

汎用光学素子を用いた単一ホログラムからの  
物体光の複素振幅分布算出法の研究

平成27年3月

和歌山大学大学院システム工学研究科

井邊 真俊



Acquisition of Complex Amplitude Distribution from a Single  
Hologram Using Commercially Available Optical Elements

March 2015

Graduate School of Systems Engineering, Wakayama University

Masatoshi Imbe



# 概要

デジタルホログラフィは物体光と参照光の干渉によるホログラムを撮像素子を用いて記録し、計算機により再生する技術である。記録したホログラムに物体光の複素振幅分布が含まれているので、ホログラムに光波伝搬計算を適用することにより物体光の再生像を取得可能である。ただし、デジタルホログラフィでは、これら記録と再生の間にもう一段階の処理が必要である。それは、ホログラムに含まれる0次回折像および共役像成分の除去、すなわち、ホログラムから所望の情報である物体光の複素振幅分布のみの算出である。従来までに、さまざまな算出手法が提案されているが、それぞれ一長一短がある。特に、単一のホログラムのみを使用し、かつ、実用的な再生像の空間分解能を実現するためには特殊な光学素子を用いる必要があった。そこで、本論文では、これを汎用光学素子を用いて実現することを目的とし、2種類の物体光の複素振幅分布算出手法を提案した。

1つめの手法として、単一露光一般化位相シフト法を提案した。この手法の算出原理では、使用する参照光の複素振幅分布を一般化している。すなわち、参照光を特定の複素振幅分布に変調する必要がないので、特殊な光学素子を用いずに実現できる。この特徴を活かして、拡散板により容易に作製可能なランダム複素振幅光を用いている。算出原理を述べた後、計算機シミュレーションと光学実験によりこの手法の有効性を実証した。その後、この手法の再生像の画質向上を目的とし、適切な参照光の検討と複素振幅分布算出アルゴリズムの改良をおこなった。適切な参照光の検討では、スペックルの平均直径および空間周波数帯域幅を指標に用いた。一方、複素振幅分布算出アルゴリズムの改良では、3種類の演算式をホログラムの各画素ごとに使い分ける演算選択法を提案した。適切な参照光を用いてホログラムを記録し、演算選択法を用いて算出した場合が、現段階で最も高画質な再生像を取得可能である。また、運動物体の適用実験も実施し、単一露光一般化位相シフト法の動的現象への適用可能も実証した。

2つめの手法として、フレネル領域フィルタリング法を提案した。この手法では参照光には平面波を用い、物体光は粗面物体からの光波を対象とする。ハイパスフィルタリングにより0次回折像成分を除去し、フレネル回折積分適用後のマスク処理により共役像成分を除去する。光学実験を実施し、この手法の有効性を実証したが、同時に、撮影物体に対する依存性も判明した。この手法により物体光の複素振幅分布を算出するためには、撮影物体の全面が粗面である必要があると考えられる。また、この手法の自動化のための考察もおこなった。

単一露光一般化位相シフト法およびフレネル領域フィルタリング法の共通の課題は取得可能な物体光の条件の解明である。この条件を解明することにより、用途や撮影物体の特性に応じて使い分けることかできる。

両手法とも汎用光学素子を用いて単一のホログラムから実現できるので導入が容易である。この長所から、デジタルホログラフィの当該分野の発展に貢献できると考えられる。

# abstract

In digital holography, a hologram is recorded using an image sensor and reconstructed in a computer. A hologram is generated by the interference between an object wave and a reference wave. Because the recorded hologram contains the complex amplitude distribution of the object wave, its reconstructed image can be obtained by the numerical propagation. However, the hologram also contains the undesired terms, the zeroth-order and conjugate terms. The desired term must be extracted from the recorded hologram. Although a number of methods have been proposed, one must use special designed optical elements to extract it from a single hologram with the practical spatial resolution.

To solve this problem, the two methods are proposed. One is single-exposure generalized phase-shifting digital holography. The proposed algorithm generalizes the complex amplitude distribution of the reference wave. Owing to this generalization, the random-complex-amplitude encoded wave made by a diffuser can be used as the reference wave. After the algorithm is presented, numerical simulation and experimental results are given to confirm the effectiveness. In addition, for the improvement of the reconstructed image, studies of the appropriate reference wave and the improvement of the algorithm are performed. In the studies, the average diameter of the speckles and the spatial frequency bandwidth are used for the evaluation parameter. Meanwhile, in the improvement of the algorithm, the selective calculation method which uses the three operations is proposed. From the above researches, the best quality of the reconstructed image in this thesis is obtained when the selective calculation is applied to the hologram recorded using the appropriate reference wave. In addition, experimental results for recording of a moving object are given to confirm the feasibility of applying to dynamic phenomena.

The other is Fresnel zone filtering method. The reference wave is a planar wave, and the object wave under test is the diffused wave from a macroscopic object. The high-pass filtering removes the zeroth-order term from the hologram, and the mask operation after applying Fresnel diffraction integral to the hologram removes the conjugate term. The experimental results are given to confirm the effectiveness, although the results also show the dependence on the object characteristics. To perform this method properly, the object must have rough surfaces on the all sides to produce the diffused wave. In addition, the automation of this method is considered.

The future work of the two proposed methods is to figure out the condition of available objects under test. If this is figured out, one can select the appropriate method as a function of the purpose and the object properties.

Both the methods can be realized using commercially available optical elements. Therefore, they can be easily introduced to applications of digital holography. The works in this thesis can contribute to development of digital holography.

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	単一露光一般化位相シフトデジタルホログラフィ	5
§ 2-1	緒言	5
§ 2-2	物体光の複素振幅分布の算出原理	5
§ 2-3	位相限定一般化法との違い	6
§ 2-4	計算機シミュレーション	7
§ 2-5	光学実験	11
§ 2-6	結言	12
第 3 章	スペックルの性質に注目した適切な参照光の検討	14
§ 3-1	緒言	14
§ 3-2	使用不可能な参照光の条件	14
§ 3-3	適切な参照光の考察	17
§ 3-4	再生像の画質の定量的な評価方法	18
§ 3-5	光学実験	19
§ 3-6	結言	23
第 4 章	演算選択法による物体光の複素振幅分布の算出	24
§ 4-1	緒言	24
§ 4-2	複素振幅の算出のための複数の演算式	24
§ 4-3	演算の選択方法	26
§ 4-4	演算選択法と参照光の関係の調査のための光学実験	27
§ 4-5	運動物体の記録光学実験	29
§ 4-6	結言	32
第 5 章	空間周波数帯域幅に注目した適切な参照光の検討	33
§ 5-1	緒言	33
§ 5-2	空間周波数帯域幅の調節方法と算出方法	33
§ 5-3	適切な参照光の考察	34
§ 5-4	光学実験	37
§ 5-5	実空間領域および空間周波数領域における適切な参照光の比較	37
§ 5-6	結言	39
第 6 章	フレネル領域フィルタリング法	41

§ 6-1 緒言 . . . . .	41
§ 6-2 物体光の複素振幅分布の算出原理 . . . . .	41
§ 6-3 合焦像マスクの作製方法 . . . . .	43
§ 6-4 光学実験 . . . . .	44
§ 6-5 自動化のための考察 . . . . .	47
§ 6-6 結言 . . . . .	48
第 7 章 結論	50
謝辞	53
参考文献	54
発表実績	63
付録	66
付録 A メディアンフィルタのウインドウサイズの検証 . . . . .	66
付録 B 二段階時分割位相シフト法 . . . . .	66
付録 C 半値全幅によるスペックルの平均直径の算出方法 . . . . .	67
付録 D フレネル回折積分における合焦像の向きと伝搬距離の符号の関係 . . . . .	68
付録 E P-タイル法 . . . . .	70



# 第 1 章 序論

デジタルホログラフィは光波の複素振幅分布をデジタルデータとして記録し、計算機上で再生する技術である<sup>1-5)</sup>。デジタルホログラフィでは物体光と参照光の干渉によるホログラムを撮像素子を用いて記録する。物体光は取得すべき未知の光波であり、参照光は平面波などの既知の光波である。ホログラムはこれらの干渉により得られる干渉縞の強度分布である。撮像素子は光波の強度分布のみを記録するデバイスであり、位相分布を直接記録することはできない。しかし、ホログラムの強度分布の中に物体光の振幅分布と位相分布の両方、すなわち、複素振幅分布の情報が含まれている。複素振幅分布を取得できれば、計算機による光波伝搬計算<sup>6,7)</sup>により、任意の伝搬距離における光波の振る舞いを知ることができる。撮像素子面から物体の配置位置、すなわち、物体面まで伝搬させることにより、物体の再生像を取得できる。

デジタルホログラフィは上述のように振幅分布と位相分布の両方の定量画像を取得可能である。振幅分布からは物体の透過率特性や反射率特性など<sup>8)</sup>を、位相分布からは物体の形状や屈折率分布<sup>9)</sup>などを知ることができる。さらに、偏光情報<sup>10-13)</sup>や波長情報<sup>14-16)</sup>の取得も可能である。これらの情報を光波伝搬計算により各伝搬距離において取得可能である。以上の特徴から、生体計測<sup>17-22)</sup>、粒子計測<sup>23,24)</sup>、形状計測<sup>25-32)</sup>、変位計測<sup>33,34)</sup>、物体認識<sup>35-37)</sup>、工業製品のモニタリング<sup>38-42)</sup>、光セキュリティ<sup>43,44)</sup>、光ストレージ<sup>45,46)</sup>、3次元ディスプレイ<sup>47-50)</sup>などに応用されている。

上述のようにデジタルホログラフィでは光学処理による記録と計算処理による再生から物体の情報を得る。光波伝搬計算を再生のための処理とすると、記録と再生の間にもう一段階の処理が必要である。それは、0次回折像と共役像の除去である。上述のようにホログラムには物体光の複素振幅分布の情報、すなわち、再生像の情報が含まれている。しかし、この他に0次回折像と共役像の情報も含まれている。ホログラムの強度分布はこれらの和で構成されるため、光波伝搬計算をホログラムに適用すると、再生像、0次回折像、共役像が重なってしまう。所望の情報は再生像のみである。再生像のみを取得するには、光波伝搬計算を施す前に0次回折像と共役像の情報の除去、すなわち、ホログラムから物体光の複素振幅分布のみの算出が必要である。

ホログラムからの物体光の複素振幅分布の算出は光学処理と計算処理の両方により実現する。特定の光学処理を施したホログラムを記録し、その光学処理に応じた計算処理を施すことにより物体光の複素振幅分布を算出できる。代表的な手法は off-axis 法<sup>51-53)</sup>と時分割位相シフト法<sup>54-67)</sup>である。どちらも一長一短がある。off-axis 法では特殊な光学素子が不要であり、かつ、単一のホログラムで実現できる。しかし、本来使用可能な撮像素子の空間周波数帯域のうち、再生像のために使用できるのは約 1/10 にすぎない<sup>68-70)</sup>。このことは、撮像素子の空間周波数帯域を有効に使用できず、再生像の空間分解能が低下することを意味す

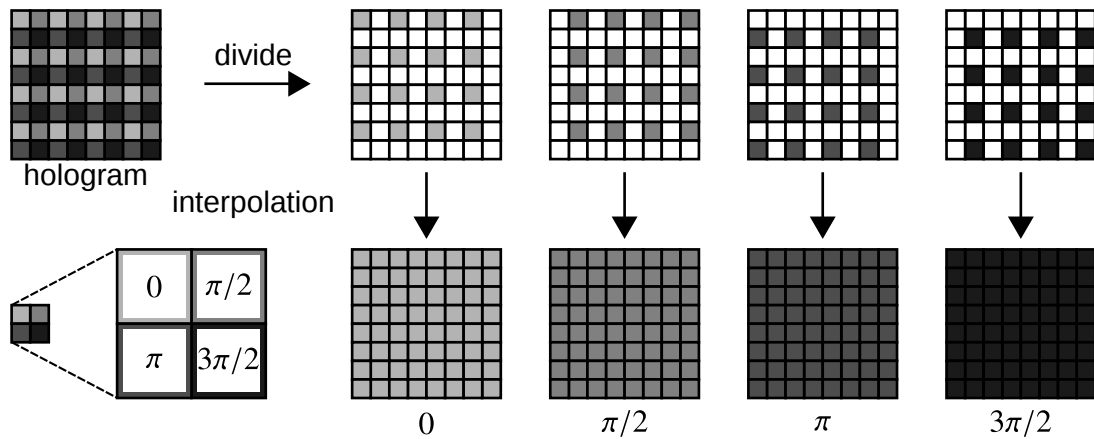


図 1.1 従来の波面分割位相シフト法概念図.

表 1.1 複素振幅の算出手法の比較.

	off-axis 法	時分割位相シフト法	波面分割位相シフト法
空間分解能	×	○	△
時間分解能	○	△	○
使用光学素子	汎用	汎用	特殊

る。一方、時分割位相シフト法では撮像素子の空間周波数帯域のすべてを再生像のために使用できる。撮像素子の空間周波数帯域を有効に使用できるため、off-axis 法に比べて高分解能の再生像を取得できる。しかし、参照光の位相の異なる複数のホログラムが必要であり、これらを逐次記録する必要がある。この記録の間、物体光は静止する、あるいは静止しているとみなす必要があるため、off-axis 法に比べて時間分解能は低下する。

off-axis 法と時分割位相シフト法がもつ問題を解決する手法として波面分割位相シフト法<sup>71-82)</sup>が提案されている。この手法では図 1.1 のように位相が画素ごとに周期的に異なるように変調した光波を参照光に用いる。この参照光を用いて記録した単一のホログラムを各参照光の位相ごとに分割する。分割によって生じた欠乏画素をその周辺画素の値を用いて線形補間する。この分割・補間の処理により参照光の位相の異なる複数のホログラムを同時に取得できる。この手法で取得可能な再生像の空間分解能は、分割と補間の処理のために時分割位相シフト法には劣るものの、off-axis 法よりも高い<sup>83-85)</sup>。例えば、図 1.1 のような 4 枚への分割の場合は撮像素子の空間周波数帯域の 1/4 を使用可能である。さらに、単一のホログラムで実現可能であるので、有用といえる。これらの特徴を活かして、プラズマ放電<sup>74)</sup>や圧縮ガス<sup>75)</sup>などの高速現象の解析に応用されている。しかし、波面分割位相シフト法の実現のためには、参照光の位相を上述のように特定の分布に変調する必要ある。その変調のために、検光子アレイを装着した撮像素子と位相子を用いた手法<sup>71-78)</sup>、位相子アレイと検光子を装着した撮像素子を用いた手法<sup>79)</sup>、2次元回折格子による Talbot 効果を用いた手法<sup>80,81)</sup>、空間光変調器を用いた手法<sup>82)</sup>が提案されている。現状ではこれらの素子は特殊なものであり、実用的ではない。

以上から、off-axis 法，時分割位相シフト法，波面分割位相シフト法の長所および短所をまとめると表 1.1 のようになる。表 1.1 から，空間分解能を保ち，特殊な光学素子が不要であり，動的現象へ適用可能な手法を確立できれば，有用といえる。そこで，本論文では，これらを満たす手法の確立を目的とし，2 種類の物体光の複素振幅分布の算出手法を提案する。

1 つめの手法として，単一露光一般化位相シフト法<sup>86-89)</sup>を提案する。単一露光一般化位相シフト法は波面分割位相シフト法に属すると考えられる。しかし，この手法の物体光の複素振幅分布の算出原理では，従来の波面分割位相シフト法とは異なり，参照光を特定の分布にする必要がない。そのため，特殊な光学素子を用いずに実現できる。この特徴を活かして，拡散板により容易に作製可能なランダム複素振幅光を参照光として用いている。この手法の提案後<sup>86)</sup>，再生像の画質向上を目的とし，適切な参照光の条件の検討<sup>87,89)</sup>や複素振幅分布算出アルゴリズムの改良<sup>88)</sup>をおこなった。なお，この改良したアルゴリズムはその算出の特徴から，以後，演算選択法と呼ぶ。

2 つめの手法として，フレネル領域フィルタリング法<sup>90)</sup>を提案する。この手法は，位相シフト法を適用せずに物体光の複素振幅分布を算出する手法である。参照光には平面波を用い，物体光は粗面物体からの光波を対象とする。これらの干渉によるホログラムにフレネル回折積分を適用し，マスク処理により共役像を除去する。撮影物体の依存性やマスクの作製方法の研究をおこなった。

本論文の構成を以下に示す。

第 2 章では，単一露光一般化位相シフト法による物体光の複素振幅分布の算出原理について述べる。はじめに，その原理を述べた後，比較対象として参照光の位相のみを一般化した単一露光位相シフト法の算出原理<sup>91)</sup>を述べる。これらの算出原理の違いから，単一露光一般化位相シフト法の方が画質の高い再生像を取得できることを示す。その後，計算機シミュレーションと光学実験をおこなう。これら 2 つの手法により取得した再生像を比較し，単一露光一般化位相シフト法の有用性を示す。

第 3 章では，単一露光一般化位相シフト法に適した参照光について述べる。はじめに，物体光の複素振幅分布の算出原理上，参照光として使用できない光波の条件を述べる。その条件から逆説的に使用可能な参照光の条件を述べる。次に，スペックルの性質を利用し，適切な参照光を考察する。その後，この考察を光学実験により検証する。再生像の画質の定量的な評価方法を述べた後，光学実験の方法と結果を述べる。

第 4 章では，演算選択法について述べる。はじめに，物体光の複素振幅の算出のための複数の演算式を導出した後，その選択方法を述べる。これら複数の演算式を選択により，前章までの 1 種類の演算式を用いた場合よりも画質の高い再生像を取得できることを示す。次に，第 3 章で述べた光学実験で記録したホログラムに演算選択法を適用する。演算選択法の有用性を示すと同時に，参照光のスペックルの平均直径との関係を示す。その後，運動物体の記録光学実験を述べる。演算選択法の有用性を示すと同時に，運動物体の記録に適用可能

であることを示し，単一露光一般化位相シフト法の有用性を示す．

第5章では，空間周波数帯域幅に注目した単一露光一般化位相シフト法に適した参照光について述べる．第3章で既にスペックルの性質から適切な参照光について述べているが，本章では新たに空間周波数帯域幅を用いた別の観点から適切な参照光について述べる．はじめに，参照光の空間周波数帯域幅の調節方法と算出方法を述べる．次に，3通りの空間周波数帯域幅を考え，単一露光一般化位相シフト法に適した参照光を考察する．その後，第3章で述べた光学実験の結果を空間周波数帯域幅により評価し，上述の考察を検証する．最後に，スペックルを用いた場合との対応関係を述べ，整合性を示す．

第6章では，フレネル領域フィルタリング法による単一のホログラムからの物体光の複素振幅分布の算出について述べる．はじめに，この手法の原理を述べ，主要な要素技術である合焦像マスクの作製方法を述べる．次に，ホログラム記録・再生実験をおこない，この手法による物体光の複素振幅分布の算出を実証する．その後，この手法の自動化のために考察をおこなう．

最後に第7章では，各章をまとめる．その後，今後の研究課題を述べ，両手法の特徴を比較する．

## 第 2 章 単一露光一般化位相シフトデジタルホログラフィ

### § 2-1 緒言

本章では、単一露光一般化位相シフト法による物体光の複素振幅分布の算出原理<sup>86)</sup>について述べる。はじめに、その原理を述べた後、参照光の位相のみを一般化した単一露光位相シフト法<sup>91)</sup>の算出原理を述べる。これらの算出原理の違いから、単一露光一般化位相シフト法の方が画質の高い再生像を取得できることを示す。その後、計算機シミュレーションと光学実験をおこなう。これら 2 つの手法により取得した再生像を比較し、単一露光一般化位相シフト法の有用性を示す。

### § 2-2 物体光の複素振幅分布の算出原理

撮像素子面における複素振幅分布が既知の参照光を物体光と干渉させホログラムを記録する。図 2.1 のように撮像素子の任意の隣接する 4 画素に注目する。この手法では物体光の振幅および位相は 4 画素において一様とし、それぞれ  $a_0$  および  $\phi_0$  とする。一方、参照光の振幅および位相は各画素で異なる値とし、それぞれ図 2.1 のように  $a_{r1}, a_{r2}, a_{r3}, a_{r4}, \phi_{r1}, \phi_{r2}, \phi_{r3}, \phi_{r4}$  とする。これら物体光と参照光の干渉による各画素におけるホログラムの強度  $I_1, I_2, I_3, I_4$  は

$$I_1 = a_0^2 + a_{r1}^2 + 2a_0a_{r1} \cos(\phi_0 - \phi_{r1}), \quad (2.1)$$

$$I_2 = a_0^2 + a_{r2}^2 + 2a_0a_{r2} \cos(\phi_0 - \phi_{r2}), \quad (2.2)$$

$$I_3 = a_0^2 + a_{r3}^2 + 2a_0a_{r3} \cos(\phi_0 - \phi_{r3}), \quad (2.3)$$

$$I_4 = a_0^2 + a_{r4}^2 + 2a_0a_{r4} \cos(\phi_0 - \phi_{r4}) \quad (2.4)$$

である。ここで、 $a_0$  と  $\phi_0$  を算出するためのパラメータ  $I_u, I_l, A, B, C, D$  を

$$I_u = I_1 - I_2 - (a_{r1}^2 - a_{r2}^2), \quad (2.5)$$

$$I_l = I_3 - I_4 - (a_{r3}^2 - a_{r4}^2), \quad (2.6)$$

$$A = a_{r1} \cos \phi_{r1} - a_{r2} \cos \phi_{r2}, \quad (2.7)$$

$$B = a_{r1} \sin \phi_{r1} - a_{r2} \sin \phi_{r2}, \quad (2.8)$$

$$C = a_{r3} \cos \phi_{r3} - a_{r4} \cos \phi_{r4}, \quad (2.9)$$

$$D = a_{r3} \sin \phi_{r3} - a_{r4} \sin \phi_{r4} \quad (2.10)$$

と定義する。これらを用いて  $a_0$  と  $\phi_0$  は

$$a_0 = \frac{\sqrt{(I_u D - I_l B)^2 + (I_l A - I_u C)^2}}{2(AD - BC)}, \quad (2.11)$$

$$\phi_0 = \tan^{-1} \frac{I_l A - I_u C}{I_u D - I_l B}. \quad (2.12)$$

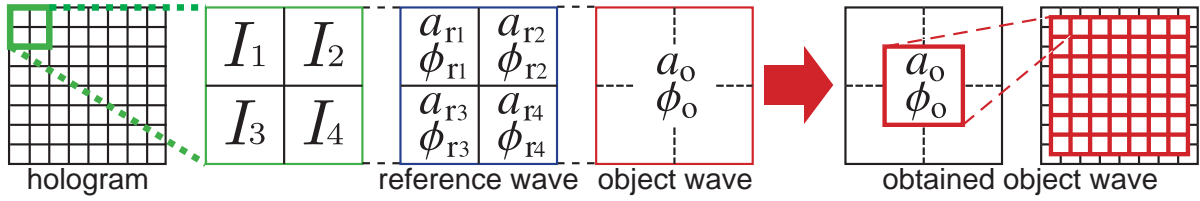


図 2.1 単一露光一般化位相シフト法による物体光の複素振幅分布の算出原理.

と求めることができる. 式 (2.5) ~ 式 (2.10) から, 各パラメータは各画素におけるホログラムの強度と参照光の振幅および位相で決まる. したがって, 記録したホログラムと参照光の振幅および位相を用いて求めた各パラメータを式 (2.11) と式 (2.12) に代入することにより物体光の振幅および位相を求めることができる. 算出した物体光の振幅と位相を図 2.1 のように 4 画素の中央の値とする. 以上をホログラムの全面に適用することにより, 撮像素子面における物体光の振幅分布  $a_o(x, y)$  と位相分布  $\phi_o(x, y)$  を求めることができる. これらを用いて撮像素子面における物体光の複素振幅分布は

$$A_o(x, y) = a_o(x, y) \exp\{i\phi_o(x, y)\} \quad (2.13)$$

である.  $A_o(x, y)$  に光波伝搬計算を適用することにより, 再生像を取得できる.

上述のように, この手法では複素振幅分布が既知の光波を参照光に用いる. そこで, 時分割位相シフト法などの既存の手法を用いて参照光の複素振幅分布を取得しておく. 時分割位相シフト法を用いる場合, 参照光は時不変でなければならない. しかし, この手法では, 物体光の複素振幅分布を算出するために必要なホログラムは 1 枚のみである. したがって, 時間変化する物体, すなわち, 運動物体への適用が可能である.

### § 2-3 位相限定一般化法との違い

§ 2-2 では, 参照光の複素振幅, すなわち, 振幅と位相の両方を一般化している. これに対して, 参照光の振幅分布がほぼ一様であることを利用した, 位相のみを一般化した簡便な単一露光位相シフト法が提案されている<sup>9)</sup>. 以後, 区別を容易にするために, この手法を位相限定一般化法とよぶ.

位相限定一般化法では, 参照光の位相は 4 画素で独立の値としているが, 振幅は 4 画素で一様としている. すなわち, 参照光の振幅は特定の条件を満たす必要がある.  $a_o$  と  $\phi_o$  を算出するためのパラメータ  $I_u, I_l, A, B, C, D$  は, それぞれ  $I'_u, I'_l, A', B', C', D'$  に置き換えられ,

$$I'_u = I_1 - I_2, \quad (2.14)$$

$$I'_l = I_3 - I_4, \quad (2.15)$$

$$A' = \cos \phi_{r1} - \cos \phi_{r2}, \quad (2.16)$$

$$B' = \sin \phi_{r1} - \sin \phi_{r2}, \quad (2.17)$$

$$C' = \cos \phi_{r3} - \cos \phi_{r4}, \quad (2.18)$$

$$D' = \sin \phi_{r3} - \sin \phi_{r4} \quad (2.19)$$

である。式 (2.14) ~ 式 (2.19) を式 (2.5) ~ 式 (2.10) と比較すると参照光の振幅の情報が含まれていない。これは、参照光の振幅分布をほぼ一様とみなすからである。しかし、実際には一様ではないため、これが、再生像の画質悪化の一因となる。

単一露光一般化位相シフト法は位相限定一般化法に比べ、高画質の再生像を取得可能と考えられる。その理由は 2 つある。

1 つめは使用する参照光がランダム複素振幅光であり、通常、隣接画素間において位相だけでなく振幅も変化するからである。参照光は拡散板により作製する。そのため、検光子アレイや位相子アレイなどの撮像素子面において位相のみを変調する光学素子を用いた場合とは異なり、撮像素子の隣接画素間において位相だけでなく振幅も変化する。上述のように位相限定一般化法では、この変化を想定していないため、再生像の画質は悪化する。一方、単一露光一般化位相シフト法では、隣接画素間の振幅の変化を想定している。そのため、位相限定一般化法に比べ、画質の高い再生像を取得可能である。

2 つめは算出した物体光の振幅の突出を防ぐからである。式 (2.11) の右辺の分母は参照光の値のみで決まるため、参照光の値によっては、この分母が 0 および 0 に近い値になる恐れがある。参照光にはランダム複素振幅光を用いるので、各画素においてその複素振幅は異なる。したがって、算出した物体光の振幅分布において一部の画素における値は無限大および突出した値になる恐れがある。本論文では、これらの値をまとめて突出値とよぶ。

突出値を含んだ物体光の複素振幅分布に光波伝搬計算を施しても再生像を認識できない。なぜなら、突出値が点光源のように作用し、その光波伝搬計算の結果得られる像が再生像に重なるからである。さらに、無限大を含む場合では計算自体も不可能である。位相限定一般化法では、式 (2.16) ~ 式 (2.19) より参照光の位相のみで突出値の発生が決まる。これに対して、単一露光一般化位相シフト法では、式 (2.7) ~ 式 (2.10) より参照光の振幅と位相の両方で突出値の発生が決まる。前者では 4 つの変数で決まるのに対し、後者では 8 つの変数で決まる。したがって、後者を用いることにより、突出値の発生を減らすことができる。その発生の条件が前者よりも後者の方が限定されるからである。ただし、後者の場合でも算出した物体光は未だ突出値をもつ恐れがある。そこで、光波伝搬計算を施す前にメディアンフィルタ<sup>92)</sup>などの信号処理を適用し、これを除去する。信号処理の適用後の複素振幅分布に光波伝搬計算を施すことにより、再生像を取得可能と考えられる。

なお、本論文では突出値の値の大きさの定義や、値の大きさによる再生像への影響の違いは議論しない。その大きさは使用する物体光と参照光の関係や計算機の計算精度などに依存し、一意に定まらなると考えられるからである。突出値が発生する参照光の条件は § 3-2 で述べる。

## § 2-4 計算機シミュレーション

単一露光一般化位相シフト法と位相限定一般化法の比較のための計算機シミュレーションについて述べる。計算機シミュレーションの方法を示した後、これら 2 つの手法により取得

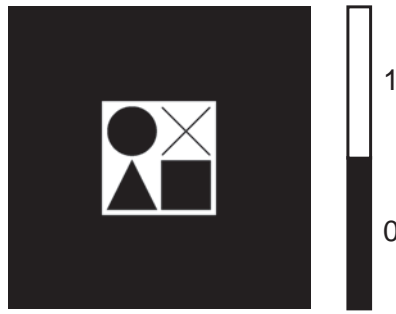


図 2.2 計算機シミュレーションで使した物体面における物体光の振幅分布.

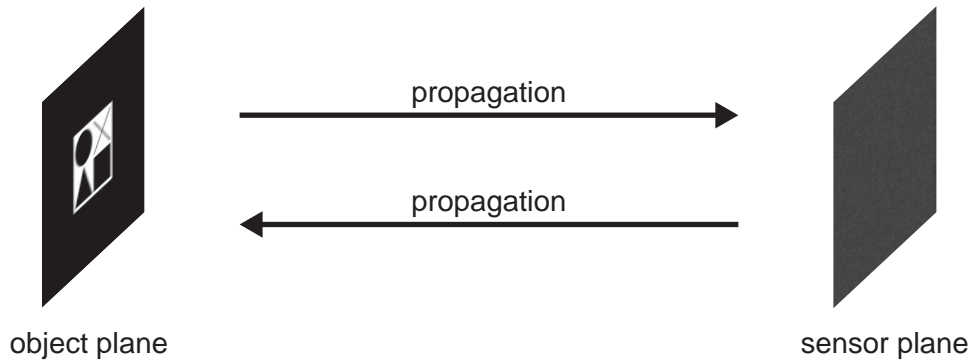


図 2.3 物体面と撮像素子面間の光波の伝搬.

した再生像を定性的な評価および定量的な評価により比較する．これらの評価により位相限定一般化法に対する単一露光一般化位相シフト法の優位性を示す．

はじめに，物体光，参照光，それらの干渉によるホログラムを作製した．物体面における物体光の振幅分布は図 2.2 に示すような 2 値の画像を用いた．これが計算機シミュレーションにおいて再生像として取得する対象である．位相分布は  $[-\pi, \pi)$  の一様なランダム分布とした．これらによる複素振幅分布に光波伝搬計算を施し，図 2.3 のように物体面から撮像素子面まで伝搬させ，撮像素子面における物体光の複素振幅分布を作製した．参照光は物体光と異なり光波伝搬計算を用いずに直接作製した．振幅分布は，最小値と最大値が撮像素子面における物体光の振幅分布の最小値と最大値に一致する一様なランダム分布とした．位相分布は  $[-\pi, \pi)$  の一様なランダム分布とした．これらを干渉させホログラムを作製した．撮像素子による記録を考慮し，その強度分布を 8bit で量子化した．次に，単一露光一般化位相シフト法と位相限定一般化法により，このホログラムから物体光の複素振幅分布をそれぞれ算出した．その後，これら複素振幅分布に光波伝搬計算を施し，図 2.3 のように撮像素子面から物体面まで伝搬させ物体面における複素振幅分布をそれぞれ算出した．最後に，これらの振幅分布を求め，各手法による再生像をそれぞれ取得した．この計算機シミュレーションでは光源の波長は 632.8 nm とし，撮像素子の画素数および画素サイズはそれぞれ  $1024 \times 1024$  画素， $4.65 \mu\text{m} \times 4.65 \mu\text{m}$  とした．物体面と撮像素子面の距離は 300 mm とし，光波伝搬計算にはフレネル回折積分<sup>6,7)</sup>を用いた．



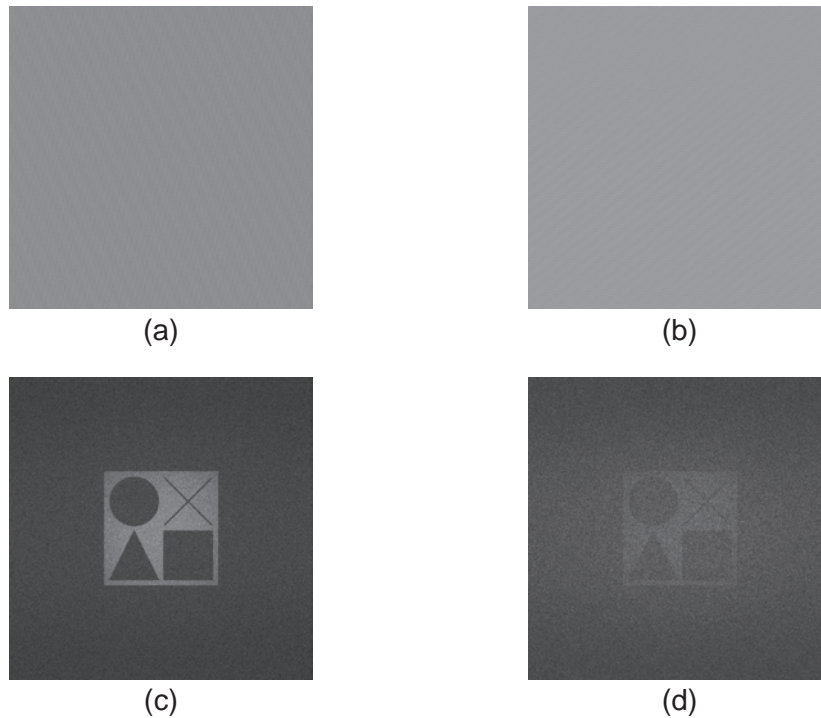


図 2.4 計算機シミュレーションにより取得した再生像: (a) 単一露光一般化位相シフト法を用い, メディアンフィルタは適用せずに取得, (b) 位相限定一般化法を用い, メディアンフィルタを適用せずに取得, (c) 単一露光一般化位相シフト法を用い, メディアンフィルタを適用し取得, (d) 位相限定一般化法を用い, メディアンフィルタを適用し取得.

図 2.4 (a) および (b) に単一露光一般化位相シフト法および位相限定一般化法により取得した再生像をそれぞれ示す. どちらも再生像を認識できないことがわかる. これは, 算出した物体光の複素振幅分布に突出値が含まれているからである. そこで, 突出値を削除するためにメディアンフィルタを用いた. 上述の計算機シミュレーションの過程において, 光波伝搬計算を施す前に, 算出した複素振幅分布にメディアンフィルタをそれぞれ適用した. 図 2.5 のように位相分布には適用せずに振幅分布にのみ適用し, ウィンドウサイズは  $5 \times 5$  画素とした. ウィンドウサイズの大きさは, 付録 A で述べる計算機シミュレーションの結果から決定した. 図 2.4 (c) および (d) に, メディアンフィルタを適用し, 単一露光一般化位相シフト法および位相限定一般化法により取得した再生像をそれぞれ示す. これらの結果から, 突出値を削除することにより, 再生像を認識できたといえる. さらに, 位相限定一般化法を用いた場合よりも単一露光一般化位相シフト法を用いた場合の再生像の方が高画質であることがわかる. したがって, 図 2.4 は単一露光一般化位相シフト法の優位性を定性的に示している.

定量的な評価には突出値を利用した. すなわち, 全面素数に対する算出した物体光の複素振幅分布に含まれている突出値の数の割合を比較した. 上述の定性的な評価は物体面における評価であるのに対し, この定量的な評価は撮像素子面においておこなった. 突出値は作製した撮像素子面における物体光の振幅分布の最大値よりも高い値とした. 計算機シミュレー

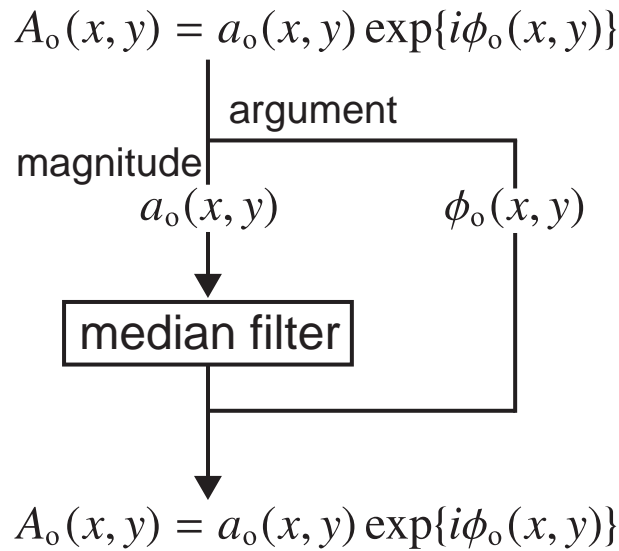


図 2.5 算出した物体光の複素振幅分布に対するメディアンフィルタの適用.

表 2.1 全画素数に対する突出値の数の割合.

	メディアンフィルタを非適用	メディアンフィルタを適用
単一露光一般化位相シフト法	14 %	0.011 %
位相限定一般化法	88 %	100 %

ションでは光学実験とは異なり，物体光の情報は既知であるので，この最大値を閾値として用いることができる．なお，突出値の定義のための閾値については調査の対象としていない．この評価の目的は2つの手法の結果の比較である．閾値が異なると突出値の数そのものは変わるが，2つの結果の大小関係は変わらない．そのため，閾値を変えても2つの手法の結果の比較は可能である．

表 2.1 に全画素数に対する突出値の数の割合を示す．メディアンフィルタを適用した場合および適用していない場合の両方において，単一露光一般化位相シフト法を用いた場合の方が位相限定一般化法を用いた場合よりも突出値の数の割合が低いことがわかる．したがって，表 2.1 は単一露光一般化位相シフト法の優位性を定量的に示している．

表 2.1 からさらにメディアンフィルタの適用の有無に関して2つのことがわかる．1つめは，単一露光一般化位相シフト法ではメディアンフィルタを適用しても突出値の数の割合は0%にならないことである．これは突出値の定義のための閾値の真の値は使用した値よりも高いからと考えられる．2つめは，位相限定一般化法ではメディアンフィルタを適用することにより突出値の数の割合は増加し，100%になることである．これは位相限定一般化法により算出した物体光の振幅はメディアンフィルタのウィンドウ内において，その半数以上が突出値であったためと考えられる．メディアンフィルタ適用後は全画素において突出値となり，その結果，突出値の数の割合は100%になったと考えられる．以上のように突出値の数の割合は，その定義のための閾値により変化する．しかし，単一露光一般化位相シフト法の優位性を示していることに変わりはない．閾値を変更しても表 2.1 における突出値の数の

割合の大小関係は変化しないからである。さらに、図 2.4 から突出値は除去できており、メディアフィルタの有効性も示している。

## § 2-5 光学実験

位相限定一般化法に対する単一露光一般化位相シフト法の優位性を示すために実施した光学実験について述べる。実験光学系を説明した後、実験方法を述べる。その後、取得した再生像を定性的な評価により比較し、単一露光一般化位相シフト法の有用性を示す。

実験光学系を図 2.6 に示す。光源には波長が 632.8 nm の He-Ne レーザーを用いた。撮像素子には画素数が  $1024 \times 768$  画素、画素サイズが  $4.65 \mu\text{m} \times 4.65 \mu\text{m}$  の CCD イメージセンサーを用いた。光源からの光波は対物レンズ (OL) とレンズ (L1) により平行光とし、ビームスプリッター (BS1) により 2 つの光路に振幅分割した。下側の光路では参照光を作製した。BS1 で反射した光波はミラー (M2) で反射した後、拡散板、レンズ (L2)、ビームスプリッター (BS2) を透過し、撮像素子に入射する。拡散板を L2 により撮像素子面に結像させ、ランダム複素振幅光を作製した。L2 には焦点距離と直径がそれぞれ 150 mm と 50 mm のレンズを用い、拡散板が撮像素子に倍率 1 倍で結像するように配置した。一方、上側の光路では 2 つの役割がある。1 つは時分割位相シフト法のための平行光の作製である。この光波は参照光の複素振幅分布を算出するために用いた。BS1 を透過した光波は直線偏光子 (P) と 1/4 波長板 (QWP) を透過し、ミラー (M1) で反射する。その後、BS2 で透過、ミラー (M3) で反射、BS2 で反射することにより、撮像素子に入射する。P と QWP により位相シフトを実現した<sup>65)</sup>。もう 1 つの役割は物体光の作製である。P と QWP を取り除き、M3 を撮影物体と置き換え、これからの反射光を物体光とした。撮影物体には一辺の長さが 8 mm のサイコロを用い、撮像素子から 200 mm の位置に配置した。

実験の方法を以下に示す。はじめに、参照光の複素振幅分布の取得のためのホログラムを記録した。参照光と平行光の干渉によるホログラム、参照光と位相をシフトさせた平行光の

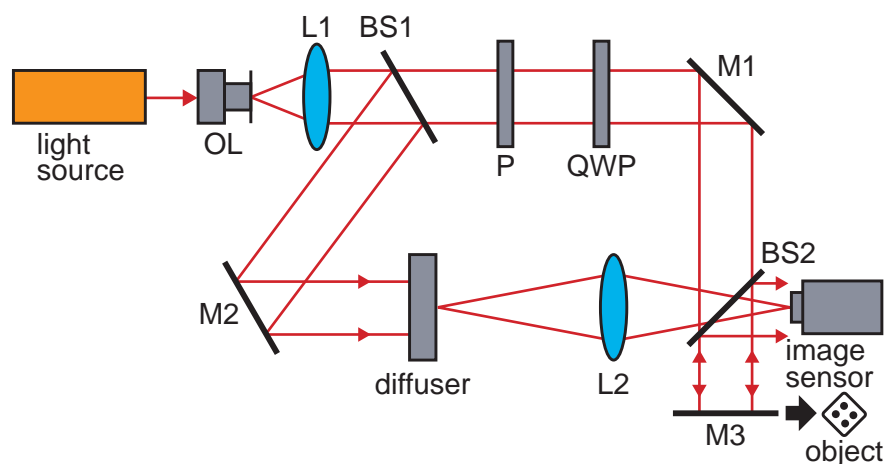


図 2.6 実験光学系: OL, 対物レンズ; L1, L2, レンズ; M1, M2, M3: ミラー; BS1, BS2, ビームスプリッター; P, 直線偏光子; QWP, 1/4 波長板。

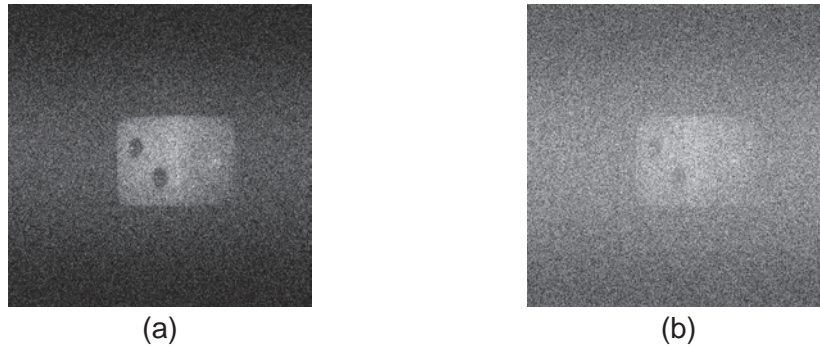


図 2.7 光学実験により取得した再生像: (a) 単一露光一般化位相シフト法により取得, (b) 位相限定一般化法により取得.

干渉によるホログラム, 参照光のみの強度分布, 平行光のみの強度分布をそれぞれ記録した. これらに二段階時分割位相シフト法を適用し, 参照光の複素振幅分布を算出した. なお, 二段階時分割位相シフト法については付録 B で述べる. 次に, 物体光と参照光の干渉によるホログラムを記録した. P と QWP を取り除き, M3 を撮影物体と置き換え, 物体光を作製した. これを参照光と干渉させたホログラムを記録した. 単一露光一般化位相シフト法と位相限定一般化法を用い, このホログラムから物体光の複素振幅分布をそれぞれ算出した. 算出した複素振幅分布に § 2-4 と同様にウィンドウサイズが  $5 \times 5$  画素のメディアンフィルタを適用し, 突出値を除去した複素振幅分布をそれぞれ取得した. これら複素振幅分布にフレネル回折積分を適用し, 再生像をそれぞれ取得した.

取得した再生像を図 2.7 に示す. (a) および (b) はそれぞれ単一露光一般化位相シフト法および位相限定一般化法により取得した再生像である. (a) のほうが (b) よりも高画質な再生像であることがわかる. したがって, この実験結果は単一露光一般化位相シフト法の優位性を定性的に示している.

## § 2-6 結言

本章では, 単一露光一般化位相シフト法の物体光の複素振幅分布の算出原理について述べた.

§ 2-2 では, その算出原理を述べた. 各画素において参照光の複素振幅を一般化することにより, 特殊な光学素子を用いずに単一のホログラムからの物体光の複素振幅分布の算出を可能にした.

§ 2-3 では, 位相限定一般化法との違いを述べた. 位相限定一般化法では参照光の位相のみを一般化しているのに対して, 単一露光一般化位相シフト法では振幅と位相の両方, すなわち, 複素振幅を一般化している. 「隣接画素間における参照光の振幅の変化の想定」と「突出値の発生条件の差」の点から, 単一露光一般化位相シフト法の方が位相限定一般化法よりも画質の高い再生像を取得可能であると考察した.

§ 2-4 では, 単一露光一般化位相シフト法の有用性を示すための計算機シミュレーション

について述べた。単一露光一般化位相シフト法と位相限定一般化法により取得した再生像を定性的な評価により比較し、単一露光一般化位相シフト法の優位性を示した。また、メディアンフィルタにより突出値の除去の効果も同時に示した。その後、突出値を利用した定量的な評価をおこない、この結果も単一露光一般化位相シフト法の優位性を示した。

§ 2-5 では、単一露光一般化位相シフト法の有用性を示すための光学実験について述べた。2つの手法より取得した再生像を定性的な評価により比較し、単一露光一般化位相シフト法の優位性を示した。

# 第3章 スペックルの性質に注目した適切な参照光の検討

## §3-1 緒言

本章では単一露光一般化位相シフト法に適した参照光について述べる。はじめに、物体光の複素振幅分布の算出原理上、参照光として使用できない光波の条件を述べる。その条件から逆説的に使用可能な参照光の条件を述べる。次に、スペックルの性質を利用し、適切な参照光を考察する。その後、この考察を光学実験により検証する。再生像の画質の定量的な評価方法を述べた後、光学実験の方法と結果を述べる。

## §3-2 使用不可能な参照光の条件

発生した突出値を信号処理により除去することにより、再生像を認識可能である。しかし、全画素において突出値が発生する場合は、信号処理を施しても再生像の認識は不可能である。したがって、使用不可能な参照光は、突出値の発生条件を全画素において満たす光波である。このことから、除去可能な数にも限界はあり、発生自体を抑制すべきといえる。現に、§2-4では単一露光一般化位相シフト法を用いることにより、位相限定一般化法に比べ突出値の発生を抑え、再生像の画質向上を達成した。さらなる画質向上のために、突出値が発生する参照光の条件の導出と、これを満たさないようなランダム複素振幅光の作製が必要である。

突出値が発生する参照光の複素振幅分布の条件を導出するために、式(2.11)と式(2.12)を変形する。§2-2では位相限定一般化法との違いを示すために式(2.11)と式(2.12)から  $a_0$  と  $\phi_0$  を個別に求め、

$$A_0 = a_0 \exp(i\phi_0) \tag{3.1}$$

としていた。式(3.1)を参照光として使用できない光波の条件を導出するために変形する。

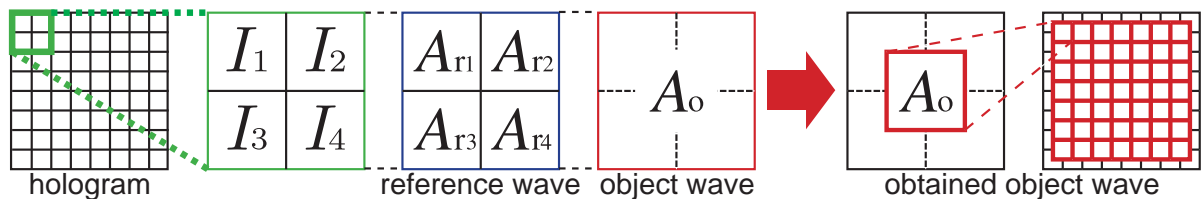


図 3.1 数式の表現を変更した単一露光一般化位相シフト法による物体光の複素振幅分布の算出原理。

図 3.1 のように各画素における参照光の複素振幅を  $A_{r1}, A_{r2}, A_{r3}, A_{r4}$  とすると,

$$A_{r1} = a_{r1} \exp(i\phi_{r1}), \quad (3.2)$$

$$A_{r2} = a_{r2} \exp(i\phi_{r2}), \quad (3.3)$$

$$A_{r3} = a_{r3} \exp(i\phi_{r3}), \quad (3.4)$$

$$A_{r4} = a_{r4} \exp(i\phi_{r4}) \quad (3.5)$$

である. 式 (2.1) ~ 式 (2.4) で示した隣接 4 画素におけるホログラムの強度  $I_1, I_2, I_3, I_4$  を

$$I_1 = |A_0|^2 + |A_{r1}|^2 + A_0 A_{r1}^* + A_0^* A_{r1}, \quad (3.6)$$

$$I_2 = |A_0|^2 + |A_{r2}|^2 + A_0 A_{r2}^* + A_0^* A_{r2}, \quad (3.7)$$

$$I_3 = |A_0|^2 + |A_{r3}|^2 + A_0 A_{r3}^* + A_0^* A_{r3}, \quad (3.8)$$

$$I_4 = |A_0|^2 + |A_{r4}|^2 + A_0 A_{r4}^* + A_0^* A_{r4}, \quad (3.9)$$

$$(3.10)$$

と書き改めると, 式 (3.1) は

$$A_0 = \frac{H_u R_1 - H_1 R_u}{R_u^* R_1 - R_u R_1^*} \quad (3.11)$$

であり,

$$H_u = I_1 - I_2 - (|A_{r1}|^2 - |A_{r2}|^2), \quad (3.12)$$

$$H_1 = I_3 - I_4 - (|A_{r3}|^2 - |A_{r4}|^2), \quad (3.13)$$

$$R_u = A_{r1} - A_{r2}, \quad (3.14)$$

$$R_1 = A_{r3} - A_{r4} \quad (3.15)$$

である. \* は複素共役をあらわす演算子である. ここで,

$$|A_{r1}|^2 = a_{r1}^2, \quad (3.16)$$

$$|A_{r2}|^2 = a_{r2}^2, \quad (3.17)$$

$$|A_{r3}|^2 = a_{r3}^2, \quad (3.18)$$

$$|A_{r4}|^2 = a_{r4}^2 \quad (3.19)$$

であるので, 式 (2.5) と式 (2.6) から

$$H_u = I_u, \quad (3.20)$$

$$H_1 = I_1 \quad (3.21)$$

の関係がある. 加えて, 式 (2.7) ~ 式 (2.10) から

$$R_u = A + iB, \quad (3.22)$$

$$R_1 = C + iD \quad (3.23)$$

の関係がある. 式 (3.11) は表現が異なるだけであり, 式 (2.11) および式 (2.12) から求めた式 (3.1) と本質的な違いはない. 算出した  $A_0$  を図 3.1 のように 4 画素における中央の値と

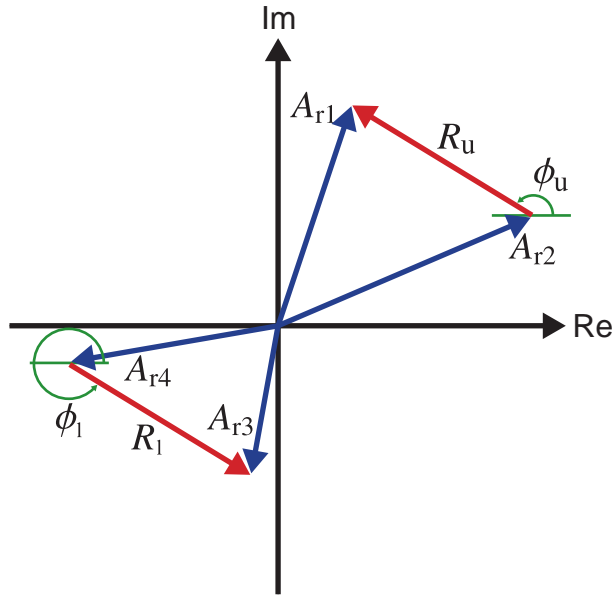


図 3.2  $S = 0$  になる参照光の複素振幅の例.

し、ホログラムの全面に適用することにより物体光の複素振幅分布を算出する点も同じである。

§ 2-3 で述べたように突出値の具体的な大きさの定義は困難である。そのため、導出の対象を無限大になる条件に限定する。すなわち、式 (3.11) の右辺の分母の絶対値  $S$

$$S = |R_u^* R_l - R_u R_l^*| \quad (3.24)$$

が 0 になる参照光の複素振幅  $A_{r1}, A_{r2}, A_{r3}, A_{r4}$  の条件を導出する。  $S = 0$  となる参照光の複素振幅の条件を求めるために、式 (3.24) を

$$S = |-2i|R_u||R_l| \sin(\phi_u - \phi_l)| \quad (3.25)$$

と変形する。ただし、

$$\phi_u = \tan^{-1} \frac{\text{Im}[R_u]}{\text{Re}[R_u]}, \quad (3.26)$$

$$\phi_l = \tan^{-1} \frac{\text{Im}[R_l]}{\text{Re}[R_l]} \quad (3.27)$$

であり、 $\text{Re}[\ ]$  と  $\text{Im}[\ ]$  はそれぞれ実部と虚部をあらわす演算子である。式 (3.25) から  $S = 0$  を満たす条件は

$$|R_u| = 0, \quad (3.28)$$

$$|R_l| = 0, \quad (3.29)$$

$$\phi_u - \phi_l = m\pi \quad (3.30)$$

である。ここで、 $m$  は整数をあらわす。式 (3.28) ~ 式 (3.30) の 3 式のうち、1 つでも満たすと  $S = 0$  になる。式 (3.28) は式 (3.14) から  $A_{r1} = A_{r2}$  のとき成立する。同様に、式 (3.29) は



式 (3.15) から  $A_{r3} = A_{r4}$  のとき成立する．式 (3.30) を満たす条件は， $R_u$  と  $R_l$  を複素平面における 2 つのベクトルとして表現した 図 3.2 を用いて説明する． $\phi_u$  と  $\phi_l$  はそれぞれの偏角である．したがって，図 3.2 のように，これら 2 つのベクトルが平行のとき  $S = 0$  になる．

以上から， $S = 0$  になる条件の 1 つは隣接画素間で複素振幅が等しい場合である．したがって，この条件を撮像素子の全画素において満たすような光波は参照光として使用不可能である．例えば，撮像素子に垂直入射する平行光は参照光として使用不可能である．等位相面が撮像素子面と平行なため，全面において複素振幅が等しいからである．これに加えて，位相の変化が  $x$  方向のみ，または  $y$  方向のみの場合も  $S = 0$  となるため，使用不可能である．一方，両方の方向に変化する場合は  $S = 0$  とならない．しかし，その位相の変化は連続的であり，隣接画素間における位相差は小さいと考えられる．そのため，全画素において  $S$  が 0 に近い値となり，突出値が発生する可能性は残る．したがって，撮像素子面に対して斜入射する平行光も参照光には適さない．同様の理由で球面波も参照光には適さない．一方，ランダム複素振幅光は隣接画素間において値の変化は不連続と考えられるので，平面波や球面波よりも参照光として適していると考えられる．

### § 3-3 適切な参照光の考察

上述の議論から，適切な参照光とは各画素において  $S = 0$  を満たさない光波といえる．すなわち，突出値が発生しない光波である．専用の素子を用いれば，そのような光波は作製できる．しかし，単一露光一般化位相シフト法では，拡散板により容易に作製可能なランダム複素振幅光を参照光に用いる．複素振幅分布の一部が突出したとしても，これを除去することにより再生像の認識は可能だからである．しかし，§ 3-2 で述べたように，除去可能な数にも限度があり，その発生自体を抑制すべきである．そこで，ランダム複素振幅光を簡易な方法により変調し，突出値の数が少ない光波として参照光に用いる．なお発生した突出値はメディアンフィルタなどの信号処理により取り除く．

ランダム複素振幅光の特性から適切な参照光を考察する．そのために，スペックルの性質を利用する．ランダム複素振幅光はレーザー光を拡散板に透過させることにより作製するため，その撮像素子面における強度分布はスペックルパターンといえる．スペックルパターンは個々のスペックルは等位相<sup>93-95)</sup> という性質をもつ．この性質と上述の  $S = 0$  になる条件から，適切な参照光は個々のスペックルの大きさが撮像素子の画素サイズに一致した光波と考えられる．個々のスペックルが 1 画素よりも大きい場合，隣接画素間で複素振幅が等しくなる恐れがあるからである．一方，個々のスペックルが 1 画素よりも小さい場合でも，画素内で光波は積分される<sup>94,95)</sup> ため，隣接画素間で複素振幅が等しくなる恐れがある．したがって，突出値の発生を抑え，高画質な再生像を取得するためには，スペックルの大きさを調節する必要がある．

個々のスペックルの全てを制御することは不可能である．そこで，その平均直径を調節する．図 3.3 のようにレンズを用いて拡散板を撮像素子面に結像させた場合，スペックルの平

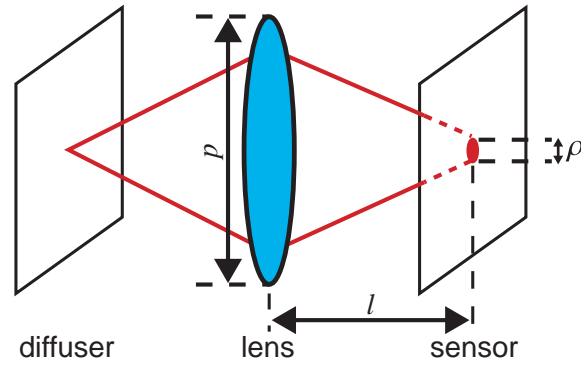


図 3.3 スペックルの平均直径の調節方法.

均直径  $\rho$  は

$$\rho = \frac{2.44\lambda l}{p} \quad (3.31)$$

である<sup>93)</sup>.  $\lambda, l, p$  はそれぞれ波長, レンズと撮像素子間の距離, レンズの直径である. レンズの直前に開口を配置し, その大きさを変えることによりスペックルの平均直径を調節できる. 一方, 使用した参照光のスペックルの平均直径は複素振幅分布の自己相関関数から算出する. 自己相関関数の絶対値を求め, その半値全幅をスペックルの平均直径とする. この方法ではサブピクセルまでその大きさを算出する. その詳細な算出方法は付録 C で述べる.

上述の調節方法および算出方法は § 3-5 で述べる光学実験に用いる. ここで, スペックル干渉計測などの分野における調節方法および算出方法との違いを以下に説明する. 本来, この分野ではスペックルパターンは強度分布を指す<sup>33,34)</sup>. そのため, 式 (3.31) による調節は強度分布に対するものである. これに対応して, 算出も強度分布の自己相関関数を用いる. しかし, 本論文の算出では複素振幅分布の自己相関関数を用いる. これは, 隣接画素間における強度のみ, すなわち, 振幅のみではなく位相の変化も知るためである. 参照光は隣接画素間において複素振幅が異なる必要があると考えられる. この変化を算出するために, 強度分布の自己相関関数ではなく複素振幅分布の自己相関関数を使用する.

### § 3-4 再生像の画質の定量的な評価方法

§ 3-3 の考察を検証するためにおこなった光学実験について述べる. スペックルの大きさの異なる参照光を作製し, それぞれの場合でホログラムを記録した. 各ホログラムから再生像を取得し, 使用した参照光のスペックルの大きさとの関係を調査した. 実験方法と結果を述べる前に, この関係の調査に必要な再生像の画質の定量的な評価方法を述べる.

この実験では § 2-4 で述べた突出値の数の割合による評価はおこなわない. 突出値の値の定義が困難だからである. 光学実験では計算機シミュレーションとは異なり, 物体光の情報は未知である. そのため, 物体光の情報を突出値の値の定義のための閾値として用いることはできない. 加えて, この実験では異なる参照光を用いて記録したホログラムから再生像をそれぞれ取得する. 突出値の値は物体光と参照光の相対的な関係に依存すると考えら

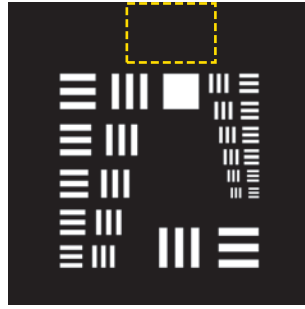


図 3.4 再生像の画質の定量的な評価のために使用した撮影物体の簡略図: 上側の破線部で囲まれた領域を  $N$  の計算のために使用.

れる。そのため、参照光の条件が異なるこの実験では閾値を一意に決めることは不可能である。

そこで、新たに別の定量的な評価方法を提案する。突出値の数の割合による評価とは異なり、撮像素子面ではなく物体面において評価する。すなわち、再生像の画質を評価する。突出値を多く含む場合、図 2.4 および 図 2.7 に示した再生像のように、たとえ認識できてもその画質は劣化する。したがって、適切なスペックルの平均直径の参照光を用いた場合の再生像が最も高画質であり、それ以外の場合は劣化すると考えられる。この評価のために撮影物体には図 3.4 のような解像度チャートを用いた。なお、図 3.4 は撮影物体の簡略図である。実際の撮影物体には、図 3.4 の解像度パターンの中央部と周辺部に、別の小型の解像度パターンと解像度パターンの種類を示す数字がそれぞれ描かれている。この物体はガラス上に不透明膜を蒸着したものである。すなわち、この物体の振幅透過率は 2 値である。図 3.4 において白と黒の部分における振幅透過率はそれぞれ 1 と 0 である。取得した再生像において黒の部分における画素値が 0 の場合、その再生像は撮影物体を完全に再現し、最高画質といえる。したがって、取得した再生像の黒の部分における値が 0 以上の場合は画質が悪化していることを示す。これらの性質から再生像の画質のための評価値  $E$  を定義する。取得した再生像における図 3.4 の破線部分で囲んだ領域の画素値の平均を  $N$  とし、再生像全体の画素値の平均を  $M$  とする。これらを用いて  $E$  を

$$E = \left(1 - \frac{N}{M}\right) \times 100 [\%] \quad (3.32)$$

と定義する。 $E$  が高いほど、その再生像は高画質であることを示す。「 $N$  を求めるために図 3.4 の破線で囲まれた部分を用いた理由」と「 $N$  のみではなく  $M$  も  $E$  の定義に用いた理由」は § 3-5 で述べる。

### § 3-5 光学実験

実験光学系を図 3.5 に示す。この光学系はマッハ・ツェンダー干渉計に基づく。下側の光路では拡散板をレンズ (L2) を用いて撮像素子面に結像させ、ランダム複素振幅参照光を作製した。L2 の直前に配置した開口の直径を変えることにより、参照光のスペックルの平

均直径を調節した。一方，上側の光路では 図 3.5 と同様に平行光の作製と物体光の作製の 2 種類の役割がある。平行光は時分割位相シフト法による参照光の情報の取得のために用いた。直線偏光子 (P) と 1/4 波長板 (QWP) により位相シフトを実現した。上側の光路から P と QWP を取り除き，代わりに § 3-4 で述べた撮影物体を配置し，物体光を作製した。

実験方法を以下に示す。はじめに，参照光の情報取得のためのホログラムを記録した。参照光と平行光の干渉によるホログラム，参照光と位相をシフトさせた平行光の干渉によるホログラム，参照光のみの強度分布，平行光のみの強度分布をそれぞれ記録した。これらに § 2-5 と同じ二段階時分割位相シフト法を適用し，参照光の複素振幅分布を算出した。次に，物体光と参照光の干渉によるホログラムを記録した。単一露光一般化位相シフト法により，このホログラムから物体光の複素振幅分布を算出した。算出した複素振幅分布に § 2-5 と同様にウインドウサイズが  $5 \times 5$  画素のメディアンフィルタを適用し，突出値を除去した複素振幅分布をそれぞれ取得した。これら複素振幅分布に光波伝搬計算を施し，再生像をそれぞれ取得した。以上を開口の直径を  $0 \sim 90$  mm まで 10 mm の間隔で変え，9 通りのスペックルの平均直径の場合でおこなった。光源には波長が 632.8 nm の He-Ne レーザーを用いた。撮像素子には画素数と画素サイズがそれぞれ  $1024 \times 768$  画素と  $4.65 \mu\text{m} \times 4.65 \mu\text{m}$  の CCD イメージセンサーを用いた。拡散板にはスリガラスを用い，L2 より倍率 1 倍で結像させた。L2 には直径と焦点距離がそれぞれ 100 mm と 150 mm のレンズを用いた。撮影物体は撮像素子面から 205 mm 離れた上側の光路中に配置した。光波伝搬計算には角スペクトル法<sup>6,7)</sup>を用いた。

なお，各ホログラム記録の際に上側の光路に ND フィルターを配置した。これは物体光と参照光の強度を等しくするためである。開口は参照光のスペックルの平均直径だけでなく光量も変化させる。この場合，物体光と参照光の光量の差が増大するとホログラムのコントラストが低下する。すなわち，スペックルの平均直径以外の要因が再生像の画質に影響してしまう。そこで，適切な振幅透過率の ND フィルターを配置し，物体光と参照光の強度のダイナミックレンジが等しくなるように調節した。これにより，スペックルの平均直径の影響のみの調査を可能にした。

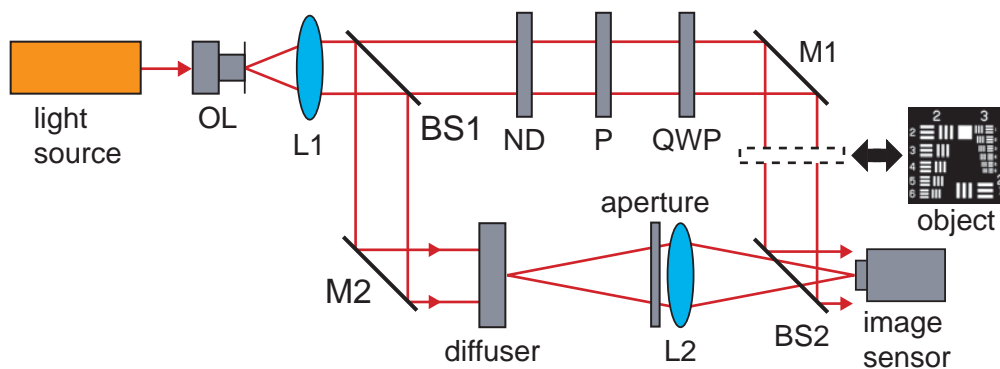


図 3.5 実験光学系: OL, 対物レンズ; L1, L2, レンズ; BS1, BS2, ビームスプリッター; M1, M2, ミラー; P, 直線偏光子; QWP, 1/4 波長板; ND, ND フィルター。

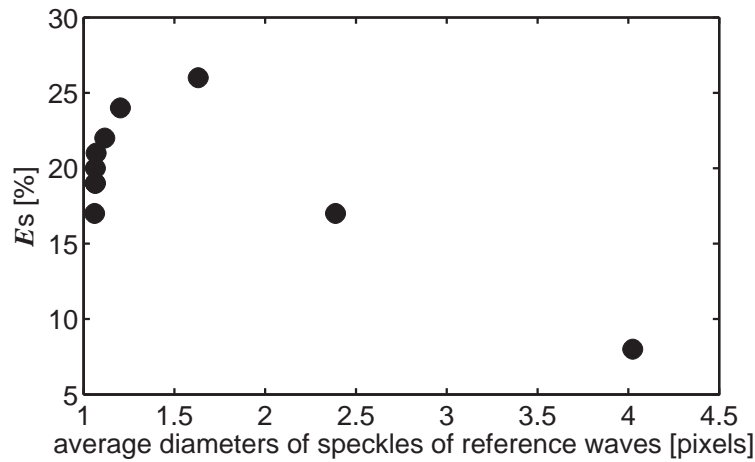


図 3.6 取得した再生像の  $E$  と使用した参照光のスペックルの平均直径の関係。

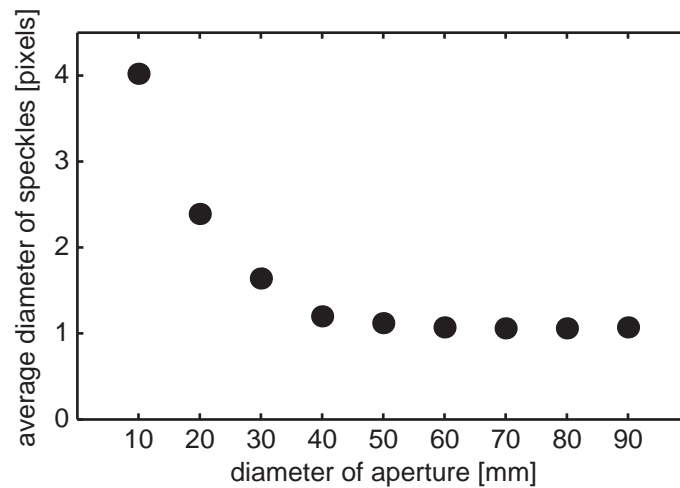


図 3.7 参照光のスペックルの平均直径とレンズ直前に配置した開口の直径の関係。

取得した各再生像から  $E$  を算出し、使用した参照光のスペックルの平均直径との関係を求めた。図 3.6 にその結果を示す。参照光のスペックルの平均直径は § 3-3 で述べたように自己相関関数の半値全幅から算出した。参照光のスペックルの平均直径が 1.63 画素 のとき  $E$  は最大値になることがわかる。この結果は単一露光一般化位相シフト法の参照光には適切なスペックルの平均直径が存在することを示す。図 3.6 から、その大きさは 1.20 画素 ~ 2.39 画素の範囲に存在すると考えられる。

図 3.6 から、さらに 2 つのことがわかる。「§ 3-3 で述べた考察とは異なり、適切な平均直径が 1 画素ではない」と「 $E$  の値が参照光のスペックルの平均直径が 1 画素近傍に局在している」ことである。前者はスペックルの大きさの分布の性質が原因と考えられる。スペックルパターンにおける個々のスペックルは、大きくなるに従い、その数は指数関数的に減少する。つまり、平均直径の大きさのスペックルが最も多く含まれているわけではなく、平均直径よりも小さい直径のスペックルの方が多く含まれている。そのため、上述のような結果が得られたと考えられる。一方、後者は平均直径を半値全幅により求めているからと考えら

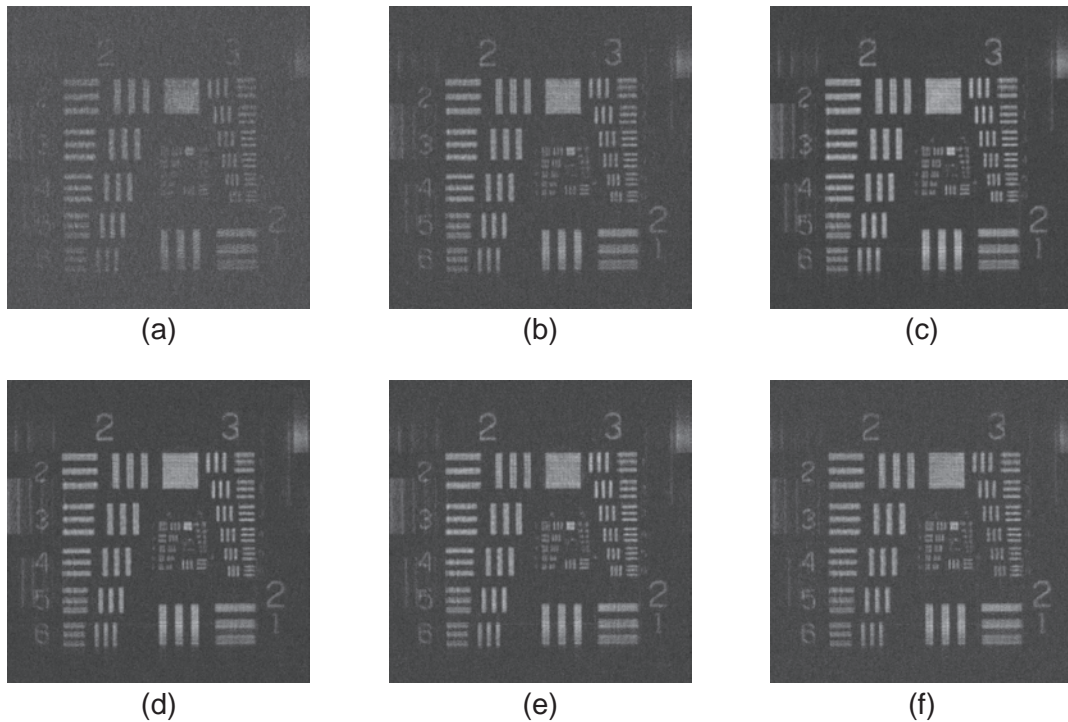


図 3.8 取得した再生像: 使用した参照光のスペックルの平均直径はそれぞれ (a) 4.02 画素, (b) 2.39 画素, (c) 1.63 画素, (d) 1.20 画素, (e) 1.12 画素, (f) 1.06 画素である.

れる. この実験では開口の直径を調節することにより参照光を変調した. 開口の直径と自己相関関数の半値全幅によるスペックルの平均直径の関係を 図 3.7 に示す. 図 3.7 からその大きさの変化が収束していることがわかる. 半値全幅では 1 画素以下の大きさを表現できず, 1 画素近傍に局在したと考えられる. しかしながら, 局在したとしてもスペックルの相対的な大きさの大小関係は表現できていると考えられる. そのため, スペックルの平均直径による適切な参照光の調査は可能と考えられる.

$E$  による定量的な評価に加え, 再生像の画質の定性的な評価もおこなった. 取得した再生像のうち, 参照光のスペックルの平均直径が 4.02 画素, 2.39 画素, 1.63 画素, 1.20 画素, 1.12 画素, 1.06 画素の場合をそれぞれ 図 3.8 (a), (b), (c), (d), (e), (f) に示す. (c) のスペックルの平均直径が 1.63 画素の場合が最も高画質であることがわかる. したがって, 図 3.6 による定量的な評価と 図 3.8 による定性的な評価は一致している.

図 3.8 の各再生像において, 解像度パターンの周辺部分に矩形形状の光波が再生されていることがわかる. これは実験光学系が原因の迷光であり, 単一露光一般化位相シフト法が原因ではない. 他の既存の手法を用いた場合も, この矩形形状の光波が得られるからである. その記録実験について以下に述べる. 図 3.5 の上側の光路から  $P$  と  $QWP$  を取り除き, 代わりに撮影物体を配置した. 一方, 下側の光路からは拡散板と  $L2$  を取り除き, 代わりに  $P$  と  $QWP$  を配置した. この光学系を用いてホログラム, 位相をシフトさせて記録したホログラム, 物体光の強度分布, 平行光の強度分布を記録した. これらに時分割位相シフト法を適用し, 物体光の複素振幅分布を算出した. 角スペクトル法をこの複素振幅分布に適用し, 再生

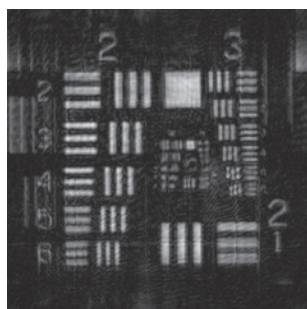


図 3.9 時分割位相シフト法により取得した再生像。

像を取得した。図 3.9 にその再生像を示す。図 3.8 と同じく解像度パターンの周辺部分に矩形状の光波が再生されていることがわかる。以上から、この矩形状の光波の再生の原因は単一露光一般化位相シフト法ではなく実験光学系による迷光である。

最後に § 3-4 で触れた「 $N$  を求めるために図 3.4 の破線で囲まれた部分を用いた理由」と「 $N$  のみではなく  $M$  も  $E$  の定義に用いた理由」を述べる。前者は迷光の影響を避けるためである。図 3.8 のように周辺部には迷光があり、中央部には小型の解像度パターンが再生される。 $N$  は図 3.4 における黒の部分を用いて算出しなければならない。そこで、図 3.4 の破線で囲まれた部分を  $N$  の算出のために用いた。一方、後者は各再生像の光量が異なるからである。実験手順で述べたように、記録時に適切な ND フィルターを用いて物体光側の光量を調節している。すなわち、各ホログラムごとに物体光の光量の絶対的な大きさは異なる。そのため、 $N$  の大小関係による評価では再生像の画質を比較できない。そこで、全体の画素値の平均である  $M$  で除算することにより光量を揃え、比較を可能にした。

### § 3-6 結言

本章では、単一露光一般化位相シフト法に適した参照光の検討について述べた。

§ 3-2 では複素振幅分布の算出原理から、参照光として使用不可能な光波の条件を導出した。平面波や球面波は単一露光一般化位相シフト法には適さないことを示した。

§ 3-3 では、§ 3-2 では適切な参照光を考察した。§ 3-2 で述べた参照光として使用不可能な光波の条件を踏まえ、スペックルの性質に注目した考察をおこなった。後の光学実験に使用するために、スペックルの平均直径の調節方法と算出方法を述べた。

§ 3-4 では、再生像の定量的な評価方法を述べた。振幅透過率が 2 値の撮影物体を用い、その特性を活用した評価方法を述べた。

§ 3-5 では、§ 3-3 で述べた考察を検証するための光学実験について述べた。定量的な評価と定性的な評価の両方において、単一露光一般化位相シフト法には適切な参照光が存在することを示した。

## 第 4 章 演算選択法による物体光の複素振幅分布の算出

### § 4-1 緒言

本章では、演算選択法について述べる。はじめに、物体光の複素振幅の算出のための複数の演算式を導出した後、その選択方法を述べる。これら複数の演算式を選択により、前章までの 1 種類の演算式を用いた場合よりも画質の高い再生像を取得できることを示す。その後、§ 3-5 で述べた光学実験で記録したホログラムに演算選択法を適用する。演算選択法の有効性を示すと同時に、参照光のスペックルの平均直径との関係を示す。最後に、運動物体の記録光学実験を述べる。演算選択法の有効性を示すと同時に、運動物体の記録に適用可能であることを示し、単一露光一般化位相シフト法の有用性を示す。

### § 4-2 複素振幅の算出のための複数の演算式

演算選択法概念図を図 4.1 に示す。図 3.1 では 1 種類の演算式のみを使用であるのに対し、図 4.1 では 3 種類の演算式の使用をあらわしている。各画素におけるホログラムの強度、参照光の複素振幅、物体光の複素振幅をあらわす変数は図 3.1 と同一である。ただし、3 種類の演算式を表現するために、 $A_0$  を

$$A_0 = \frac{H_{ab}R_{cd} - H_{cd}R_{ab}}{R_{ab}^*R_{cd} - R_{ab}R_{cd}^*}, \quad (4.1)$$

とする。代入する各パラメータ  $H_{ab}, H_{cd}, R_{ab}, R_{cd}$  はそれぞれ

$$H_{ab} = I_a - I_b - (|A_{ra}|^2 - |A_{rb}|^2), \quad (4.2)$$

$$H_{cd} = I_c - I_d - (|A_{rc}|^2 - |A_{rd}|^2), \quad (4.3)$$

$$R_{ab} = A_{ra} - A_{rb}, \quad (4.4)$$

$$R_{cd} = A_{rc} - A_{rd} \quad (4.5)$$

である。各変数の添字  $a, b, c, d$  は互いに異なる 1~4 の自然数であり、隣接 4 画素のうち用いる画素をあらわす。例えば、 $a, b, c, d$  がそれぞれ 1, 2, 3, 4 の場合、

$$H_{12} = I_1 - I_2 - (|A_{r1}|^2 - |A_{r2}|^2), \quad (4.6)$$

$$H_{34} = I_3 - I_4 - (|A_{r3}|^2 - |A_{r4}|^2), \quad (4.7)$$

$$R_{12} = A_{r1} - A_{r2}, \quad (4.8)$$

$$R_{34} = A_{r3} - A_{r4} \quad (4.9)$$



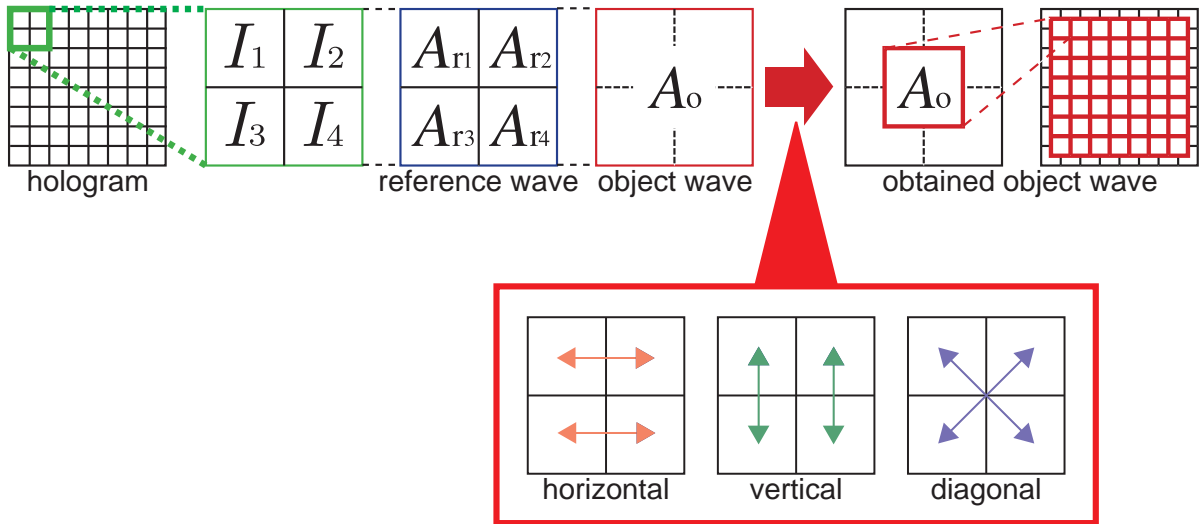


図 4.1 演算選択による物体光の複素振幅分布の算出原理.

である. この場合, 式 (3.12) ~ 式 (3.15) と同一であり,

$$H_u = H_{12}, \quad (4.10)$$

$$H_l = H_{34}, \quad (4.11)$$

$$R_u = R_{12}, \quad (4.12)$$

$$R_l = R_{34} \quad (4.13)$$

である. したがって, 第 2 章および第 3 章における単一露光一般化位相シフト法による物体光の複素振幅分布の算出の演算式は,  $a, b, c, d$  がそれぞれ 1, 2, 3, 4 の場合である.

4 画素の値を用いる場合, 上述のように 3 種類の演算式が実現する. その理由を以下に述べる. 式 (4.1) に代入する各パラメータは

$$H_{ab} = -H_{ba}, \quad (4.14)$$

$$H_{cd} = -H_{dc}, \quad (4.15)$$

$$R_{ab} = -R_{ba}, \quad (4.16)$$

$$R_{cd} = -R_{dc} \quad (4.17)$$

の関係がある. これらの関係から,

$$\frac{H_{ab}R_{cd} - H_{cd}R_{ab}}{R_{ab}^*R_{cd} - R_{ab}R_{cd}^*} = \frac{H_{ba}R_{cd} - H_{cd}R_{ba}}{R_{ba}^*R_{cd} - R_{ba}R_{cd}^*} \quad (4.18)$$

$$= \frac{H_{ab}R_{dc} - H_{dc}R_{ab}}{R_{ab}^*R_{dc} - R_{ab}R_{dc}^*} \quad (4.19)$$

$$= \frac{H_{ba}R_{dc} - H_{dc}R_{ba}}{R_{ba}^*R_{dc} - R_{ba}R_{dc}^*}. \quad (4.20)$$

が成立する. これらは, 各パラメータの正負の符号は結果に影響しないことをあらわす. したがって, 演算式の数は順列ではなく組み合わせであらわす必要がある. 各パラメータに使用する画素は, まず, 4 画素の中から  $a, b$  のために 2 つの画素を選び,  $H_{ab}, R_{ab}$  を定める.

表 4.1 各演算式における  $a, b, c, d$  の値.

	$a$	$b$	$c$	$d$
水平方向演算式	1	2	3	4
垂直方向演算式	1	3	2	4
斜め方向演算式	1	4	2	3

この組み合わせは  ${}_4C_2 = 6$  である. 残りの 2 つの  $c, d$  による  $H_{cd}, R_{cd}$  は  ${}_2C_2 = 1$  より自動的に定まる. したがって, この段階における演算式の数 は 6 種類である. しかし, 式 (4.18) ~ 式 (4.20) の関係に加えて,

$$\frac{H_{ab}R_{cd} - H_{cd}R_{ab}}{R_{ab}^*R_{cd} - R_{ab}R_{cd}^*} = \frac{H_{cd}R_{ab} - H_{ab}R_{cd}}{R_{cd}^*R_{ab} - R_{cd}R_{ab}^*} \quad (4.21)$$

の関係がある. これは,  $a$  および  $b$  と  $c$  および  $d$  を入れ替えても結果は変わらないことを意味する. したがって, 演算式の数 は  $6/2 = 3$  である.

3 種類の演算式 の概念図を 図 4.1 に示す. 図 4.1 のように水平方向, 垂直方向, 斜め方向の演算式が実現する. 各演算式における  $a, b, c, d$  の値を 表 4.1 に示す.

### § 4-3 演算の選択方法

ホログラムの各画素において, 水平方向, 垂直方向, 斜め方向の演算式の中から, その画素に最適な演算式を参照光の複素振幅に応じて選択するのが演算選択法である. 選択のために式 (3.24) で示した  $S$  を用いる. 水平方向, 垂直方向, 斜め方向の演算式における  $S$  をそれぞれ  $S_h, S_v, S_d$  とすると

$$S_h = |R_{12}^*R_{34} - R_{12}R_{34}^*|, \quad (4.22)$$

$$S_v = |R_{13}^*R_{24} - R_{13}R_{24}^*|, \quad (4.23)$$

$$S_d = |R_{14}^*R_{23} - R_{14}R_{23}^*| \quad (4.24)$$

である.  $S_h, S_v, S_d$  をそれぞれ求め, 値が最大となる演算式を選択する. この場合が最も誤差が少ないからである. なぜなら,  $S$  が小さい, すなわち, 0 に近い値になると突出値が発生するからである. 突出値の発生は再生像の認識を不可能にするため, この値は誤差が大きいと考えられる. したがって, 突出値を発生させないような演算式を選択するのが演算選択法である. ホログラムの各画素において演算選択法を用いることにより, 全画素において 1 種類の演算式のみを用いた場合に比べ, 高画質な再生像を取得可能と考えられる.

突出値の発生は § 3-2 で述べたように参照光の複素振幅の値で決まる. 第 3 章では, 突出値の発生条件を満たさないように, 参照光の複素振幅分布をスペックルの性質を利用して調節した. その結果, 突出値の発生を抑制した. これに対して, 演算選択法では 3 種類の演算式の突出値の発生条件がそれぞれ異なる. そのため, 発生条件を満たさない演算式を選択することにより突出値の発生を抑制できる. その説明のために 図 4.2 に用いる. 図 4.2 は 図 3.2 と同様に参照光の複素振幅を複素平面に描いている. したがって, 図 3.2 におけ

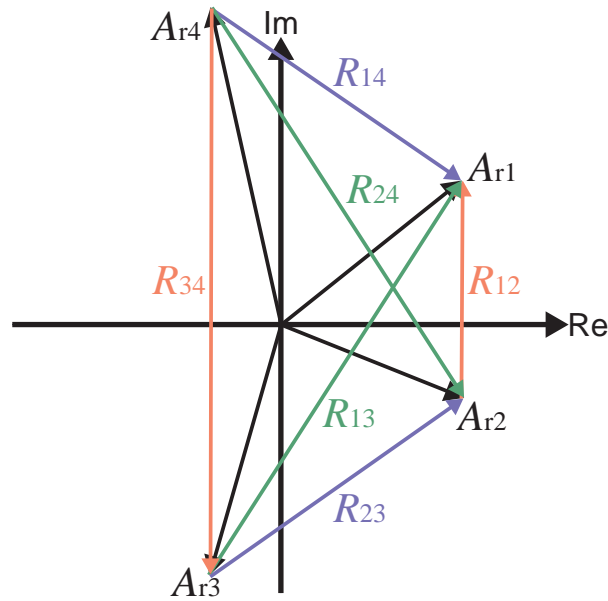


図 4.2 複素平面における参照光の複素振幅と 3 種類の演算式の関係。

る  $R_u$  および  $R_l$  と同じく,  $R_{ab}$  と  $R_{cd}$  が平行のとき,  $S = 0$  になる. その結果, 突出値が発生する. 図 4.2 では,  $R_{12}$  と  $R_{34}$  が平行である場合を描いている. したがって, この場合, 水平方向の演算式は使用できない. しかし,  $S_h, S_v, S_d$  を比較した選択により, 水平方向の演算式の使用を防ぐことができる. 他の演算式を用いることにより, 突出値が発生を抑制できる.

#### § 4-4 演算選択法と参照光の関係の調査のための光学実験

演算選択法の有効性と, 参照光のスペックルの平均直径との関係の調査のための光学実験について述べる. 使用したホログラムは § 3-5 で述べた光学実験により記録したホログラムと同一である. 加えて, 再生像の画質の定量的な評価も § 3-4 で述べた  $E$  を用いる. そのため, 実験方法と評価値の説明は省略する.

参照光のスペックルの平均直径の異なるホログラムに 4 種類の物体光の複素振幅分布の算出手法を適用し, 物体光の複素振幅分布をそれぞれ算出した. それらは, 水平方向の演算式のみ, 垂直方向の演算式のみ, 斜め方向の演算式のみを, それぞれ選択をせずに全面素に用いた場合の 3 通りと, これらを各画素において選択した場合, すなわち, 演算選択法の合計 4 種類である. これらに § 3-5 と同様にウィンドウサイズが  $5 \times 5$  画素のメディアンフィルタを適用し, 突出値を除去した複素振幅分布をそれぞれ取得した. 角スペクトル法を各複素振幅分布に適用し, 再生像をそれぞれ取得した. なお, 4 種類の物体光の複素振幅分布の算出手法のうち, 水平方向の演算式のみを用いた場合は § 3-5 で既に実施し, 図 3.6 にその結果を示した. 本実験では他の 3 種類との比較のために合わせて結果を示す.

取得した各再生像の  $E$  と使用した参照光のスペックルの平均直径および複素振幅分布の算出手法の間関係を 図 4.3 に示す. 参照光のスペックルの平均直径は § 3-5 と同様に複素振

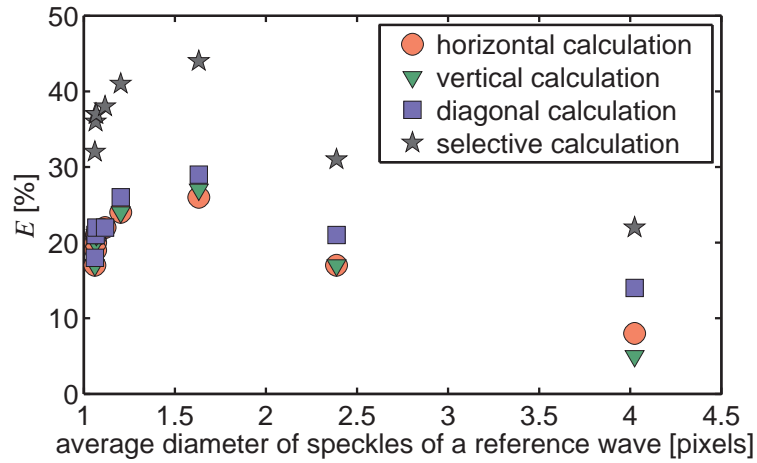


図 4.3 取得した再生像と使用した参照光および複素振幅分布算出手法の関係.

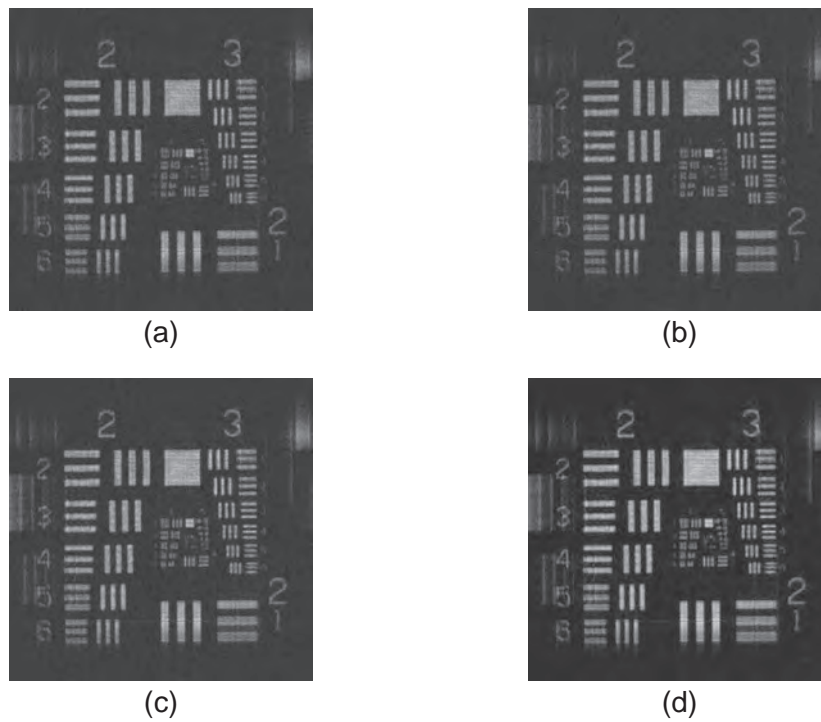


図 4.4 取得した再生像: すべて参照光のスペックルの平均直径が 1.63 画素のときに得られた再生像であり, それぞれ (a) 水平方向の演算式のみ, (b) 垂直方向の演算式のみ, (c) 斜め方向の演算式のみ, (d) 演算選択法により取得した.

幅分布の自己相関関数の半値全幅から算出した. 図 4.3 から, すべての複素振幅分布の算出手法において, 参照光のスペックルの平均直径の変化に依存して  $E$  が変化し, 最大値をもつことがわかる. したがって, 各複素振幅分布の算出手法には適切なスペックルの平均直径が存在する. 図 4.3 から, その大きさは各複素振幅分布の算出手法において同じであり, 1.63 画素である. さらに, 図 4.3 から, すべてのスペックルの平均直径において演算選択法による  $E$  が他の複素振幅分布の算出手法による  $E$  よりも値が高いことがわかる. これは演算選択法による再生像の画質が他の複素振幅分布の算出手法による再生像の画質を上回って

いることを意味する。したがって、図 4.3 は演算選択法の有効性を定量的に示している。

図 4.3 で示した結果は、突出値を除去するために、すべての算出した物体光の複素振幅分布にメディアンフィルタを適用している。演算選択法を用いた場合でも、メディアンフィルタの適用がなければ再生像を認識することは不可能であった。これは演算選択法でも突出値が発生を完全には抑制できていないことを意味する。しかし、図 4.3 は他の物体光の複素振幅分布の算出手法と比較し、高画質な再生像を取得可能なことを示している。したがって、この実験の結果が演算選択法の有効性を示していることに変わりはない。

図 4.3 による定量的な評価に加え、定性的な評価をおこなうために、取得した再生像の一部を図 4.4 に示す。図 4.4 は各算出手法における最も  $E$  の高い再生像をそれぞれ示している。(a), (b), (c), (d) はそれぞれ水平方向の演算式のみ、垂直方向の演算式のみ、斜め方向の演算式のみ、演算選択法により取得した。(a) は図 3.8 (c) と同一であるが、比較のために合わせて示している。各再生像を取得した際の参照光のスペックルの平均直径はすべて同じであり、1.63 画素である。したがって、(a), (b), (c), (d) はすべて同一のホログラムから取得した再生像であり、物体光の複素振幅分布の算出手法の違いのみが再生像の画質に影響している。図 4.4 から、(d) が最も画質が高いことがわかる。したがって、図 4.4 による定性的な評価も演算選択法の有効性を示し、図 4.3 による定量的な評価と結果が一致している。

## § 4-5 運動物体の記録光学実験

演算選択法の有効性と、単一露光一般位相シフト法の運動物体への適用可能を示すための光学実験について述べる。実験光学系について述べた後、実験方法を述べる。その後、取得した再生像を定性的な評価により比較し、単一露光一般位相シフト法の有用性を示す。

実験光学系を図 4.5 に示す。光源には波長が 632.8 nm の He-Ne レーザーを用いた。撮

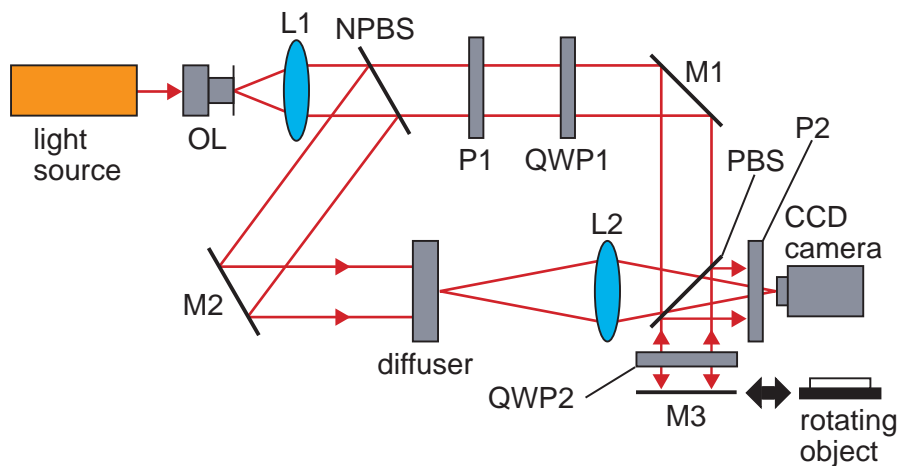


図 4.5 実験光学系: OL, 対物レンズ; NPBS, 無偏光ビームスプリッター; PBS, 偏光ビームスプリッター; L1, L2, レンズ; M1, M2: ミラー; P1, P2, 直線偏光子; QWP1, QWP2, 1/4 波長板。

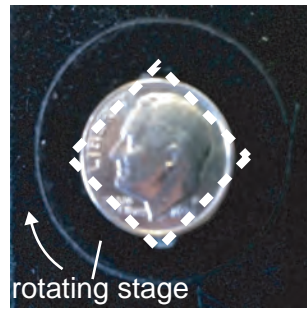


図 4.6 撮影物体: 撮影物体: 10 セント硬貨を回転ステージに取り付けており, 破線は直前に配置した 1/4 波長板の有効域を示す.

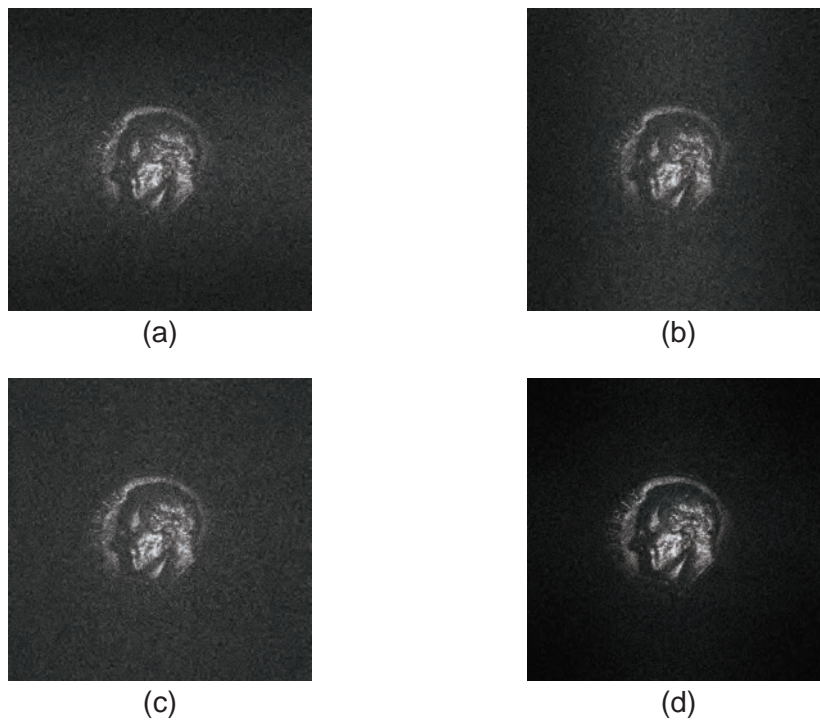


図 4.7 取得した再生像: すべて同一のホログラムから得られた再生像であり, それぞれ (a) 水平方向の演算式のみ, (b) 垂直方向の演算式のみ, (c) 斜め方向の演算式のみ, (d) 演算選択法により取得した.

像素子には画素数が  $1024 \times 768$  画素, 画素サイズが  $4.65 \mu\text{m} \times 4.65 \mu\text{m}$  の CCD イメージセンサーを用いた. この光学系は 図 2.6 に示した実験光学系に基づいている. 下側の光路では参照光を作製し, 上側の光路では参照光の情報取得のための平行光および物体光を作製した. 図 2.6 との違いは撮像素子の前の直線偏光子 (P2) および偏光ビームスプリッター (PBS) の配置と, ミラー (M3) の前の 1/4 波長板 (QWP2) の配置である. これら偏光素子はレンズ (L2) からの反射光が迷光として撮像素子に入射することを防ぐために用いた.

実験方法も 図 2.6 の場合に基づく. はじめに, 参照光の複素振幅分布の取得のためのホログラムを記録した. 参照光と平行光の干渉によるホログラム, 参照光と位相をシフトさせた平行光の干渉によるホログラム, 参照光のみの強度分布, 平行光のみの強度分布をそれぞれ

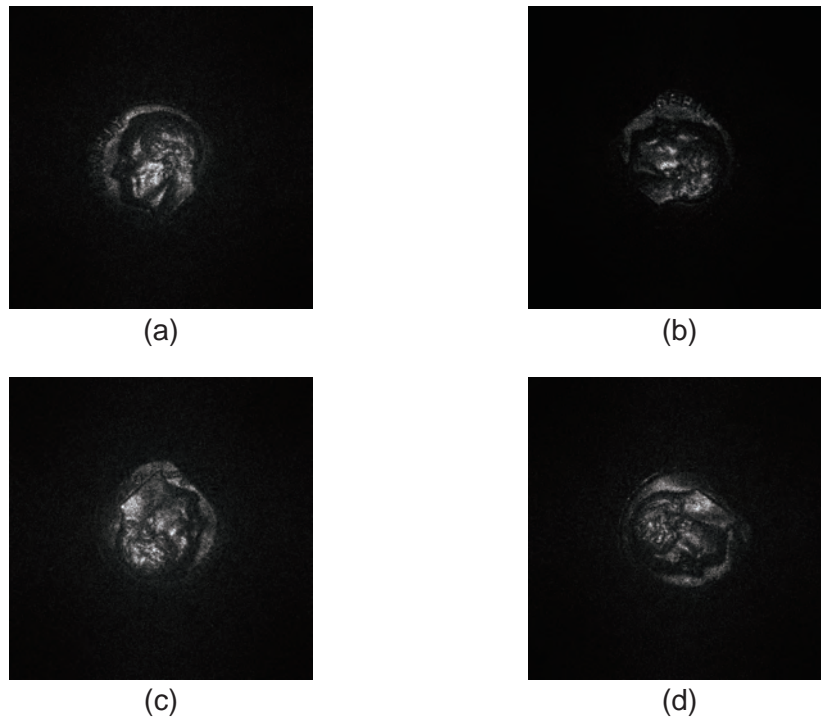


図 4.8 演算選択法により取得した運動物体の再生像: 異なるフレームのホログラムから取得し, フレーム番号は (a) 163, (b) 356, (c) 603, (d) 790 である.

れ記録した. これらに二段階時分割位相シフト法を適用し, 参照光の複素振幅分布を算出した. 次に, 物体光と参照光の干渉によるホログラムを記録した. P1 と QWP1 を取り除き, M3 を撮影物体と置き換え, 物体光を作製した. 撮影物体には図 4.6 に示すような直径が 18 mm の 10 セント硬貨を用い, 回転ステージに取り付けることにより運動物体とした. 回転速度は 1rpm とし, 撮像素子から 300 mm の位置に配置した. 運動物体のホログラムは 1 枚あたりの露光時間を 7 ms とし 14 fps で 1 分間記録し, 合計 865 枚記録した. これら運動物体のホログラムに § 4-4 と同様に 4 種類の物体光の複素振幅分布の算出手法を適用し, 物体光の複素振幅分布をそれぞれ算出した. それらは, 水平方向の演算式のみ, 垂直方向の演算式のみ, 斜め方向の演算式のみを, それぞれ選択をせずに全画素に用いた場合の 3 通りと, これらを各画素において選択した場合, すなわち, 演算選択法の合計 4 種類である. これらに § 3-5 と同様にウィンドウサイズが  $5 \times 5$  画素のメディアンフィルタを適用した. § 4-4 と同様に, 演算選択法を用いた場合でもメディアンフィルタの適用がなければ, 再生像を認識することは不可能であったからである. フレネル回折積分を各複素振幅分布に適用し, 運動物体の再生像をそれぞれ取得した.

取得した再生像の一部を図 4.7 に示す. 図 4.7 (a), (b), (c), (d) は同一のホログラムから水平方向の演算式のみ, 垂直方向の演算式のみ, 斜め方向の演算式のみ, 演算選択法により取得した再生像である. (d) が最も画質が高いことがわかる. したがって, 演算選択法により, 1 種類の演算式を用いた場合に比べ, 高画質な再生像を取得可能であるといえる. なお, 図 4.7 において, 10 セント硬貨の全体が再生されていないことがわかる. この原因は図 4.6

に示すように QWP2 の有効径が  $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$  であり，硬貨の領域よりも狭いためである．加えて，運動物体への適用可能を示すために，ホログラムから演算選択法により取得した再生像の一部を図 4.8 に示す．(a), (b), (d), (d) において再生像を認識できる．したがって，単一露光一般化位相シフト法は運動物体への適用が可能であり，さらに，演算選択法はその特徴を損なうことなく，再生像の画質向上が可能である．

## § 4-6 結言

本章では，演算選択法について述べた．

§ 4-2 では，複素振幅の算出のための 3 種類の演算式を述べた．演算式の数 が 3 種類である理由を示した．

§ 4-3 では，演算式を選択方法を述べた．第 3 章でも使用した  $S$  を用いた選択方法を述べ，1 種類の演算式の使用よりも高画質な再生像を取得可能であることを示した．

§ 4-4 では，演算選択法の有効性と，参照光のスペックルの平均直径との関係の調査のための光学実験について述べた．参照光のスペックルの平均直径を調節したホログラムに演算選択法を適用することにより，現段階で最も高画質な再生像を取得することが可能である．

§ 4-4 では，演算選択法の有効性と，単一露光一般位相シフト法の運動物体への適用可能を示すための光学実験について述べた．単一露光一般化位相シフト法が運動物体への適用可能であることを示した．さらに，演算選択法はその特徴を損なうことなく，再生像の画質向上が可能であることを示した．



# 第 5 章 空間周波数帯域幅に注目した適切な参照光の検討

## § 5-1 緒言

本章では、空間周波数帯域幅に注目した単一露光一般化位相シフト法に適した参照光について述べる<sup>89)</sup>。第 3 章で既にスペックルの平均直径を指標に用いて適切な参照光について述べているが、本章では新たに空間周波数帯域幅を指標に用いた別の観点から適切な参照光について述べる。はじめに、参照光の空間周波数帯域幅の調節方法と算出方法を述べる。次に、3通りの空間周波数帯域幅を考え、単一露光一般化位相シフト法に適した参照光を考察する。その後、第 3 章で述べた光学実験の結果を空間周波数帯域幅により評価し、上述の考察を検証する。最後に、スペックルの平均直径を指標に用いた場合との対応関係を述べ、整合性を示す。

## § 5-2 空間周波数帯域幅の調節方法と算出方法

本章でも前章までと同様に、参照光は図 3.3 のように拡散板をレンズを用いて撮像素子面に結像させることにより作製する。ただし、図 3.3 は式 (3.31) による参照光のスペックルの平均直径の調節方法を示すための図である。これに対して、参照光の空間周波数帯域幅の調節方法を図 5.1 に示す。図 5.1 では、拡散板の複素振幅分布、レンズの点像分布関数、撮像素子面における複素振幅分布のフーリエ変換の振幅分布を示し、これらの空間周波数領域における関係を表現している。この系では、拡散板からの光波がレンズにより空間周波数フィルタリングされ、撮像素子面に到達する。したがって、拡散板からの光波がレンズに到達した際にレンズの直径よりも十分に広がる場合、この空間周波数フィルタリングにより参照光の空間周波数帯域幅は決まる。なぜなら、この系の光学的伝達関数 (Optical Transfer Function: OTF) は図 5.2 のように遮断周波数  $\mu_c$  を境にすべてを透過および遮断するからである。第 3 章と同様に光源の波長、レンズの直径、レンズと撮像素子間の距離をそれぞれ  $\lambda$ ,  $p$ ,  $l$  とすると、 $\mu_c$  は

$$\mu_c = \frac{p}{2l\lambda} \quad (5.1)$$

であるので、撮像素子面において形成される参照光の複素振幅分布の空間周波数帯域幅  $W_r$  は、図 5.2 のように

$$\begin{aligned} W_r &= 2\mu_c \\ &= \frac{p}{l\lambda} \end{aligned} \quad (5.2)$$

である<sup>90)</sup>。なお、レンズは円形とした。すなわち、直径  $p$  は  $x$  方向および  $y$  方向で等しいので、撮像素子面における参照光の空間周波数分布も図 5.1 のようにレンズと同様に円形に

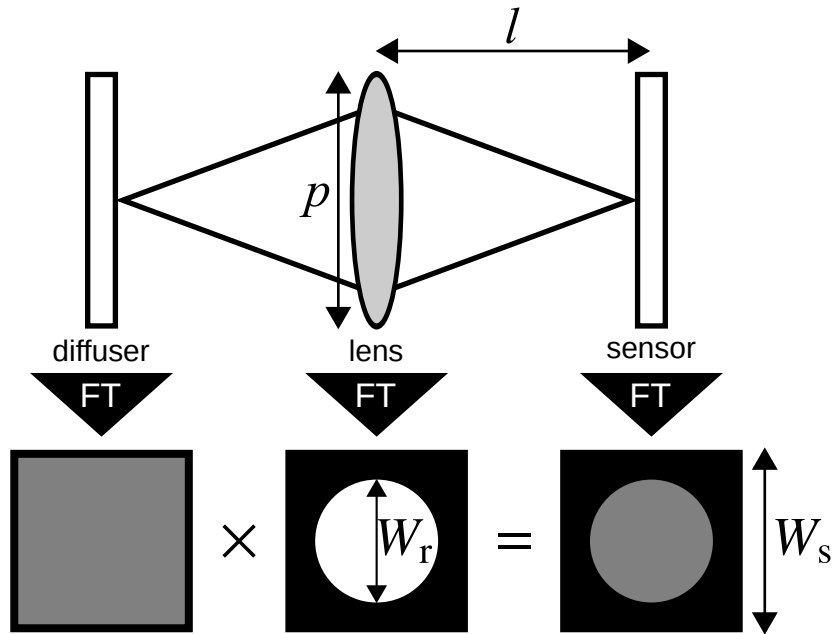


図 5.1 参照光の空間周波数帯域幅の制御.

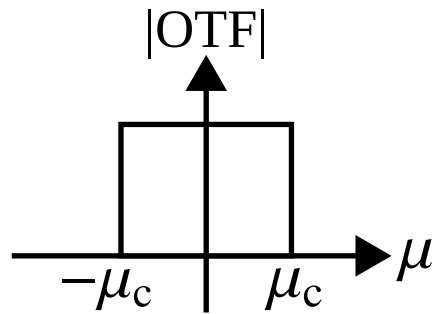


図 5.2 光学的伝達関数における遮断周波数.

なる。以上から、参照光の空間周波数帯域幅の調節は、レンズの直前に開口を配置し、その直径を変化させることにより実現する。

一方、使用した参照光の空間周波数帯域幅は取得した複素振幅分布を計算機によりフーリエ変換し、その振幅分布から空間周波数帯域幅を算出できる。ここで、撮像素子の画素が  $x$  方向および  $y$  方向で等しく、画素サイズが  $\Delta xy \times \Delta xy$  であるとする、撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅は  $W_s$  は、

$$W_s = \frac{1}{\Delta xy} \quad (5.3)$$

である。ナイキスト定理から、 $W_r > W_s$  の場合、エイリアシングが発生する。

### § 5-3 適切な参照光の考察

上述のような空間周波数帯域幅の調節と算出により、参照光の空間周波数帯域幅は図 5.3 のような 3 通りが考えられる。これらは撮像素子により離散化された参照光の複素振幅

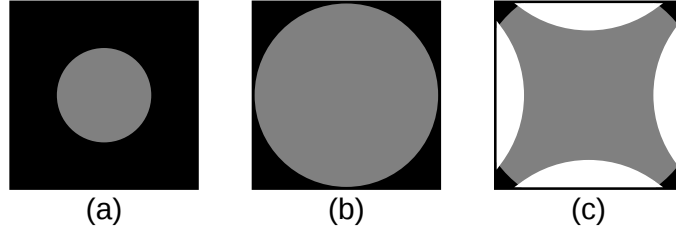


図 5.3 3通りの空間周波数帯域幅.

分布を計算機によりフーリエ変換したものである. (a), (b), (c) では, それぞれ  $W_r < W_s$ ,  $W_r = W_s$ ,  $W_r > W_s$  である. (c) では, この状態で撮像素子によりサンプリングされ, 計算機で離散フーリエ変換されたため, 外周部が折りたたまれ, エイリアシングが発生している. これらを (a), (c), (b) の順に考察する.

(a) の場合では, 高周波数成分が欠落しているので, 参照光の複素振幅は隣接画素間において等しくなる恐れがある. 第3章でおこなった検討から, 隣接画素間において複素振幅が異なる光波が参照光として適切である. したがって, (a) の場合の空間周波数帯域幅の光波は参照光として不適切と考えられる.

(c) の場合では, エイリアシングの発生により, 単一画素における複素振幅の積分の影響が (a) および (b) の場合に比べ大きい. なぜなら, (a) および (b) のエイリアシングが発生しない場合に比べ, (c) の場合は単一画素内における複素振幅の空間的な変化が激しいからである. この積分の影響を以下に考察する.

記録されたホログラムにおける単一画素の強度を  $I$  とし, 物体光および参照光の複素振幅をそれぞれ  $A_o$  および  $A_r$  とすると,

$$I = |A_o|^2 + |A_r|^2 + A_o A_r^* + A_o^* A_r \quad (5.4)$$

である. この単一画素内における空間座標を  $(\xi, \eta)$  とし, 積分される前の単一画素内におけるホログラムの強度分布と物体光および参照光の複素振幅分布をそれぞれ  $\hat{I}(\xi, \eta)$ ,  $\hat{A}_o(\xi, \eta)$ ,  $\hat{A}_r(\xi, \eta)$  とすると

$$\begin{aligned} I &= \iint_s \hat{I}(\xi, \eta) d\xi d\eta \\ &= \iint_s \left\{ |\hat{A}_o(\xi, \eta)|^2 + |\hat{A}_r(\xi, \eta)|^2 + \hat{A}_o(\xi, \eta) \hat{A}_r^*(\xi, \eta) + \hat{A}_o^*(\xi, \eta) \hat{A}_r(\xi, \eta) \right\} d\xi d\eta \\ &= \iint_s |\hat{A}_o(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta + \iint_s |\hat{A}_r(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \\ &\quad + \iint_s \hat{A}_o(\xi, \eta) \hat{A}_r^*(\xi, \eta) d\xi d\eta + \iint_s \hat{A}_o^*(\xi, \eta) \hat{A}_r(\xi, \eta) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (5.5)$$

であり,  $\iint_s \dots d\xi d\eta$  は単一画素における積分をあらわす. 式 (5.5) より記録されたホログラムの強度  $I$  は, 積分された各項の和である. 単一露光一般化位相シフト法は, この強度  $I$  を既知の参照光の複素振幅  $A_r$  を用いて解析し, 物体光の複素振幅  $A_o$  を求める. ここで, 参照

光の複素振幅は、先述のように既存の技術を用いて取得する。前章までの光学実験で使用した付録 B で述べる二段階時分割位相シフト法の場合も、式 (5.5) と同じく単一画素内において積分される。そのために記録されたホログラムの単一画素の強度を  $I_r$  とし、平行光の複素振幅を  $I_p$  とすると、式 (5.4) と同様に

$$I_r = |A_r|^2 + |A_p|^2 + A_r A_p^* + A_r^* A_p \quad (5.6)$$

である。積分される前の、このホログラムの強度分布および平行光の複素振幅分布をそれぞれ  $\hat{I}_r(\xi, \eta)$  および  $\hat{A}_p(\xi, \eta)$  とすると、式 (5.5) と同様に

$$\begin{aligned} I_r &= \iint_s \hat{I}_r(\xi, \eta) d\xi d\eta \\ &= \iint_s |\hat{A}_r(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta + \iint_s |\hat{A}_p(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \\ &\quad + \iint_s \hat{A}_r(\xi, \eta) \hat{A}_p^*(\xi, \eta) d\xi d\eta + \iint_s \hat{A}_r^*(\xi, \eta) \hat{A}_p(\xi, \eta) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (5.7)$$

である。二段階時分割位相シフト法により式 (5.7) の第 3 項を算出し、単一露光一般化位相シフト法ではこれを用いて式 (5.5) の第 3 項を算出する。ここで、平行光は単一画素内において一定であるので、式 (5.7) の第 3 項は

$$\iint_s \hat{A}_r(\xi, \eta) \hat{A}_p^*(\xi, \eta) d\xi d\eta = A_p^* \times \iint_s \hat{A}_r(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (5.8)$$

が成立する。 $\hat{A}_p^*(\xi, \eta)$  は、この画素だけでなくホログラムの全面において等しい定数  $A_p^*$  であるので、積分の外に出すことができる。したがって、式 (5.8) は、参照光の複素振幅の積分そのものとすることができる。これに対して、通常、物体光の複素振幅分布は単一画素内で一定ではないので、式 (5.5) の第 3 項は

$$\iint_s \hat{A}_o(\xi, \eta) \hat{A}_r^*(\xi, \eta) d\xi d\eta \neq \iint_s \hat{A}_o(\xi, \eta) d\xi d\eta \times \iint_s \hat{A}_r^*(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (5.9)$$

である。式 (5.8) と異なり、複素振幅分布の積を求めた後の積分は、複素振幅分布の積分を求めた後の積とは等しくならない。すなわち、単一画素における積分により、物体光の複素振幅分布を算出するために記録されたホログラムに含まれている参照光の複素振幅分布と、その解析に用いる参照光の複素振幅分布は異なる。この不一致により、再生像の画質が悪化すると考えられる。この積分の影響は (a) および (b) の場合にも起こりうるが、(c) の場合の参照光ではエイリアシングが発生している。すなわち、単一画素内における複素振幅の変化が激しいので、(a) および (b) の場合に比べて積分の影響が強いと考えられる。したがって、(c) の場合の光波も参照光として不適切と考えられる。

以上の考察から、図 5.3 で示した 3 通りのうち、適切な参照光の空間周波数帯域幅は (b) の場合と考えられる。高周波数成分を含むので隣接画素間で値が異なり、かつ、エイリアシングが発生していないので単一画素内における複素振幅の変化が小さいからである。この空

間周波数帯域幅の光波は式 (5.2) および式 (5.3) より

$$\frac{p}{l\lambda} = \frac{1}{\Delta xy} \quad (5.10)$$

を満たすようにレンズ直前に配置した開口を調節することにより作製できる。

## § 5-4 光学実験

§ 3-5 の光学実験結果を空間周波数帯域幅を指標に用いて再度評価する。使用した参照光の複素振幅分布を計算機によりフーリエ変換し、スペクトルを算出した。図 5.4 (a) ~ (f) は、それぞれ図 3.8 (a) ~ (f) で示した再生像を取得するために使用した参照光のスペクトルである。なお、使用した参照光のスペクトルと取得した再生像の画質の関係を示すために、図 3.8 と同一の図を図 5.5 に再度掲載する。図 5.4 (a) および (b) は高周波数成分が欠落、(c) は参照光の空間周波数帯域幅と撮像素子の記録可能な最大空間周波数が一致、(d) ~ (f) はエイリアシングが発生している場合であることがわかる。図 5.5 (c) で示した再生像が最も高画質であり、そのとき使用した参照光のスペクトルは図 5.4 (c) である。したがって、上述の考察と合致した結果が得られたといえる。同時に、空間周波数帯域幅を指標に用いた結果とスペックルの平均直径を指標に用いた結果は一致したといえる。

## § 5-5 実空間領域および空間周波数領域における適切な参照光の比較

第 3 章ではスペックルの平均直径を指標に用いて適切な参照光を検討した。§ 3-3 で述べたように単一露光一般化位相シフト法では、隣接画素間において複素振幅がすべて異なる必要がある。スペックルの直径が一画素よりも大きい場合は、隣接画素間において値が等しくなるため不適切と考察した。一方、スペックルの直径が一画素よりも小さい場合は、単一画素における積分の結果、隣接画素間において値が等しくなるため不適切と考察した。これは、スペックルの統計的な性質は撮像素子面の全面において等しいので、個々の画素における積分の結果も等しくなると考えられるためである。これらの考察を検証するために § 3-5 において光学実験をおこない、使用した参照光のスペックルの平均直径と取得した再生像の関係を調査した。参照光のスペックルの平均直径には適切な大きさが存在することを実証し、それをを用いることにより最も高画質な再生像の取得に成功した。

これに対して、本章では記録光学系の空間周波数帯域幅を指標に用いて適切な参照光を検討した。参照光の空間周波数帯域幅が撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅に比べて狭い場合は、実空間領域において隣接画素間における値の変化が小さいことに対応するので不適切と考察した。一方、撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅よりも広い、すなわち、エイリアシングが発生する場合は、単一画素における積分の影響が顕著になる。その結果、ホログラムに含まれている参照光の情報と解析に使用する参照光の情報が異なるため不適切と考察した。以上の議論から、適切な参照光の空間周波数帯域幅は撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した場合と考察した。§ 3-5 の実験結果を空間周波数帯域幅により再度評価した結果、最も高画質な再生像を取得するために使用した参照光の空間周

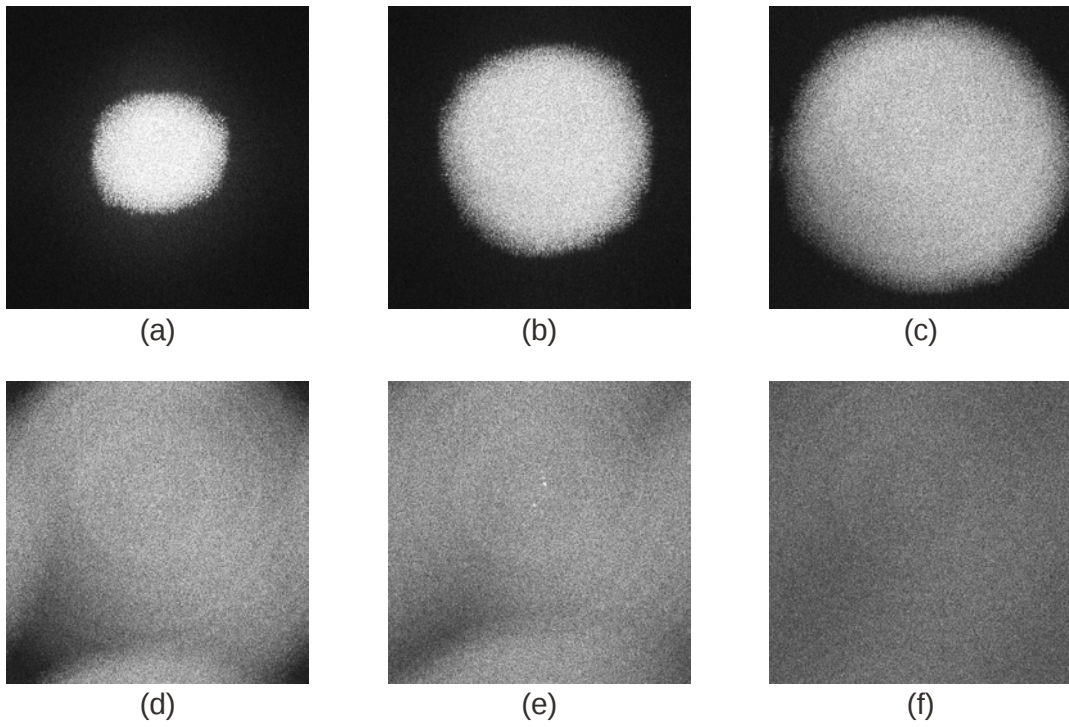


図 5.4 使用した参照光のスペクトル: (a) ~ (f) はそれぞれ 図 5.5 (a) ~ (f) で示した再生像を取得するために使用した参照光のスペクトルである.

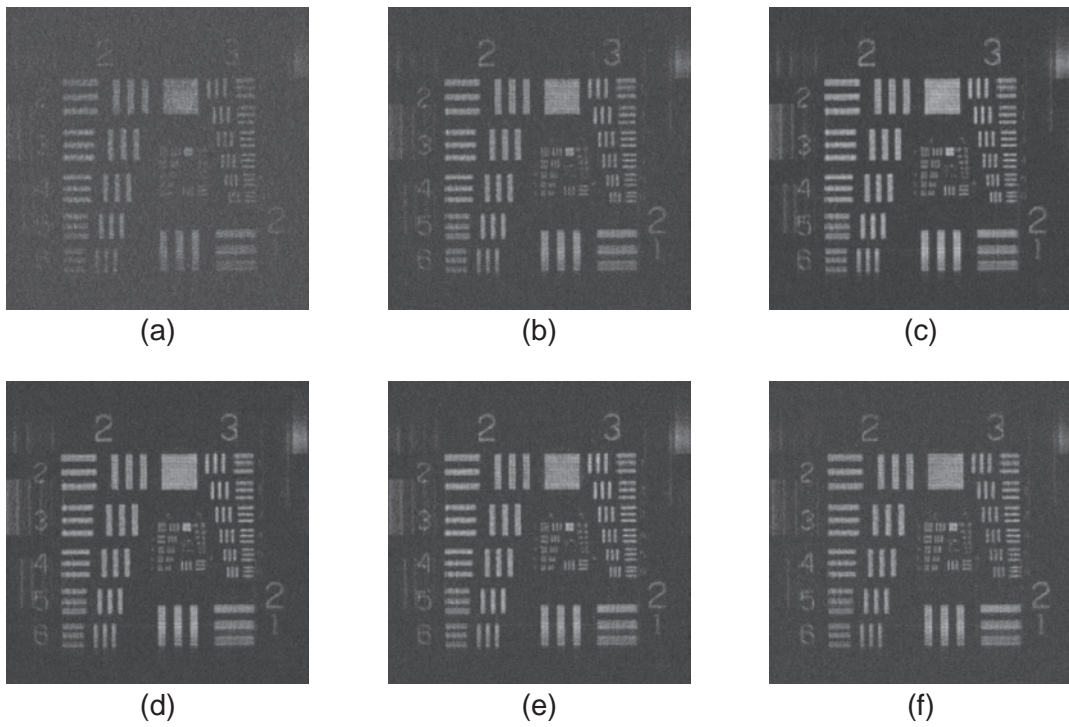


図 5.5 § 3-5 の光学実験により取得した再生像: 図 3.8 と同一のものであり, 図 5.4 との関係を示すために再度掲載する.

波数帯域幅は、考察した通り撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した場合であった。

上述の2つの検討結果は対応関係にあり、整合性があるといえる。「スペックルの平均直径が大きすぎる場合」は「空間周波数帯域幅が狭すぎる場合」に対応し、これらは同じ理由から不適切と考察した。一方、「スペックルの平均直径が小さすぎる場合」は「空間周波数帯域幅が広すぎる場合」に対応するが、これらはそれぞれ異なる理由から不適切と考察した。前者は単一画素における積分により隣接画素間において値が等しくなるためである。これに対して、後者は単一画素における積分によりホログラムに含まれている参照光の情報と解析に使用する参照光の情報が異なるためである。しかし、これらの影響は、どちらも単一画素における積分が原因である。したがって、単一画素における積分の結果、「隣接画素間において値が等しくなる」と「ホログラムに含まれている参照光の情報と解析に使用する参照光の情報の不一致」の2種類の影響により再生像の画質が悪化すると考えられる。以上から、「適切なスペックルの平均直径」は「撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した空間周波数帯域幅」に対応し、この参照光を用いることにより最も高画質な再生像を取得可能と考えられる。言い換えると、単一露光一般化位相シフト法には適切な参照光のスペックルの平均直径が存在することを、本章で実施した空間周波数帯域幅に注目した検討により別の観点から示すことができたといえる。

## § 5-6 結言

本章では、空間周波数帯域幅に注目した単一露光一般化位相シフト法に適した参照光の検討について述べた。

§ 5-2 では、参照光の空間周波数帯域幅の調節方法と算出方法について述べた。スペックルの平均直径の場合と同様に、レンズの直前に配置した開口の直径を変化させることにより調節可能であることを示した。加えて、複素振幅分布を計算機によりフーリエ変換することにより算出可能であることを示した。

§ 5-3 では、撮像素子が記録可能な空間周波数帯域幅を境界に、3通りの空間周波数帯域幅から適切な参照光を考察した。空間周波数帯域幅が狭すぎる場合は隣接画素間で複素振幅の値が等しくなる恐れがあるため不適切と考察した。反対に空間周波数帯域幅が広すぎる場合は、エイリアシングの影響が顕著になり、単一画素における積分の影響が増大する。その結果、ホログラムに含まれている参照光の情報と解析に使用する参照光の情報が異なるため不適切と考察した。以上から、適切な参照光の空間周波数帯域幅は撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した場合と考察した。

§ 5-4 では、§ 3-5 の光学実験結果を空間周波数帯域幅を指標に用いて再度評価した。最も高画質な再生像の取得に使用した参照光の空間周波数帯域幅は撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した場合であり、上述の考察と合致した結果が得られた。さらに、スペックルの平均直径を指標に用いた結果と一致した。

§ 5-5 では、スペックルの平均直径を指標に用いた場合との対応関係を述べた。スペックルの平均直径を指標に用いた場合は記録光学系の実空間領域における検討であり、記録光学系の空間周波数帯域幅を指標に用いた場合は空間周波数領域における検討である。これら2つに整合性があることを示し、§ 3-5 で述べた単一露光一般化位相シフト法には適切な参照光のスペックルの平均直径が存在することを、本章で実施した空間周波数帯域幅に注目した検討により別の観点から示すことができた。



## 第 6 章 フレネル領域フィルタリング法

### § 6-1 緒言

前章までは，汎用光学素子を用いた単一のホログラムからの物体光の複素振幅分布算出法の 1 つとして単一露光一般化位相シフト法について述べた．本章では，2 つめの手法としてフレネル領域フィルタリング法<sup>90)</sup>について述べる．この手法は，位相シフト法を適用せずに物体光の複素振幅分布を算出する手法である．はじめに，本手法の原理を述べ，主要な要素技術である合焦像マスクの作製方法を述べる．次に，ホログラム記録・再生実験をおこない，本手法による物体光の複素振幅分布の算出を実証する．その後，本手法の自動化のために考察する．

### § 6-2 物体光の複素振幅分布の算出原理

本手法では，物体光は粗面からの反射光または透過光とし，参照光は平面波とする．これらを on-axis 配置し，干渉させホログラムを記録する．このホログラムから，まず，0 次回折像成分を除去した後，共役像成分を除去する．

0 次回折像成分は図 6.1 のようにハイパスフィルタリングにより除去する<sup>97-99)</sup>．前章までと同様に，ホログラムの強度分布  $I(x,y)$  は，物体光と参照光の複素振幅分布をそれぞれ  $A_o(x,y)$  および  $A_r(x,y)$  とすると

$$I(x,y) = |A_o(x,y)|^2 + |A_r(x,y)|^2 + A_o(x,y)A_r^*(x,y) + A_o^*(x,y)A_r(x,y) \quad (6.1)$$

である．参照光は撮像素子面に対して垂直入射する平面波であり，その振幅分布を  $a_r$  とすると

$$I(x,y) = |A_o(x,y)|^2 + a_r^2 + A_o(x,y)a_r + A_o^*(x,y)a_r \quad (6.2)$$

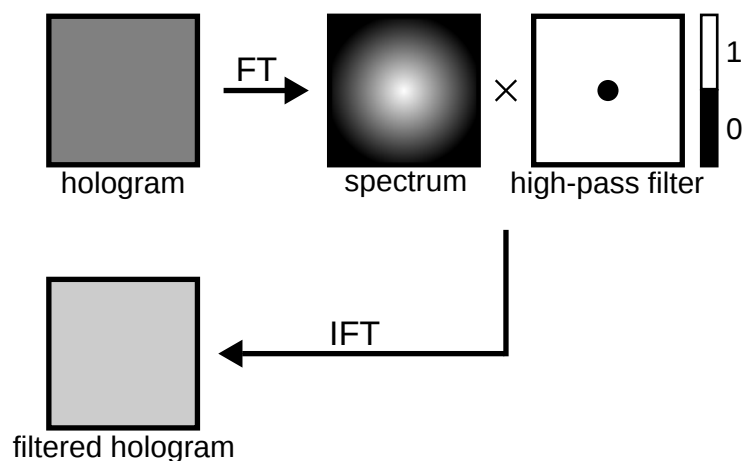


図 6.1 フレネル領域フィルタリング法における 0 次回折像成分の除去の概念図．

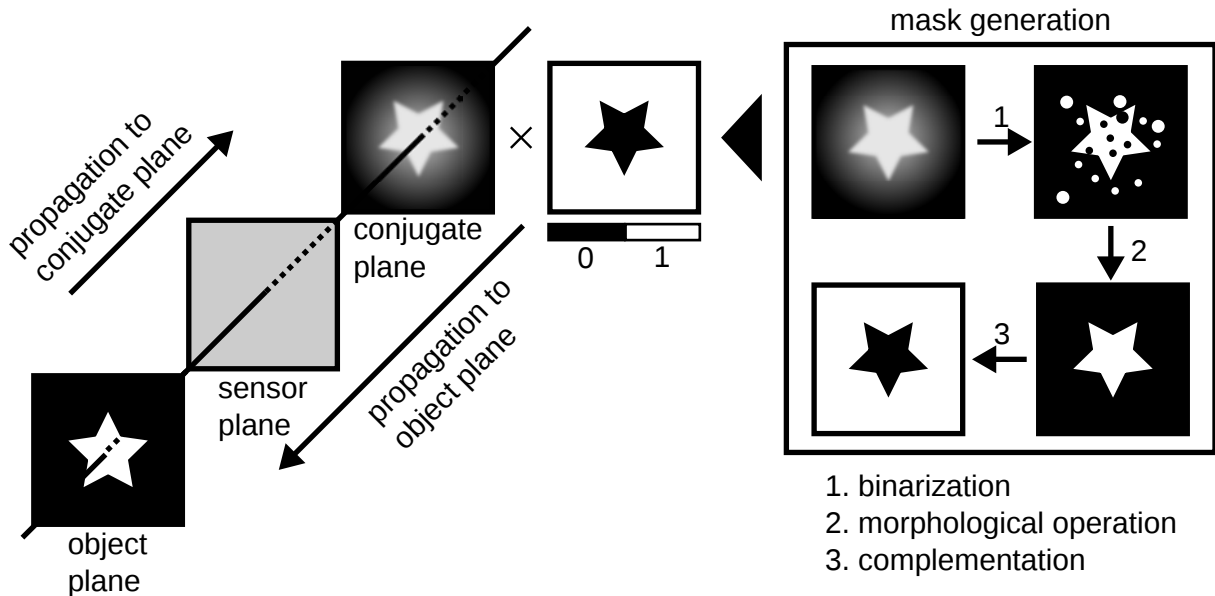


図 6.2 フレネル領域フィルタリング法における共役像成分の除去の概念図.

である. 式 (6.2) をフーリエ変換すると

$$F(\mu, \nu) = F_o(\mu, \nu) \star F_o^*(\mu, \nu) + a_r^2 \delta(\mu, \nu) + F_o(\mu, \nu) \otimes a_r \delta(\mu, \nu) + F_o^*(\mu, \nu) \star a_r \delta(\mu, \nu) \quad (6.3)$$

である.  $(\mu, \nu)$  はそれぞれ  $(x, y)$  に対応する空間周波数であり,  $F(\mu, \nu)$  および  $F_o(\mu, \nu)$  はそれぞれ  $I(x, y)$  および  $A_o(x, y)$  のフーリエ変換である.  $\star$  および  $\otimes$  はそれぞれ相関関数および畳み込み積分をあらわす演算子である. 式 (6.3) の第 2 項は  $(0, 0)$  にのみ値をもつデルタ関数である. 加えて,  $F_o(\mu, \nu)$  の空間周波数帯域幅を  $w$  とすると, 第 3 項と第 4 項はデルタ関数との畳み込み積分であるので, これらの空間周波数帯域幅も  $w$  である. したがって, 第 1 項は  $F_o(\mu, \nu)$  の自己相関関数であるので, その空間周波数帯域幅は  $2w$  である. しかし,  $F_o(\mu, \nu)$  は粗面からの光波の複素振幅分布のフーリエ変換であるので, その自己相関関数の半値全幅は狭く, 低周波数領域に値が局在する. そのため, 高周波数領域における第 1 項の値は第 3 項および第 4 項に比べ小さいと考え, 無視する. 以上から, 0 次回折像成分である式 (6.3) の第 1 項および第 2 項はハイパスフィルタリングにより除去できる.

共役像成分は 図 6.2 のように共役面においてマスク処理を施すことにより除去する. 図 6.3 のように物体面から撮像素子面への方向を正とし, その間の距離を  $d$  とする. したがって, 再生のための光波伝搬計算では, 伝搬距離を  $-d$  とし, ホログラムを撮像素子面から物体面まで伝搬させる. 式 (6.1) の第 3 項と第 4 項はそれぞれ再生像成分および共役像成分であり, 物体面において, それぞれ再生像と共役像として得られる. 物体面において再生像は合焦し, 共役像は拡散する. これに対して, 伝搬距離を  $d$  とし, ホログラムを逆方向に撮像素子面から共役面まで伝搬させると, 図 6.3 のように物体面における像に対して点対称な像が得られる. さらに, 式 (6.1) の第 3 項は拡散し, 第 4 項は合焦する. すなわち, 物体面と共役面では合焦および拡散する成分が入れ替わる. この詳細な理由は付録 B で述べる. 以後, 再生像成分および共役像成分に関わらず, 合焦した像および拡散した像をそれぞれ合

焦点および拡散像とよぶ。

図 6.2 に示すように共役面における合焦点を 0，それ以外を 1 とする 2 値のマスクを作製する。これを合焦点マスクとよぶ。合焦点マスクの詳細な作製方法は § 6-3 で述べる。合焦点マスクを共役面において乗算することにより，式 (6.1) の第 4 項，すなわち，共役像成分を除去できる。共役像成分の除去後，共役面から物体面まで伝搬させることにより，合焦点のみを取得できる。共役面において共役像成分を除去しているため，これは再生像成分のみの取得である。以上のように，共役像成分である式 (6.3) の第 4 項は共役面におけるマスク処理により除去できる。

上述のように，0 次回折像成分および共役像成分のどちらの除去においても，再生像成分の情報の一部を除去してしまうことになる。しかし，物体光は粗面からの光波であり，実空間領域および空間周波数領域において局在せずには広がりをもつ<sup>98,99)</sup>。したがって，一部を除去しても最終的に再生像として取得することが可能である。

共役像成分の除去は，フーリエ変換の代わりに光波伝搬計算を用いたフィルタリングとみなすことができる。しかし，フーリエ変換では再生像成分と共役像成分の区別が不可能であるのに対し，光波伝搬計算では，これらの区別を閾値処理により可能である。再生像成分と共役像成分の強度の総和は互いに等しく，かつ，合焦点の強度は拡散像の強度よりも高いと考えられる。したがって，閾値処理によりこれらを分離できる。これが，フーリエ変換によるフィルタリングとは異なる点である。

マスク処理自体は共役像成分の除去のためにおこなわれ，0 次回折像成分の除去はハイパスフィルタリングによりおこなわれる。しかし，§ 6-3 の合焦点マスクの作製において 0 次回折像成分を事前に除去する必要があり，そのためにハイパスフィルタリングを用いる。したがって，ハイパスフィルタリングによる 0 次回折像成分の除去を含め，以上の 0 次回折像成分および共役像成分の除去処理をフレネル領域フィルタリング法とよぶ。

### § 6-3 合焦点マスクの作製方法

合焦点マスクの作製には共役面における強度分布を用いる。強度分布に図 6.2 のように自動二値化処理<sup>100)</sup>，モルフォロジー処理<sup>101)</sup>，二値の反転処理を施し，合焦点マスクを作製する。

自動二値化処理により共役面における強度分布を分離する。自動二値化処理には P-タイル法<sup>100)</sup>を用いる。この手法では入力値として全画素数に対する物体の画素数の割合を指定する。この指定した値から物体画像と背景画像の分離のための閾値を決定する。すなわち，事前に撮影物体の大きさが既知の場合，物体面における全画素数に対する合焦点の画素数の割合を見積ることができるので，自動二値化が可能である。P-タイル法による閾値処理の詳細は付録 E で述べる。

しかし，強度分布に含まれるスペckルによって，二値化処理が失敗する恐れがある。そのため，平均化フィルタやガウシアンフィルタ，メディアンフィルタなどを強度分布に適用

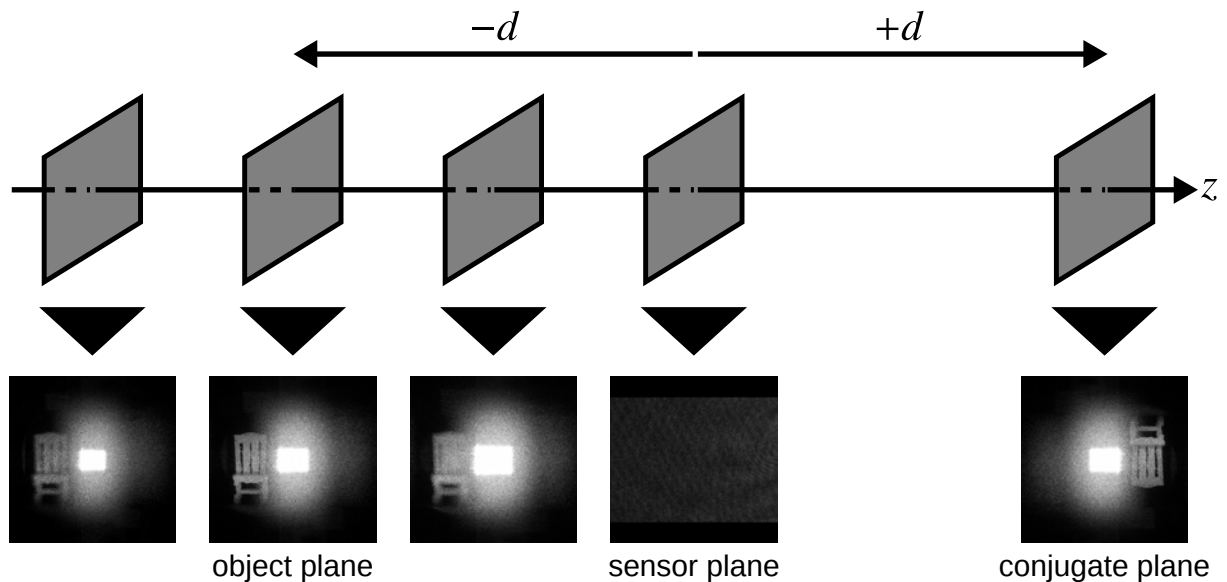


図 6.3 光波伝搬計算の伝搬方向と合焦像の向きとの関係。

し、スペックルを低減する<sup>102)</sup>。このフィルタリングの後に P-タイル法を適用し、二値画像を取得する。なお、スペックルと同様の理由で、0 次回折像成分も事前に除去しておく必要がある。これが、マスク処理をおこなう前にハイパスフィルタリングにより 0 次回折像成分を除去する理由である。

取得した二値画像のうち、物体画像に残る黒値および背景画像に残る白値をモルフォロジー処理により除去する<sup>101)</sup>。前者をクロージングにより除去した後、後者をオープニングにより除去する。モルフォロジー処理により得られた二値画像に反転処理を施し、白値と黒値を入れ替える。これにより、合焦像を 0、それ以外を 1 とする 2 値の合焦像マスクを作製できる。

## § 6-4 光学実験

実験光学系を図 6.4 に示す。マイケルソン干渉計に基づいた光学系であり、上側の光路では物体光を作製し、下側の光路では参照光を作製した。光源には波長が 632.8 nm の He-Ne レーザーを用い、撮像素子には画素数と画素サイズがそれぞれ 1280 × 960 画素と 6.45 μm × 6.45 μm の CCD イメージセンサーを用いた。フレネル領域フィルタリング法は撮影物体に対する依存性も考えられるので、図 6.5 に示す 4 種類の粗面物体を用い、異なる距離に配置した。図 6.5 (a), (b), (c), (d) に示す撮影物体は、撮像素子面からそれぞれ 175 mm, 251 mm, 213 mm, 282 mm の距離に配置した。図 6.4 における偏光ビームスプリッター (PBS), 1/2 波長板 (HWP), 1/4 波長板 (QWP), 直線偏光子 (P) の組み合わせにより、各物体光と参照光の強度比を調節した。なお、粗面物体からの光波の偏光は空間的にランダムであるので、上側の光路には 1/4 波長板を配置しなかった。参照光には平面波を用い、物体光と on-axis 配置とした。

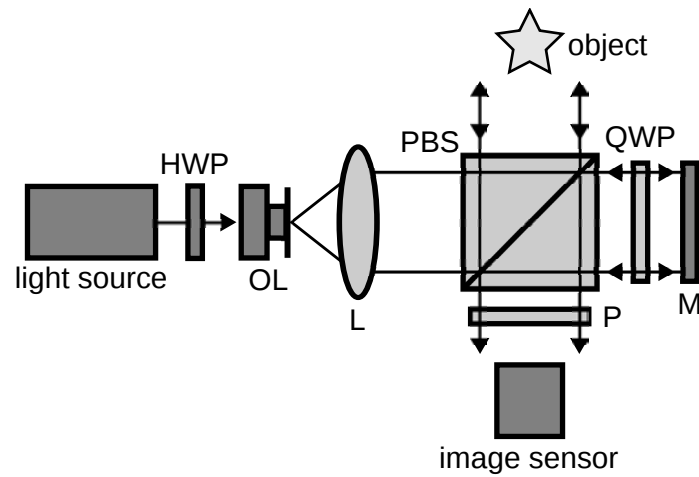


図 6.4 実験光学系: OL, 対物レンズ; L, レンズ; M, ミラー; PBS, 偏光ビームスプリッター; HWP, 1/2 波長板; QWP, 1/4 波長板; P, 直線偏光子.



図 6.5 4 種類の撮影物体.

各撮影物体ごとにホログラムをそれぞれ記録し、フレネル領域フィルタリング法により各物体光の複素振幅分布をそれぞれ算出した。フレネル領域フィルタリング法における各パラメータのうち、以下のパラメータはいずれの撮影物体の場合でも同じ値に設定した。0 次回折像成分除去のためのハイパスフィルタの遮断帯域幅は、空間周波数領域において半径が 31 画素の円とした。スペckルの低減のためのフィルタにはガウシアンフィルタを用い、ウインドウサイズは  $5 \times 5$  画素とした。一方、以下のパラメータは撮影物体ごとに値を変更した。P-タイル法における全画素数に対する物体画像の割合は、図 6.5 (a) および (b) の場合は 20 %、(c) および (d) の場合は 5 % とした。モルフォロジー処理におけるクロージングお

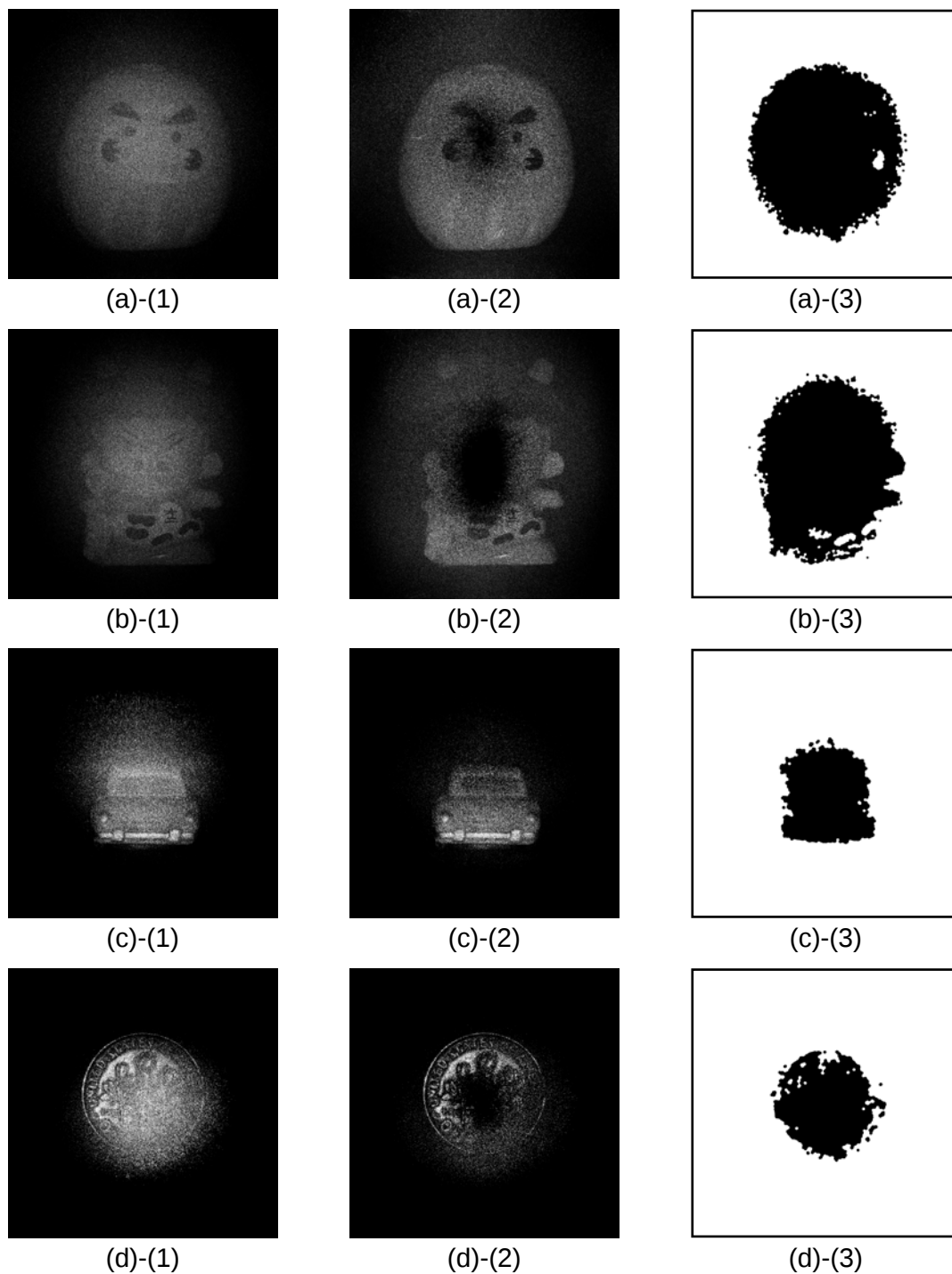


図 6.6 実験結果: (a), (b), (c), (d) はそれぞれ 図 6.5 に示す撮影物体 (a), (b), (c), (d) を用いた場合であり, (1), (2), (3) はそれぞれハイパスフィルタリングにより 0 次回折像成分の除去処理を施した場合, マスク処理により共役像成分の除去処理を施した場合, 作製した合焦像マスクである.

よびオープニングのための構造要素は，図 6.5 (a) および (b) の場合は半径 5 画素の円，(c) および (d) の場合は半径 7 画素の円とした．これらの値の変更は，合焦像マスクを作製するためであり，すべて経験則から決定した．算出した各複素振幅分布にフレネル回折積分を適用し，各再生像をそれぞれ取得した．

実験結果を図 6.6 に示す．図 6.6 (a), (b), (c), (d) はそれぞれ図 6.5 に示す撮影物体 (a), (b), (c), (d) を用いた場合の結果であり，(1), (2), (3) はそれぞれハイパスフィルタリングにより 0 次回折像成分の除去処理を施した場合，マスク処理により共役像成分の除去処理を施した場合，作製した合焦像マスクである．合焦像マスクは再生像との比較のために倒立させて示している．図 6.6 (a) と (c) では，(1) よりも (2) の方が高画質なことがわかる．したがって，フレネル領域フィルタリング法の有効性を示しているといえる．これに対して，図 6.6 (b) と (d) では，(2) において中央部が欠落していることがわかる．これは，図 6.5 (b) と (d) の撮影物体の中央部が粗面ではなく鏡面に近かったためと考えられる．フレネル領域フィルタリング法では，物体光の情報の一部も除去するため，その情報は撮像素子面において局在せず全面に拡散して分布する必要がある．しかし，撮影物体の中央部からの反射が粗面反射ではなく鏡面反射に近かったため，図 6.6 (c) と (d) ではマスク処理によりその情報が除去され，再生像の中央部が欠落したと考えられる．一方，図 6.5 (a) と (c) の撮影物体は中央部も含めて粗面反射に近かったため，欠落せずに再生像の取得に成功したと考えられる．したがって，フレネル領域フィルタリング法により再生像を取得するためには，撮影物体の全面が粗面である必要があると考えられる．

## § 6-5 自動化のための考察

フレネル領域フィルタリング法で指定するパラメータは

- (1) 0 次回折像成分の除去におけるハイパスフィルタの遮断帯域幅
- (2) スペックルの低減のためのガウシアンフィルタのウィンドウサイズ
- (3) 二値化処理における P-タイル法の全面素数に対する物体画像の画素数の割合
- (4) モルフォロジー処理における構造要素の種類と大きさ

である．§ 6-4 では，これらの値を経験則から決定した．しかし，ホログラム記録・再生実験の度に，その都度経験則から決定することは実用的ではない．そこで，(1)～(4) の決定の自動化を考察する．

(1) では，式 (6.3) の第 1 項の局在領域を除去できるように決定する．すなわち，ハイパスフィルタの遮断帯域幅は式 (6.3) における  $F_0(\mu, \nu) \star F_0^*(\mu, \nu)$  の半値全幅とする．これは物体光の空間周波数帯域幅から求めることができ，かつ，物体光の空間周波数帯域幅は撮影物体の大きさ，伝搬距離，波長，撮像素子の画素数および画素サイズから求められる．

(2) では，物体面におけるスペックルを低減できるように決定する．すなわち，共役面におけるスペックルの平均直径よりも広いウィンドウサイズとする．この平均直径は撮影物体

の大きさ，伝搬距離，波長，撮像素子の画素数および画素サイズから求められる。

(3) では，物体面におけるサンプリング間隔と撮影物体の大きさから物体画像の画素数を決定する。物体面におけるサンプリング間隔は伝搬距離，波長，撮像素子の画素数および画素サイズから求められる。詳細は付録 E で述べる。

(4) では，(2) のウインドウサイズよりもさらに広い構造要素となるように決定する。二値化した際，物体画像における黒値と背景画像における白値は，スペックルの影響を受けて発生したと考えられる。この広さは，スペックルの低減のための (2) のウインドウサイズよりも広いと考えられる。したがって，(2) のウインドウサイズよりもさらに広くする。

以上から，(1)～(4) は撮影物体の大きさ，伝搬距離，波長，撮像素子の画素数および画素サイズを入力値として自動的に決定できると考えられる。ここで，実験光学系を構築した際，光源と撮像素子の仕様は既知と考えるのが自然である。さらに，伝搬距離は合焦位置の自動検出法<sup>103-110)</sup>により求めることが可能と考えられる。ただし，提案されている手法は，off-axis 法や時分割位相シフトにより 0 次回折像成分と共役像成分を除去した後の検出である。フレネル領域フィルタリング法では共役像成分を含んだ状態で検出する必要があり，これが検出結果に影響する可能性がある。しかし，この伝搬距離の自動検出が可能であれば，撮影物体の大きさのみを入力値とする自動化が可能と考えられる。

## § 6-6 結言

本章では，フレネル領域フィルタリング法による単一のホログラムからの物体光の複素振幅分布の算出について述べた。

§ 6-2 では，フレネル領域フィルタリング法の原理を述べた。まず，ハイパスフィルタにより 0 次回折像成分を除去した後，マスク処理により共役像成分を除去する。伝搬による再生像成分と共役像成分の拡散および合焦を利用し，マスク処理により共役像成分を除去する。物体光の情報も一部除去されるが，粗面からの光波は広がりをもつため，一部が除去されても再生像の取得が可能である。

§ 6-3 では，合焦像マスクの作製を述べた。合焦像の強度和と拡散像の強度和は等しいことを利用し，強度分布を用いて作製する。自動二値化，モルフォロジー処理，反転処理により合焦像マスクの作製を実現する。

§ 6-4 では，フレネル領域フィルタリング法の検証のためのホログラム記録・再生実験について述べた。撮影物体に対する依存性を検証するために 4 種類の撮影物体を用いた。そのうちの 2 種類では，再生像のみの取得に成功した。しかし，残りの 2 種類では，再生像の中央部が欠落した。これは，撮影物体の中央部からの反射が粗面反射ではなく鏡面反射に近く，マスク処理によりその部分の情報がすべて除去されたためと考えられる。したがって，フレネル領域フィルタリング法では撮影物体の全面が粗面である必要があると考えられる。

§ 6-5 では，フレネル領域フィルタリング法の自動化を考察した。撮影物体の大きさ，伝搬距離，波長，撮像素子の画素数および画素サイズを入力値とする自動化が可能と考えられ



る。この中で、光源と撮像素子の仕様は実験光学系を構築した際に知ることができる。さらに、伝搬距離を合焦位置の自動検出法により求めることができれば、撮影物体の大きさのみで自動化が可能と考えられる。

## 第7章 結論

本論文では、特殊な光学素子を用いずに単一のホログラムから物体光の複素振幅分布の算出を研究目的とした、単一露光一般化位相シフト法とフレネル領域フィルタリング法について述べた。各章をまとめた後、今後の研究課題を述べ、最後に両手法の特徴を比較する。

第2章では、単一露光一般化位相シフト法の原理について述べた。はじめに、各画素における参照光の複素振幅を一般化した、単一のホログラムからの物体光の複素振幅の算出原理を述べた。この特徴を活かし、拡散板により容易に作製可能なランダム複素振幅光を参照光に用いた。次に、位相限定一般化位相シフト法と比較し、単一露光一般化位相シフト法の優位性を述べた。位相限定一般化法は参照光の振幅分布がほぼ一様であるとしているが、実際には異なるため、これが再生像の劣化の一因となる。一方、単一露光一般化位相シフト法は振幅分布の変化も想定しているため、位相限定一般化法よりも高画質な再生像の取得可能と考察した。その後、計算機シミュレーションと光学実験を実施し、位相限定一般化位相シフト法よりも高画質な再生像の取得に成功し、単一露光一般化位相シフト法の有効性を実証した。

第3章では、単一露光一般化位相シフト法の再生像の向上を目的とした適切な参照光の検討について述べた。はじめに、単一露光一般化位相シフト法における参照光として使用不可能な光波の条件を導出した。これから逆説的に適切な参照光の条件を「隣接画素間において複素振幅の値がすべて異なること」と導出した。次に、その条件を踏まえ、スペックルの性質に注目し、適切な参照光の条件を考察した。個々のスペックルは等位相であることに注目し、その平均直径の調節による再生像の画質向上について述べた。その後、再生像の定量的な評価のために評価値を定義し、光学実験をおこない、取得した再生像の画質と使用した参照光のスペックルの平均直径の関係を調査した。実験結果から、単一露光一般化位相シフト法には適切な参照光が存在し、その使用により再生像の画質向上を達成できることを実証した。

第4章では、単一露光一般化位相シフト法の再生像の画質向上を目的とした演算選択法について述べた。はじめに、3種類の演算式を導出し、その数が3種類である理由を述べた。次に、これら演算式を選択方法を述べた。各演算式ごとにパラメータを求め、この大きさの比較により3種類の中から最適な演算式を選択する方法を述べた。その後、演算選択法の有効性を示すために2種類の光学実験を実施した。どちらの実験結果も、前章までの1種類の演算式を用いた場合と比べ、演算選択法を用いた場合の方が高画質な再生像を取得可能であることを実証した。また、2種類の光学実験のうち、1つでは第3章で述べたスペックルの平均直径との関係も調査した。その結果、適切なスペックルの平均直径の参照光を用い、かつ、演算選択法を用いた場合が現段階で最も高画質な再生像を得ることができた。一方、もう1種類の光学実験では、撮影物体に運動物体を用いた。全フレームで再生像の取得に成功

し、単一露光一般化位相シフト法の動的現象への適用を実証した。さらに、演算選択法はこの特徴を損なうことなく再生像の画質を向上できることを実証した。

第5章では、空間周波数帯域幅に注目した単一露光一般化位相シフト法に適した参照光の検討について述べた。はじめに、参照光の空間周波数帯域幅の調節方法と算出方法について述べた。次に、撮像素子が記録可能な空間周波数帯域幅を境界に3通りの空間周波数帯域幅を考え、撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した場合が適切と考察した。その後、第3章の光学実験結果を空間周波数帯域幅を指標に用いて再度評価した。最も高画質な再生像の取得に使用した参照光の空間周波数帯域幅は撮像素子の記録可能な最大空間周波数帯域幅と一致した場合であり、上述の考察と合致した結果が得られた。さらに、スペックルの平均直径を指標に用いた結果とも一致した。最後に、スペックルの平均直径を指標に用いた場合との対応関係を述べた。これら2つに整合性があることを示し、§3-5で述べた単一露光一般化位相シフト法には適切な参照光のスペックルの平均直径が存在することを、本章で実施した空間周波数帯域幅に注目した検討により別の観点から示すことができた。

第6章では、フレネル領域フィルタリング法について述べた。はじめに、フレネル領域フィルタリング法による0次回折像成分と共役像成分の除去処理を述べた。ハイパスフィルタリングによる0次回折像成分の除去と、共役面におけるマスク処理により共役像成分の除去を述べた。次に、そのマスク処理に必要な合焦像マスクの作製方法を述べた。自動二値化処理、モルフォロジー処理、反転処理による作製について述べた。その後、光学実験をおこない、フレネル領域フィルタリング法の有効性を検証した。4種類の撮影物体を用いた結果、うち2種類では再生像のみの取得に成功したが、残りの2種類では再生像の中央部が欠落した。これは撮影物体の中央部が鏡面に近かったため、マスク処理によりこの情報がすべて欠落したためと考察した。最後に、フレネル領域フィルタリング法の自動化について考察した。合焦像マスクの作製の際の各種処理の入力値について述べた。撮影物体の大きさがわかれば、これら入力値を自動的に決定できると考察した。

単一露光一般化位相シフト法およびフレネル領域フィルタリング法の共通の課題は、使用可能な物体光の条件である。どちらも空間周波数帯域幅によりその条件を導出可能と考えられる。

単一露光一般化位相シフト法では、第2章で述べたように隣接4画素において物体光の複素振幅を一様とした演算をおこなう。すなわち、使用可能な物体光の空間周波数帯域幅は撮像素子のもつ本来の空間周波数帯域幅よりも狭いと考えられる。一方、フレネル領域フィルタリング法の場合、物体面および共役面において合焦像よりも拡散像の方が広く分布する。フレネル回折積分により表現できる物体面および共役面における像の大きさは、撮像素子のもつ空間周波数帯域幅により決まる。すなわち、拡散像の大きさを撮像素子のもつ空間周波数帯域幅に対応させる必要があり、その結果、合焦像のために使用可能な空間周波数帯域幅は低下する。したがって、フレネル領域フィルタリング法も、使用可能な物体光の空間周波

数帯域幅は撮像素子のもつ本来の空間周波数帯域幅よりも狭いと考えられる。

上述の課題を解決できれば、状況に合わせて単一露光一般化位相シフト法とフレネル領域フィルタリング法を使い分けることができる。汎用性に富むのは前者であり、簡便性に富むのは后者である。単一露光一般化位相シフト法では、フレネル領域フィルタリング法とは異なり、撮影物体は粗面物体に限定されない。鏡面物体や透過物体にも適用でき、第1章で述べた計測や三次元ディスプレイ表示用の情報取得などに応用できると考えられる。しかし、参照光の情報は既知である必要があり、事前に取得する必要がある。一方、フレネル領域フィルタリング法では、参照光の事前取得の必要はなく、拡散板の使用すら必要ない。しかし、撮影物体は粗面物体である必要があり、かつ、物体光の情報も一部除去される。そのため、計測には不向きであるが、三次元ディスプレイ表示用の情報取得などには、その簡便さから有用と考えられる。また、両手法の共通の長所は、単一のホログラムから実現可能であり、特殊な光学素子が不要なことである。そのため、上述の計測や三次元ディスプレイ表示用の情報取得などの時間変化する撮影物体を対象とする分野において使用することができる。さらに、スペックル低減<sup>111-113)</sup>や合成開口<sup>114)</sup>などの多数のホログラムの記録を必要とする再生像画質の向上手法において有用と考えられる。以上から、単一露光一般化位相シフト法およびフレネル領域フィルタリング法を確立できれば、デジタルホログラフィの当該分野の発展に貢献できると考えられる。

## 謝辞

本研究は和歌山大学大学院システム工学研究科に在学中に情報フォトニクス研究室において野村孝徳教授のご指導のもとにおこなったものである。学部4年時に研究室に配属してからの6年間、研究の遂行から研究者としての在り方まで終始熱心なご指導・ご意見を賜りました野村孝徳教授に深く感謝の意を表すとともに厚く御礼申し上げます。研究の問題解決のために親身になって相談を受けてくださり、有益なご意見を賜りました光波テクノロジー研究室の沼田卓久教授に深く感謝いたします。光工学ゼミナールや光工学コロキウムにおいて貴重なご意見を賜りました産学連携・研究支援センターの似内映之准教授に深く感謝いたします。博士後期課程2年時のアイルランド留学時に日頃の研究活動はもちろん、生涯初となった海外生活を親身にサポートしてくださったアイルランド国立大学メイヌース校の Senior Lecturer Thomas J. Naughton に深く感謝いたします。本論文の作成にあたり、査読を通して有益なご助言を賜りました土谷茂樹教授および松本正行教授に深く感謝いたします。日頃の研究活動において貴重なご意見・ご指導を賜りました情報フォトニクス研究室の最田裕介助教に深く感謝いたします。同期の博士後期課程3年の森裕氏とは学部1年時から大学の吹奏楽団を通しての付き合いであり、実に9年間、学生時代を共に過ごしました。研究活動から私生活まで良き友人として過ごせたことに深く感謝いたします。日頃の研究活動において有益なご助言を賜りました博士後期課程1年の信川輝吉氏および渡辺果歩氏に深く感謝いたします。発表時に有益なご助言を賜りました博士前期課程2年の小畑俊隆氏および福岡隆彦氏に深く感謝いたします。研究室をより良い環境にするために尽力してくださった博士前期課程1年の川上貴照氏、神藤宏伸氏、鈴木崇史氏、谷口祐太氏、森本峻行氏に深く感謝いたします。アイルランド留学時に私生活においてサポートしてくださった Hao Wu 氏および Lingfei Lzhang 氏に深く感謝いたします。光工学ゼミナールや光工学コロキウムにおいて的確なご意見を頂きました光波テクノロジー研究室の皆様にも深く感謝いたします。研究室に配属してからの6年間、激励やご協力を頂きました情報フォトニクス研究室の皆様にも深く感謝いたします。最後に、私が不自由なく学業に専念できるよう、さまざまな面から支援してくださった家族に深く感謝いたします。

## 参考文献

- 1) J. W. Goodman and R. W. Lawrence, "Digital image formation from electronically detected holograms," *Appl. Phys. Lett.* **11**, 77–79 (1967).
- 2) U. Schnars and W. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction," *Appl. Opt.* **33**, 179–181 (1994).
- 3) U. Schnars and W. P. O. Jüptner, "Digital recording and numerical reconstruction of holograms," *Meas. Sci. Technol.* **13**, R85–R101 (2002).
- 4) M. K. Kim, L. Yu, and C. J. Mann, "Interference techniques in digital holography," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, S518–S523 (2006).
- 5) T. M. Kreis, "Applications of digital holography: From microscopy to 3D-television," *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* **7**, 12006 (9 pages) (2012).
- 6) J.-P. Liu, "Controlling the aliasing by zero-padding in the digital calculation of the scalar diffraction," *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 1956–1964 (2012).
- 7) P. Picart and P. Tankam, "Analysis and adaptation of convolution algorithms to reconstruct extended objects in digital holography," *Appl. Opt.* **52**, A240–A253 (2013).
- 8) E. CuChe, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms," *Appl. Opt.* **38**, 6994–7001 (1999).
- 9) K. Watanabe, M. Ohshima, and T. Nomura, "Simultaneous measurement of refractive index and thickness distributions using low-coherence digital holography and vertical scanning," *J. Opt.* **16**, 045403 (8 pages) (2014).
- 10) T. Colomb, P. Dahlgren, D. Beghuin, E. CuChe, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Polarization imaging by use of digital holography," *Appl. Opt.* **41**, 27–37 (2002).
- 11) T. Nomura, B. Javidi, S. Murata, E. Nitani, and T. Numata, "Polarization imaging of a 3D object by use of on-axis phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* **32**, 481–483 (2007).
- 12) M. Yokota, "Polarization analysis by off-axis digital holography with an improved optical system and an evaluation of its performance by simulation," *Appl. Opt.* **47**, 6325–6333 (2008).
- 13) 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).
- 14) I. Yamaguchi, T. Matsumura, and J. Kato, "Phase-shifting color digital holography," *Opt. Lett.* **27**, 1108–1110 (2002).

- 15) J. Kühn, T. Colomb, F. Montfort, F. Charrière, Y. Emery, E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Real-time dual-wavelength digital holographic microscopy with a single hologram acquisition,” *Opt. Express* **15**, 7231–7242 (2007).
- 16) T. Kiire, D. Barada, J. ichiro Sugisaka, Y. Hayasaki, and T. Yatagai, “Color digital holography using a single monochromatic imaging sensor,” *Opt. Lett.* **37**, 3153–3155 (2012).
- 17) P. Marquet, B. Rappaz, P. J. Magistretti, E. Cuche, Y. Emery, T. Colomb, and C. Depeursinge, “Digital holographic microscopy: a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy,” *Opt. Lett.* **30**, 468–470 (2005).
- 18) P. Massatsch, F. Charrière, E. Cuche, P. Marquet, and C. D. Depeursinge, “Time-domain optical coherence tomography with digital holographic microscopy,” *Appl. Opt.* **44**, 1806–1812 (2005).
- 19) F. Charrière, A. Marian, F. Montfort, J. Kuehn, T. Colomb, E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Cell refractive index tomography by digital holographic microscopy,” *Opt. Lett.* **31**, 178–180 (2006).
- 20) T. Tahara, K. Ito, T. Kakue, M. Fujii, Y. Shimozato, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel phase-shifting digital holographic microscopy,” *Biomed. Opt. Express* **1**, 610–616 (2010).
- 21) S. Bernet, W. Harm, A. Jesacher, and M. Ritsch-Marte, “Lensless digital holography with diffuse illumination through a pseudo-random phase mask,” *Opt. Express* **19**, 25113–25124 (2011).
- 22) T. Pitkäaho, M. Niemelä, and V. Pitkäkangas, “Partially coherent digital in-line holographic microscopy in characterization of a microscopic target,” *Appl. Opt.* **53**, 3233–3240 (2014).
- 23) W. Chen, C. Quan, and C. J. Tay, “Extended depth of focus in a particle field measurement using a single-shot digital hologram,” *Appl. Phys. Lett.* **95**, 201103 (2009).
- 24) W. Chen, C. Quan, C. J. Tay, and Y. Fu, “Quantitative detection and compensation of phase-shifting error in two-step phase-shifting digital holography,” *Opt. Commun.* **282**, 2800–2805 (2009).
- 25) I. Yamaguchi, T. Ida, M. Yokota, and K. Yamashita, “Surface shape measurement by phase-shifting digital holography with a wavelength shift,” *Appl. Opt.* **45**, 7610–7616 (2006).
- 26) M. Yokota and T. Adachi, “Digital holographic profilometry of the inner surface of a pipe using a current-induced wavelength change of a laser diode,” *Appl. Opt.* **50**, 3937–3946 (2011).
- 27) C. Wagner, S. Seebacher, W. Osten, and W. Jüptner, “Digital recording and numerical

- reconstruction of lensless Fourier holograms in optical metrology,” *Appl. Opt.* **38**, 4812–4820 (1999).
- 28) P. Ferraro, S. Grilli, D. Alfieri, S. D. Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, B. Javidi, G. Coppola, and V. Striano, “Extended focused image in microscopy by digital holography,” *Opt. Express* **13**, 6738–6749 (2005).
  - 29) A. T. Saucedo, F. M. Santoyo, M. D. la Torre-Ibarra, G. Pedrini, and W. Osten, “Endoscopic pulsed digital holography for 3D measurements,” *Opt. Express* **14**, 1468–1475 (2006).
  - 30) Y. Kikuchi, D. Barada, T. Kiire, and T. Yatagai, “Doppler phase-shifting digital holography and its application to surface shape measurement,” *Opt. Lett.* **35**, 1548–1550 (2010).
  - 31) D. Barada, T. Kiire, J. ichiro Sugisaka, S. Kawata, and T. Yatagai, “Simultaneous two-wavelength doppler phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.* **50**, H237–H244 (2011).
  - 32) Y. Tanaka, Y. Mori, and T. Nomura, “Single-shot three-dimensional shape measurement by low-coherent optical path difference digital holography,” *Appl. Opt.* **53**, G19–G24 (2014).
  - 33) I. Yamaguchi, “Holography and speckle in phase-shifting digital holography,” *Chin. Opt. Lett.* **7**, 1104–1108 (2009).
  - 34) H. J. Tiziani and G. Pedrini, “From speckle pattern photography to digital holographic interferometry [invited],” *Appl. Opt.* **52**, 30–44 (2013).
  - 35) B. Javidi and E. Tajahuerce, “Three-dimensional object recognition by use of digital holography,” *Opt. Lett.* **25**, 610–612 (2000).
  - 36) B. Javidi and D. Kim, “Three-dimensional-object recognition by use of single-exposure on-axis digital holography,” *Opt. Lett.* **30**, 236–238 (2005).
  - 37) T. Nomura and B. Javidi, “Object recognition by use of polarimetric phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.* **32**, 2146–2148 (2007).
  - 38) M. Yokota, T. Kawakami, Y. Kimoto, and I. Yamaguchi, “Drying process in a solvent-based paint analyzed by phase-shifting digital holography and an estimation of time for tack free,” *Appl. Opt.* **50**, 5834–5841 (2011).
  - 39) W. Osten, T. Baumbach, and W. Jüptner, “Comparative digital holography,” *Opt. Lett.* **27**, 1764–1766 (2002).
  - 40) T. Baumbach, W. Osten, C. von Kopylow, and W. Jüptner, “Remote metrology by comparative digital holography,” *Appl. Opt.* **45**, 925–934 (2006).
  - 41) P. Ferraro, G. Coppola, S. D. Nicola, A. Finizio, and G. Pierattini, “Digital holographic microscope with automatic focus tracking by detecting sample displacement in real time,” *Opt. Lett.* **28**, 1257–1259 (2003).



- 42) P. Ferraro, S. D. Nicola, G. Coppola, A. Finizio, D. Alfieri, and G. Pierattini, “Controlling image size as a function of distance and wavelength in Fresnel-transform reconstruction of digital holograms,” *Opt. Lett.* **29**, 854–856 (2004).
- 43) B. Javidi and T. Nomura, “Securing information by use of digital holography,” *Opt. Lett.* **25**, 28–30 (2000).
- 44) T. J. Naughton and B. Javidi, “Compression of encrypted three-dimensional objects using digital holography,” *Opt. Eng.* **43**, 2233–2238 (2004).
- 45) B. Das, J. Joseph, and K. Singh, “Phase-image-based sparse-gray-level data pages for holographic data storage,” *Appl. Opt.* **48**, 5240–5250 (2009).
- 46) A. Okamoto, K. Kunori, M. Takabayashi, A. Tomita, and K. Sato, “Holographic diversity interferometry for optical storage,” *Opt. Express* **19**, 13436–13444 (2011).
- 47) M. Paturzo, P. Memmolo, A. Finizio, R. Näsänen, T. J. Naughton, and P. Ferraro, “Synthesis and display of dynamic holographic 3D scenes with real-world objects,” *Opt. Express* **18**, 8806–8815 (2010).
- 48) R. Näsänen, T. Colomb, Y. Emery, and T. J. Naughton, “Enhancement of three-dimensional perception of numerical hologram reconstructions of real-world objects by motion and stereo,” *Opt. Express* **19**, 16075–16086 (2011).
- 49) Y. Mori and T. Nomura, “Shortening method for optical reconstruction distance in digital holographic display with phase hologram,” *Opt. Eng.* **52**, 123101 (7 pages) (2013).
- 50) Y. Mori and T. Nomura, “Synthesis method from low-coherence digital holograms for improvement of image quality in holographic display,” *Appl. Opt.* **52**, 3838–3844 (2013).
- 51) 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).
- 52) M. Takeda, “Fourier fringe analysis and its application to metrology of extreme physical phenomena: a review [invited],” *Appl. Opt.* **52**, 20–29 (2013).
- 53) E. CuChe, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography,” *Appl. Opt.* **39**, 4070–4075 (2000).
- 54) I. Yamaguchi and T. Zhang, “Phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.* **22**, 1268–1270 (1997).
- 55) X. F. Meng, L. Z. Cai, X. F. Xu, X. L. Yang, X. X. Shen, G. Y. Dong, and Y. R. Wang, “Two-step phase-shifting interferometry and its application in image encryption,” *Opt. Lett.* **31**, 1414–1416 (2006).
- 56) X. F. Xu, L. Z. Cai, Y. R. Wang, X. L. Yang, X. F. Meng, G. Y. Dong, X. X. Shen, and H. Zhang, “Generalized phase-shifting interferometry with arbitrary unknown phase shifts: Direct wave-front reconstruction by blind phase shift extraction and its experimen-

- tal verification,” *Appl. Phys. Lett.* **90**, 121124 (2007).
- 57) X. F. Xu, L. Z. Cai, Y. R. Wang, X. F. Meng, W. J. Sun, H. Zhang, X. C. Cheng, G. Y. Dong, and X. X. Shen, “Simple direct extraction of unknown phase shift and wavefront reconstruction in generalized phase-shifting interferometry: algorithm and experiments,” *Opt. Lett.* **33**, 776–778 (2008).
  - 58) J.-P. Liu and T.-C. Poon, “Two-step-only quadrature phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.* **34**, 250–252 (2009).
  - 59) J.-P. Liu, T.-C. Poon, G.-S. Jhou, and P.-J. Chen, “Comparison of two-, three-, and four-exposure quadrature phase-shifting holography,” *Appl. Opt.* **50**, 2443–2450 (2011).
  - 60) C. Meneses-Fabian and U. Rivera-Ortega, “Phase-shifting interferometry by wave amplitude modulation,” *Opt. Lett.* **36**, 2417–2419 (2011).
  - 61) N. Sabitov, T. Meinecke, D. P. Kelly, and S. Sinzinger, “Two-step phase-shift interferometry with known but arbitrary reference waves: a graphical interpretation,” *Appl. Opt.* **51**, 6831–6838 (2012).
  - 62) H. Guo and Z. Zhang, “Phase shift estimation from variances of fringe pattern differences,” *Appl. Opt.* **52**, 6572–6578 (2013).
  - 63) N. Yoshikawa, “Phase determination method in statistical generalized phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.* **52**, 1947–1953 (2013).
  - 64) N. Yoshikawa, T. Shiratori, and K. Kajihara, “Robust phase-shift estimation method for statistical generalized phase-shifting digital holography,” *Opt. Express* **22**, 14155–14165 (2014).
  - 65) 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).
  - 66) Q. Hao, Q. Zhu, and Y. Hu, “Random phase-shifting interferometry without accurately controlling or calibrating the phase shifts,” *Opt. Lett.* **34**, 1288–1290 (2009).
  - 67) M. B. North-Morris, J. VanDelden, and J. C. Wyant, “Phase-shifting birefringent scatterplate interferometer,” *Appl. Opt.* **41**, 668–677 (2002).
  - 68) L. Xu, X. Peng, Z. Guo, J. Miao, and A. Asundi, “Imaging analysis of digital holography,” *Opt. Express* **13**, 2444–2452 (2005).
  - 69) D. Claus, D. Iliescu, and P. Bryanston-Cross, “Quantitative space-bandwidth product analysis in digital holography,” *Appl. Opt.* **50**, H116–H127 (2011).
  - 70) L. Ma, H. Wang, Y. Li, and H. Jin, “Partition calculation for zero-order and conjugate image removal in digital in-line holography,” *Opt. Express* **20**, 1805–1815 (2012).
  - 71) Y. Awatsuji, M. Sasada, and T. Kubota, “Parallel quasi-phase-shifting digital holography,” *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1069–1071 (2004).
  - 72) Y. Awatsuji, A. Fujii, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel three-step phase-shifting digital

- holography,” *Appl. Opt.* **45**, 2995–3002 (2006).
- 73) Y. Awatsuji, T. Tahara, A. Kaneko, T. Koyama, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel two-step phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.* **47**, D183–D189 (2008).
- 74) T. Kakue, R. Yonesaka, T. Tahara, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “High-speed phase imaging by parallel phase-shifting digital holography,” *Opt. Lett.* **36**, 4131–4133 (2011).
- 75) T. Kakue, S. Itoh, P. Xia, T. Tahara, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Single-shot femtosecond-pulsed phase-shifting digital holography,” *Opt. Express* **20**, 20286–20291 (2012).
- 76) J. E. Millerd, N. J. Brock, J. B. Hayes, M. B. North-Morris, M. Novak, and J. C. Wyant, “Pixelated phase-mask dynamic interferometer,” *Proc. SPIE* **5531**, 304–314 (2004).
- 77) N. Brock, J. Hayes, B. Kimbrough, J. Millerd, M. North-Morris, M. Novak, and J. C. Wyant, “Dynamic interferometry,” *Proc. SPIE* **5875**, 58750F (10 pages) (2005).
- 78) J. C. Wyant, “Computerized interferometric surface measurements [invited],” *Appl. Opt.* **52**, 1–8 (2013).
- 79) H. Suzuki, T. Nomura, E. Nitani, and T. Numata, “Dynamic recording of a digital hologram with single exposure by a wave-splitting phase-shifting method,” *Opt. Rev.* **17**, 176–180 (2010).
- 80) L. Martínez-León, M. Araiza-E, B. Javidi, P. Andrés, V. Climent, J. Lancis, and E. Tajahuerce, “Single-shot digital holography by use of the fractional Talbot effect,” *Opt. Express* **17**, 12900–12909 (2009).
- 81) M. A. Araiza-Esquivel, L. Martínez-León, B. Javidi, P. Andrés, J. Lancis, and E. Tajahuerce, “Single-shot color digital holography based on the fractional Talbot effect,” *Appl. Opt.* **50**, B96–B101 (2011).
- 82) M. Lin, K. Nitta, O. Matoba, and Y. Awatsuji, “Parallel phase-shifting digital holography with adaptive function using phase-mode spatial light modulator,” *Appl. Opt.* **51**, 2633–2637 (2012).
- 83) B. Kimbrough and J. Millerd, “The spatial frequency response and resolution limitations of pixelated mask spatial carrier based phase shifting interferometry,” *Proc. SPIE* **7790**, 77900K (12 pages) (2010).
- 84) T. Tahara, Y. Shimosato, P. Xia, Y. Ito, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, O. Matoba, and T. Kubota, “Algorithm for reconstructing wide space-bandwidth information in parallel two-step phase-shifting digital holography,” *Optics express* **20**, 19806–19814 (2012).
- 85) 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,” *Opt. Rev.* **17**, 519–524 (2010).
- 86) M. Imbe and T. Nomura, “Single-exposure phase-shifting digital holography using a random-complex-amplitude encoded reference wave,” *Appl. Opt.* **52**, A161–A166 (2013).
  - 87) M. Imbe and T. Nomura, “Study of reference waves in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.* **52**, 4097–4102 (2013).
  - 88) M. Imbe and T. Nomura, “Selective calculation for the improvement of reconstructed images in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” *Opt. Eng.* **53**, 044102 (7 pages) (2014).
  - 89) M. Imbe and T. Nomura, “Effect of spatial frequency bandwidth of reference wave on quality of reconstructed image in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” in *International Workshop on Holography and Related Technologies 2014* (2014), 17a03.
  - 90) M. Imbe, D. Neylon, T. Pitkäaho, T. Nomura, and T. J. Naughton, “Automated reconstruction and noise reduction of three-dimensional objects encoded in digital holograms,” in *Photonics Ireland 2013* (2013), IMP6.
  - 91) T. Nomura and M. Imbe, “Single-exposure phase-shifting digital holography using a random-phase reference wave,” *Opt. Lett.* **35**, 2281–2283 (2010).
  - 92) 奥富正敏 編, “6-3-4 メディアンフィルタ,” *デジタル画像処理* (財団法人画像情報教育振興協会, 2007), p. 113.
  - 93) S. J. Kirkpatrick, D. D. Duncan, and E. M. Wells-Gray, “Detrimental effects of speckle-pixel size matching in laser speckle contrast imaging,” *Opt. Lett.* **33**, 2886–2888 (2008).
  - 94) O. Thompson, M. Andrews, and E. Hirst, “Correction for spatial averaging in laser speckle contrast analysis,” *Biomed. Opt. Express* **2**, 1021–1029 (2011).
  - 95) T. M. Kreis, “2.5.2 Speckle Size,” in *Handbook of Holographic Interferometry* (Wiley-VCH, 2005), pp. 34–36.
  - 96) J. W. Goodman, “6.2 Frequency response for diffraction-limited coherent imaging,” in *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, 1996), pp. 134–137.
  - 97) T. M. Kreis and W. P. O. Jüptner, “Suppression of the DC term in digital holography,” *Opt. Eng.* **36**, 2357–2360 (1997).
  - 98) H. Funamizu, S. Shimoma, and Y. Aizu, “Image quality improvement using speckle method in in-line digital holography by means of multi-mode fiber,” *Opt. Commun.* **305**, 100–106 (2013).
  - 99) H. Funamizu, S. Shimoma, and Y. Aizu, “Color digital holography using speckle illumination by means of a multi-mode fiber,” *Opt. Commun.* **312**, 245–251 (2014).
  - 100) 奥富正敏 編, “10-1-2 p-タイル法,” *デジタル画像処理* (財団法人画像情報教育振興協

- 会, 2007), p. 175.
- 101) 奥富正敏 編, “10-2-3 収縮・膨張処理,” デジタル画像処理 (財団法人画像情報教育振興協会, 2007), p. 179.
  - 102) O. Matoba, T. J. Naughton, Y. Frauel, N. Bertaux, and B. Javidi, “Real-time three-dimensional object reconstruction by use of a phase-encoded digital hologram,” *Appl. Opt.* **41**, 6187–6192 (2002).
  - 103) L. Ma, H. Wang, Y. Li, and H. Jin, “Numerical reconstruction of digital holograms for three-dimensional shape measurement,” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6**, 396–400 (2004).
  - 104) C. P. McElhinney, J. B. McDonald, A. Castro, Y. Frauel, B. Javidi, and T. J. Naughton, “Depth-independent segmentation of macroscopic three-dimensional objects encoded in single perspectives of digital holograms,” *Opt. Lett.* **32**, 1229–1231 (2007).
  - 105) C. P. McElhinney, B. M. Hennelly, and T. J. Naughton, “Extended focused imaging for digital holograms of macroscopic three-dimensional objects,” *Appl. Opt.* **47**, D71–D79 (2008).
  - 106) M. L. Tachiki, M. Itoh, and T. Yatagai, “Simultaneous depth determination of multiple objects by focus analysis in digital holography,” *Appl. Opt.* **47**, D144–D153 (2008).
  - 107) P. Langehanenberg, B. Kemper, D. Dirksen, and G. von Bally, “Autofocusing in digital holographic phase contrast microscopy on pure phase objects for live cell imaging,” *Appl. Opt.* **47**, D176–D182 (2008).
  - 108) P. Memmolo, C. Distanto, M. Paturzo, A. Finizio, P. Ferraro, and B. Javidi, “Automatic focusing in digital holography and its application to stretched holograms,” *Opt. Lett.* **36**, 1945–1947 (2011).
  - 109) M. F. Toy, J. Kühn, S. Richard, J. Parent, M. Egli, and C. Depeursinge, “Accelerated autofocusing of off-axis holograms using critical sampling,” *Opt. Lett.* **37**, 5094–5096 (2012).
  - 110) P. Memmolo, M. Paturzo, B. Javidi, P. A. Netti, and P. Ferraro, “Refocusing criterion via sparsity measurements in digital holography,” *Opt. Lett.* **39**, 4719–4722 (2014).
  - 111) T. Nomura, M. Okamura, E. Nitani, and T. Numata, “Image quality improvement of digital holography by superposition of reconstructed images obtained by multiple wavelengths,” *Appl. Opt.* **47**, D38–D43 (2008).
  - 112) T. Pitkääho and T. J. Naughton, “Speckle noise reduction in Michelson digital holography using known or unknown reference linear phases and image processing” in *Fringe 2013* (2013), pp. 653–656.
  - 113) D. S. Monaghan, D. P. Kelly, N. Pandey, and B. M. Hennelly, “Twin removal in digital holography using diffuse illumination,” *Opt. Lett.* **34**, 3610–3612 (2009).
  - 114) L. Martínez-León and B. Javidi, “Synthetic aperture single-exposure on-axis digital

- holography,” *Opt. Express* **16**, 161–169 (2008).
- 115) T. M. Kreis, “3.2.1 Wave field reconstruction by the finite discrete Fresnel transform,” in *Handbook of Holographic Interferometry* (Wiley-VCH, 2005), pp. 93–97.
- 116) 谷田貝豊彦, “3.5 フーリエ変換の性質,” *光とフーリエ変換* (朝倉書店, 2012), pp. 48–50.

## 発表実績

### 学術論文（筆頭）

1. M. Imbe and T. Nomura, “Single-exposure phase-shifting digital holography using a random-complex-amplitude encoded reference wave,” *Appl. Opt.* **52**, A161–A166 (2013).
2. M. Imbe and T. Nomura, “Study of reference waves in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.* **52**, 4097–4102 (2013).
3. M. Imbe and T. Nomura, “Selective calculation for the improvement of reconstructed images in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” *Opt. Eng.* **53**, 044102 (7 pages) (2014).

### 学術論文（非筆頭）

1. T. Nomura and M. Imbe, “Single-exposure phase-shifting digital holography using a random-phase reference wave,” *Opt. Lett.* **35**, 2281–2283 (2010).

### 国際会議（本人発表）

1. M. Imbe and T. Nomura, “Single-exposure phase-shifting digital holography using random phase reference wave,” *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging, DWC10*, Tokyo, Japan, May 2011.
2. M. Imbe and T. Nomura, “Effect of the complex amplitude distribution of a reference wave into the reconstructed image in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” *The First Korea-Japan Workshop on Digital Holography and Information Photonics DHIP2011*, P4, Seoul, Korea, November 2011.
3. M. Imbe and T. Nomura, “Selecting direction of calculation in single-exposure phase-shifting digital holography using a random-phase encoded reference wave,” *International Workshop on Holography and Related Technologies 2012*, P13, Jhongli, Taiwan, November 2012.
4. M. Imbe and T. Nomura, “Dynamic recording and reconstruction in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” *The Second Japan-Korea Workshop on Digital Holography and Three Dimensional Imaging DHIP2012*, C005, Tokushima, Japan, November 2012.
5. M. Imbe, D. Neylon, T. Pitkäaho, T. Nomura, and T. J. Naughton, “Automated reconstruction and noise reduction of three-dimensional objects encoded in digital holograms,” *Photonics Ireland 2013, IMP6*, Belfast, Northern Ireland, UK, September 2013.
6. M. Imbe and T. Nomura, “Effect of spatial frequency bandwidth of reference wave on quality

of reconstructed image in single-exposure generalized phase-shifting digital holography,” International Workshop on Holography and Related Technologies 2014, 17a03, Beijing, China, October 2014.

### 国内学術講演会（本人発表）

1. 井邊真俊, 野村孝徳, “非平面波を参照光に用いた波面分割位相シフトデジタルホログラフィ,” 第 8 回情報フォトンクス研究グループ関西学生研究論文講演会, pp. 13–14, 大阪, 2010 年 3 月.
2. 井邊真俊, 野村孝徳, “任意の位相分布の参照光を用いたシングルショット位相シフトデジタルホログラフィ,” 第 11 回情報フォトンクス研究グループ研究会 (秋合宿) 講演予稿集, p. 49, 日光, 2010 年 9 月.
3. 井邊真俊, 野村孝徳, “単一露光一般化位相シフトデジタルホログラフィに適した参照光の複素振幅分布の検討,” 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2011 講演予稿集, 29pF7, 吹田, 2011 年 11 月.
4. 井邊真俊, 野村孝徳, “単一露光一般化位相シフトデジタルホログラフィに適した参照光の複素振幅分布の定量的な検討,” 2012 年秋季第 73 回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 12p-F3-7, 松山, 2012 年 9 月.
5. 井邊真俊, 野村孝徳, “演算方向選択による単一露光位相シフトデジタルホログラフィの画質向上,” 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2012 講演予稿集, 23aD2, 東京, 2012 年 10 月.
6. 井邊真俊, 野村孝徳, “単一露光一般化位相シフトデジタルホログラフィとその応用,” 2012 年第 4 回ホログラフィック・ディスプレイ研究会会報 HODIC CIRCULAR, pp. 15–19, 和歌山, 2012 年 11 月 [招待講演].
7. 井邊真俊, 野村孝徳, “空間周波数帯域幅による単一露光一般化位相シフトデジタルホログラフィに適した参照光の検討,” 2014 年第 75 回応用物理学会秋季学術講演会講演予稿集, 19a-S11-10, 札幌, 2014 年 9 月.
8. 井邊真俊, 川上貴照, 野村孝徳, “単一露光一般化位相シフトカラーデジタルホログラフィにおける各色の再生像の画質と参照光の空間周波数帯域幅の関係,” 日本光学会年次学術講演会 Optics & Photonics Japan 2014 講演予稿集, 7pPD3, 東京, 2014 年 11 月.
9. 井邊真俊, 野村孝徳, Thomas J. Naughton, “デジタルホログラフィにおけるフレネル領域フィルタリング法に適した物体光条件,” 2015 年第 62 回応用物理学会春季学術講演会講演予稿集, 13a-P4-1, 平塚, 2015 年 3 月.

### 国内学術講演会（共著者発表）

1. 野村孝徳, 井邊真俊, “波面分割一般化位相シフトデジタルホログラフィ,” 2010 年秋季第 71 回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 17a-NK-8, 長崎, 2010 年 9 月.



2. 川上貴照, 井邊真俊, 野村孝徳, “単一露光一般化位相シフトカラーデジタルホログラフィに関する研究,” 第 12 回情報フォトンクス研究グループ関西学生研究論文講演会, pp. 29–30, 神戸, 2014 年 3 月.
3. 川上貴照, 井邊真俊, 野村孝徳, “単一露光一般化位相シフトカラーデジタルホログラフィの再生像評価,” 第 15 回情報フォトンクス研究グループ研究会 (秋合宿) 講演予稿集, p. 52, 京都, 2014 年 9 月.

# 付録

## 付録 A メディアンフィルタのウィンドウサイズの検証

突出値の除去に用いるメディアンフィルタ<sup>92)</sup>のウィンドウサイズを計算機シミュレーションにより検証した結果を述べる。シミュレーション条件は、メディアンフィルタのウィンドウサイズを除いて、§2-4と同じである。単一露光一般化位相シフト法により算出した物体光の複素振幅分布に、ウィンドウサイズが異なるメディアンフィルタを適用し、それぞれの場合で全画素数に対する突出値の数の割合を算出した。突出値の定義も§2-4と同じである。図A.1にこのシミュレーションの結果を示す。ウィンドウサイズが5×5画素以上では、その効果が収束していることがわかる。したがって、§2-4を含め、本論文では、突出値の除去にはウィンドウサイズが5×5画素のメディアンフィルタを用いている。

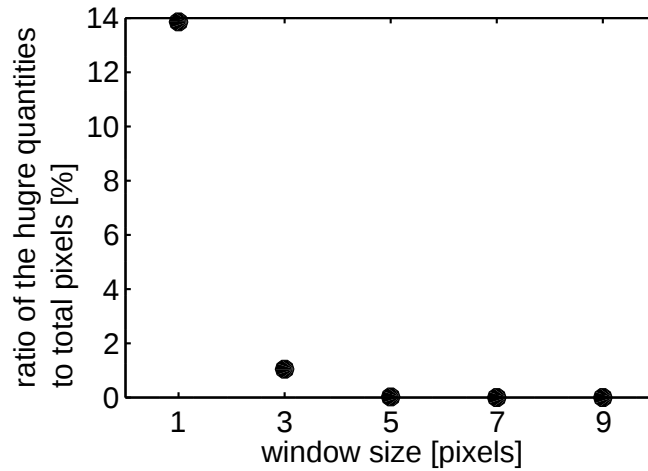


図 A.1 メディアンフィルタのウィンドウサイズと全画素数に対する突出値の割合の関係。

## 付録 B 二段階時分割位相シフト法

ランダム複素振幅参照光の複素振幅分布の算出に用いる二段階時分割位相シフト法<sup>59)</sup>について述べる。撮像素子面における参照光の強度分布  $I_r(x, y)$ ，平行光の強度分布  $I_p(x, y)$ ，参照光と平行光のホログラムの強度分布  $I_{re}(x, y)$ ，参照光と位相が  $\pi/2$  だけ進んだ平行光のホログラムの強度分布  $I_{im}(x, y)$  の4種類を記録する。これらは、参照光の振幅分布と位相分布を  $a_r(x, y)$ ， $\phi_r(x, y)$  とし、平行光の振幅分布と位相分布を  $a_p(x, y)$ ， $\phi_p(x, y)$  とすると

$$I_r(x, y) = a_r^2(x, y), \quad (\text{B.1})$$

$$I_p(x, y) = a_p^2(x, y), \quad (\text{B.2})$$

$$I_{re}(x, y) = a_r^2(x, y) + a_p^2(x, y) + 2a_r(x, y)a_p(x, y) \cos\{\phi_r(x, y) - \phi_p(x, y)\}, \quad (\text{B.3})$$

$$I_{im}(x, y) = a_r^2(x, y) + a_p^2(x, y) + 2a_r(x, y)a_p(x, y) \sin\{\phi_r(x, y) - \phi_p(x, y)\} \quad (\text{B.4})$$

である。これらを用いて、 $a_r(x, y)$ ,  $\phi_r(x, y)$  は

$$a_r(x, y) = \sqrt{I_r(x, y)}, \quad (\text{B.5})$$

$$\phi_r(x, y) - \phi_p(x, y) = \tan^{-1} \frac{I_{im}(x, y) - I_r(x, y) - I_p(x, y)}{I_{re}(x, y) - I_r(x, y) - I_p(x, y)} \quad (\text{B.6})$$

と求めることができる。ここで、平行光が撮像素子面に垂直入射する場合、 $\phi_p(x, y)$  は定数である。したがって、 $\phi_p(x, y) = 0$  とすると、参照光の複素振幅分布  $A_r(x, y)$  は

$$A_r(x, y) = a_r(x, y) \exp\{i\phi_r(x, y)\} \quad (\text{B.7})$$

である。

### 付録 C 半値全幅によるスペックルの平均直径の算出方法

第3章と第4章において用いるスペックルの平均直径の算出方法を述べる。その平均直径は複素振幅分布の自己相関関数の半値全幅とする。以下のように、その大きさをサブピクセルまで求める。

複素振幅分布の自己相関関数の絶対値を  $f$  とし、最大値が1になるように規格化する。図 C.1 のように  $f$  が 0.5 になる直前の座標を  $m-1$ 、直後の座標を  $m$  とする。半値半幅を  $r$  とし、直線近似をおこなうと

$$\begin{aligned} 0.5 &= \frac{f(m) - f(m-1)}{m - (m-1)} \{r - (m-1)\} + f(m-1) \\ r &= \frac{0.5 - f(m-1)}{f(m) - f(m-1)} + (m-1) \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

となる。x 方向と y 方向でそれぞれ  $2r$  を求め、それらの平均を半値全幅とする。

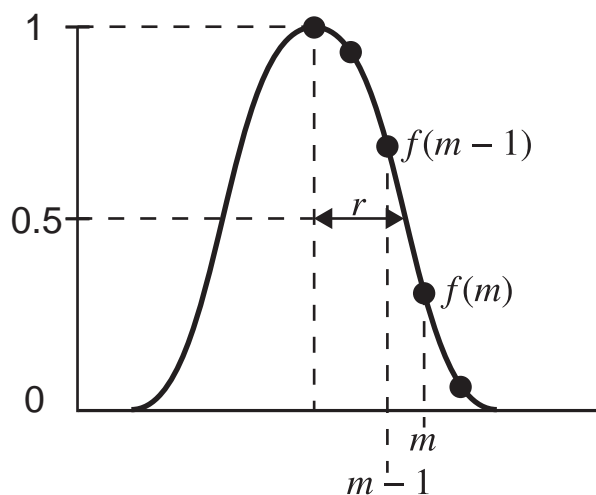


図 C.1 半値全幅の算出方法。

## 付録 D フレネル回折積分における合焦像の向きと伝搬距離の符号の関係

第6章で述べたフレネル領域フィルタリング法における伝搬距離と再生像の向きの関係を述べる。なお、変数の区別を容易にするために、複素振幅分布は本論部とは別に新しく定義する。

図 D.1 のように物体面における複素振幅分布が  $u_o(X, Y)$  の光波が撮像素子面まで距離  $d$  だけ伝搬し、撮像素子面における複素振幅分布  $u_s(x, y)$  が得られるとする。この場合、 $u_s(x, y)$  はフレネル回折積分により

$$u_s(x, y) = h_s(x, y) \text{FT} [h_o(X, Y)u_o(X, Y)] \quad (\text{D.1})$$

であり、

$$h_s(x, y) = \exp \left\{ \frac{ik}{2d} (x^2 + y^2) \right\}, \quad (\text{D.2})$$

$$h_o(X, Y) = \exp \left\{ \frac{ik}{2d} (X^2 + Y^2) \right\} \quad (\text{D.3})$$

である<sup>115)</sup>。  $k$  は波数であり、 $\text{FT}[\ ]$  はフーリエ変換をあらわす演算子である。したがって、 $u_s(x, y)$  から  $u_o(X, Y)$  を得るには

$$u_o(X, Y) = h_o^*(X, Y) \text{IFT} [h_s^*(x, y)u_s(x, y)] \quad (\text{D.4})$$

とする。  $\text{IFT}[\ ]$  は逆フーリエ変換をあらわす演算子である。式 (D.4) を式 (D.1) と比較すると、 $\text{FT}[\ ]$  は  $\text{IFT}[\ ]$  に変わり、 $h_s(x, y)$  および  $h_o(X, Y)$  はそれぞれの複素共役が変わる。これら複素共役は  $d$  の符号が負になることを意味する。一方、 $u_s(x, y)$  から共役面における複素振幅分布  $u_c(x, y)$  を得るには

$$u_c(X, Y) = h_o(X, Y) \text{IFT} [h_s(x, y)u_s(x, y)] \quad (\text{D.5})$$

とする。式 (D.4) とは異なり、伝搬距離  $d$  の符号は正である。

$u_s(x, y)$  をホログラムとして記録すると、その強度分布  $I(x, y)$  は

$$I(x, y) = |u_s(x, y)|^2 + 1 + u_s(x, y) + u_s^*(x, y) \quad (\text{D.6})$$

である。式 (D.6) は、式 (6.2) と同じく参照光は撮像素子面に対して垂直入射する平面波であり、簡単のために振幅分布を 1 としている。第 1 項および第 2 項は 0 次回折像成分であり、第 3 項は再生像成分、第 4 項は共役像成分である。ただし、第 6 章において 0 次回折像成分はハイパスフィルタにより除去するので

$$I(x, y) = u_s(x, y) + u_s^*(x, y) \quad (\text{D.7})$$

として伝搬距離と合焦像の向きの関係を述べる。

$I(x, y)$  にフレネル回折積分を適用し，その結果得られる物体面における複素振幅分布を  $T_o(X, Y)$  とすると，式 (D.4) および式 (D.7) から

$$\begin{aligned} T_o(X, Y) &= h_o^*(X, Y) \text{IFT} [h_s^*(x, y)I(x, y)] \\ &= h_o^*(X, Y) \text{IFT} [h_s^*(x, y)\{u_s(x, y) + u_s^*(x, y)\}] \\ &= u_o(X, Y) + h_o^*(X, Y) [h_o^2(X, Y) \star \{h_o(X, Y)u_o(-X, -Y)\}^*] \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

である．式 (D.8) から再生像成分は物体面において  $u_o(X, Y)$  として再生される．すなわち，再生像成分は物体面において倒立のない合焦点になるのに対し，共役像成分は物体面において拡散像になる．なお，式 (D.8) の導出には

$$h_s(x, y) \xrightarrow{\text{FT}} h_o^*(X, Y) \quad (\text{D.9})$$

$$h_s^*(x, y) \xrightarrow{\text{FT}} h_o(X, Y) \quad (\text{D.10})$$

$$h_s(x, y) \xrightarrow{\text{IFT}} h_o^*(X, Y) \quad (\text{D.11})$$

$$h_s^*(x, y) \xrightarrow{\text{IFT}} h_o(X, Y) \quad (\text{D.12})$$

の関係を用いた<sup>116)</sup>．式 (D.9) ~ 式 (D.12) では  $(x, y)$  および  $(X, Y)$  に依存しない定数項は省略している．一方，共役面における複素振幅分布を  $T_c(X, Y)$  とすると，式 (D.5) および式 (D.7) から

$$\begin{aligned} T_c(X, Y) &= h_o(X, Y) \text{IFT} [h_s(x, y)I(x, y)] \\ &= h_o(X, Y) \text{IFT} [h_s(x, y)\{u_s(x, y) + u_s^*(x, y)\}] \\ &= h_o(X, Y) [h_o^{*2}(X, Y) \otimes \{h_o(X, Y)u_o(X, Y)\}] + u_o^*(-X, -Y) \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

である．式 (D.13) から再生像成分は共役面において拡散像になる．一方，共役像成分は共役面において倒立した  $u_o(X, Y)$  の複素共役として再生される．位相は共役であるが，振幅は  $u_o(X, Y)$  のそれに等しいため，共役像成分は共役面において倒立した合焦点になる．以上から，物体面において再生像成分および共役像成分はそれぞれ合焦点および拡散像になるのに対し，共役面においてそれぞれ拡散像および倒立した合焦点になる．フレネル領域フィルタリング法では，この性質を利用して共役面においてマスク処理をおこない，共役像成分を除去する．

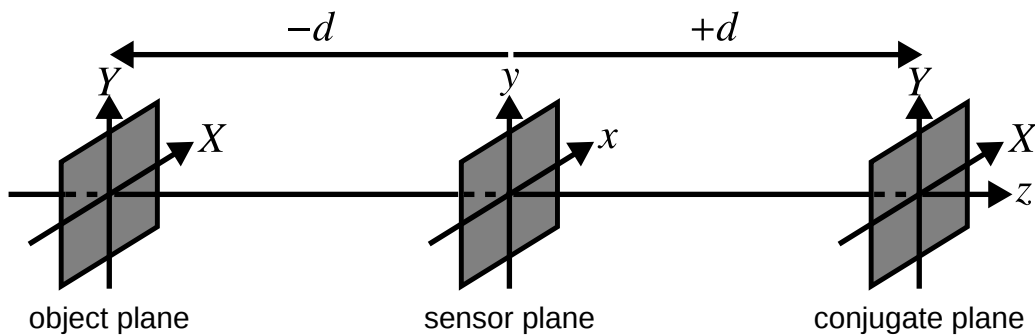


図 D.1 光波伝搬計算における座標および伝搬距離の符号．

## 付録 E P-タイル法

第 6 章で述べた合焦点マスクの作製において用いる P-タイル法について述べる。P-タイル法では、全画素数に対する物体画像が占める画素数の割合を入力値とし、閾値を出力する。図 E.1 のように、ヒストグラムにおいて物体画像および背景画像はそれぞれ高画素値および低画素値の領域に局在する。閾値を図 E.1 のような画素値に定めることができれば、物体画像と背景画像を分離できる。そこで、ヒストグラムの高画素値から低画素値へと該当画素を数える。全画素数に対する該当画素の数が入力値に達したときの画素値を閾値として出力する手法が P-タイル法である。

デジタルホログラフィでは、合焦点は高画素値、拡散像は低画素値とみなすことができる。ここで、付録 D で述べたフレネル回折積分を離散化すると物体面および共役面における X 方向および Y 方向のサンプリング間隔  $\Delta X$  および  $\Delta Y$  は

$$\Delta X = \left\lfloor \frac{\lambda d}{\Delta x N_x} \right\rfloor, \quad (\text{E.1})$$

$$\Delta Y = \left\lfloor \frac{\lambda d}{\Delta y N_y} \right\rfloor \quad (\text{E.2})$$

である<sup>115)</sup>。  $\Delta x$  および  $\Delta y$  はそれぞれ  $x$  方向および  $y$  方向の撮像素子面におけるサンプリング間隔、すなわち、撮像素子の画素サイズをあらわす。  $N_x$  および  $N_y$  はそれぞれ  $x$  方向および  $y$  方向の画素数であり、  $\lambda$  は波長である。式 (E.1) および式 (E.2) から光源の波長、撮像素子の画素サイズおよび画素数、物体の配置位置から物体面および共役面におけるサンプリング間隔が求まる。したがって、これらと撮影物体の大きさがわかれば、式 (E.1) および式 (E.2) を用いて合焦点が全画素数に占める割合を求めることができるので、P-タイル法による閾値処理が可能である。

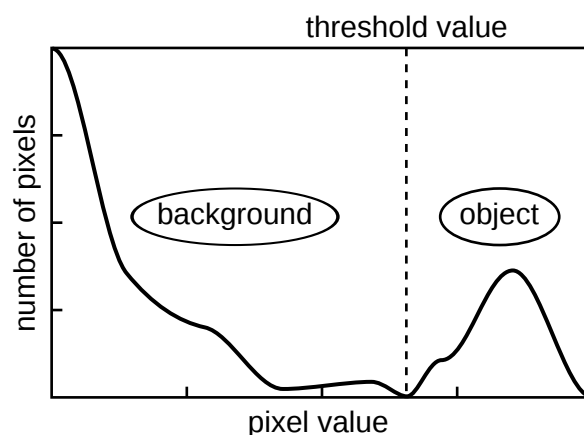


図 E.1 ヒストグラムの例.