として三次元空間情報を用いる手法を提案した。三次元空間情報の符号化には CGH を用い、三次元空間情報の検出には圧縮センシングを応用した。まず、提案手法の原理について述べた。次に、提案手法の原理を検証する数値シミュレーションをおこなった。数値シミュレーションでは、圧縮センシングにおける正則化関数や再生像の空間分解能などについて評価をおこなった。シミュレーション結果より、最大五つのページデータを三次元的に符号化し、誤りなく読み出すことに成功した。

次に、各分野における課題および展望について述べる。まず、MOSH の今後の課題および展望について述べる。第 2 章において提案した MOSH により OSH を単一光路で実現できることが示され、光学系に対する制約が緩和された。このことにより、光源のコヒーレンスが低い場合でもイメージングが可能と考えられる。また、低コヒーレンス光源の性質を利用すると光コヒーレンストモグラフィ (OCT: Optical Coherence Tomography) のような技術との融合が可能となり、従来の OSH では実現されていない用途に応用できる可能性がある。そのため、低コヒーレンス光源を使用した場合におけるイメージング特性を評価する必要がある。また、第 3 章において提案した SP-MOSH により位相シフトによる測定数の増加を低減したが、依然測定時間が長いという課題がある。この課題に関しては、圧縮センシングや深層学習の導入による測

定数の低減や、高速変調が可能なリフレッシュレートが高い二値変調に特化した SLM を用いることで緩和できると考えられ、リアルタイムイメージングへの応用が期待される。さらに本論文では、MOSH による蛍光、偏光イメージングについて提案したが、波長や位相などの他の多次元光情報の取得や、これらの並列取得をおこなうことで、MOSH による多次元イメージング技術の拡張が可能となり、センシングへの応用が期待される。

次に、SHOT-QPI および Deep-SHOT の今後の課題および展望について述べる。本論文では、SLM に表示された位相分布を用いて原理検証をおこなったが、今後は生体細胞のような動的な対象のイメージングが可能かどうかを評価する必要がある。また、複数のデフォーカス像を同時に取得できるという特長を活かすことで、光回折トモグラフィ (ODT: Optical Diffraction Tomography) への応用も期待される。また、取得された定量位相にはさまざまな情報が含まれているため、これらの計測が可能かどうか評価をおこなう必要がある。

最後に、CGH-HDS の今後の課題および展望について述べる。本論文では、記録密度の向上やデータ転送速度の高速化をそれぞれ独立に提案した。今後はこれらの技術を統合する必要がある。また、CGH-HDS には、CGH から再生される共役像の存在により空間帯域幅積が制限され、記録密度が低いという問題がある。この問題を解決することで、CGH-HDS における記録密度の問題が解決し、従来の二光束干渉計を用いたホログラフィックメモリに匹敵する記録密度の実現が期待される。

今後、本論文で提案した各手法がイメージング、センシング、光記録の各分野のさらなる発展に寄与することを期待している。

謝辞

本研究は、和歌山大学大学院システム工学研究科博士後期課程在学中に情報フォトリクス研究室において、野村孝徳 教授の御指導のもとにおこなったものである。日頃の研究の遂行から論文の執筆、あらゆる場面において終始丁寧かつ的確な御指導、御鞭撻を賜り、また多くの研究会および学会への参加、共同研究や留学の機会を与えてくださりました野村孝徳 教授に深甚な感謝の意をあらわすとともに、厚く御礼申し上げます。野村先生の光学の講義、あの頃の私の愚行に対する野村先生の恩情が発端となり、私の学術研究や教育に対する興味・感性は発現されたと思います。現在、私が学術研究や教育に関わる面白さ、楽しさを日々感じることは、野村先生が私の意思を尊重して下さり、自由な発想で幅広い分野の研究に取り組む機会を与えてくださったことがきっかけだと強く思います。

最田裕介 助教には、研究の遂行から論文の執筆など、あらゆる場面において終始丁寧かつ的確なご指導を賜りました。心より感謝の意をあらわすとともに、厚く御礼申し上げます。最田先生には、卒業論文、修士論文作成の頃から、情報フォトリクス研究室の最田グループの一員として議論の機会を与えてくださりました。最田先生のあらゆることに対する鋭いご指摘が、学術だけでなく世間に対してもたくさんのアンテナを張る機会を与えてくださったと感じています。さらに、ツーリングやマラソンなどプライベートな時間をご一緒させていただき、楽しい学生生活を送ることができました。

本論文の審査に際して、ご多忙にもかかわらず副査としての査読をご承諾くださり、貴重かつ有益なご意見、ご指摘を賜りました和歌山大学システム工学部 久保雅弘 教授、ならびに松本正行 教授に厚く御礼申し上げます。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士後期課程修了生 小室幸士 博士（現 株式会社ニコン）には、強度輸送方程式やシングルピクセルイメージングに関してご指導を賜り、日頃からの議論を通じて多大な技術のご指導を賜りました。また、研究以外の、楽しくて取り留めのない事柄についても、多くの面白いご意見を賜りました。ここに深く御礼申し上げます。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士後期課程修了生 信川輝吉 博士（現 NHK 放送技術研究所）にはホログラフィックメモリに関する知識の習得や本研究の遂行に関して熱心な御指導、有益な御助言を賜りました。また、ご多忙にもかかわらず私の些細な質問、人生相談のような事柄に対しても丁寧かつ親切なご意見を賜りました。

ここに深く御礼申し上げます。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士前期課程修了生 大西葵 氏（現 株式会社 SCREEN ホールディングス）には、単一露光高次強度輸送定量位相計測に関して実験による検証や日々の議論を賜りました。特に大西氏の光学実験のセンスと根気強く実験に取り組む姿勢を通してご助力を賜り、研究成果を発表することができました。ここに深く御礼申し上げます。

National Taiwan University の Yuan Luo 教授には、COVID-19 の影響で実際にお会いすることはできませんでしたが、在外研究を受け入れていただきました。ここに深く御礼申し上げます。

株式会社 SCREEN ホールディングスの小林正嘉 博士、加藤佳祐 様、末木博 様には、共同研究を通して実際の生体細胞観察における知見や顕微鏡作製における注意点などに関してご助言賜りました。ここに深く御礼申し上げます。

情報通信研究機構の田原樹 博士には、学会参加時に研究内容に関することや先輩研究者としての心構えなどをご助言いただきました。また、お忙しいにもかかわらず、博士論文を送付いただき、私の博士論文作成に必要なさまざまなことを学ばせていただきました。さらに、私の進路選択に関しまして、平日、休日にかかわらず、たくさんの丁寧かつ的確なご指導を賜りました。ここに深く御礼申し上げます。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士後期課程修了生 井邊真俊 博士（現 産業技術総合研究所）には、国際会議でお会いした際に発表に対する心構えや研究遂行に関するご助言を賜りました。また、Wakayama University OSA Student Chapter の招待講演イベントにおいてご講演をご快諾いただき、コヒーレンスとホログラフィに関する有益なご助言を賜りました。ここに厚く御礼申し上げます。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士後期課程修了生 渡辺果歩 博士（現 セイコーエプソン株式会社）には、私が学部生の頃に光学の基礎的な内容に関するご助言を賜りました。また、筆者が博士後期課程に進学するにあたり、多くの有益なご助言を賜りました。ここに厚く御礼申し上げます。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士前期課程修了生 神藤宏伸 氏（現 古野電気株式会社）には、私の進路決定に対して多大なご助言を賜りました。ここに深く感謝致します。

和歌山大学大学院システム工学研究科 博士前期課程修了生 柄池正大 氏（現 菱神電子エンジニアリング株式会社）には、ホログラフィックメモリに関する研究の議論や、研究室で生活する上での心構えなどを賜りました。柄池氏が修了された後もご助力を

賜り、人生相談のような事柄やたわいもない話に対しても丁寧かつ親切なご意見を賜りました。ここに深く感謝致します。

本研究を遂行する上で助成してくださいました、独立行政法人日本学術振興会、一般社団法人日本光学会、公益財団法人アイコム電子通信工学振興財団、公益財団法人長谷川財団、和歌山大学システム工学部、和歌山大学システム工学部同窓会に厚く御礼申し上げます。

研究室に配属されてからの6年間、情報フォトニクス研究室の皆様には、研究室とともに生活をするにあたり激励と御協力を賜りました。皆様と楽しく過ごした思い出の日々は、私の人生の宝です。心より感謝致します。

最後に、不自由なく学業に邁進できるよう支援して下さった家族に深く感謝致します。

参考文献

- [1] C. E. Shannon, “A mathematical theory of communication,” *Bell Syst. Tech. J.* **27**, 379–423 (1948).
- [2] 早崎芳夫, “情報フォトニクス:その概念とめざすもの,” *光学* **32**, 410–415 (2003).
- [3] 豊田晴義, “空間光変調器の研究開発とその応用,” *光学* **49**, 88–94 (2020).
- [4] 一岡芳樹, “光学情報処理－いままで, いま, これから－,” *光学* **43**, 2–14 (2014).
- [5] D. Gabor, “A new microscopic principle,” *Nature* **161**, 777–778 (1948).
- [6] N. Antipa, “Losing the lens,” *Opt. Photon. News* **32**, 26–33 (2021).
- [7] T. Shimano, Y. Nakamura, K. Tajima, M. Sao, and T. Hoshizawa, “Lensless light-field imaging with Fresnel zone aperture: quasi-coherent coding,” *Appl. Opt.* **57**, 2841–2850 (2018).
- [8] G. Kim and R. Menon, “Computational imaging enables a “see-through” lens-less camera,” *Opt. Express* **26**, 22826–22836 (2018).
- [9] J. C. de Souza, R. B. R. Freire, and P. A. M. dos Santos, “Subsampled digital holographic image reconstruction by a compressive sensing approach,” *Appl. Opt.* **60**, 1–9 (2021).
- [10] M. Padgett, R. Aspden, G. Gibson, M. Edgar, and G. Spalding, “Ghost imaging,” *Opt. Photon. News* **27**, 38–45 (2016).
- [11] M. P. Edgar, G. M. Gibson, and M. J. Padgett, “Principles and prospects for single-pixel imaging,” *Nature Photonics* **13**, 13–20 (2019).
- [12] G. M. Gibson, S. D. Johnson, and M. J. Padgett, “Single-pixel imaging 12 years on: a review,” *Opt. Express* **28**, 28190–28208 (2020).
- [13] 志村努, “デジタルカメラの進化,” *光学* **50**, 262–264 (2021).
- [14] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takhar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, “Single-pixel imaging via compressive sampling,” *IEEE Signal Processing Magazine* **25**, 83–91 (2008).
- [15] A. Vallés, J. He, S. Ohno, T. Omatsu, and K. Miyamoto, “Broadband high-resolution terahertz single-pixel imaging,” *Opt. Express* **28**, 28868–28881 (2020).
- [16] N. Radwell, K. J. Mitchell, G. M. Gibson, M. P. Edgar, R. Bowman, and M. J. Padgett, “Single-pixel infrared and visible microscope,” *Optica* **1**, 285–289 (2014).
- [17] M. P. Edgar, G. M. Gibson, R. W. Bowman, B. Sun, N. Radwell, K. J. Mitchell,

- S. S. Welsh, and M. J. Padgett, “Simultaneous real-time visible and infrared video with single-pixel detectors,” *Scientific Reports* **5**, 10669 (2015).
- [18] H. Yu, R. Lu, S. Han, H. Xie, G. Du, T. Xiao, and D. Zhu, “Fourier-transform ghost imaging with hard X rays,” *Phys. Rev. Lett.* **117**, 113901 (2016).
- [19] Y. Klein, A. Schori, I. P. Dolbnya, K. Sawhney, and S. Shwartz, “X-ray computational ghost imaging with single-pixel detector,” *Opt. Express* **27**, 3284–3293 (2019).
- [20] G. M. Gibson, B. Sun, M. P. Edgar, D. B. Phillips, N. Hempler, G. T. Maker, G. P. A. Malcolm, and M. J. Padgett, “Real-time imaging of methane gas leaks using a single-pixel camera,” *Opt. Express* **25**, 2998–3005 (2017).
- [21] W. L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K. F. Kelly, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman, “A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing,” *Applied Physics Letters* **93**, 121105 (2008).
- [22] L. Olivieri, J. S. T. Gongora, L. Peters, V. Cecconi, A. Cutrona, J. Tunesi, R. Tucker, A. Pasquazi, and M. Peccianti, “Hyperspectral terahertz microscopy via nonlinear ghost imaging,” *Optica* **7**, 186–191 (2020).
- [23] K. Shibuya, K. Nakae, Y. Mizutani, and T. Iwata, “Comparison of reconstructed images between ghost imaging and Hadamard transform imaging,” *Optical Review* **22**, 897–902 (2015).
- [24] X. Liu, J. Shi, X. Wu, and G. Zeng, “Fast first-photon ghost imaging,” *Scientific Reports* **8**, 5012 (2018).
- [25] X. Liu, J. Shi, L. Sun, Y. Li, J. Fan, and G. Zeng, “Photon-limited single-pixel imaging,” *Opt. Express* **28**, 8132–8144 (2020).
- [26] W. Gong and S. Han, “Correlated imaging in scattering media,” *Opt. Lett.* **36**, 394–396 (2011).
- [27] E. Tajahuerce, V. Durán, P. Clemente, E. Irlles, F. Soldevila, P. Andrés, and J. Lancis, “Image transmission through dynamic scattering media by single-pixel photodetection,” *Opt. Express* **22**, 16945–16955 (2014).
- [28] F. Li, M. Zhao, Z. Tian, F. Willomitzer, and O. Cossairt, “Compressive ghost imaging through scattering media with deep learning,” *Opt. Express* **28**, 17395–17408 (2020).
- [29] X. Yang, Y. Liu, X. Mou, T. Hu, F. Yuan, and E. Cheng, “Imaging in turbid water

- based on a Hadamard single-pixel imaging system,” *Opt. Express* **29**, 12010–12023 (2021).
- [30] R. H. Brown and R. Q. Twiss, “Correlation between photons in two coherent beams of light,” *Nature* **177**, 27–29 (1956).
- [31] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement,” *Phys. Rev. A* **52**, R3429–R3432 (1995).
- [32] R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, ““two-photon” coincidence imaging with a classical source,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 113601 (2002).
- [33] 仁田功一, “計算機ゴーストイメージング – 散乱光照射と 1 画素検出による画像化法 –,” *レーザー研究* **41**, 996 (2013).
- [34] J. H. Shapiro, “Computational ghost imaging,” *Phys. Rev. A* **78**, 061802 (2008).
- [35] W. Pratt, J. Kane, and H. Andrews, “Hadamard transform image coding,” *Proceedings of the IEEE* **57**, 58–68 (1969).
- [36] J. A. Decker, “Hadamard–transform image scanning,” *Appl. Opt.* **9**, 1392–1395 (1970).
- [37] Z. Zhang, X. Ma, and J. Zhong, “Single-pixel imaging by means of Fourier spectrum acquisition,” *Nature Communications* **6**, 6225 (2015).
- [38] Z. Zhang, X. Wang, G. Zheng, and J. Zhong, “Hadamard single-pixel imaging versus Fourier single-pixel imaging,” *Opt. Express* **25**, 19619–19639 (2017).
- [39] D.-J. Zhang, H.-G. Li, Q.-L. Zhao, S. Wang, H.-B. Wang, J. Xiong, and K. Wang, “Wavelength-multiplexing ghost imaging,” *Phys. Rev. A* **92**, 013823 (2015).
- [40] J. Suo, L. Bian, Y. Xiao, Y. Wang, L. Zhang, and Q. Dai, “A self-synchronized high speed computational ghost imaging system: A leap towards dynamic capturing,” *Optics & Laser Technology* **74**, 65–71 (2015).
- [41] Y. Yamazaki and T. Nomura, “Computational ghost imaging with designed low spatial frequency masks,” *Appl. Opt.* **57**, 9375–9380 (2018).
- [42] G. Wu, T. Li, J. Li, B. Luo, and H. Guo, “Ghost imaging under low-rank constraint,” *Opt. Lett.* **44**, 4311–4314 (2019).
- [43] D. Shi, S. Hu, and Y. Wang, “Polarimetric ghost imaging,” *Opt. Lett.* **39**, 1231–1234 (2014).
- [44] Y. Zhu, J. Shi, Y. Yang, and G. Zeng, “Polarization difference ghost imaging,”

- Appl. Opt. **54**, 1279–1284 (2015).
- [45] S. Dongfeng, Z. Jiamin, H. Jian, W. Yingjian, Y. Kee, C. Kaifa, X. Chenbo, L. Dong, and Z. Wenyue, “Polarization-multiplexing ghost imaging,” *Optics and Lasers in Engineering* **102**, 100–105 (2018).
- [46] S. Kim, B. Cense, and C. Joo, “Single-pixel, single-input-state polarization-sensitive wavefront imaging,” *Opt. Lett.* **45**, 3965–3968 (2020).
- [47] P. Clemente, V. Durán, E. Tajahuerce, V. Torres-Company, and J. Lancis, “Single-pixel digital ghost holography,” *Phys. Rev. A* **86**, 041803 (2012).
- [48] L. Martínez-León, P. Clemente, Y. Mori, V. Climent, J. Lancis, and E. Tajahuerce, “Single-pixel digital holography with phase-encoded illumination,” *Opt. Express* **25**, 4975–4984 (2017).
- [49] K. Ota and Y. Hayasaki, “Complex-amplitude single-pixel imaging,” *Opt. Lett.* **43**, 3682–3685 (2018).
- [50] K. Komuro, Y. Yamazaki, and T. Nomura, “Transport-of-intensity computational ghost imaging,” *Appl. Opt.* **57**, 4451–4456 (2018).
- [51] R. Liu, S. Zhao, P. Zhang, H. Gao, and F. Li, “Complex wavefront reconstruction with single-pixel detector,” *Applied Physics Letters* **114**, 161901 (2019).
- [52] X. Hu, H. Zhang, Q. Zhao, P. Yu, Y. Li, and L. Gong, “Single-pixel phase imaging by Fourier spectrum sampling,” *Applied Physics Letters* **114**, 051102 (2019).
- [53] S. Zhao, R. Liu, P. Zhang, H. Gao, and F. Li, “Fourier single-pixel reconstruction of a complex amplitude optical field,” *Opt. Lett.* **44**, 3278–3281 (2019).
- [54] K. Komuro, T. Nomura, and G. Barbastathis, “Deep ghost phase imaging,” *Appl. Opt.* **59**, 3376–3382 (2020).
- [55] T. Ito, K. Komuro, and T. Nomura, “Pupil-modulation ghost phase imaging,” *Appl. Opt.* **60**, 4398–4403 (2021).
- [56] M. Li, L. Bian, G. Zheng, A. Maiden, Y. Liu, Y. Li, J. Suo, Q. Dai, and J. Zhang, “Single-pixel ptychography,” *Opt. Lett.* **46**, 1624–1627 (2021).
- [57] L. Bian, J. Suo, G. Situ, Z. Li, J. Fan, F. Chen, and Q. Dai, “Multispectral imaging using a single bucket detector,” *Scientific Reports* **6**, 24752 (2016).
- [58] S. Jin, W. Hui, Y. Wang, K. Huang, Q. Shi, C. Ying, D. Liu, Q. Ye, W. Zhou, and J. Tian, “Hyperspectral imaging using the single-pixel Fourier transform technique,” *Scientific Reports* **7**, 45209 (2017).

- [59] Z. Li, J. Suo, X. Hu, C. Deng, J. Fan, and Q. Dai, “Efficient single-pixel multispectral imaging via non-mechanical spatio-spectral modulation,” *Scientific Reports* **7**, 41435 (2017).
- [60] Z. Zhang, S. Liu, J. Peng, M. Yao, G. Zheng, and J. Zhong, “Simultaneous spatial, spectral, and 3D compressive imaging via efficient Fourier single-pixel measurements,” *Optica* **5**, 315–319 (2018).
- [61] Y. Endo, T. Tahara, and R. Okamoto, “Color single-pixel digital holography with a phase-encoded reference wave,” *Appl. Opt.* **58**, G149–G154 (2019).
- [62] T. C. Poon and A. Korpel, “Optical transfer function of an acousto-optic heterodyning image processor,” *Opt. Lett.* **4**, 317–319 (1979).
- [63] T.-C. Poon, M. H. Wu, K. Shinoda, and Y. Suzuki, “Optical scanning holography,” *Proceedings of the IEEE* **84**, 753–764 (1996).
- [64] T. C. Poon, *Optical scanning holography with MATLAB®* (Springer, 2007).
- [65] T.-C. Poon, “Optical scanning holography - a review of recent progress,” *J. Opt. Soc. Korea* **13**, 406–415 (2009).
- [66] G. Sirat and D. Psaltis, “Conoscopic holography,” *Opt. Lett.* **10**, 4–6 (1985).
- [67] J. Rosen and G. Brooker, “Digital spatially incoherent Fresnel holography,” *Opt. Lett.* **32**, 912–914 (2007).
- [68] J.-P. Liu, T. Tahara, Y. Hayasaki, and T.-C. Poon, “Incoherent digital holography: A review,” *Applied Sciences* **8** (2018).
- [69] Y. S. Kim, T. Kim, S. S. Woo, H. Kang, T.-C. Poon, and C. Zhou, “Speckle-free digital holographic recording of a diffusely reflecting object,” *Opt. Express* **21**, 8183–8189 (2013).
- [70] O. Katz, Y. Bromberg, and Y. Silberberg, “Compressive ghost imaging,” *Applied Physics Letters* **95**, 131110 (2009).
- [71] L. Bian, J. Suo, Q. Dai, and F. Chen, “Experimental comparison of single-pixel imaging algorithms,” *J. Opt. Soc. Am. A* **35**, 78–87 (2018).
- [72] P. Clemente, V. Durán, E. Tajahuerce, P. Andrés, V. Climent, and J. Lancis, “Compressive holography with a single-pixel detector,” *Opt. Lett.* **38**, 2524–2527 (2013).
- [73] M. Wenwen, S. Dongfeng, H. Jian, Y. Kee, W. Yingjian, and F. Chengyu, “Sparse Fourier single-pixel imaging,” *Opt. Express* **27**, 31490–31503 (2019).
- [74] A. C. S. Chan, K. K. Tsia, and E. Y. Lam, “Subsampled scanning holographic

- imaging (SuSHI) for fast, non-adaptive recording of three-dimensional objects,” *Optica* **3**, 911–917 (2016).
- [75] P. W. M. Tsang, J.-P. Liu, and T.-C. Poon, “Compressive optical scanning holography,” *Optica* **2**, 476–483 (2015).
- [76] P. W. M. Tsang, T.-C. Poon, and J.-P. Liu, “Adaptive optical scanning holography,” *Scientific Reports* **6**, 21636 (2016).
- [77] P. W. M. Tsang, T.-C. Poon, J.-P. Liu, T. Kim, and Y. S. Kim, “Low complexity compression and speed enhancement for optical scanning holography,” *Scientific Reports* **6**, 34724 (2016).
- [78] F. Zernike, “Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects,” *Physica* **9**, 686–698 (1942).
- [79] R. D. Allen, G. B. David, and G. Nomarski, “The zeiss-Nomarski differential interference equipment for transmitted-light microscopy,” *Z Wiss Mikrosk.* **69**, 193–221 (1969).
- [80] V. H. F. Muñoz, N.-I. T. Arellano, D. I. S. García, A. M. García, G. R. Zurita, and L. G. Lechuga, “Measurement of mean thickness of transparent samples using simultaneous phase shifting interferometry with four interferograms,” *Appl. Opt.* **55**, 4047–4051 (2016).
- [81] S. Aknoun, J. Savatier, P. Bon, F. Galland, L. Abdeladim, B. F. Wattellier, and S. Monneret, “Living cell dry mass measurement using quantitative phase imaging with quadriwave lateral shearing interferometry: an accuracy and sensitivity discussion,” *Journal of Biomedical Optics* **20**, 1–15 (2015).
- [82] M. Takabayashi, H. Majeed, A. Kajdacsy-Balla, and G. Popescu, “Disorder strength measured by quantitative phase imaging as intrinsic cancer marker in fixed tissue biopsies,” *PLOS ONE* **13**, 1–10 (2018).
- [83] M. Tamamitsu, K. Toda, R. Horisaki, and T. Ideguchi, “Quantitative phase imaging with molecular vibrational sensitivity,” *Opt. Lett.* **44**, 3729–3732 (2019).
- [84] K. Yamane, Z. Yang, Y. Toda, and R. Morita, “Frequency-resolved measurement of the orbital angular momentum spectrum of femtosecond ultra-broadband optical-vortex pulses based on field reconstruction,” *New Journal of Physics* **16**, 53020 (2014).
- [85] I. Choi, K. Lee, and Y. Park, “Compensation of aberration in quantitative phase

- imaging using lateral shifting and spiral phase integration,” *Opt. Express* **25**, 30771–30779 (2017).
- [86] W. J. Eldridge, A. Sheinfeld, M. T. Rinehart, and A. Wax, “Imaging deformation of adherent cells due to shear stress using quantitative phase imaging,” *Opt. Lett.* **41**, 352–355 (2016).
- [87] Y. Park, C. Depeursinge, and G. Popescu, “Quantitative phase imaging in biomedicine,” *Nature Photonics* **12**, 578–589 (2018).
- [88] C. Zuo, J. Li, J. Sun, Y. Fan, J. Zhang, L. Lu, R. Zhang, B. Wang, L. Huang, and Q. Chen, “Transport of intensity equation: a tutorial,” *Optics and Lasers in Engineering* **135**, 106187 (2020).
- [89] 谷田貝豊彦, “光干渉計測法の最近の進歩,” *精密機械* **51**, 695–702 (1985).
- [90] 中島俊典, “ヘテロダイン干渉法,” *光学* **9**, 266–274 (1980).
- [91] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White, and D. J. Brangaccio, “Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses,” *Appl. Opt.* **13**, 2693–2703 (1974).
- [92] J. Schwider, R. Burow, K.-E. Elssner, J. Grzanna, R. Spolaczyk, and K. Merkel, “Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources,” *Appl. Opt.* **22**, 3421–3432 (1983).
- [93] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, “Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,” *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 156–160 (1982).
- [94] 早崎芳夫 [編著], “デジタルホログラフィ,” *光学ライブラリー*, 朝倉書店 (2016).
- [95] G. Popescu, L. P. Deflores, J. C. Vaughan, K. Badizadegan, H. Iwai, R. R. Dasari, and M. S. Feld, “Fourier phase microscopy for investigation of biological structures and dynamics,” *Opt. Lett.* **29**, 2503–2505 (2004).
- [96] G. Popescu, T. Ikeda, R. R. Dasari, and M. S. Feld, “Diffraction phase microscopy for quantifying cell structure and dynamics,” *Opt. Lett.* **31**, 775–777 (2006).
- [97] P. J. Rodrigo, D. Palima, and J. Glückstad, “Accurate quantitative phase imaging using generalized phase contrast,” *Opt. Express* **16**, 2740–2751 (2008).
- [98] J. C. de Souza, M. E. Oliveira, and P. A. M. dos Santos, “Branch-cut algorithm for optical phase unwrapping,” *Opt. Lett.* **40**, 3456–3459 (2015).
- [99] C. Wang, X. Dun, Q. Fu, and W. Heidrich, “Ultra-high resolution coded wavefront

- sensor,” *Opt. Express* **25**, 13736–13746 (2017).
- [100] B. C. Platt and R. B. Shack, “History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing,” *Journal of Refractive Surg.* **17**, S573–S577 (2001).
- [101] Y. Saita, H. Shinto, and T. Nomura, “Holographic Shack-Hartmann wavefront sensor based on the correlation peak displacement detection method for wavefront sensing with large dynamic range,” *Optica* **2**, 411–415 (2015).
- [102] H. Shinto, Y. Saita, and T. Nomura, “Shack-Hartmann wavefront sensor with large dynamic range by adaptive spot search method,” *Appl. Opt.* **55**, 5413–5418 (2016).
- [103] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, “A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures,” *Optik* **35**, 237–246 (1972).
- [104] R. G. Dorsch, A. W. Lohmann, and S. Sinzinger, “Fresnel ping-pong algorithm for two-plane computer-generated hologram display,” *Appl. Opt.* **33**, 869–875 (1994).
- [105] J. R. Fienup, “Phase retrieval algorithms: a comparison,” *Appl. Opt.* **21**, 2758–2769 (1982).
- [106] F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, “Phase retrieval of arbitrary complex-valued fields through aperture-plane modulation,” *Phys. Rev. A* **75**, 043805 (2007).
- [107] M. R. Teague, “Deterministic phase retrieval: a Green’s function solution,” *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1434–1441 (1983).
- [108] L. Tian and L. Waller, “Quantitative differential phase contrast imaging in an LED array microscope,” *Opt. Express* **23**, 11394–11403 (2015).
- [109] H. Lu, J. Chung, X. Ou, and C. Yang, “Quantitative phase imaging and complex field reconstruction by pupil modulation differential phase contrast,” *Opt. Express* **24**, 25345–25361 (2016).
- [110] T. E. Gureyev, A. Roberts, and K. A. Nugent, “Partially coherent fields, the transport-of-intensity equation, and phase uniqueness,” *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1942–1946 (1995).
- [111] J. C. Petrucci, L. Tian, and G. Barbastathis, “The transport of intensity equation for optical path length recovery using partially coherent illumination,” *Opt. Express* **21**, 14430–14441 (2013).
- [112] C. Zuo, J. Sun, J. Li, J. Zhang, A. Asundi, and Q. Chen, “High-resolution transport-of-intensity quantitative phase microscopy with annular illumination,” *Scientific Reports* **7**, 7654 (2017).

- [113] K. A. Nugent, T. E. Gureyev, D. F. Cookson, D. Paganin, and Z. Barnea, “Quantitative phase imaging using hard X rays,” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2961–2964 (1996).
- [114] S. Bajt, A. Barty, K. Nugent, M. McCartney, M. Wall, and D. Paganin, “Quantitative phase-sensitive imaging in a transmission electron microscope,” *Ultramicroscopy* **83**, 67–73 (2000).
- [115] C. Roddier and F. Roddier, “Wave-front reconstruction from defocused images and the testing of ground-based optical telescopes,” *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 2277–2287 (1993).
- [116] L. Tian, J. C. Petrucci, Q. Miao, H. Kudrolli, V. Nagarkar, and G. Barbastathis, “Compressive x-ray phase tomography based on the transport of intensity equation,” *Optics Letters* **38**, 3418–3421 (2013).
- [117] A. Ikezaki and T. Nomura, “Phase-unwrapping-free and iterative reconstruction methods for propagated refractive index tomography,” *Japanese Journal of Applied Physics* **57**, 09SB03 (2018).
- [118] K. Komuro, Y. Yamazaki, and T. Nomura, “Transport-of-intensity computational ghost imaging,” *Appl. Opt.* **57**, 4451–4456 (2018).
- [119] S. K. Rajput, M. Kumar, X. Quan, M. Morita, T. Furuyashiki, Y. Awatsuji, E. Tajahuerce, and O. Matoba, “Three-dimensional fluorescence imaging using the transport of intensity equation,” *Journal of Biomedical Optics* **25**, 1–7 (2019).
- [120] S. K. Rajput, O. Matoba, M. Kumar, X. Quan, Y. Awatsuji, Y. Tamada, and E. Tajahuerce, “Multi-physical parameter cross-sectional imaging of quantitative phase and fluorescence by integrated multimodal microscopy,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **27**, 1–9 (2021).
- [121] N. Yoneda, Y. Saita, K. Komuro, T. Nobukawa, and T. Nomura, “Transport-of-intensity holographic data storage based on a computer-generated hologram,” *Appl. Opt.* **57**, 8836–8840 (2018).
- [122] M. Bunsen and S. Tateyama, “Detection method for the complex amplitude of a signal beam with intensity and phase modulation using the transport of intensity equation for holographic data storage,” *Opt. Express* **27**, 24029–24042 (2019).
- [123] K. Komuro and T. Nomura, “Object plane detection and phase-amplitude imaging based on transport of intensity equation,” *Optical Review* **24**, 626–633 (2017).
- [124] K. Komuro, K. Oe, Y. Tamada, and T. Nomura, “Complex amplitude mapping

- based on adaptive autofocusing algorithm,” *Optical Review* **26**, 342–348 (2019).
- [125] N. Pandey, A. Ghosh, and K. Khare, “Two-dimensional phase unwrapping using the transport of intensity equation,” *Appl. Opt.* **55**, 2418–2425 (2016).
- [126] J. Martinez-Carranza, K. Falaggis, and T. Kozacki, “Fast and accurate phase-unwrapping algorithm based on the transport of intensity equation,” *Appl. Opt.* **56**, 7079–7088 (2017).
- [127] J. Li, Q. Chen, J. Sun, J. Zhang, and C. Zuo, “Multimodal computational microscopy based on transport of intensity equation,” *Journal of Biomedical Optics* **21**, 1 – 9 (2016).
- [128] L. Waller, L. Tian, and G. Barbastathis, “Transport of intensity phase-amplitude imaging with higher order intensity derivatives,” *Opt. Express* **18**, 12552–12561 (2010).
- [129] C. Zuo, Q. Chen, Y. Yu, and A. Asundi, “Transport-of-intensity phase imaging using Savitzky-Golay differentiation filter - theory and applications,” *Opt. Express* **21**, 5346–5362 (2013).
- [130] K. Komuro and T. Nomura, “Quantitative phase imaging using transport of intensity equation with multiple bandpass filters,” *Appl. Opt.* **55**, 5180–5186 (2016).
- [131] C. Zuo, Q. Chen, W. Qu, and A. Asundi, “High-speed transport-of-intensity phase microscopy with an electrically tunable lens,” *Opt. Express* **21**, 24060–24075 (2013).
- [132] S. Kakei, K. Komuro, and T. Nomura, “Transport-of-intensity phase imaging with polarization directed flat lenses,” *Appl. Opt.* **59**, 2011–2015 (2020).
- [133] C.-H. Chen, H.-F. Hsu, H.-R. Chen, and W.-F. Hsieh, “Non-interferometric phase retrieval using refractive index manipulation,” *Scientific Reports* **7**, 46223 (2017).
- [134] A. K. Gupta, A. Fatima, N. K. Nishchal, and T. Nomura, “Phase imaging based on modified transport of intensity equation using liquid crystal variable retarder with partial coherent illumination,” *Optical Review* **27**, 142–148 (2020).
- [135] L. Waller, Y. Luo, S. Y. Yang, and G. Barbastathis, “Transport of intensity phase imaging in a volume holographic microscope,” *Opt. Lett.* **35**, 2961–2963 (2010).
- [136] L. Waller, S. S. Kou, C. J. R. Sheppard, and G. Barbastathis, “Phase from chromatic aberrations,” *Opt. Express* **18**, 22817–22825 (2010).
- [137] C. Zuo, Q. Chen, W. Qu, and A. Asundi, “Noninterferometric single-shot quantita-

- tive phase microscopy,” *Opt. Lett.* **38**, 3538–3541 (2013).
- [138] X. Tian, W. Yu, X. Meng, A. Sun, L. Xue, C. Liu, and S. Wang, “Real-time quantitative phase imaging based on transport of intensity equation with dual simultaneously recorded field of view,” *Opt. Lett.* **41**, 1427–1430 (2016).
- [139] Y. Li, J. Di, C. Ma, J. Zhang, J. Zhong, K. Wang, T. Xi, and J. Zhao, “Quantitative phase microscopy for cellular dynamics based on transport of intensity equation,” *Optics Express* **26**, 586–593 (2018).
- [140] P. M. Blanchard and A. H. Greenaway, “Simultaneous multiplane imaging with a distorted diffraction grating,” *Appl. Opt.* **38**, 6692–6699 (1999).
- [141] P. M. Blanchard, D. J. Fisher, S. C. Woods, and A. H. Greenaway, “Phase-diversity wave-front sensing with a distorted diffraction grating,” *Appl. Opt.* **39**, 6649–6655 (2000).
- [142] Z. Yang and Q. Zhan, “Single-shot smartphone-based quantitative phase imaging using a distorted grating,” *PLOS ONE* **11**, 1–10 (2016).
- [143] W. Yu, X. Tian, X. He, X. Song, L. Xue, C. Liu, and S. Wang, “Real time quantitative phase microscopy based on single-shot transport of intensity equation (ssTIE) method,” *Appl. Phys. Lett.* **109**, 071112 (2016).
- [144] R. Katayama and Y. Komatsu, “Blue/DVD/CD compatible optical head,” *Appl. Opt.* **47**, 4045–4054 (2008).
- [145] W.-S. Sun, K.-D. Liu, J.-W. Pan, C.-L. Tien, and M.-S. Hsieh, “Laser expander design of highly efficient Blu-ray disc pickup head,” *Opt. Express* **17**, 2235–2246 (2009).
- [146] E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder, and C. Chang, “Near-field magneto-optics and high density data storage,” *Appl. Phys. Lett.* **61**, 142–144 (1992).
- [147] Y. Kobayashi and Y. Ota, “Introduction of Archival Disc,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2017 (ISOM’17)*, Technical Digest, Mo-C-01, pp. 9–10 (2017).
- [148] Sony Corporation and Panasonic Corporation, *White Paper : Archival Disc Technology* (Sony Corporation and Panasonic Corporation, 2018).
- [149] M. Gu and D. Day, “Use of continuous-wave illumination for two-photon three-dimensional optical bit data storage in a photobleaching polymer,” *Opt. Lett.* **24**,

- 288–290 (1999).
- [150] L. Hesselink, S. S. Orlov, and M. C. Bashaw, “Holographic data storage systems,” *Proceedings of the IEEE* **92**, 1231–1280 (2004).
- [151] H. J. Coufal, D. Psaltis, and G. T. Sincerbox, *Holographic Data Storage* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2000), 1st ed.
- [152] K. Curtis, L. Dhar, A. Hill, W. Wilson, and M. Ayres, *Holographic Data Storage: From Theory to Practical Systems* (John Wiley & Sons Ltd., Chichester, 2010).
- [153] P. J. van Heerden, “Theory of optical information storage in solids,” *Appl. Opt.* **2**, 393–400 (1963).
- [154] E. N. Leith, A. Kozma, J. Upatnieks, J. Marks, and N. Massey, “Holographic data storage in three-dimensional media,” *Appl. Opt.* **5**, 1303–1311 (1966).
- [155] K. Nishimoto, F. Naito, and M. Yamamoto, “Soft-decision Viterbi decoding for 2/4 modulation code in holographic memory,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 4102–4106 (2006).
- [156] B. M. King and M. A. Neifeld, “Sparse modulation coding for increased capacity in volume holographic storage,” *Appl. Opt.* **39**, 6681–6688 (2000).
- [157] A. Emoto and T. Fukuda, “Randomly displaced phase distribution design and its advantage in page-data recording of Fourier transform holograms,” *Appl. Opt.* **52**, 1183–1191 (2013).
- [158] A. Sütő and E. Lőrincz, “Optimisation of data density in Fourier holographic system using spatial filtering and sparse modulation coding,” *Optik* **115**, 541 – 546 (2004).
- [159] S. Yoshida, Y. Takahata, S. Horiuchi, and M. Yamamoto, “Spatial run-length limited code for reduction of hologram size in holographic data storage,” *Opt. Commun.* **358**, 103 – 107 (2016).
- [160] Y. Nakamura and T. Hoshizawa, “Two high-density recording methods with run-length limited turbo code for holographic data storage system,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 09SA01 (2016).
- [161] K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis, “Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals,” *Nature* **393**, 665–668 (1998).
- [162] M. O. no, S. Gallego, C. García, C. Neipp, and I. Pascual, “Holographic characteristics of a 1-mm-thick photopolymer to be used in holographic memories,” *Appl.*

- Opt. **42**, 7008–7012 (2003).
- [163] K. Curtis, A. Pu, and D. Psaltis, “Method for holographic storage using peristrophic multiplexing,” Opt. Lett. **19**, 993–994 (1994).
- [164] Y. Yonetani, K. Nitta, and O. Matoba, “Numerical evaluation of angular multiplexing in reflection-type holographic data storage in photopolymer with shrinkage,” Appl. Opt. **49**, 694–700 (2010).
- [165] X. An and D. Psaltis, “Experimental characterization of an angle-multiplexed holographic memory,” Opt. Lett. **20**, 1913–1915 (1995).
- [166] N. Kinoshita, T. Muroi, N. Ishii, K. Kamijo, and N. Shimidzu, “Control of angular intervals for angle-multiplexed holographic memory,” Jpn. J. Appl. Phys. **48**, 03A029 (2009).
- [167] K. Anderson and K. Curtis, “Polytopic multiplexing,” Opt. Lett. **29**, 1402–1404 (2004).
- [168] T. Nobukawa and T. Nomura, “Correlation-based multiplexing of complex amplitude data pages in a holographic storage system using digital holographic techniques,” Polymers **9**, 1–13 (2017).
- [169] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, and T. Tschudi, “Potentialities and limitations of hologram multiplexing by using the phase-encoding technique,” Appl. Opt. **31**, 5700–5705 (1992).
- [170] J. F. Heanue, M. C. Bashaw, and L. Hesselink, “Recall of linear combinations of stored data pages based on phase-code multiplexing in volume holography,” Opt. Lett. **19**, 1079–1081 (1994).
- [171] T. Nishizaki, O. Matoba, and K. Nitta, “Available number of multiplexed holograms based on signal-to-noise ratio analysis in reflection-type holographic memory using three-dimensional speckle-shift multiplexing,” Appl. Opt. **53**, 5733–5739 (2014).
- [172] M. Miura, O. Matoba, K. Nitta, and T. Yoshimura, “Three-dimensional shift selectivity in reflection-type holographic disk memory with speckle shift recording,” Appl. Opt. **46**, 1460–1466 (2007).
- [173] G. Barbastathis, M. Levene, and D. Psaltis, “Shift multiplexing with spherical reference waves,” Appl. Opt. **35**, 2403–2417 (1996).
- [174] G. A. Rakuljic, V. Leyva, and A. Yariv, “Optical data storage by using orthogonal

- wavelength-multiplexed volume holograms,” *Opt. Lett.* **17**, 1471–1473 (1992).
- [175] 山本学, “ホログラフィックメモリの大容量記録再生方法の検討,” 第 23 回ボリュウムホログラフィックメモリ技術研究会予稿集 pp. 15–20 (2016).
- [176] F. H. Mok, “Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate,” *Opt. Lett.* **18**, 915–917 (1993).
- [177] N. Kinoshita, T. Muroi, N. Ishii, K. Kamijo, H. Kikuchi, N. Shimidzu, and O. Matoba, “Half-data-page insertion method for increasing recording density in angular multiplexing holographic memory,” *Appl. Opt.* **50**, 2361–2369 (2011).
- [178] H. Horimai, X. Tan, and J. Li, “Collinear holography,” *Appl. Opt.* **44**, 2575–2579 (2005).
- [179] H. Horimai and X. Tan, “Advanced collinear holography,” *Optical Review* **12**, 90–92 (2005).
- [180] M. Takabayashi and A. Okamoto, “Self-referential holography and its applications to data storage and phase-to-intensity conversion,” *Opt. Express* **21**, 3669–3681 (2013).
- [181] M. Takabayashi, A. Okamoto, T. Eto, and T. Okamoto, “Shift-multiplexed self-referential holographic data storage,” *Appl. Opt.* **53**, 4375–4381 (2014).
- [182] A. Y. Betin, V. I. Bobrinev, S. B. Odionokov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, and E. Y. Zlokazov, “Holographic memory optical system based on computer-generated Fourier holograms,” *Appl. Opt.* **52**, 8142–8145 (2013).
- [183] C. B. Burckhardt, “Use of a random phase mask for the recording of Fourier transform holograms of data masks,” *Appl. Opt.* **9**, 695–700 (1970).
- [184] J. Joseph and D. A. Waldman, “Homogenized Fourier transform holographic data storage using phase spatial light modulators and methods for recovery of data from the phase image,” *Appl. Opt.* **45**, 6374–6380 (2006).
- [185] Y. Saita, T. Nomura, E. Nitani, and T. Numata, “Design of reference pattern and input phase mask for coaxial holographic memory,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **50**, 09ME03 (2011).
- [186] T. Nobukawa and T. Nomura, “Design of high-resolution and multilevel reference pattern for improvement of both light utilization efficiency and signal-to-noise ratio in coaxial holographic data storage,” *Appl. Opt.* **53**, 3773–3781 (2014).
- [187] S. Yasuda, K. Kawano, J. Minabe, Y. Ogasawara, K. Hayashi, K. Haga,

- H. Yoshizawa, and M. Furuki, “Coaxial holographic data storage without recording the dc components,” *Opt. Lett.* **31**, 2607–2609 (2006).
- [188] S. Yasuda, J. Minabe, and K. Kawano, “Optical noise reduction for dc-removed coaxial holographic data storage,” *Opt. Lett.* **32**, 160–162 (2007).
- [189] S. Yasuda, Y. Ogasawara, J. Minabe, K. Kawano, and K. Hayashi, “Homodyne readout on dc-removed coaxial holographic data storage,” *Appl. Opt.* **48**, 6851–6861 (2009).
- [190] M. Takabayashi, A. Okamoto, T. Eto, and T. Okamoto, “Recording procedures for high-quality signal readout in self-referential holographic data storage,” *Appl. Opt.* **54**, 5167–5174 (2015).
- [191] M. Takabayashi, A. Okamoto, A. Tomita, and M. Bunsen, “Symbol error characteristics of hybrid-modulated holographic data storage by intensity and multi phase modulation,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **50**, 09ME05 (2011).
- [192] T. Nobukawa and T. Nomura, “Digital super-resolution holographic data storage based on hermitian symmetry for achieving high areal density,” *Opt. Express* **25**, 1326–1338 (2017).
- [193] K. Zukeran, A. Okamoto, M. Takabayashi, A. Shibukawa, K. Sato, and A. Tomita, “Double-referential holography and spatial quadrature amplitude modulation,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **52**, 09LD13 (2013).
- [194] 原勉, “空間光変調器研究の昨日・今日・明日,” *光学* **43**, 20–26 (2014).
- [195] N. Yoneda, Y. Saita, and T. Nomura, “Motionless optical scanning holography,” *Opt. Lett.* **45**, 3184–3187 (2020).
- [196] B. D. Duncan and T.-C. Poon, “Gaussian beam analysis of optical scanning holography,” *J. Opt. Soc. Am. A* **9**, 229–236 (1992).
- [197] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York City, 1996), 2nd ed.
- [198] B. W. Schilling, T.-C. Poon, G. Indebetouw, B. Storrie, K. Shinoda, Y. Suzuki, and M. H. Wu, “Three-dimensional holographic fluorescence microscopy,” *Opt. Lett.* **22**, 1506–1508 (1997).
- [199] G. Indebetouw and W. Zhong, “Scanning holographic microscopy of three-dimensional fluorescent specimens,” *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 1699–1707 (2006).
- [200] J. Rosen, G. Indebetouw, and G. Brooker, “Homodyne scanning holography,” *Opt.*

- Express **14**, 4280–4285 (2006).
- [201] H. Kim, S.-W. Min, B. Lee, and T.-C. Poon, “Optical sectioning for optical scanning holography using phase-space filtering with Wigner distribution functions,” *Appl. Opt.* **47**, D164–D175 (2008).
- [202] X. Zhang, E. Y. Lam, T. Kim, Y. S. Kim, and T.-C. Poon, “Blind sectional image reconstruction for optical scanning holography,” *Opt. Lett.* **34**, 3098–3100 (2009).
- [203] J. Ke, T.-C. Poon, and E. Y. Lam, “Depth resolution enhancement in optical scanning holography with a dual-wavelength laser source,” *Appl. Opt.* **50**, H285–H296 (2011).
- [204] F. Zhao, X. Qu, X. Zhang, T.-C. Poon, T. Kim, Y. S. Kim, and J. Liang, “Solving inverse problems for optical scanning holography using an adaptively iterative shrinkage-thresholding algorithm,” *Opt. Express* **20**, 5942–5954 (2012).
- [205] H. Ou, T.-C. Poon, K. K. Y. Wong, and E. Y. Lam, “Enhanced depth resolution in optical scanning holography using a configurable pupil,” *Photon. Res.* **2**, 64–70 (2014).
- [206] H. Ou, Y. Wu, E. Y. Lam, and B.-Z. Wang, “Axial localization using time reversal multiple signal classification in optical scanning holography,” *Opt. Express* **26**, 3756–3771 (2018).
- [207] Y. Zhang, R. Wang, P. Tsang, and T.-C. Poon, “Sectioning with edge extraction in optical incoherent imaging processing,” *OSA Continuum* **3**, 698–708 (2020).
- [208] N. Chen, Z. Ren, H. Ou, and E. Y. Lam, “Resolution enhancement of optical scanning holography with a spiral modulated point spread function,” *Photon. Res.* **4**, 1–6 (2016).
- [209] Z. Xin, K. Dobson, Y. Shinoda, and T.-C. Poon, “Sectional image reconstruction in optical scanning holography using a random-phase pupil,” *Opt. Lett.* **35**, 2934–2936 (2010).
- [210] X.-L. Wu, X. Zhou, Q.-H. Wang, Y.-F. Jiang, C.-J. Xiao, K. Dobson, and T.-C. Poon, “Deviation influences on sectional image reconstruction in optical scanning holography using a random-phase pupil,” *Appl. Opt.* **52**, A360–A366 (2013).
- [211] H. Ou, H. Pan, E. Y. Lam, and B.-Z. Wang, “Defocus noise suppression with combined frame difference and connected component methods in optical scanning holography,” *Opt. Lett.* **40**, 4146–4149 (2015).

- [212] S. Yi, J. Li, D. Huo, L. Zhang, and X. Zhou, “Experimental study of optical scanning holography based on random-phase encoding and connected component labeling,” *Journal of Optics* **48**, 246–251 (2019).
- [213] J.-P. Liu, S.-Y. Wang, P. Tsang, and T.-C. Poon, “Nonlinearity compensation and complex-to-phase conversion of complex incoherent digital holograms for optical reconstruction,” *Opt. Express* **24**, 14582–14588 (2016).
- [214] X. Chang, A. Yan, and H. Zhang, “Ciphertext-only attack on optical scanning cryptography,” *Optics and Lasers in Engineering* **126**, 105901 (2020).
- [215] H. Kim, Y. S. Kim, and T. Kim, “Full-color optical scanning holography with common red, green, and blue channels [invited],” *Appl. Opt.* **55**, A17–A21 (2016).
- [216] T. Kim, T.-C. Poon, and G. J. M. Indebetouw, “Depth detection and image recovery in remote sensing by optical scanning holography,” *Optical Engineering* **41**, 1331 – 1338 (2002).
- [217] J.-P. Liu, W.-T. Chen, H.-H. Wen, and T.-C. Poon, “Recording of a curved digital hologram for orthoscopic real image reconstruction,” *Opt. Lett.* **45**, 4353–4356 (2020).
- [218] J. Swoger, M. Martínez-Corral, J. Huisken, and E. H. K. Stelzer, “Optical scanning holography as a technique for high-resolution three-dimensional biological microscopy,” *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1910–1918 (2002).
- [219] G. Indebetouw, Y. Tada, J. Rosen, and G. Brooker, “Scanning holographic microscopy with resolution exceeding the Rayleigh limit of the objective by superposition of off-axis holograms,” *Appl. Opt.* **46**, 993–1000 (2007).
- [220] Z. Ren and E. Y. Lam, “Super-resolution imaging in optical scanning holography using structured illumination,” *SPIE Proc.* **10022**, 8 – 15 (2016).
- [221] F. E. A. El-Samie, R. M. Nassar, M. Safan, M. A. Abdelhamed, A. A. M. Khalaf, G. M. E. Banby, O. Zahran, E.-S. M. El-Rabaie, A. A. Mohamed, I. M. El-Dokany, H. H. Ahmed, S. El-Khamy, N. Ramadan, R. F. Soliman, and W. El-Shafai, “Efficient implementation of optical scanning holography in cancelable biometrics,” *Appl. Opt.* **60**, 3659–3667 (2021).
- [222] G. Indebetouw, Y. Tada, and J. Leacock, “Quantitative phase imaging with scanning holographic microscopy: an experimental assesment,” *BioMedical Engineering OnLine* **5**, 63 (2006).

- [223] J.-P. Liu, “Spatial coherence analysis for optical scanning holography,” *Appl. Opt.* **54**, A59–A66 (2015).
- [224] J.-P. Liu, C.-H. Guo, W.-J. Hsiao, T.-C. Poon, and P. Tsang, “Coherence experiments in single-pixel digital holography,” *Opt. Lett.* **40**, 2366–2369 (2015).
- [225] T. Kim and T. Kim, “Coaxial scanning holography,” *Opt. Lett.* **45**, 2046–2049 (2020).
- [226] C.-M. Tsai, H.-Y. Sie, T.-C. Poon, and J.-P. Liu, “Optical scanning holography with a polarization directed flat lens,” *Appl. Opt.* **60**, B113–B118 (2021).
- [227] I. Yamaguchi and T. Zhang, “Phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.* **22**, 1268–1270 (1997).
- [228] 村田和美 [著], “光学,” *サイエンスライブラリ 物理学* = 9, サイエンス社 (1979).
- [229] Y. Awatsuji, M. Sasada, and T. Kubota, “Parallel quasi-phase-shifting digital holography,” *Applied Physics Letters* **85**, 1069–1071 (2004).
- [230] T. Nomura, S. Murata, E. Nitandai, and T. Numata, “Phase-shifting digital holography with a phase difference between orthogonal polarizations,” *Appl. Opt.* **45**, 4873–4877 (2006).
- [231] T. Tahara, K. Ito, M. Fujii, T. Kakue, Y. Shimozato, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Experimental demonstration of parallel two-step phase-shifting digital holography,” *Opt. Express* **18**, 18975–18980 (2010).
- [232] N. Yoneda, Y. Saita, and T. Nomura, “Spatially divided phase-shifting motionless optical scanning holography,” *OSA Continuum* **3**, 3523–3535 (2020).
- [233] T. Tahara, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Comparative analysis and quantitative evaluation of the field of view and the viewing zone of single-shot phase-shifting digital holography using space-division multiplexing,” *Optical Review* **17**, 519–524 (2010).
- [234] P. Xia, T. Tahara, T. Kakue, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Performance comparison of bilinear interpolation, bicubic interpolation, and b-spline interpolation in parallel phase-shifting digital holography,” *Optical Review* **20**, 193–197 (2013).
- [235] S. Jiao and W. Zou, “High-resolution parallel phase-shifting digital holography using a low-resolution phase-shifting array device based on image inpainting,” *Opt. Lett.* **42**, 482–485 (2017).

- [236] J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics Theory and Applications* (Robert, 2006).
- [237] M. A. Cox, E. Toninelli, L. Cheng, M. J. Padgett, and A. Forbes, “A high-speed, wavelength invariant, single-pixel wavefront sensor with a digital micromirror device,” *IEEE Access* **7**, 85860–85866 (2019).
- [238] Z. Zhang, X. Wang, G. Zheng, and J. Zhong, “Fast Fourier single-pixel imaging via binary illumination,” *Scientific Reports* **7**, 12029 (2017).
- [239] H. González, L. Martínez-León, F. Soldevila, M. Araiza-Esquivel, J. Lancis, and E. Tajahuerce, “High sampling rate single-pixel digital holography system employing a DMD and phase-encoded patterns,” *Opt. Express* **26**, 20342–20350 (2018).
- [240] Y. Zhang, J. Suo, Y. Wang, and Q. Dai, “Doubling the pixel count limitation of single-pixel imaging via sinusoidal amplitude modulation,” *Opt. Express* **26**, 6929–6942 (2018).
- [241] 原口徳子, 木村宏, 平岡泰 [編], “新・生細胞蛍光イメージング,” 共立出版 (2015).
- [242] W. Denk and K. Svoboda, “Photon Upmanship: Why Multiphoton Imaging Is More than a Gimmick,” *Neuron* **18**, 351–357 (1997).
- [243] J. Huisken, J. Swoger, F. Del Bene, J. Wittbrodt, and E. H. Stelzer, “Optical sectioning deep inside live embryos by selective plane illumination microscopy,” *Science* **305**, 1007–1009 (2004).
- [244] P. J. Keller, A. D. Schmidt, J. Wittbrodt, and E. H. K. Stelzer, “Reconstruction of Zebrafish Early Embryonic Development by Scanned Light Sheet Microscopy,” *Science* **322**, 1065–1069 (2008).
- [245] 野中茂紀, “光シート顕微鏡：生体観察のための新しい顕微鏡法,” *顕微鏡* **47**, 163–166 (2012).
- [246] M. K. Kim, “Adaptive optics by incoherent digital holography,” *Opt. Lett.* **37**, 2694–2696 (2012).
- [247] M. K. Kim, “Full color natural light holographic camera,” *Opt. Express* **21**, 9636–9642 (2013).
- [248] T. Tahara, T. Kanno, Y. Arai, and T. Ozawa, “Single-shot phase-shifting incoherent digital holography,” *Journal of Optics* **19**, 065705 (2017).
- [249] T. Nobukawa, Y. Katano, T. Muroi, N. Kinoshita, and N. Ishii, “Sampling requirements and adaptive spatial averaging for incoherent digital holography,” *Opt. Ex-*

- press **27**, 33634–33651 (2019).
- [250] K. Jianwattananukul, M. Obara, and K. Yoshimori, “Multispectral incoherent holography based on measurement of differential wavefront curvature,” *Optical Review* **26**, 616–630 (2019).
- [251] T. Tahara, A. Ishii, T. Ito, Y. Ichihashi, and R. Oi, “Single-shot wavelength-multiplexed digital holography for 3D fluorescent microscopy and other imaging modalities,” *Applied Physics Letters* **117** (2020).
- [252] D. L. Marks, R. A. Stack, D. J. Brady, D. C. Munson, and R. B. Brady, “Visible Cone-Beam Tomography With a Lensless Interferometric Camera,” *Science* **284**, 2164–2166 (1999).
- [253] K. Watanabe and T. Nomura, “Recording spatially incoherent Fourier hologram using dual channel rotational shearing interferometer,” *Appl. Opt.* **54**, A18—A22 (2015).
- [254] K. Watanabe and T. Nomura, “Spatially incoherent Fourier digital holography by four-step phase-shifting rotational shearing interferometer and its image quality,” *Optical Review* **24**, 351–360 (2017).
- [255] T. Nobukawa, Y. Katano, T. Muroi, N. Kinoshita, and N. Ishii, “Bimodal Incoherent Digital Holography for Both Three-Dimensional Imaging and Quasi-Infinite-Depth-of-Field Imaging,” *Scientific Reports* **9**, 3363 (2019).
- [256] J. Rosen and G. Brooker, “Non-scanning motionless fluorescence three-dimensional holographic microscopy,” *Nature Photonics* **2**, 190–195 (2008).
- [257] G. Brooker, N. Siegel, V. Wang, and J. Rosen, “Optimal resolution in Fresnel incoherent correlation holographic fluorescence microscopy,” *Opt. Express* **19**, 5047–5062 (2011).
- [258] J. Rosen, N. Siegel, and G. Brooker, “Theoretical and experimental demonstration of resolution beyond the rayleigh limit by finch fluorescence microscopic imaging,” *Opt. Express* **19**, 26249–26268 (2011).
- [259] T. Tahara, T. Koujin, A. Matsuda, A. Ishii, T. Ito, Y. Ichihashi, and R. Oi, “Incoherent color digital holography with computational coherent superposition for fluorescence imaging [invited],” *Appl. Opt.* **60**, A260–A267 (2021).
- [260] 谷知己, “生きた細胞の中で生体分子 1 分子の向きと動きをみる,” *生物物理* **57**, 144–147 (2017).

- [261] 大谷幸利, “偏光イメージング技術の最近の動向 (広がりつつける偏光イメージング技術),” *光学 = Japanese journal of optics : publication of the Optical Society of Japan* **44**, 178–186 (2015).
- [262] H. Kikuta, K. Numata, M. Muto, K. Iwata, H. Toyota, K. Moriwaki, T. Yotuya, and H. Sato, “Polarization imaging camera with a form birefringent micro-retarder array,” in “Frontiers in Optics,” (Optical Society of America, 2003), p. ThRR3.
- [263] J. E. Millerd, N. J. Brock, J. B. Hayes, M. B. North-Morris, M. Novak, and J. C. Wyant, “Pixelated phase-mask dynamic interferometer,” in “Interferometry XII: Techniques and Analysis,” , vol. 5531, K. Creath and J. Schmit, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2004), vol. 5531, pp. 304 – 314.
- [264] V. Gruev, J. V. der Spiegel, and N. Engheta, “Dual-tier thin film polymer polarization imaging sensor,” *Opt. Express* **18**, 19292–19303 (2010).
- [265] X. Tu, O. J. Spires, X. Tian, N. Brock, R. Liang, and S. Pau, “Division of amplitude rgb full-stokes camera using micro-polarizer arrays,” *Opt. Express* **25**, 33160–33175 (2017).
- [266] T. Nomura, B. Javidi, S. Murata, E. Nitnai, and T. Numata, “Polarization imaging of a 3d object by use of on-axis phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.* **32**, 481–483 (2007).
- [267] T. Tahara, Y. Awatsuji, Y. Shimozato, T. Kakue, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Single-shot polarization-imaging digital holography based on simultaneous phase-shifting interferometry,” *Opt. Lett.* **36**, 3254–3256 (2011).
- [268] Y. Kim, J. Jeong, J. Jang, M. W. Kim, and Y. Park, “Polarization holographic microscopy for extracting spatio-temporally resolved jones matrix,” *Opt. Express* **20**, 9948–9955 (2012).
- [269] T. Kobata and T. Nomura, “Digital holographic three-dimensional mueller matrix imaging,” *Appl. Opt.* **54**, 5591–5596 (2015).
- [270] T. D. Yang, K. Park, Y. G. Kang, K. J. Lee, B.-M. Kim, and Y. Choi, “Single-shot digital holographic microscopy for quantifying a spatially-resolved jones matrix of biological specimens,” *Opt. Express* **24**, 29302–29311 (2016).
- [271] M. K. Kupinski, C. L. Bradley, D. J. Diner, F. Xu, and R. A. Chipman, “Angle of linear polarization images of outdoor scenes,” *Optical Engineering* **58**, 1 – 12 (2019).

- [272] 木村宗弘, “液晶ディスプレイの基礎,” 映像情報メディア学会誌 **67**, 578–583 (2013).
- [273] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, “Measuring the transmission matrix in optics: An approach to the study and control of light propagation in disordered media,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010).
- [274] M. Kim, W. Choi, Y. Choi, C. Yoon, and W. Choi, “Transmission matrix of a scattering medium and its applications in biophotonics,” *Opt. Express* **23**, 12648–12668 (2015).
- [275] H. Kogelnik and K. S. Pennington, “Holographic Imaging Through a Random Medium,” *Journal of the Optical Society of America* **58**, 273 (1968).
- [276] E. Leith, C. Chen, H. Chen, Y. Chen, D. Dilworth, J. Lopez, J. Rudd, P.-C. Sun, J. Valdmanis, and G. Vossler, “Imaging through scattering media with holography,” *J. Opt. Soc. Am. A* **9**, 1148–1153 (1992).
- [277] K. Oe and T. Nomura, “Twin-image reduction method using a diffuser for phase imaging in-line digital holography,” *Appl. Opt.* **57**, 5652–5656 (2018).
- [278] S. Tabata, H. Arimoto, and W. Watanabe, “Looking through diffusers by phase correction with lensless digital holography,” *OSA Continuum* **3**, 3536–3543 (2020).
- [279] J. W. Goodman, W. H. Huntley, D. W. Jackson, and M. Lehmann, “Wavefront-reconstruction imaging through random media,” *Applied Physics Letters* **8**, 311–313 (1966).
- [280] A. K. Singh, D. N. Naik, G. Pedrini, M. Takeda, and W. Osten, “Looking through a diffuser and around an opaque surface: A holographic approach,” *Optics Express* **22**, 7694 (2014).
- [281] S. Kodama, M. Ohta, K. Ikeda, Y. Kano, Y. Miyamoto, W. Osten, M. Takeda, and E. Watanabe, “Three-dimensional microscopic imaging through scattering media based on in-line phase-shift digital holography,” *Appl. Opt.* **58**, G345—G350 (2019).
- [282] J. Bertolotti, E. G. van Putten, C. Blum, A. Lagendijk, W. L. Vos, and A. P. Mosk, “Non-invasive imaging through opaque scattering layers,” *Nature* **491**, 232–234 (2012).
- [283] M. Liao, D. Lu, W. He, G. Pedrini, W. Osten, and X. Peng, “Improving reconstruction of speckle correlation imaging by using a modified phase retrieval algorithm

- with the number of nonzero-pixels constraint,” *Applied Optics* **58**, 473 (2019).
- [284] Y. Okamoto, R. Horisaki, and J. Tanida, “Noninvasive three-dimensional imaging through scattering media by three-dimensional speckle correlation,” *Opt. Lett.* **44**, 2526–2529 (2019).
- [285] R. Horisaki, R. Takagi, and J. Tanida, “Learning-based imaging through scattering media,” *Opt. Express* **24**, 13738–13743 (2016).
- [286] S. Li, M. Deng, J. Lee, A. Sinha, and G. Barbastathis, “Imaging through glass diffusers using densely connected convolutional networks,” *Optica* **5**, 803–813 (2018).
- [287] Y. Li, Y. Xue, and L. Tian, “Deep speckle correlation: a deep learning approach toward scalable imaging through scattering media,” *Optica* **5**, 1181–1190 (2018).
- [288] V. Durán, F. Soldevila, E. Irlés, P. Clemente, E. Tajahuerce, P. Andrés, and J. Lancis, “Compressive imaging in scattering media,” *Opt. Express* **23**, 14424–14433 (2015).
- [289] R. Dutta, S. Manzanera, A. Gambín-Regadera, E. Irlés, E. Tajahuerce, J. Lancis, and P. Artal, “Single-pixel imaging of the retina through scattering media,” *Biomed. Opt. Express* **10**, 4159–4167 (2019).
- [290] K. Soltanlou and H. Latifi, “Three-dimensional imaging through scattering media using a single pixel detector,” *Appl. Opt.* **58**, 7716–7726 (2019).
- [291] A. M. Paniagua-Díaz, I. Starshynov, N. Fayard, A. Goetschy, R. Pierrat, R. Carmignati, and J. Bertolotti, “Blind ghost imaging,” *Optica* **6**, 460–464 (2019).
- [292] G. Indebetouw, T. Kim, T.-C. Poon, and B. W. Schilling, “Three-dimensional location of fluorescent inhomogeneities in turbid media by scanning heterodyne holography,” *Opt. Lett.* **23**, 135–137 (1998).
- [293] S. Shin, K. Lee, Y. Baek, and Y. Park, “Reference-free single-point holographic imaging and realization of an optical bidirectional transducer,” *Phys. Rev. Applied* **9**, 044042 (2018).
- [294] S. Shin, K. Lee, Z. Yaqoob, P. T. C. So, and Y. Park, “Reference-free polarization-sensitive quantitative phase imaging using single-point optical phase conjugation,” *Opt. Express* **26**, 26858–26865 (2018).
- [295] K. Shibuya, H. Araki, and T. Iwata, “Photon-counting-based diffraction phase microscopy combined with single-pixel imaging,” *Japanese Journal of Applied*

- Physics **57**, 042501 (2018).
- [296] N. Yoneda, A. Onishi, Y. Saita, K. Komuro, and T. Nomura, “Single-shot higher-order transport-of-intensity quantitative phase imaging based on computer-generated holography,” *Opt. Express* **29**, 4783–4801 (2021).
- [297] C. Maurer, S. Khan, S. Fassel, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, “Depth of field multiplexing in microscopy,” *Opt. Express* **18**, 3023–3034 (2010).
- [298] J. Yu, C. Zhou, W. Jia, J. Ma, A. Hu, J. Wu, and S. Wang, “Distorted dammann grating,” *Opt. Lett.* **38**, 474–476 (2013).
- [299] C. Y. Lin and Y. Luo, “Simultaneous multiplane imaging with programmable multiplexed gratings,” *Optics Communications* **422**, 38–43 (2018). Trends in Label-Free Imaging.
- [300] L. J. Allen and M. P. Oxley, “Phase retrieval from series of images obtained by defocus variation,” *Optics Communications* **199**, 65–75 (2001).
- [301] D. Paganin and K. A. Nugent, “Noninterferometric phase imaging with partially coherent light,” *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2586–2589 (1998).
- [302] J. L. Horner and P. D. Gianino, “Phase-only matched filtering,” *Appl. Opt.* **23**, 812–816 (1984).
- [303] T. Nomura, K. Matsuoka, Y. Ichioka, and K. Itoh, “Binary Fourier phase-only correlation,” *Optics Letters* **15**, 810 (1990).
- [304] P. David, A. Barty, P. J. McMahon, and K. A. Nugent, “Quantitative phase - amplitude microscopy. III. The effects of noise,” *J. Microsc.* **214**, 51–61 (2003).
- [305] L. Tian, J. C. Petrucci, and G. Barbastathis, “Nonlinear diffusion regularization for transport of intensity phase imaging,” *Optics Letters* **37**, 4131 (2012).
- [306] L. Tian, J. C. Petrucci, Q. Miao, H. Kudrolli, V. Nagarkar, and G. Barbastathis, “Compressive x-ray phase tomography based on the transport of intensity equation,” *Optics Letters* **38**, 3418–3421 (2013).
- [307] A. W. Lohmann, R. G. Dorsch, D. Mendlovic, Z. Zalevsky, and C. Ferreira, “Space-bandwidth product of optical signals and systems,” *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 470–473 (1996).
- [308] 持橋大地, 大羽成征 [著], “ガウス過程と機械学習,” 講談社 (2019).
- [309] Z. Jingshan, R. A. Claus, J. Dauwels, L. Tian, and L. Waller, “Transport of intensity phase imaging by intensity spectrum fitting of exponentially spaced defocus

- planes,” *Opt. Express* **22**, 10661–10674 (2014).
- [310] A. Jesacher, C. Roider, and M. Ritsch-Marte, “Enhancing diffractive multi-plane microscopy using colored illumination,” *Opt. Express* **21**, 11150–11161 (2013).
- [311] T. Nobukawa, T. Muroi, Y. Katano, N. Kinoshita, and N. Ishii, “Single-shot phase-shifting incoherent digital holography with multiplexed checkerboard phase gratings,” *Opt. Lett.* **43**, 1698–1701 (2018).
- [312] S. Sakamaki, N. Yoneda, and T. Nomura, “Single-shot in-line Fresnel incoherent holography using a dual-focus checkerboard lens,” *Appl. Opt.* **59**, 6612–6618 (2020).
- [313] H. Pang, J. Wang, A. Cao, and Q. Deng, “High-accuracy method for holographic image projection with suppressed speckle noise,” *Opt. Express* **24**, 22766–22776 (2016).
- [314] H. Pang, J. Wang, M. Zhang, A. Cao, L. Shi, and Q. Deng, “Non-iterative phase-only Fourier hologram generation with high image quality,” *Opt. Express* **25**, 14323–14333 (2017).
- [315] M. J. Amin, S. Petry, H. Yang, and J. W. Shaevitz, “Uniform intensity in multifocal microscopy using a spatial light modulator,” *PLOS ONE* **15**, 1–8 (2020).
- [316] Z. He, X. Sui, G. Jin, D. Chu, and L. Cao, “Optimal quantization for amplitude and phase in computer-generated holography,” *Opt. Express* **29**, 119–133 (2021).
- [317] G. Huang, Z. Liu, L. Van Der Maaten, and K. Q. Weinberger, “Densely Connected Convolutional Networks,” in “2017 IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR),” (2017), pp. 2261–2269.
- [318] H. Goi, K. Komuro, and T. Nomura, “Deep-learning-based binary hologram,” *Appl. Opt.* **59**, 7103–7108 (2020).
- [319] 志村努, “ホログラフィックメモリの記録材料評価法の標準化にむけて,” *レーザー研究* **38**, 338–342 (2010).
- [320] A. Krizhevsky, “Learning multiple layers of features from tiny images,” Tech. rep. (Toronto Univ.) (2009).
- [321] S. B. Odinokov, E. Y. Zlokazov, A. Y. Betin, S. S. Donchenko, R. S. Starikov, and N. M. Verenikina, “Application of optoelectronic micro-displays for holographic binary data recorder based on computer generated Fourier holograms,” *Optical Memory and Neural Networks* **25**, 255–261 (2016).

- [322] S. Odinokov, E. Zlokazov, S. Donchenko, and N. Verenikina, “Optical memory system based on incoherent recorder and coherent reader of multiplexed computer generated one-dimensional Fourier transform holograms,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **56**, 09NA02 (2017).
- [323] K. Tanaka, M. Hara, K. Tokuyama, K. Hirooka, K. Ishioka, A. Fukumoto, and K. Watanabe, “Improved performance in coaxial holographic data recording,” *Opt. Express* **15**, 16196–16209 (2007).
- [324] 信川輝吉, 野村孝徳, “コニカル位相参照光の計算機合成ホログラムを用いたホログラフィックメモリシステム,” 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2016 講演予稿集 p. 2pP20 (2016).
- [325] T. Nobukawa and T. Nomura, “Shift multiplexed recording in holographic data storage based on a computer-generated hologram with a conical wave,” in *International Workshop on Holography and Related Technologies 2016* p. 43 (2016).
- [326] A. Y. Betin, V. I. Bobrinev, S. S. Donchenko, S. B. Odinokov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, and E. Y. Zlokazov, “Holographic memory system based on projection recording of computer-generated 1D Fourier holograms,” *Appl. Opt.* **53**, 6591–6597 (2014).
- [327] A. Y. Betin, V. I. Bobrinev, N. M. Verenikina, S. S. Donchenko, N. N. Evtikhiev, E. Y. Zlokazov, S. B. Odinokov, S. N. Starikov, and R. S. Starikov, “Projection multiplex recording of computer-synthesised one-dimensional Fourier holograms for holographic memory systems: mathematical and experimental modelling,” *Quantum Electronics* **45**, 771 (2015).
- [328] T. Nobukawa and T. Nomura, “Shift multiplexing with a spherical wave in holographic data storage based on a computer-generated hologram,” *Appl. Opt.* **56**, F31–F36 (2017).
- [329] Y. Saita, A. Matsumoto, N. Yoneda, and T. Nomura, “Multiplexed recording based on the reference wave correlation for computer-generated holographic data storage,” *Optical Review* **27**, 391–398 (2020).
- [330] N. Yoneda, T. Nobukawa, T. Morimoto, Y. Saita, and T. Nomura, “Common-path angular-multiplexing holographic data storage based on computer-generated holography,” *Opt. Lett.* **46**, 2920–2923 (2021).
- [331] K. Ishizuka and B. Allman, “Phase measurement of atomic resolution image us-

- ing transport of intensity equation,” *Journal of Electron Microscopy* **54**, 191–197 (2005).
- [332] T. Nobukawa and T. Nomura, “Multilevel recording of complex amplitude data pages in a holographic data storage system using digital holography,” *Opt. Express* **24**, 21001–21011 (2016).
- [333] J. Liu, H. Horimai, X. Lin, J. Liu, Y. Huang, and X. Tan, “Optimal micro-mirror tilt angle and sync mark design for digital micro-mirror device based collinear holographic data storage system,” *Appl. Opt.* **56**, 4779–4784 (2017).
- [334] A. W. Lohmann and D. P. Paris, “Binary Fraunhofer holograms, generated by computer,” *Appl. Opt.* **6**, 1739–1748 (1967).
- [335] W.-H. Lee, “Binary computer-generated holograms,” *Appl. Opt.* **18**, 3661–3669 (1979).
- [336] F. Wyrowski, “Iterative quantization of digital amplitude holograms,” *Appl. Opt.* **28**, 3864–3870 (1989).
- [337] E. Zhang, S. Noehte, C. H. Dietrich, and R. Männer, “Gradual and random binarization of gray-scale holograms,” *Appl. Opt.* **34**, 5987–5995 (1995).
- [338] P. Tsang, T.-C. Poon, W.-K. Cheung, and J.-P. Liu, “Computer generation of binary Fresnel holography,” *Appl. Opt.* **50**, B88–B95 (2011).
- [339] R. Eschbach and Z. Fan, “Complex-valued error diffusion for off-axis computer-generated holograms,” *Appl. Opt.* **32**, 3130–3136 (1993).
- [340] W. K. Cheung, P. Tsang, T. C. Poon, and C. Zhou, “Enhanced method for the generation of binary Fresnel holograms based on grid-cross downsampling,” *Chin. Opt. Lett.* **9**, 120005 (2011).
- [341] M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, and D. W. Sweeney, “Synthesis of digital holograms by direct binary search,” *Appl. Opt.* **26**, 2788–2798 (1987).
- [342] S. Weissbach and F. Wyrowski, “Error diffusion procedure: theory and applications in optical signal processing,” *Appl. Opt.* **31**, 2518–2534 (1992).
- [343] H. Wei, L. Cao, Z. Xu, Q. He, G. Jin, and C. Gu, “Orthogonal polarization dual-channel holographic memory in cationic ring-opening photopolymer,” *Opt. Express* **14**, 5135–5142 (2006).
- [344] Y. Nakamura and T. Hoshizawa, “Two high-density recording methods with run-length limited turbo code for holographic data storage system,” *Japanese Journal*

- of Applied Physics **55**, 09SA01 (2016).
- [345] T. Nobukawa and T. Nomura, “Digital super-resolution holographic data storage based on Hermitian symmetry for achieving high areal density,” *Opt. Express* **25**, 1326–1338 (2017).
- [346] T. Nobukawa, T. Fukuda, D. Barada, and T. Nomura, “Coaxial polarization holographic data recording on a polarization-sensitive medium,” *Opt. Lett.* **41**, 4919–4922 (2016).
- [347] J. Zang, F. Fan, Y. Liu, R. Wei, and X. Tan, “Four-channel volume holographic recording with linear polarization holography,” *Opt. Lett.* **44**, 4107–4110 (2019).
- [348] L. Shao, J. Zang, F. Fan, Y. Liu, and X. Tan, “Investigation of the null reconstruction effect of an orthogonal elliptical polarization hologram at a large recording angle,” *Appl. Opt.* **58**, 9983–9989 (2019).
- [349] M. Kawasaki, R. Fujimura, T. Shimura, and K. Kuroda, “Temporally Coded Collinear Holographic Memory,” in “2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim,” (Optical Society of America, 2013), p. TuO3.2.
- [350] D. J. Brady, K. Choi, D. L. Marks, R. Horisaki, and S. Lim, “Compressive Holography,” *Optics Express* **17**, 13040–13049 (2009).
- [351] Y. Rivenson, A. Stern, and B. Javidi, “Overview of compressive sensing techniques applied in holography [Invited],” *Appl. Opt.* **52**, A423–A432 (2013).
- [352] X. Wu, Y. Yu, W. Zhou, and A. Asundi, “4f amplified in-line compressive holography,” *Opt. Express* **22**, 19860–19872 (2014).
- [353] Y. Endo, T. Shimobaba, T. Kakue, and T. Ito, “GPU-accelerated compressive holography,” *Opt. Express* **24**, 8437–8445 (2016).
- [354] H. Zhang, L. Cao, H. Zhang, W. Zhang, G. Jin, and D. J. Brady, “Efficient block-wise algorithm for compressive holography,” *Opt. Express* **25**, 24991–25003 (2017).
- [355] J. Weng, D. C. Clark, and M. K. Kim, “Compressive sensing sectional imaging for single-shot in-line self-interference incoherent holography,” *Optics Communications* **366**, 88–93 (2016).
- [356] T. Nobukawa, Y. Katano, T. Muroi, N. Kinoshita, and N. Ishii, “Grating-assisted spatial phase-shifting incoherent digital holography with compressive sensing for noise reduction,” in “2018 17th Workshop on Information Optics (WIO),” (2018),

pp. 1–3.

- [357] Z. Luo, J. Ma, P. Su, and L. Cao, “Digital holographic phase imaging based on phase iteratively enhanced compressive sensing,” *Optics Letters* **44**, 1395–1398 (2019).
- [358] R. Horisaki, J. Tanida, A. Stern, and B. Javidi, “Multidimensional imaging using compressive Fresnel holography,” *Optics Letters* **37**, 2013–2015 (2012).
- [359] F. Zhao, X. Qu, X. Zhang, T.-C. Poon, T. Kim, Y. S. Kim, and J. Liang, “Solving inverse problems for optical scanning holography using an adaptively iterative shrinkage-thresholding algorithm,” *Opt. Express* **20**, 5942–5954 (2012).
- [360] Z. Wang, L. Spinoulas, K. He, L. Tian, O. Cossairt, A. K. Katsaggelos, and H. Chen, “Compressive holographic video,” *Optics Express* **25**, 250–262 (2017).
- [361] J. M. Bioucas-Dias and M. A. T. Figueiredo, “A new twist: Two-step iterative shrinkage/thresholding algorithms for image restoration,” *IEEE Transactions on Image Processing* **16**, 2992–3004 (2007).
- [362] N. Otsu, “A threshold selection method from gray-level histograms,” *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics* **9**, 62–66 (1979).

研究業績

原著論文

[筆頭]

- 1) Naru Yoneda, Yusuke Saita, Koshi Komuro, Teruyoshi Nobukawa, and Takanori Nomura, “Transport-of-intensity holographic data storage based on a computer-generated hologram,” *Applied Optics* **57** 8836-8840 (2018).
- 2) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Binary computer-generated-hologram-based holographic data storage,” *Applied Optics* **58** 3083-3090 (2019).
- 3) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Computer-generated-hologram-based holographic data storage using common-path off-axis digital holography,” *Optics Letters* **45** 2796-2799 (2020).
- 4) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Motionless optical scanning holography,” *Optics Letters* **45** 3184-3187 (2020).
- 5) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Spatially divided phase-shifting motionless optical scanning holography,” *OSA Continuum* **3** 3523-3535 (2020).
- 6) Naru Yoneda, Aoi Onishi, Yusuke Saita, Koshi Komuro, and Takanori Nomura, “Single-shot higher-order transport-of-intensity quantitative phase imaging based on computer-generated holography,” *Optics Express* **29** 4783-4801 (2021).
- 7) Naru Yoneda, Teruyoshi Nobukawa, Toshiyuki Morimoto, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Common-path angular-multiplexing holographic data storage based on computer-generated holography,” *Optics Letters* **46** 2920-2923 (2021).
- 8) Naru Yoneda, Takahiro Sakai, and Takanori Nomura, “Fast and accurate phase-unwrapping algorithm based on the transport of intensity equation: comment,” *Applied Optics* **60** 7500-7501 (2021).
- 9) Naru Yoneda, Shunsuke Kakei, Koshi Komuro, Aoi Onishi, Yusuke Saita, and

Takanori Nomura, “Single-shot higher-order transport-of-intensity quantitative phase imaging using deep learning,” *Applied Optics* **60** 8802-8808 (2021).

- 10) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Three-dimensional fluorescence imaging through dynamic scattering media by motionless optical scanning holography,” *Applied Physics Letters* **119** 161101 (2021).

[共著]

- 1) Shota Sakamaki, Naru Yoneda, and Takanori Nomura, “Single-shot in-line Fresnel incoherent holography using a dual-focus checkerboard lens,” *Applied Optics* **59** 6612-6618 (2020).
- 2) Yusuke Saita, Aoto Matsumoto, Naru Yoneda, and Takanori Nomura, “Multiplexed recording based on the reference wave correlation for computer-generated holographic data storage,” *Optical Review* **27** 391-398 (2020).

学術講演 (国際会議)

[筆頭]

- 1) Naru Yoneda, Yusuke Saita, Koshi Komuro, Teruyoshi Nobukawa, and Takanori Nomura, “Reconstruction of phase data page using transport of intensity equation for computer-generated-hologram-based holographic data storage,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2017 (ISOM'17)*, Technical Digest, Tu-J-05, pp. 63–64 (2017).
- 2) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Holographic data storage based on a binary computer-generated hologram,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2018 (ISOM'18)*, Technical Digest, Tu-H-03 (2018).
- 3) Naru Yoneda, Yusuke Saita, Koshi Komuro, Teruyoshi Nobukawa, and Takanori Nomura, “Computer-generated-hologram-based holographic data storage using a transport of intensity equation,” in *Annual Joint Symposia on Optics*, Technical Digest, 30pAJ7 (2018).

- 4) Naru Yoneda, Yusuke Saita, Koshi Komuro, and Takanori Nomura, “Single Shot Higher Order Transport-of-Intensity Phase Imaging Using a Computer-Generated Hologram,” in *Technical Digest of The 8th Japan-Korea Workshop on Digital Holography and Information Photonics*, p. 60 (2018).
- 5) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Lateral shift multiplexing in binary computer-generated-hologram-based holographic data storage,” in *Information Photonics 2019*, IP-3-2 (2019).
- 6) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Complex amplitude data page reconstruction in holographic data storage based on a Fourier-fringe-analytic hologram,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2019 (ISOM’19)*, Technical Digest, Tu-H-03 (2019).
- 7) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Holographic data storage based on compressive sensing,” in *International Workshop on Holography and Related Technologies 2019 (IWH2019)*, Technical Digest, 6-a-8 (2019).
- 8) Naru Yoneda, Shunsuke Kakei, Koshi Komuro, Aoi Onishi, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Experimental evaluation of single-shot higher-order transport-of-intensity quantitative phase imaging based on deep learning,” in *OSA-JSAP Joint Symposium*, Technical Digest, 9p-Z10-5 (2020).
- 9) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Imaging through scattering media by motionless optical scanning holography,” in *OSJ-OSA-OSK Joint Symposium on Optics*, Technical Digest, 15aAJ5 (2020).
- 10) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Evaluation of spatial resolution in motionless optical scanning holography,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2020 (ISOM’20)*, Technical Digest, 63-64 (2020).
- 11) Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Evaluation of axial resolution in holographic data storage based on compressive sensing,” in *12th International Conference on Optics-photonics Design & Fabrication (ODF’20)*, 02PS4-01 (2021).

[共著]

- 1) Takanori Nomura, Naru Yoneda, and Yusuke Saita, “Computer-generated-hologram-based holographic data storage,” in *Applied Optics and Photonics, China 2019 (AOPC2019)*, (2019). **[Invited]**
- 2) Shota Sakamaki, Naru Yoneda, and Takanori Nomura, “Single-shot in-line phase-shifting incoherent digital holography with a randomly placed dual checkerboard phase grating,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2019 (ISOM’19)*, Technical Digest, Tu-J-05 (2019).
- 3) Aoto Matsumoto, Yusuke Saita, Naru Yoneda, and Takanori Nomura, “Correlation-based multiplexing in holographic data storage based on a computer generated hologram,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2019 (ISOM’19)*, Technical Digest, Tu-J-11 (2019).
- 4) Yusuke Saita, Naru Yoneda, and Takanori Nomura, “Computer-generated-hologram-based holographic data storage using transport of intensity equation,” in *Technical Digest of The 9th Korea-Japan Workshop on Digital Holography and Information Photonics*, 30 (2019). **[Invited]**
- 5) Takanori Nomura, Koshi Komuro, Naru Yoneda, Shunsuke Kakei, Aoi Onishi, and Yusuke Saita, “Phase imaging based on scan-less transport of intensity equation,” in *SPIE Three-Dimensional Imaging, Visualization, and Display 2020*, 11402-17 (2020). **[Invited]**
- 6) Takanori Nomura, Koshi Komuro, Shunsuke Kakei, Naru Yoneda, and Yusuke Saita, “Transport of intensity phase imaging under a low signal-to-noise ratio condition,” in *Proc. SPIE 11548, Optical Design and Testing X*, 1154802 (2020). **[Invited]**
- 7) Takanori Nomura, Naru Yoneda, and Yusuke Saita, “Coaxial holographic memory to increase recording capacity using computer-generated hologram,” in *International Conference on Optoelectronic and Microelectronic Technology and Application 2020 (OMTA2020)*, (2020). **[Invited]**
- 8) Aoi Onishi, Naru Yoneda, Yusuke Saita, and Takanori Nomura, “Single shot phase imaging based on higher order transport-of-intensity equation using a computer-

generated hologram,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2020 (ISOM'20)*, Technical Digest, 53-54 (2020).

- 9) Yusuke Saita, Naru Yoneda, Aoto Matsumoto, and Takanori Nomura, “Phase data acquisition and multiplexing techniques for in-line holographic data storage based on computer-generated holograms,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2020 (ISOM'20)*, Technical Digest, 65-66 (2020). **[Invited]**
- 10) Yuta Takahashi, Yusuke Saita, Naru Yoneda, and Takanori Nomura, “Transport of intensity phase data-page acquisition with polarization directed flat lens in coaxial holographic data storage,” in *International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2020 (ISOM'20)*, Technical Digest, 69-70 (2020).
- 11) Takanori Nomura, Naru Yoneda, and Yusuke Saita, “Single-shot phase imaging techniques based on parallel optical information processing,” in *Optics and Photonics Taiwan International Conference (OPTIC)*, (2020). **[Invited]**

学術講演 (国内会議)

[筆頭]

- 1) 米田成, 最田裕介, 信川輝吉, 野村孝徳, “計算機合成ホログラムを用いた角度多重ホログラフィックメモリの再生像品質向上手法,” レーザー学会学術講演会第38回年次大会講演予稿集, p. H525aIX03 (2018).
- 2) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “反復・非反復手法を用いない二値ホログラムに基づくホログラフィックメモリ,” 磁気記録・情報ストレージ研究会 (電子情報通信学会), (2019).
- 3) 米田成, 最田裕介, 小室幸士, 福井千明, 野村孝徳, “計算機ホログラムに基づくインラインディジタルゴーストホログラフィ,” 第80回応用物理学会秋季学術講演会, (2019).
- 4) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “計算機合成ホログラムに基づくホログラフィックメモリにおける補償光学技術の導入による複素ページデータの品質向上,” 日本光学会年次学術講演会 OPJ2019, 2pE6, (2019).

- 5) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “シングルピクセル並列位相シフトホログラフィ,” 日本光学会年次学術講演会 OPJ2020, 14aD10, (2020).
- 6) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “シングルピクセルホログラフィによる三次元ストークスパラメータの取得,” 第 68 回応用物理学会春季学術講演会, 19p-Z28-1, (2021).
- 7) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “モーションレスオプティカルスキヤニングホログラフィ,” 2021 年第 1 回ホログラフィック・ディスプレイ研究会, ホログラフィック・ディスプレイ研究会会報 (日本光学会), Vol. 41, 31-36, (2021). [招待講演]
- 8) 米田成, “モーションレスオプティカルスキヤニングホログラフィ,” 2021 年第 2 回ホログラフィック・ディスプレイ研究会, (日本光学会) (2021). [記念講演]
- 9) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “モーションレスオプティカルスキヤニングホログラフィによる三次元蛍光反射物体の計測,” 第 82 回応用物理学会秋季学術講演会, 12a-N404-4 (2021).
- 10) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “モーションレスオプティカルスキヤニングホログラフィ誕生秘話,” 第 21 回情報フォトンクス研究グループ研究会 (オンライン合宿), pp. 36-40 (2021). [招待講演]
- 11) 米田成, 酒井貴弘, 野村孝徳, “ヘルムホルツ方程式に基づく強度輸送位相接続法,” 第 82 回応用物理学会秋季学術講演会, 23a-P01-4 (2021).
- 12) 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “オプティカルスキヤニングホログラフィによる動的散乱体背後の三次元蛍光イメージング,” 日本光学会年次学術講演会 OPJ2021, 28aC8 (2021).

[共著]

- 1) 松本碧人, 最田裕介, 米田成, 野村孝徳, “位相コード多重記録法を導入した計算機合成ホログラムを用いたホログラフィックメモリ,” 情報フォトンクス研究グループ (日本光学会) 第 16 回関西学生研究論文講演会予稿集, pp. 41-42 (2018).
- 2) 松本碧人, 最田裕介, 米田成, 野村孝徳, “計算機合成ホログラムを用いた位相コード多重記録ホログラフィックメモリの参照光設計方法の検討,” 第 19 回情報フォ

- トニクス研究グループ研究会（秋合宿） p. 63 (2018).
- 3) 野村孝徳, 最田裕介, 米田成, “計算機合成ホログラムを用いたホログラフィックメモリ,” 映像メディア学会研究会（マルチメディアストレージ研究会（MMS）, 磁気記録・情報ストレージ研究会（IEICE-MRIS））映情学技報 **42**, MMS2018-48 pp. 7-10 (2018). [招待講演]
 - 4) 酒巻翔太, 米田成, 野村孝徳, “フレネルインコヒーレント自己相関ホログラフィのためのデュアルフォーカスレンズの設計方法の検討,” レーザー学会学術講演会第 39 回年次大会講演予稿集, H214aVIII08 (2019).
 - 5) 高橋優太, 最田裕介, 米田成, 野村孝徳, “コリニアホログラフィックメモリにおける強度輸送方程式を用いた位相ページデータの取得,” 情報フォトニクス研究グループ（日本光学会）第 17 回関西学生研究論文講演会予稿集, pp. 41-42 (2019).
 - 6) 高橋優太, 最田裕介, 米田成, 野村孝徳, “強度輸送方程式を用いたコアキシャルホログラフィックメモリにおける記録領域制限のための最適な開口の大きさの検討,” レーザー学会学術講演会第 40 回年次大会講演予稿集, H05-22a-XII-03 (2020).
 - 7) 杉本将光, 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “位相シフト法が不要な圧縮モーションレスオプティカルスキヤニングホログラフィ,” 情報フォトニクス研究グループ（日本光学会）第 19 回関西学生研究論文講演会予稿集, pp. 39-40 (2021).
 - 8) 杉本将光, 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “位相シフト法を必要としないモーションレスオプティカルスキヤニングコンプレッシブホログラフィ,” 第 21 回情報フォトニクス研究グループ研究会（オンライン合宿） p. 48 (2021).
 - 9) 杉本将光, 米田成, 最田裕介, 野村孝徳, “圧縮センシングに基づいたモーションレスオプティカルスキヤニングホログラフィの測定数低減,” レーザー学会学術講演会第 42 回年次大会講演予稿集 H02-13p-VIII-03 (2022).

特許

- 1) 最田裕介, 野村孝徳, 米田成, “光学装置、撮像システム、分析システム、方法、及び空間光変調素子” 特願 2019-224774.

受賞

- 1) コニカミノルタ光みらい学生奨励金（日本光学会）（2018）.
- 2) 磁気記録・情報ストレージ研究会（電子情報通信学会）専門委員長賞（2019）.
- 3) Best Student Paper Award IWH2019 (International Workshop on Holography and Related Technologies 2019) (2019).
- 4) 和歌山大学 システム工学研究科長表彰（2019）.
- 5) General Chair Award of OSJ-OSA-OSK joint symposia 2020（2020）.
- 6) Student Award ISOM'20 (International Symposium on Imaging, Sensing, and Optical Memory 2020) (2020).
- 7) 和歌山大学 システム工学研究科長表彰（2020）.
- 8) Student Poster Award (12th International Conference on Optics-photonics Design & Fabrication, ODF'20 in 2021) (2021).
- 9) 2020 年度 HODIC 鈴木・岡田記念賞 技術部門奨励賞（2021）.
- 10) 第 7 回 OPJ 優秀講演賞（2021）.

研究助成

- 1) (独) 日本学術振興会 特別研究員 (DC2), 科学研究費補助金 (特別研究員奨励費) 「超高速多次元多重記録技術による大容量ホログラフィックデータストレージの実現」

付録 A-1 強度輸送方程式の導出

近軸のヘルムホルツ方程式は

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + 2ik \frac{\partial}{\partial z}\right)u(\mathbf{r}; z_0) = 0 \quad (\text{A.1})$$

としてあらわされる。ここで、 $\mathbf{r} = (x, y)$ であり、 $\nabla_{\perp} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ である。また、 k は波数である。この式 (A.1) に

$$u(\mathbf{r}; z_0) = \sqrt{I(\mathbf{r}; z_0)}e^{i\phi(\mathbf{r}; z_0)} \quad (\text{A.2})$$

を代入し、式を整理すると強度輸送方程式が導出される。式 (A.1) に $u(\mathbf{r}; z_0)$ の複素共役 $u^*(\mathbf{r}; z_0)$ を乗算すると

$$\begin{aligned} u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}; z_0) + 2iku^*(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u(\mathbf{r}; z_0) &= 0 \\ 2iku^*(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u(\mathbf{r}; z_0) &= -u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}; z_0) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

となる。また、式 (A.1) の複素共役は

$$\left(\nabla_{\perp}^2 - 2ik \frac{\partial}{\partial z}\right)u^*(\mathbf{r}; z_0) = 0 \quad (\text{A.4})$$

であり、式 (A.4) に $u(\mathbf{r}; z_0)$ を乗算すると

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u^*(\mathbf{r}; z_0) - 2iku(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u^*(\mathbf{r}; z_0) &= 0 \\ 2iku(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u^*(\mathbf{r}; z_0) &= u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u^*(\mathbf{r}; z_0) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

が得られる。式 (A.3) と式 (A.5) を足し合わせると

$$2iku^*(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u(\mathbf{r}; z_0) + 2iku(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u^*(\mathbf{r}; z_0) = -u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}; z_0) + u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u^*(\mathbf{r}; z_0) \quad (\text{A.6})$$

が得られる。ここで式 (A.6) の左辺は

$$\begin{aligned} 2iku^*(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u(\mathbf{r}; z_0) + 2iku(\mathbf{r}; z_0)\frac{\partial}{\partial z}u^*(\mathbf{r}; z_0) &= 2ik \frac{\partial}{\partial z}u(\mathbf{r}; z_0)u^*(\mathbf{r}; z_0) \\ &= 2ik \frac{\partial}{\partial z}I(\mathbf{r}; z_0) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

とあらわすことができる。式 (A.6) の右辺は

$$\begin{aligned}
& -u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}; z_0) + u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u^*(\mathbf{r}; z_0) = \\
& \quad -u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u(\mathbf{r}; z_0) + u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp}^2 u^*(\mathbf{r}; z_0) \\
& \quad + \nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0) - \nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}; z_0) \\
& = -\nabla_{\perp} \{u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}; z_0) - u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0)\} \quad (\text{A.8})
\end{aligned}$$

と書き改められる。ここで,

$$\nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0) = iu(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}; z_0) \quad (\text{A.9})$$

であるため,

$$\begin{aligned}
u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0) &= u^*(\mathbf{r}; z_0)iu(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}; z_0) \\
&= iI(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}; z_0) \quad (\text{A.10})
\end{aligned}$$

とできる。また,

$$u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0) = -u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}; z_0) \quad (\text{A.11})$$

であるから, 式 (A.8) は

$$-\nabla_{\perp} \{u(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}; z_0) - u^*(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} u(\mathbf{r}; z_0)\} = -\nabla_{\perp} \{2iI(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}; z_0)\} \quad (\text{A.12})$$

とあらわすことができる。式 (A.7) および式 (A.12) はそれぞれ式 (A.6) の左辺および右辺であるため,

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} I(\mathbf{r}; z_0) = -2i\nabla_{\perp} \{I(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}; z_0)\} \quad (\text{A.13})$$

とあらわすことができる。式 (A.13) の虚部をとると

$$k \frac{\partial}{\partial z} I(\mathbf{r}; z_0) = -\nabla_{\perp} \{I(\mathbf{r}; z_0)\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}; z_0)\} \quad (\text{A.14})$$

が得られ, 式 (A.14) が強度輸送方程式である。