HOKKAIDO UNIVERSITY

| | |
|---|---|
| Title | 広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の開発およびスペックル低減に関する研究 |
| Author(s) | 伊藤, 泰雄 |
| Degree Grantor | 北海道大学 |
| Degree Name | 博士(情報科学) |
| Dissertation Number | 甲第15546号 |
| Issue Date | 2023-03-23 |
| DOI | https://doi.org/10.14943/doctoral.k15546 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/89457 |
| Type | doctoral thesis |
| File Information | Yasuo_Ito.pdf |

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

-博士論文-

# 広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の開発およびスペックル低減に関する研究

# Development of Projection-type Electro-holographic Display Device with Wide Visual Field Angle and Study on Speckle Reduction

北海道大学大学院情報科学院
メディアネットワークコース
メディア創生学研究室

伊藤 泰雄

令和5年2月

# 目 次

**第 1 章　序章** **1**
1.1 はじめに . . . . . 1
1.2 3 次元知覚 . . . . . 2
1.3 3 次元表示方式 . . . . . 5
1.4 研究背景と目的 . . . . . 8
1.5 論文構成 . . . . . 11

**第 2 章　ホログラフィ** **12**
2.1 概要 . . . . . 12
2.1.1 原理 (Leith , Upatnieks によるホログラム) . . . . . 15
2.2 電子ホログラフィ . . . . . 17
2.2.1 計算機合成ホログラム (CGH) . . . . . 19

**第 3 章　ホログラフィ表示装置** **26**
3.1 概要 . . . . . 26
3.2 FTOS . . . . . 28
3.2.1 概要 . . . . . 28
3.2.2 FTOS の視域・視野 . . . . . 29
3.2.3 FTOS における物体位置の計算 . . . . . 31
3.2.4 FTOS における共役像除去 . . . . . 35
3.3 提案装置
(広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置) . . . . . 36
3.3.1 装置の構成 . . . . . 36
3.3.2 装置の光学的仕様 . . . . . 39
3.3.3 CGH の計算 . . . . . 42

**第 4 章　スペックルノイズ** **44**
4.1 スペックルの統計的評価 . . . . . 45
4.2 スペックルノイズ低減 . . . . . 47
4.2.1 概要 . . . . . 47
4.2.2 偏光多重 . . . . . 48
4.2.3 移動拡散板による時間平均 . . . . . 49

4.2.4 波長多重・角度多重 . . . . . 51
4.2.5 時間的・空間的コヒーレンス低減 . . . . . 52
4.3 提案手法 . . . . . 58

**第 5 章 コヒーレンス** **60**
5.1 コヒーレンス関数の定義 . . . . . 60
5.1.1 空間的コヒーレンス . . . . . 61
5.1.2 時間的コヒーレンス . . . . . 63
5.2 コヒーレンス度評価手法 . . . . . 64

**第 6 章 評価実験** **70**
6.1 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の性能評価 . . . . . 70
6.1.1 視野角の評価 . . . . . 70
6.1.2 視差の評価 . . . . . 71
6.1.3 奥行の評価 . . . . . 73
6.1.4 解像度評価 . . . . . 75
6.1.5 考察: 1 . . . . . 78
6.2 スペックルノイズ低減実験 . . . . . 78
6.2.1 振動周波数を変えた場合のスペックルコントラスト評価: ステップ 1 . . . . . 79
6.2.2 アクチュエータ振動振幅とスペックルコントラスト値との相関: ステップ 2 . . . . . 86
6.2.3 考察: 2 . . . . . 99
6.3 コヒーレンス度評価実験: ステップ 3 . . . . . 100

**第 7 章 結論** **106**

**謝辞** **108**

# 図 目 次


1.1 ステレオスコープ原理図 . . . . . 2
1.2 調節・輻輳・両眼視差を説明する図 . . . . . 3
1.3 視差画像の説明図 . . . . . 5
1.4 パララックスバリア方式の原理図 . . . . . 6
1.5 立体錯視における第一の現象説明図 . . . . . 7
1.6 立体錯視における第二の現象説明図 . . . . . 7
1.7 提案装置で用いた ***Speckle Reducer*** 使用例 . . . . . 10

2.1 Gabor の方法：記録 . . . . . 12
2.2 Gabor の方法：再生 . . . . . 12
2.3 ホログラフィの近軸結像：記録 . . . . . 14
2.4 ホログラフィの近軸結像：再生 . . . . . 14
2.5 ホログラムの記録 . . . . . 16
2.6 ホログラムの再生 . . . . . 17
2.7 MIT Holo-Video 概要図 . . . . . 18
2.8 CGH 生成から立体像再生までのフロー . . . . . 20
2.9 点充填法 . . . . . 21
2.10 参照光 (平面波) . . . . . 22
2.11 参照光 (球面波) . . . . . 23
2.12 周波数制限 (位相差なし) . . . . . 25
2.13 周波数制限 (位相差あり) . . . . . 25

3.1 プロジェクター型両眼立体視構造のコンセプト . . . . . 27
3.2 フーリエ変換光学系 . . . . . 29
3.3 フレネルホログラム光学系での視域 . . . . . 30
3.4 フーリエ変換光学系での視域 . . . . . 30
3.5 ホログラム記録時の点配置 . . . . . 32
3.6 平面波照射時の結像位置 . . . . . 33
3.7 フーリエ変換光学系の結像位置: ホログラムとレンズ密着 . . . . . 33
3.8 フーリエ変換光学系の結像位置: ホログラムとレンズ間の距離考慮 34
3.9 共役像の除去 . . . . . 35
3.10 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置構成図 . . . . . 36

3.11 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置全体写真 . . . . . 37
3.12 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置のホロプロジェクター部写真 . . . . . 37
3.13 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の幾何光学的配置図 . 38
3.14 単眼ホロプロジェクター部概略図 . . . . . 40
3.15 単眼ホロプロジェクター部組図 . . . . . 42
3.16 レイトレーシング手法に基づく CGH 計算アルゴリズム . . . . . 43

4.1 スペックルノイズ . . . . . 44
4.2 スペックルコントラスト (1 次統計) . . . . . 46
4.3 偏光多重によるスペックル低減 . . . . . 48
4.4 移動拡散板によるスペックル低減 . . . . . 49
4.5 拡散板が円弧状に移動する動作の概要 . . . . . 49
4.6 提案装置で使用した ***Speckle Reducer*** の写真 . . . . . 50
4.7 フロストガラスを振動させる例 . . . . . 50
4.8 すりガラスを回転させる例 . . . . . 50
4.9 波長多重・角度多重の実験例: 1 . . . . . 51
4.10 波長多重・角度多重の実験例: 2 . . . . . 52
4.11 SLED と LD の構造的差異 . . . . . 53
4.12 ランダムレーザーの原理 . . . . . 54
4.13 Raman-Nath 回折 . . . . . 55
4.14 マルチモードファイバーとシングルモードファイバー . . . . . 56
4.15 円筒型 PZT にファイバーを巻付け振動させる例 . . . . . 57
4.16 電子バイブレータでファイバーを振動をさせる例 . . . . . 57
4.17 回転板によりファイバーを振動させる例 . . . . . 57

5.1 コヒーレンス関数の定義 . . . . . 60
5.2 空間的コヒーレンスと時間的コヒーレンス . . . . . 61
5.3 Young の二重スリット干渉実験 . . . . . 62
5.4 Michelson 干渉計の原理図 . . . . . 64
5.5 ケスタープリズムを利用した光ファイバー出射光のコヒーレンス評価実験例 . . . . . 65
5.6 ケスタープリズムを利用したスペクトルコヒーレンス評価 . . . . . 65
5.7 ビームスプリッタと二重スリットを組み合わせたコヒーレンス評価実験例 . . . . . 66
5.8 Y カプラを用いたコヒーレンス評価実験例 (二重スリット代替) . . 66
5.9 Michelson 型波面反転法での空間コヒーレンス評価実験例 . . . . . 67
5.10 遅延ディザリン Mach-Zehnder 型干渉計での空間コヒーレンス評価実験例 . . . . . 67
5.11 スペックルパターンを利用するコヒーレンス評価実験例 . . . . . 68

5.12 二重スリットを用いたLEDのコヒーレンス度評価実験例 . . . . . 68

6.1 視野角を評価した画像 . . . . . 71
6.2 視差検証用動画における物体配置図 . . . . . 72
6.3 左右の視差を評価した画像 . . . . . 72
6.4 奥行評価用画像の配置図 . . . . . 73
6.5 焦点位置を変えて奥行を評価した画像 . . . . . 74
6.6 奥行評価結果を示すグラフ . . . . . 75
6.7 解像度を評価するチャート . . . . . 75
6.8 解像度を評価した画像 . . . . . 77
6.9 レィリー解像限界 . . . . . 77
6.10 実験光学系制御部の写真 . . . . . 80
6.11 実験光学系の構成図 . . . . . 81
6.12 実験光学系の写真 . . . . . 81
6.13 画像評価用テストイメージ . . . . . 83
6.14 各駆動条件での再生画像結果 . . . . . 84
6.15 スペックルコントラスト評価用画像の切り出し位置 . . . . . 85
6.16 スペックルコントラスト評価用に切り出した画像 . . . . . 85
6.17 駆動条件毎のスペックルコントラスト値グラフ . . . . . 86
6.18 駆動周波数毎のアクチュエータ印加電圧の変化グラフ . . . . . 87
6.19 ハイスピードマイクロカメラによる振幅観測 . . . . . 88
6.20 駆動周波数毎のアクチュエータ振動振幅の変化グラフ . . . . . 88
6.21 各周波数における最大振幅時の再生画像 . . . . . 89
6.22 画像切り出し位置 . . . . . 89
6.23 各周波数における最大振幅時の切り出し画像 . . . . . 90
6.24 振動周波数200 Hzにおけるスペックル変化を示す写真 . . . . . 91
6.25 振動周波数200 Hzにおける解像度評価部の画質変化を示す写真 . . 91
6.26 正規化したスペックルコントラスト値のグラフ . . . . . 93
6.27 振動振幅0 – 0.3 mm範囲を拡大したグラフ . . . . . 94
6.28 縦軸，横軸方向の画素値の平均化手法を示す図 . . . . . 95
6.29 水平方向の解像度が改善されたことを示す図 . . . . . 96
6.30 垂直方向の解像度が改善されたことを示す図 . . . . . 96
6.31 近似直線に沿った水平方向画素値の変化 . . . . . 97
6.32 近似直線に沿った垂直方向画素値の変化 . . . . . 97
6.33 水平方向のDFT . . . . . 98
6.34 垂直方向のDFT . . . . . 98
6.35 干渉実験に用いた二重スリットの写真 . . . . . 100
6.36 Youngの二重スリット干渉によるコヒーレンス度評価実験系を示す図101
6.37 各条件における二重スリット実験での干渉縞画像 . . . . . 102

6.38 スペックルコントラストとコヒーレンス度の相関性を示すグラフ . 104
6.39 シングルモード光ファイバー光源での二重スリット干渉縞 ($d$ = 0.04 mm) . . . . . 105
6.40 シングルモード光ファイバー光源での二重スリット干渉縞 ($d$ = 0.07 mm) . . . . . 105
6.41 シングルモード光ファイバー光源での二重スリット干渉縞 ($d$ = 0.22 mm) . . . . . 105

# 表 目 次

3.1 視野拡大における従来技術と提案技術比較 . . . . . 28
3.2 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の仕様一覧 . . . . . 41

4.1 スペックル低減における従来技術と提案技術比較 . . . . . 59

6.1 実験光学系の光学パラメータ . . . . . 82
6.2 各条件で評価したスペックルコントラスト値 . . . . . 92
6.3 正規化したスペックルコントラスト値 . . . . . 92
6.4 各条件での標本データと平均，標準偏差 . . . . . 103

# 第1章　序章

## 1.1　はじめに

令和 2 年度の総務省通信白書によると放送サービスの高度化の一環として，4K・8K 放送が推進されており，2018 年には BS・CS で 4K・8K の実用放送が開始された．コロナ禍の影響により 1 年遅れで 2021 年に開催された東京オリンピックでは NHK，民放による開会式・閉会式や各種競技の中継が 4K・8K により放送されるなど，フルハイビジョン (2K) を超える高精細な映像視聴がより身近な存在となった．

4K・8K の映像に関しては，画素数がフルハイビジョンの 4 倍・16 倍と格段に高精細であるほかに，色空間が大幅に拡大されており，より現実に近い色表現が可能となった．また，ダイナミックレンジ，即ち，階調表現力も従来の RGB 各々8bit = 16 万階調から，RGB 各々10bit = 10 億階調と格段に性能が向上しており，暗い領域から明るい領域までより滑らかに表現することが可能となった [1].

ところで，4K・8K のテレビ映像を眺めていると，2 次元映像であるにも関わらず，従来のフルハイビジョンに比べてより立体感を感じることがある．對馬，小峰らは立体感の定義を「映像中の物体の奥行きがよく分かる感じ」として評価を行ったところ，表示解像度が高くなるほど立体感を強く感じるという研究報告 [2] を行った．

後述するように，人が 3 次元の世界を知覚，認識するのは両眼で得られる手掛かり以外に，単眼視による奥行手掛かりによっても 3 次元の世界を知覚，認識できている．對馬らは，表示解像度が高いほど奥行き感は促進されるとともに，単眼の奥行き知覚に関わる脳活動が抽出されたことをも報告した．この結果は表示解像度を上げることにより，より立体感が促進されるものと考えられ，今後の研究が期待されるものである．

さて，2010 年は 3D 元年と云われてから既に久しい．ブームのきっかけは前年 2009 年末に公開された 3D 映画「アバター」であるといっても過言ではないだろう．その翌年 2010 年には「アリス・イン・ワンダーランド」や「トイ・ストーリー 3」なども 3D 映画で公開され，更に 3D ブームを促進させた．他の分野においても家電メーカーは 3D 対応テレビの発売，ゲーム器メーカーでは任天堂の裸眼 3D 対応の DS シリーズ発売， Sony PlayStation 3 の 3D 対応，あるいは BS 放送での 3D 映像配信などなど，まさに 3D 一色の時代が数年続いた．

最初の両眼式立体映像装置は 1838 年に英国の物理学者 Wheatstone により発表されたステレオスコープだといわれている [3].

図 1.1 にステレオスコープの原理図を示す．図 1.1 において，対象物の左右両眼各々からの見え方を模擬した 2 枚の絵を，左右両眼で各々に対応した絵のみを見るよう，かつ見かけ上は同じ位置にあるように配置すると，脳は 2 枚の絵を融合させ単一の 3 次元物体として知覚するというものである．このステレオスコープの原理は人の 3 次元の世界を知覚，認識する要因の一つである両眼視差を利用したものであり，この 3 次元知覚のプロセスに関しては次節において記述する．

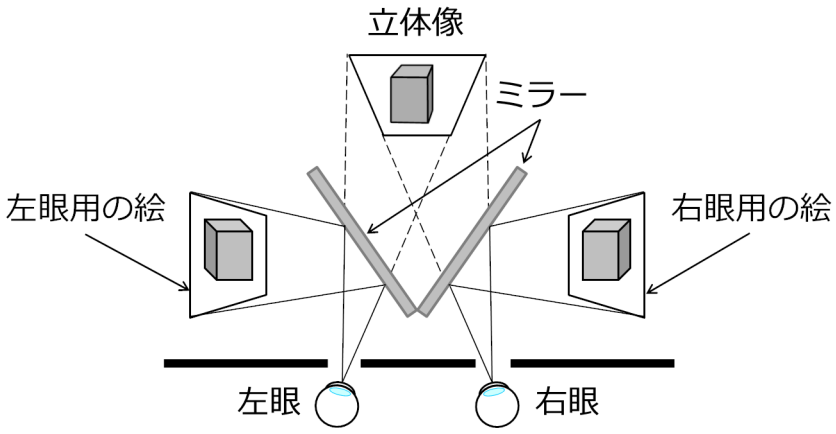



図 1.1 ステレオスコープ原理図

## 1.2　3 次元知覚

人は現実空間にあるとき，視覚を介して 3 次元の世界を知覚，認識している．一方において，視覚情報は網膜上には 2 次元情報としてしか形成されておらず，2 次元情報から 3 次元空間として知覚，認識するには多くの情報処理を経た上でなされている．3 次元空間として知覚，認識するプロセスの最初の手がかりとなるのは次の 3 つ生理的要因である [4]．図 1.2 を用いて説明する．

(1) 調節: accommodation.

眼球のレンズである水晶体の厚みを変えることで対象とする物体に焦点を合わせる機能であり，水晶体の 厚みを変える筋肉 (毛様体筋) の弛緩から奥行きを知覚する．図 1.2 において近点位置 A (赤丸) にある物体を見ようとすると，焦点距離が近くなるよう毛様体筋を緩めて水晶体が厚くなり，逆に遠点位置 B (青丸) にある物体を見る場合は水晶体が薄くなる．

(2) 輻輳: convergence.

図 1.2 において，遠点位置 B から近点位置 A に視点を移動させるとき，眼球は対象物体を見つめる為に内側に回転する．対象物体と視線のなす角度 $\theta_N$，$\theta_F$

を輻輳角といい，この輻輳角は対象物体までの距離によって変化するので，眼球の回転角から奥行きを 知覚できる．また，両眼同時の内側への水平運動を内転，両眼の外向きの水平運動を開散という．

(3) 両眼視差: binocular disparity.

図 1.2 において，右目と左目の網膜上には各々異なった像が写っており，この違いを両眼視差という．この違いを脳内で処理して奥行きを知覚すると考えられており，近距離において奥行き知覚のもっとも重要な要因と考えられている．

また，図 1.2 の例のような網膜上の水平方向の差異を水平視差いい，図には表現表現されていないが，垂直方向の差異を垂直視差とよび，垂直視差は面の傾きの手がかりと云われている [5].

以上 3 つの生理的要因が矛盾なく知覚されているときに，観測者は 3 次元物体を生理的に違和感や疲労感を得ることなく認識することができる．

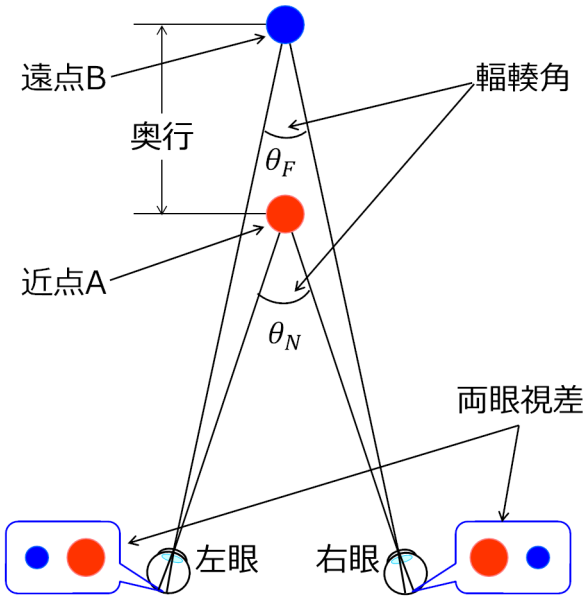



図 1.2 調節・輻輳・両眼視差を説明する図

上記 3 つの生理的要因のなかで，輻輳や両眼視差は奥行き知覚において重要な手がかりとなっている．しかしながら，人は単眼だけでも奥行を知覚認識することができ，例えば， (1) の調節は単眼だけでも認識できる生理機能である．

単眼視による奥行手掛かりとしては，絵画において遠近感を表現するために用いられるため，絵画的手がかりともよばれている [4, 6].

以下に絵画的手がかりについて記述する．

(a) 陰影.

我々の日常生活において，太陽などの照明光源は上にあることが多く，それゆえ対象物の上側が明るければ凸であると知覚し，逆に，下側が明るければ凹と知覚する．

(b) 像の重なり.

ある対象物が別の対象物の一部を覆っている場合，覆っている対象物は手前にあると知覚され，覆われている対象物が奥にあるように知覚される．

(c) 線遠近法.

3 次元空間における平行線を 2 次元平面に投影すると平行線は無限遠点で一点に収束する．例えばまっすぐな線路や道路は地平線彼方で一点に交わる．即ち，同じ対象物であれば，近くにあるほど大きく，遠くにあるほど小さく見える．

(d) 大気遠近法.

空気中に靄や霞がかかっているときには，遠くにある対象物がぼやけたり，かすんだりして見える．即ち，近くの対象物は鮮明に見え，遠くの対象物はぼやけて不鮮明に見える．

(e) 模様の勾配.

同程度の大きさの模様が並んでいる場合，模様の密度と大きさは，観測者から見ると，近くでは大きく疎らで，遠くになるほど小さく密に見える．

(f) 視野内での高さ.

対象物が目の高さより低い場合，遠くにあるものは近くにあるものより視野内では高い位置に見え，目の高さより高い場合には逆に，遠くにあるものは近くにあるものより視野内では低い位置に見える．これは例えば，まっすぐな道路とそれに沿って設置された電柱上端との位置関係に対応している．

## 1.3　3 次元表示方式

3 次元表示方式には，特別な眼鏡を装着することで 3 次元画像を知覚できる方式 [7] と特別な眼鏡を装着せずに裸眼で 3 次元画像を知覚できる方式とがある．

近年においては後者の裸眼方式が主流となっており，ここでは，裸眼方式について記述する．

現時点において，多くの 3 次元表示装置に利用されている主な要因は両眼視差であり，裸眼立体表示方式は呈示する映像情報の種類によって以下の 3 方式に分類される [8].

(A) 視差情報を呈示.

ここで云う「視差情報」とは，複数の視点から撮影された視差画像を意味し，各々の映像はあくまで 2 次元画像で，3 次元的な座標情報は記録されてはいない (図 1.3 参照) ．現在提案されている裸眼 3 次元表示装置の殆どがこの視差情報呈示方式であり,「パララックスバリア方式」[9–11],「レンチキュラレンズ方式」[12–14],「HOE (Holographic Optical Elements) 方式」[15],「光源分割方式」[16, 17],「インテグラルフォトグラフィ方式」[18] などがある．

これらの方式では，視差画像の数で異なる映像が見える領域数が決まり，観測者の位置によって見える画像が変化する．この視差画像の数によって 2 眼式と多眼式とに分けられ，多眼式の場合は水平方向の視点移動が可能なだけで原理的にはどちらも同じである．また，上記方式のうち「インテグラルフォトグラフィ方式」はレンチキュラレンズではなくマイクロレンズアレーを使っており，そのため水平視差だけでなく垂直視差にも対応している．

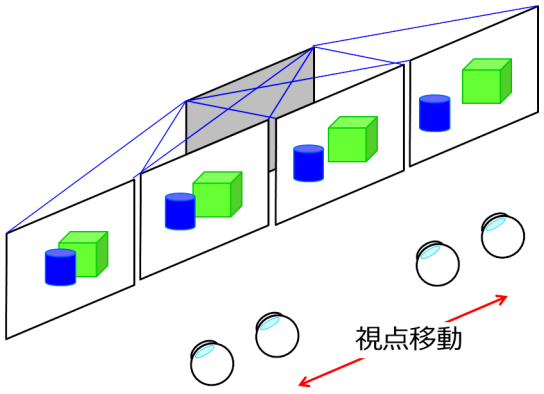



図 1.3 視差画像の説明図

図 1.4 にパララックスバリア方式の原理図を示す．図において，右目用画像，左目用画像を交互に配置しておき，画像の手前に，画像並びの周期と同一周期のパララックスバリアを置く．このバリアの開口部の幅は要素画像と同じになっており，この画像をある距離から見ると左右の目に別々の画像を分離して呈示することができるので両眼視差が発生する仕組みとなっている．

他の方式においては，左右両眼に視差画像を収斂させる光学手段が異なっているだけで基本原理は同じである．即ち,「レンチキュラレンズ方式」ではパララックスバリア部分がレンチキュラレンズに置き換わり，HOE 方式ではパララックスバリア部分を HOE (Holographic Optical Elements) に置き換えて画像光を収斂させ，光源分割方式では右目用画像，左目用画像に相当する画素位置部分を光源で照明させることで左右両眼に視差画像を呈示している．

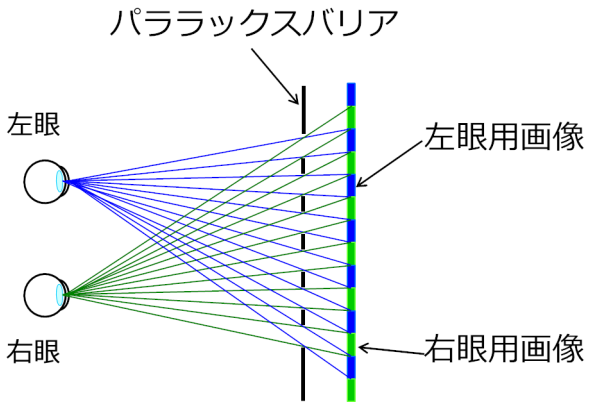



図 1.4 パララックスバリア方式の原理図

(B) 奥行情報を呈示.

これは立体錯視現象 [19] を利用した 3 次元表示方式であり，疲労感が少なく，片眼の視力が低くても立体を知覚しやすいといわれている [20].

立体錯視現象とは図 1.5，図 1.6 に示すように，二つの現象がある．図 1.5 において第一の現象として，表示したい 3 次元像の 2 次元射影像を，前後 2 面に観測者の位置から見て重なるように表示すると，観測者はこれを二つの像としてではなく，奥行き方向に融合した一つの像として感じる．

第二の現象としては，図 1.6 において，表示したい 3 次元像の奥行き位置に応じて前後 2 面の像の輝度比を変化させると，奥行き位置が連続的に変化して感じられるというものである．表示用装置としては前後に液晶ディスプレイ (Liquid Crystal Display: LCD) を 2 枚重ねたものが試作されている [21].

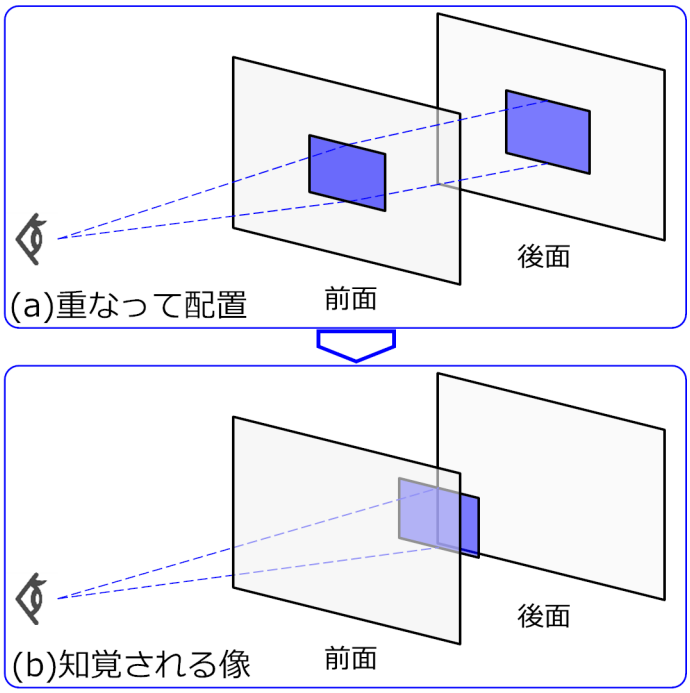



図 1.5 立体錯視における第一の現象説明図

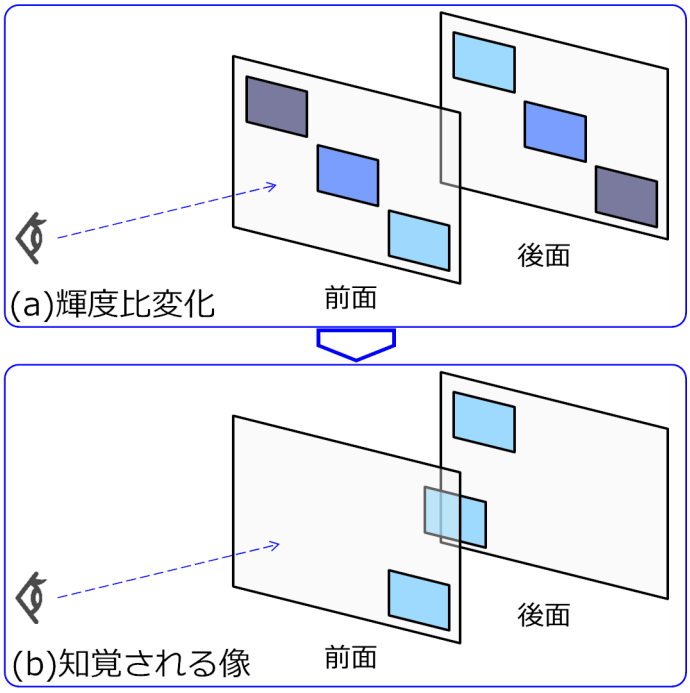



図 1.6 立体錯視における第二の現象説明図

(C) 物体の波面情報を呈示.

この方式は，ホログラフィとよばれ，1948 年にハンガリーの物理学者 Dennis Gabor [22] により考案され，60 年代において Leith と Upatnieks [23–25] により改良進化したもので，回折・干渉現象を利用して光を記録・再生する技術である．

(A) 項で述べた手法の 3 次元表示技術は基本的に両眼視差のみを利用したものであり，人間の立体知覚の生理学的要因である輻輳と調節に矛盾が生じ，その結果，不快感，疲労感などいわゆる 3D 酔いという症状が見られたりする [26–29].

一方において，ホログラフィは物体からの反射光波面を忠実に再現するため，輻輳と調整に矛盾のない理想的な 3 次元表示方式であると云われている．

その情報を記録する媒体をホログラムといい，様々な方式，媒体を用いることで多様なホログラムの形態がある [30]．現在では多くのホログラムが美術作品として展示されたりしているが，その多くは静止画である．一方動画における利用としては，電子的にホログラムを作成し，液晶ディスプレイ (Liquid Crystal Display: LCD) などの空間位相変調器 (Spatial Light Modulator: SLM) に表示する電子ホログラフィ技術がある [31,32]．またこの SLM に表示するホログラムデータを計算機による波面シミュレーションで求めることも可能であり，このプロセスで作成されたホログラムを計算機合成ホログラム (Computer-generated hologram: CGH) という．

以上述べたように，現在においてはホログラムの記録から再生までを全て電子的手段により処理することが可能となっており，電子ホログラフィ技術は静止画のみならず，動画も再生可能であり，電子ホログラフィ表示装置は究極の 3 次元映像表示装置として期待されている．

## 1.4 研究背景と目的

前述のように，理想的な 3 次元映像表示装置として電子ホログラフィ技術への期待は大きいが，その一方において，再生像を観察することのできる視野の狭さや CGH の生成に必要な計算時間の膨大さなど，実用化を進める上では数多くの難題が山積しているのが実状である．動画ホログラフィの表示用デバイスとしては空間光変調器 (SLM) として機能する液晶表示装置 (LCD) がよく使用されている．電子ホログラフィを表示させる SLM に要求される性能は，充分実用に耐えうる視野角 30 度以上を満足することである．この視野角仕様 30 度以上を充足させるには，可視光の波長程度の画素ピッチであることが望ましい [33]．然しながら，現状の半導体製造技術においては波長レベルの画素ピッチを有するデバイスの実用化は難しく，画素ピッチ 2 $\mu$m (画素数: 100×100 画素) [34] の電子ホログラフィ用

スピン注入型空間光変調器の開発報告例があるとはいえ，実用化はまだまだ遠いと云わざるを得ない状況である．

また，この視野角が小さいという課題を解決するためSLMを複数個並べる [35,36] という手法が提案されているが，この手法においては各デバイス毎に分割された画像が出力されるため，分割された画像のつなぎ処理が複雑となる．また，レンズなどの光学系も含め装置全体が大掛かりなものとなってしまう．

本研究の目的の一つは，大掛かりな装置構成を必要とせず，かつ複雑なつなぎ処理なども必要とせずに，広視野角の電子ホログラフィ装置を提供することにある．

具体的には，広い視野角が期待できるプロジェクター型の構成とし，視域の狭さを補うため観測者の両眼に物体光波面を投写する構成とした．

また，別の課題として，ホログラフィにおいては記録・再生の両方のプロセスにおいてコヒーレンスの高いレーザー光源を用いることが多く，それゆえ，スペックルパターンという粒状ノイズが再生画像に重畳されてしまい画質低下の要因となっている．

スペックルノイズは物体粗面の各点からランダムな方向に散乱した光の相互干渉によって生じるものであり，干渉性の高いコヒーレント光を用いる光学系において，スペックルノイズ低減は避けては通れない課題となっている．再生画像の画質が低下するという問題は，当然のことながら実用化を目指す上での大きな障害となっており，それゆえ，スペックルノイズ低減手法に関する研究が数多くなされている．

例として，ホログラフィの再生過程を計算機での光波伝搬シミュレーションにより行うディジタルホログラフィの分野では，メディアンフィルタを用いる手法 [37] や再生像の複素振幅積に対して移動平均処理を施す手法 [38] などがある．またCGHの分野では，GS (Gerchberg-Saxton) 法と呼ばれる反復最適化アルゴリズムを適用する手法 [39] や，再生画像の時分割多重再生 [40] など，直接的にスペックルノイズを削減する手法が提案されている．

然しながら，本研究おいては電子ホログラフィの再生照明光のコヒーレンスを制御することでスペックルノイズ低減を計ることを目的としているので，本稿ではCGH分野でのスペックルノイズ低減手法に関しては言及しないこととする．

さて，提案する広視野角の電子ホログラフィ表示装置においても，上記スペックルノイズ低減は課題であったが，第3章，第4章にて記述されるように，拡散板を移動させスペックルパタンの時間平均をとることでスペックルノイズ低減を達成する商品 ***Speckle Reducer*** (*Optotune* 社) を用いた．この商品は図1.7に示すように，電源オフ時 (図1.7 (a) ) にはスペックルだらけの再生画像だったものが， 電源オン時 (図1.7 (b) ) にはスペックルノイズがかなり低減しており，スペックルノイズ低減には効果的であった．

然しながら，このデバイスは，当時１台十万円近くするもので，大変高価であった．さらに現在は生産中止となっており入手不可となっている．また図1.7画像の下部には水平・垂直方向解像度を評価する為に2.5 mm幅の明暗縞模様が描かれて

いるが，スペックルが低減されてもその縞模様を識別できないという難点があった．この商品はオン，オフの 2 値状態しかとれないが，何らかの手段でスペックルノイズ低減度合を制御できれば，解像度を維持しつつ画質改善を計ることができるのではないかと考えられた．

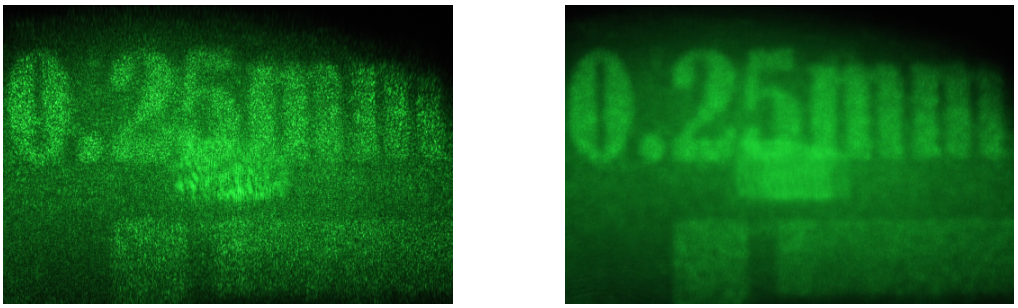
即ち，スペックルノイズを電気的に制御する手法を探ることが本研究の二つ目の目的となる．

スペックルノイズを低減する光学的手法の詳細に関しては第 4 章の 4.2 節において記述されるが，先ず最初に光源のコヒーレンスを下げることが考えられる．

電子ホログラフィ再生用の光源として LED (Light Emitting Diode) 光源を使用することもあり，LED は波長スペクトル幅もレーザーに比べて広く，また位相も揃っていない．それゆえレーザーに比べてコヒーレンスが低く，スペックルノイズもレーザーに比べると少ないという利点はあるが，光量面で劣っているため，再生画像が暗いというデメリットがある．コヒーレンスの低い光源としてランダムレーザーやスーパールミネセントダイオード (Super Luminescent Light Emitting Diode: SLED) などの光源があるが，ランダムレーザーに関しては実用化には至っておらず，また SLED に関しては半導体レーザー (Laser Diode: LD) に比べ，かなり高価である．

それゆえ，本研究の二つ目の目的の骨子は，高価な照明光源を使うことなく，安価な構成で電子ホログラフィ再生照明光のコヒーレンスを電気的に制御することで，再生画像のスペックルノイズ低減を計ることとした．

具体的には，コヒーレントなレーザー光をマルチモード光ファイバーを経由して電子ホログラフィ再生用照明光とする構成とし，マルチモード光ファイバーをボイスコイル型アクチュエータで振動させることにより，マルチモード光ファイバー出射光のコヒーレンスを制御し，再生画像のスペックルノイズを低減させ，再生画像の画質劣化を抑制する．



(a) 電源オフ　　(b) 電源オン

図 1.7 提案装置で用いた ***Speckle Reducer*** 使用例

## 1.5　論文構成

本論文は 7 章で構成されており，第 1 章においては研究背景と目的を述べた．

以降，第 2 章においては，ホログラフィの原理と特徴，及びホログラフィ技術とデジタル計算機技術の融合である電子ホログラフィの詳細について言及する．

第 3 章においては，現状における電子ホログラフィ表示装置の各種方式概要について言及し，それら先行技術に鑑みて，提案する電子ホログラフィ表示装置に関して説明する．

第 4 章においては，スペックルノイズを低減するための諸種の光学的手法に関して言及し，それら先行技術に鑑みて，提案するスペックルノイズ低減手法に関して説明する．

第 5 章においては，コヒーレンス (可干渉性) の概念，即ち，空間的·時間的コヒーレンスについて，及び，空間的·時間的コヒーレンスを評価する手法に関して言及し，それら先行技術を参考に本研究で実施したコヒーレンス度評価方法に関して説明する．

第 6 章においては，提案するプロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の性能評価と提案する手法でのスペックルノイズ低減効果の検証，及び再生照明光のコヒーレンス度評価結果に言及する．

最後に第 7 章にて本研究における結論を述べる．

# 第2章　ホログラフィ

## 2.1　概要

ホログラフィの原理は 1948 年にハンガリーの物理学者 Dennis Gabor により考案された [22]．Gabor は当時電子顕微鏡の研究に携わっており，電子顕微鏡では収差の少ない電子レンズが得られずそのため電子顕微鏡の解像度が上がらなかった．この課題を解決するために収差を含んだ像を位相を含めて記録し，記録された像を電子レンズと逆方向の収差を持つ光学レンズで再結合すれば，電子レンズによる収差は打ち消され解像度は向上するだろうと考えた．

図 2.1，図 2.2 に Gabor の方法でのホログラム記録と波面再生の原理図を示す．

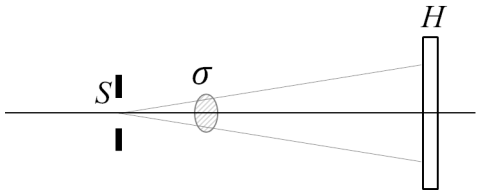



図 2.1 Gabor の方法：記録

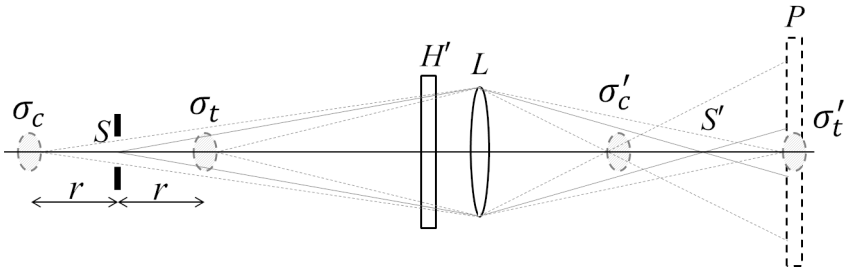



図 2.2 Gabor の方法：再生

図 2.1 において $S$ はコヒーレントな単色点光源，$\sigma$ は光が透過する物体である．物体で回折を受けた物体光と物体を透過した光は $H$ 面で干渉し干渉縞として乾板 $H$ に記録される．即ち，物体光の振幅情報と位相情報が干渉縞として乾板 $H$ に記録される．この干渉縞が記録された乾板 $H$ を Gabor は hologram と呼び，holo はギリシャ語で“全て”を意味する”holos”からとられたもので，hologram とは物体から出る光情報，即ち，振幅情報，位相情報を全て記録する写真を意味している．

図 2.2 において波面の再生は物体 $\sigma$ を取り除いた状態でホログラム $H'$ を光源 $S$ で照射すると，物体像 $\sigma_t$ と共役像 $\sigma_c$ は光源 $S$ に対して対称な距離位置 $r$ に再生される．ここで，図のようにホログラム $H'$ の後方に結像レンズ $L$ を配置すると $\sigma_t$ は $\sigma_t'$ に $\sigma_c$ は $\sigma_c'$ に結像する．乾板 $P$ を $\sigma_t'$ の位置に置けば $\sigma_c'$ のボケ像も乾板 $P$ 上にできるが $\sigma_t$ と $\sigma_c$ との距離よりも焦点深度の浅いレンズを用いれば影響は低減できる．

Gabor の方法はインラインホログラムともいわれ，このインラインホログラムでは再生波面を観測する際，物体光，共役光，直接光も同時に観測されるため再生像の画質は損なわれ，鮮明な再生像が得られないという欠点があった．また，光が透過する物体でなければならないという制約もあり，次節以降に記される Leith，Upatnieks による改良がなされるまで大きな技術進歩はなかった．

尚，ホログラフィの特徴をまとめると次のようになる [41].

(1) 結像作用.

ホログラフィはホログラムを媒介として結像作用を有しており，レンズなどの収斂光学系がなくとも物体像を再生することができる．

即ち，図 2.3 において物体 $O(x_1, z_1)$ と参照光 $R(p_1, r_1)$ が座標原点に置かれる乾板 $H$ から各々 $(x_1, z_1)$，$(p_1, r_1)$ の座標位置にあるとし，参照光波長を $\lambda_1$ とする．図 2.4 において，図 2.3 の配置で作られたホログラム $H'$ を波長 $\lambda_2$ の再生光で $R'(p_2, r_2)$ から照射すると物体 $O(x_1, z_1)$ は $O'(x_2, z_2)$ の位置に再生される [42].

このとき，各々の座標間には，

$$\frac{1}{\lambda_1}\left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{r_1}\right) = \pm\frac{1}{\lambda_2}\left(\frac{1}{z_2} - \frac{1}{r_2}\right), \tag{2.1}$$

$$\frac{1}{\lambda_1}\left(\frac{x_1}{z_1} - \frac{p_1}{r_1}\right) = \pm\frac{1}{\lambda_2}\left(\frac{x_2}{z_2} - \frac{p_2}{r_2}\right), \tag{2.2}$$

の関係があり，正符号は直接像，負符号は共役像を表す．このとき再生像の横倍率 $M_{lat}$，縦倍率 $M_{long}$ は，

$$M_{lat} = \frac{\mu r_1 r_2}{z_1(\pm r_1 - \mu r_2) \pm \mu r_1 r_2}, \tag{2.3}$$

$$M_{long} = \pm\frac{M_{lat}^2}{\mu}, \tag{2.4}$$

で表され，ここに $\mu = \lambda_2/\lambda_1$ である．式 (2.1)，(2.3)，(2.4) をホログラフィの結像公式といい，式 (2.2) はホログラム中心から見た光源と物体，及び像の方向関係を与える．

ここで参照光と再生光の波長と位置を同じにすると $z_1 = z_2$，$x_1 = x_2$ となり，元の物体位置に等倍像が再生されることを示す．

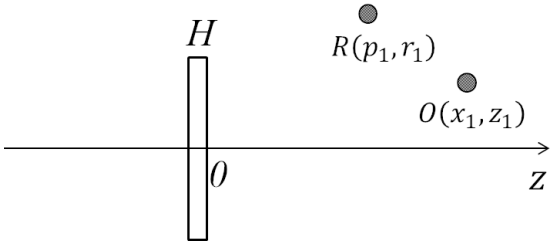



図 2.3 ホログラフィの近軸結像：記録

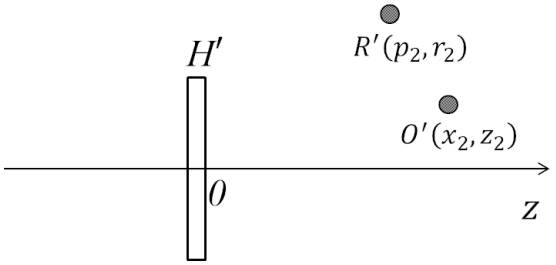



図 2.4 ホログラフィの近軸結像：再生

(2) 波面の記録と再生．

通常の写真においては光強度，即ち，光波の振幅の二乗が記録されており，光波の位相情報は記録されていない．一方，ホログラムは物体からの波面 (信号波) と参照光の波面との干渉縞という形でエンコード化して記録され，時間が経過した後に再生 (デコード) し，もとの信号波面と同じ性質の波面を取り出すができる．また，ホログラム上の任意部分についてみても，そこには物体のあらゆる点からの波面が記録されているため，その部分だけで再生しても元の物体が再生できるという利点があり，冗長性の高い記録法である．

(3) 多重記録．

後述するようにホログラムは干渉縞の空間周波数を搬送波として，これに信号波の振幅，位相情報が載っていると考えてよく，例えば参照光源の位置を変えると，参照波面と信号波面との干渉縞の空間周波数が変わるので，一枚のホログラムに多数の像情報を記録することが可能で，また，再生時には再生光の位置に応じた信号を分離して再生することができる．

(4) 光学情報の変換.

ホログラムは二光波の干渉縞を記録するものであり，二光波を各々$A$波面，$B$波面としたときホログラムに$A$波面を照射すると$B$波面が再生され，$B$波面を照射すると$A$波面が再生されるという性質がある．即ち，ホログラムには$A$波面と$B$波面との変換器としての機能がある．

### 2.1.1 原理 (Leith ，Upatnieks によるホログラム)

1962年ミシガン大のLeithとUpatnieksはGaborの方法とは異なり，物体を通らない参照光を用いて物体光と参照光とを干渉させる2光束法を考案し，ホログラフィに通信理論を適用し物体光，共役光，直接光を分離できることを示した [23]. この2光束法は非常に画期的なことであり，Gaborの方法がインラインホログラムとも云われるのに対しオフアクシスホログラムとも云われる．

レーザー光源の出現は1960年であるが，2光束法考案の翌1963年にはHe-Neレーザーを光源としてこの理論に基づく実験を行い極めて鮮明な直接像のみの再生像が得られることを示した [24]．更に1964年彼らは拡散させたコヒーレント光で物体を照射し記録すると再生像は極めて自然な立体画像となり，また3色のレーザー光源を用いればカラー物体の撮影・再生も可能であることを示した [25].

現在においては，このオフアクシスホログラムが一般的であるため，この方法での記録・再生に関して次節に記述する．

#### 2.1.1.1 記録と再生

図2.5にホログラムの記録光学系を示す.

図2.5において，光源から出射した光はハーフミラーにより，ホログラム面に向かう参照光 ($\Sigma_R$) とミラー1，ミラー2を介して物体を照射する光とに分離され，物体からの反射光 ($\Sigma_O$) はホログラム面へと向かう．この時，ホログラム面$H(x,y)$での物体光分布$O(x,y)$，参照光分布$R(x,y)$は次式で表される．

$$\Sigma_O = O(x,y) = A_o(x,y)\exp(i\phi_o(x,y)). \tag{2.5}$$

$$\Sigma_R = R(x,y) = A_r(x,y)\exp(i\phi_r(x,y)). \tag{2.6}$$

ここで$A_o(x,y)$，$A_r(x,y)$は各々，物体光，参照光の振幅分布，$\phi_o(x,y)$，$\phi_r(x,y)$は各々，物体光，参照光の振幅分布を示す.

また簡単のため，参照光は振幅が1で，初期位相が0の平面波であり，ホログラム面に対し$\theta$だけ傾斜しているとすると参照光分布$R(x,y)$は

$$R(x,y) = A_r(x,y)\exp(ikxsin\theta) = \exp(ikxsin\theta), \tag{2.7}$$

と表せる．ただし，$k$は波数で$k = 2\pi/\lambda$，また$\lambda$は参照光の波長である．

物体光と参照光はホログラム面上で干渉して干渉縞を形成し，その干渉縞の強度分布 $I(x,y)$ は

$$\begin{aligned} I(x,y) &= |O(x,y)+R(x,y)|^2 = \{O(x,y)+R(x,y)\}\{O(x,y)+R(x,y)\}^* \\ &= |O(x,y)|^2 + |R(x,y)|^2 + O(x,y)R^*(x,y) + O^*(x,y)R(x,y) \\ &= |A_o(x,y)|^2 + 1 + O(x,y)\exp(-ikxsin\theta) + O^*(x,y)\exp(ikxsin\theta), \end{aligned} \tag{2.8}$$

で与えられる．ここで，$[*]$ は複素共役を表す．

式 (2.8) において，$\omega_0 = ksin\theta$ とおくと，

$$I(x,y) = |A_o(x,y)|^2 + 1 + O(x,y)\exp(-i\omega_0 x) + O^*(x,y)\exp(i\omega_0 x), \tag{2.9}$$

となり，この式 (2.9) からホログラムは，空間周波数 $\omega_0$ を搬送波周波数とする回折格子により，物体の振幅情報，位相情報が変調されて記録されているものと考えることができる．

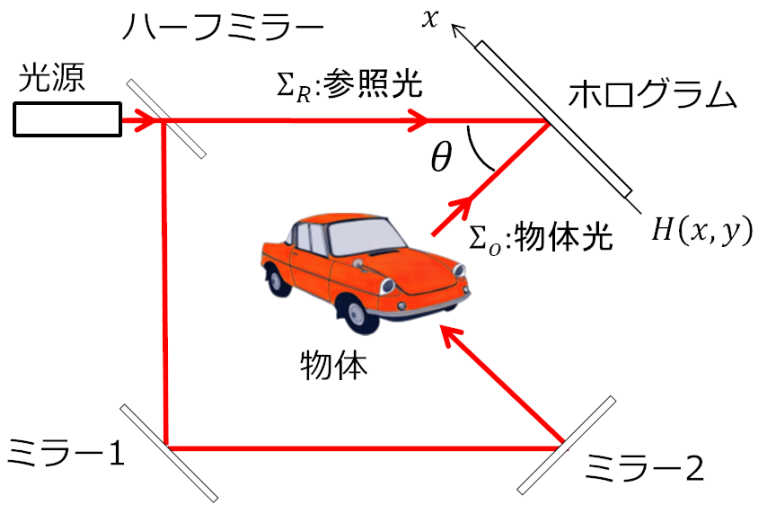



図 2.5 ホログラムの記録

図 2.6 にホログラムの再生光学系を示す.

図 2.6 において，ホログラム再生時には式 (2.8) の干渉縞強度分布 $I(x,y)$ に参照光 $R(x,y) = \exp(ikxsin\theta)$ を照射して，

$$\begin{aligned} I(x,y) \times R(x,y) &= (|A_o(x,y)|^2 + 1)R(x,y) + O(x,y) + O^*(x,y)\{R(x,y)\}^2 \\ &= (|A_o(x,y)|^2 + 1)\exp(ikxsin\theta) + O(x,y) + O^*(x,y)\exp(i2kxsin\theta), \end{aligned} \quad (2.10)$$

が得られる.

式 (2.10) において，第 1 項は直接光 (図 2.6 の $\Sigma_d$) ，即ちホログラムをそのまま透過した光，第 2 項は所望の物体光 (図 2.6 の $\Sigma_o$：虚像) ，第 3 項は共役光 (図 2.6 の $\Sigma_c$：実像) を示し，図 2.6 に示すように，直接光は物体光から見て $\theta$ 方向に，共役光は，ほぼ $2\theta$ 方向に進む.

以上説明したように，このオフアクシスホログラムは直接光，物体光，共役光が分離されて再生されるので，参照光の反対側からホログラムを観測すると Gabor の方法とは異なり，物体光のみを観測することができる.

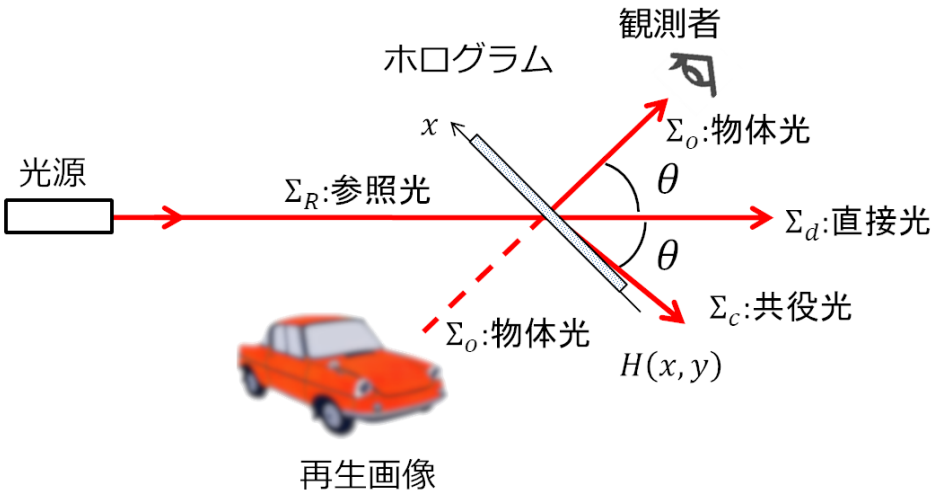



図 2.6 ホログラムの再生

## 2.2 電子ホログラフィ

Gabor により考案されたホログラフィ技術は前述のように，レーザー光源の出現や Leith らの功績により 3 次元表示装置として重要な技術として発展してきており，その他にもセキュリティ [43]，計測分野 [44]，情報処理分野 [45] などで幅広く発展してきた．しかしながら当時においては，コヒーレント光を必要とするなど高度な写真技術が必要であり，複雑なホログラム記録プロセスは実用面において

一つの妨げとなっていた．加えて動画表示などはさらに難しく，ホログラム記録・再生においても電子的に処理可能な技術が望まれていた．

そんな中，1966 年に Enloe [46] らは“ BELL ”の文字の干渉縞をビジコンで撮像して伝送した画像をモニタに表示し，これをポラロイドカメラで撮像してホログラムを作成，再生した．また，1972 年には Doyle ら [47] はビジコンで干渉縞を取得するという同様のアプローチであったが，ホログラム作成は“ Lumatron ”[48] という彼らが開発したサーモプラスチックプレートを用いた投写装置で行った．

上記 Enloe，Doyle らの手法はいずれも，実物体に参照光を照射して干渉縞を記録するというアプローチであるが，Lohmann [49] らは，このプロセスを全て計算手段に置き換えるというアプローチをとった．即ち，対象とする物体面からの波面がホログラム面上に伝搬到達するときの波面を計算し，この物体光波面と参照光源からのホログラム面上での参照光波面とで干渉縞を計算するというものである．この技術を計算機合成ホログラム (Computer Generated Hologram: CGH) といい，この技術の登場でホログラム記録面での電子化は進展した．尚計算機合成ホログラム (CGH) の詳細に関しては次節にて言及することとする．

さて，一方，ホログラム動画再生面での電子化として，Benton ら [50, 51] は当時のスーパーコンピュータで計算機合成されたホログラム信号で超音波を変調しこの変調信号を音響光学変調器 (Acousto - Optic Modulator: AOM) に供給し，ガルバノミラー，ポリゴンミラーを介して伝搬する回折光によって再生像を形成させた．その概要図を図 2.7 に示す．

即ち，AOM には 1 ライン毎の変調信号が付与され，水平同期信号でポリゴンミラーが，垂直同期信号でガルバノミラーが制御されることで一画面の走査が終了し動画が再生される構成となっていた．

彼らはまた装置の発展形として，3 チャンネルの AOM を用いて RGB フルカラーでのホログラム再生を行った [52]．ここでは RGB 各波長でブラッグ回折による回折角の違いを HOE (Holographic Optical Element) で補正し色ずれを抑えた．

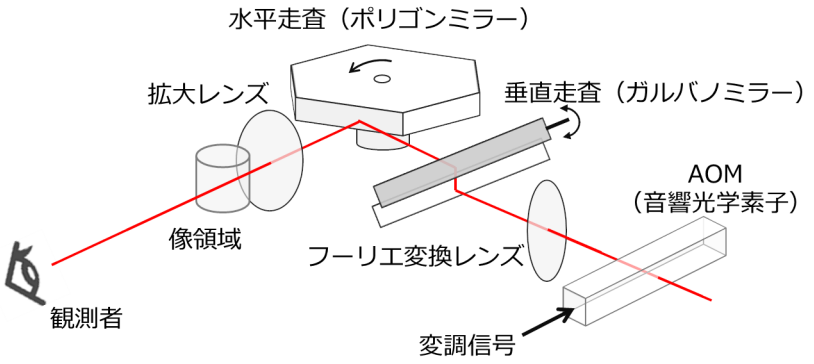



図 2.7 MIT Holo-Video 概要図

Benton らが 3 次元動画の再生を発表したころ，日本では液晶産業が盛んな時期であり，橋本らは [53] 液晶表示装置 (Liquid Crystal Display: LCD) を空間光変調装置 (Spatial Light Modulator: SLM) として機能させることでホログラフィ再生を行った．即ち，物体光，参照光を CCD カメラに集光させ CCD 素子上に形成される干渉縞をレーザー光を照射してある LCD に伝送しリアルタイムで画像再生を行った．

Benton らの手法では走査に機械的手段を必要としたが，橋本らの手法においてはそういった機械的手段を全く必要としないので，文字通り電子的にホログラフィを表示できたといえる．

以上例を挙げて述べたように電子ホログラフィは，複雑な光学系などを必要とせずに計算機によるシミュレーションで，物体から伝搬する光の位相と振幅を参照光の位相と振幅との干渉縞として電子的に記録することが可能であり，また，再生時においても，例えば空間光変調装置である液晶表示装置を用いることで電子的に再生することができる．

即ち，電子ホログラフィとは，ホログラムの記録から再生までを全て電子的手段によって処理する技術である．例えば，コンピュータグラフィクス (Computer Graphics: CG) により生成された仮想の CG モデルなどを立体表示させることも，さらには静止画表示だけでなく動画を再生表示することも可能であり，電子ホログラフィは理想的な立体映像表示技術であるといえる．

### 2.2.1 計算機合成ホログラム (CGH)

CGH は，写真乾板でのホログラム記録プロセスを，計算機上で光波伝搬シミュレーションに置き換え，物体光と参照光との干渉で生ずる干渉縞を計算することで生成される．CGH 生成から立体像再生までの一連の流れを図 2.8 に示す．

この図において，最初にホログラムに記録する仮想物体を計算機内で定義し，設定された光学系のパラメータに従って仮想物体からホログラムが配置された面までの光波伝搬を計算する．

続いて，記録に用いる参照光源からホログラム面までの光波伝搬を計算し，最後に物体光と参照光の干渉を計算し，その干渉縞を二次元画像データとして出力することで CGH が出来上がる．

CGH から実際の立体映像を得る際には，CGH の記録条件と同等の光学系の再生装置を用意し，LCD などの電子デバイスに CGH を表示させる．しかる後，記録時の参照光条件と同等の性質を有する再生照明光をその LCD に照射することで CGH に記録されていた仮想物体の立体映像が再生される．

以下，CGH 生成の詳細手順について記述する．

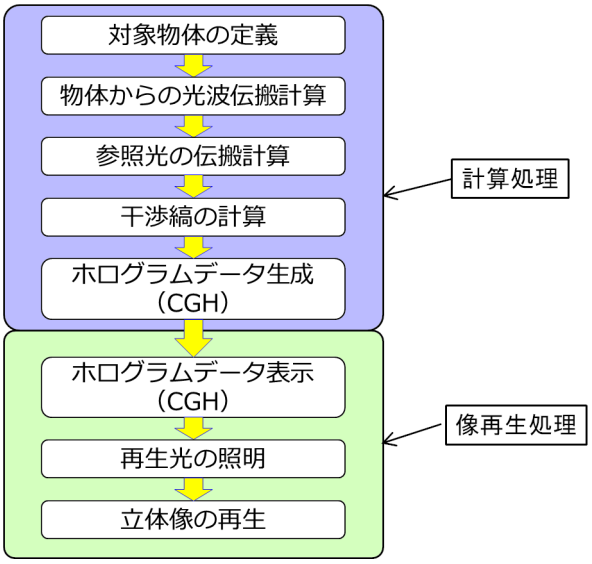



図 2.8 CGH 生成から立体像再生までのフロー

#### 2.2.1.1 物体光計算

CGH における物体光計算には種々の方法があり，フーリエ変換による方法 [54]，角スペクトル法 [55]，ホログラフィックステレオグラム法 [56]，ポリゴン法 [57]，また MIT の Holo-Video [50] でも用いられた点充填法 (点光源法ともいう) [58] など枚挙にいとまがない．本研究においては点充填法によって CGH 計算を行ったのでその方法について記述する．

点充填法においては対象とする物体表面上に点光源を敷き詰めたものとして考え，その各々の点光源からホログラム面までの光波伝搬を計算し，各々を合算することで物体光の光波分布を得ることになる．点充填法は物体形状に制約はなく，柔軟な形状をモデリングできるという利点がある．然しその反面，物体表面に敷き詰めた点光源とホログラム面での全てのサンプリング点との間の距離計算が必要であり，サンプリング点数を $S$，点光源数を $N$ とすると計算時間 $T$ は，

$$T = \alpha S N, \tag{2.11}$$

となる．ここで $\alpha$ は一対の点光源とサンプリング点との計算に要する時間である．即ち，物体形状を精密に表すために点光源数を増やすと計算時間が長大になるという弱点がある．

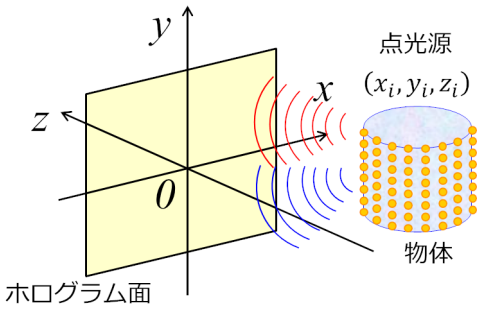



図 2.9 点充填法

図 2.9 に示す座標系において，ホログラム面を $Z = 0$ として，このホログラム面上での物体光の複素振幅分布 $O(x, y)$ を考える．仮想物体上の任意位置の点光源 $(x_i, y_i, z_i)$ からホログラム面まで伝搬した光波分布 $E_i(x, y, z = 0)$ は，フレネル-キルヒホッフ回折積分の式から，

$$E_i(x, y, z = 0) = \frac{A_i}{r_i} \exp\{-j(kr_i + \phi_i)\}, \tag{2.12}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \tag{2.13}$$

$$r_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}, \tag{2.14}$$

となる．ここで $A_i$ は点光源の振幅，$r_i$ は点光源位置 $(x_i, y_i, z_i)$ からホログラム面上の画素 $(x, y)$ までの距離，$\phi_i$ は点光源の初期位相，$k$ は波数であり，再生照明光の波長により決定される．ホログラム面における物体光の複素振幅分布 $O(x, y)$ は式 (2.12) を点光源全体に適用して伝搬計算を行い，それらを加算することで得られる．点光源数を $N$ とすると複素振幅分布 $O(x, y)$ は，

$$O(x, y) = \sum_{i=1}^{N} E_i(x, y, z = 0), \tag{2.15}$$

で計算される．先に述べたように点充填法での計算量は点光源数とサンプリング点数の積に比例する．計算量を減らすには，サンプリング点数は SLM のピクセル数による制約があるため，物体表面上に定義される点光源数を減らすことが考えられる．然しながら点光源数を減らしすぎると対象物体として視認されず，ただの離散点集合としてしか視認されない危険性がある．従って，人の眼の視覚特性を考慮した上での密度設定が肝要となる．

他のアプローチとして，CG 描画用プロセッサを利用して計算時間の短縮を計った例もある [59].

#### 2.2.1.2　参照光計算

ホログラム作成に使用される参照光には，平行光を伝搬させる平面波，点光源から伝搬させる球面波のいずれも用いられるので，その両者について記述する．

先ず平面波を用いる場合，ホログラム面への入射角は任意に設定することができる．ただし，ホログラム面への入射角を垂直にしたとき，これをインライン型ホログラムというが，この場合，再生時において実像と虚像が重なり観察しづらくなる問題があるので垂直入力は極力避けるのが一般的である．

参照光を垂直ではなく，斜め入射としたときをオフアクシス型ホログラムという．図 2.10 において $y$ 軸に対して参照光波面を角度 $\theta$ 傾けたときのホログラム面における参照光の複素振幅分布 $R_p(x,y)$ は，

$$R_p(x,y) = R_o(-jkysin\theta), \tag{2.16}$$

である．ここで $R_0$ は参照光の振幅である．

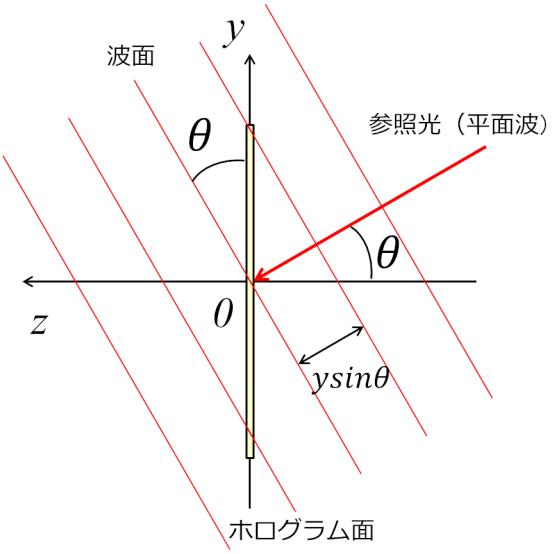



図 2.10 参照光 (平面波)

次に参照光を球面波とする場合 (図 2.11 参照) には，ホログラム面上での参照光の複素振幅分布 $R_s(x,y)$ は，

$$R_s(x,y) = R_o(-jkr_{ref}), \tag{2.17}$$

と表せる．ここで $r_{ref}$ は点光源位置 $(x_{ref}, y_{ref}, z_{ref})$ からホログラム面上のサンプリング点 $(x,y)$ までの距離を表す．

尚，本研究においては参照光として点光源を想定しており，球面波としての式 (2.17) を用いた．

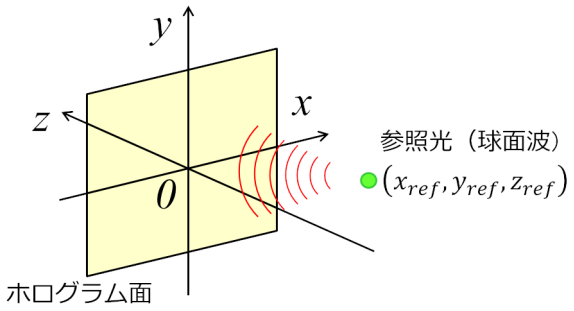



図 2.11 参照光 (球面波)

#### 2.2.1.3　干渉縞計算

ホログラム面上での物体光と参照光の波面が計算された後，両光波の干渉縞を計算することになる．

物体光，参照光のホログラム面上での複素振幅分布を各々，$O(x,y)$，$R(x,y)$ とすると干渉縞の強度分布 $I(x,y)$ は，

$$\begin{aligned} I(x,y) &= |O(x,y) + R(x,y)|^2 \\ &= |O(x,y)|^2 + |R(x,y)|^2 + O(x,y)R^*(x,y) + O^*(x,y)R(x,y) \\ &= |O(x,y)|^2 + |R(x,y)|^2 + 2Re[O(x,y)R^*(x,y)], \end{aligned} \tag{2.18}$$

となる．ここで $O^*(x,y)$，$R^*(x,y)$ は各々，物体光，参照光の複素共役を表す．

式 (2.18) において $|O(x,y)|$，$|R(x,y)|$ は各々，物体光，参照光の光強度であり，これらの項は直流分，即ち，輝度を表すだけの成分で，対象物体の形状などを示す振幅情報，位相情報などは含まれていない．従って第 3 項の $2Re[O(x,y)R^*(x,y)]$ を CGH として記録することになる．

干渉縞計算結果を記録する際には，対象とするデバイス，例えば SLM などの画素階調仕様に合わせて量子化することになる．このとき量子化ビット数を $n$，干渉縞強度分布 $I(x,y)$ の最大値，最小値を各々 $I_{max}$，$I_{min}$ とすると量子化後の強度分布 $I_q(x,y)$ は

$$I_q(x,y) = \left\lfloor (2^n)\frac{I(x,y) - I_{min}}{I_{max} - I_{min}} \right\rfloor, \tag{2.19}$$

で表される．ここで $\lfloor * \rfloor$ はガウス記号，即ち，$\lfloor * \rfloor$ 内の数値を超えない最大の整数を表す．

#### 2.2.1.4　周波数制限

電子ホログラフィにおいては，電子デバイス，例えば SLM などでホログラムを表示する．このとき SLM は位相格子として機能しており，理想的には可視光波長，

即ち nm オーダーの位相格子 (ピクセルピッチ) であることが望ましい．然しながら現状の半導体製造技術ではこのオーダーのピクセルピッチとすることは難しく，例えば，本研究で使用した SLM のピクセルピッチは 9.6 $\mu$m であり，nm オーダーには程遠いというのが現状である．

干渉縞を SLM に表示させる場合，干渉縞データを SLM のピクセル毎にサンプリングすることになるが，これはピクセルピッチで決まる空間周波数 (本/mm，または LP(Line Pairs)/mm) で干渉縞をサンプリングするということである．

ナイキストの定理としてサンプリング周波数 $f_s$ は測定信号 $f_m$ の 2 倍以上でないと測定信号を正しく観測できないと定義されている．もしサンプリング周波数 $f_s$ の半分以上の信号があった場合，この信号は $f_s/2$ を中心として高域側の信号成分が低域側に折り返したように見えるエイリアシングという現象が発生する．

それゆえ SLM の空間周波数をこえた干渉縞データを SLM に表示させると，本来存在しないゴースト画像が再生されてしまう．

即ち，先に述べたように，現状において SLM の空間周波数は光波長に比べて十分とは云えず，SLM の空間周波数を考慮した周波数制限処理が必要になってくる．この周波数制限処理は，物体光と参照光の位相差により計算方法が異なっており，個別に記述する．

(a) 物体光と参照光に位相差がない場合．

図 2.12 のように $(0, 0, z)$ の位置に物体の点光源がある場合の $x$ 方向空間周波数 $f_x$ を考える．ホログラム面における光波の位相 $\phi$ と点光源からの距離 $r$ は式 (2.12)，(2.14) から，

$$\phi = -kr, \tag{2.20}$$

$$r = \sqrt{x^2 + z^2}, \tag{2.21}$$

となる．空間周波数 $f_x$ は位相 $\phi$ の $x$ 方向の偏微分で与えられるので，

$$f_x = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi}{dx} = -\frac{1}{\lambda}\frac{dr}{dx} = -\frac{x}{\lambda\sqrt{x^2 + z^2}}, \tag{2.22}$$

となる．表示デバイスのピクセルピッチを $p$ として，先に述べたナイキストの定理を当てはめると，エイリアシング発生を避けるには空間周波数 $f_x$ は，

$$|f_x| = \frac{x}{\lambda\sqrt{x^2 + z^2}} < \frac{1}{2p}, \tag{2.23}$$

を満足する必要がある．ここで，$|x/\sqrt{x^2 + z^2}|$<1 であり，

$$p = \frac{\lambda}{2}, \tag{2.24}$$

を満たすピクセルピッチ，即ち，波長オーダーのピクセルピッチであれば周波数制限は必要ないが，前述のように，現状においては波長オーダーのピクセルピッチを有する SLM は未だ存在していない．

また，$y$ 方向については，上記と同様に考えることができる．

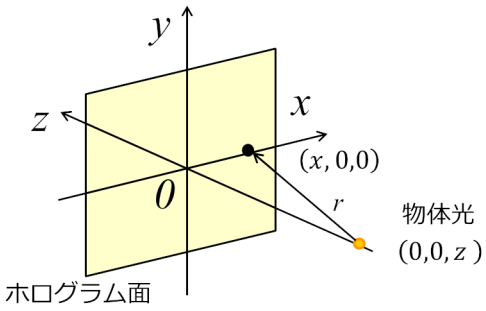



図 2.12 周波数制限 (位相差なし)

(b) 物体光と参照光に位相差がある場合.

この場合は，物体光と参照光の各々に対して，光源からホログラム面上の隣接する 2 ピクセルまでの光路差を用いることで周波数制限を行う．即ち，図 2.13 において物体光源位置 $O$，参照光源位置 $R$，隣接するピクセル $P_1(x_1, 0, 0)$, $P_2(x_2, 0, 0)$ として，物体光源から $P_1$，$P_2$ までの距離を $r_{O1}$，$r_{O2}$，参照光源から $P_1$，$P_2$ までの距離を $r_{R1}$，$r_{R2}$ とすると条件式は，

$$\Delta r_1 = r_{R1} - r_{O1}, \tag{2.25}$$

$$\Delta r_2 = r_{R2} - r_{O2}, \tag{2.26}$$

$$|\Delta r_1 - \Delta r_2| < \frac{\lambda}{2}, \tag{2.27}$$

で表せる.

本研究においては参照光として球面波を用いており，物体光と参照光には位相差があるため式 (2.27) で周波数制限を行った.

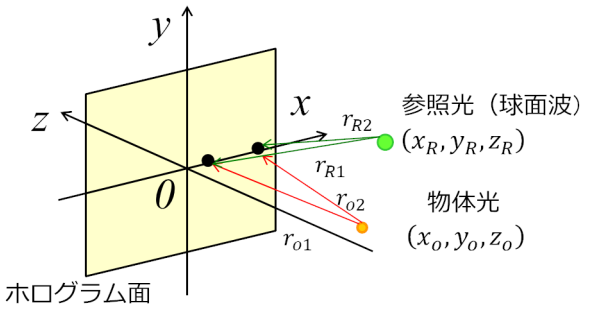



図 2.13 周波数制限 (位相差あり)

# 第3章　ホログラフィ表示装置

## 3.1　概要

コンピュータ利用技術の進歩や，機械的要素技術と半導体集積技術の融合である MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) に代表されるマイクロデバイス技術の進歩により，2000 年以降には多くの電子ホログラフィ表示装置が提案されてきた．電子ホログラフィ表示装置は大きく次の四種類に分類することができる．

(i) フレネル型

単一の SLM のみで構成され，レンズなどの光学系は含まれない．電子ホログラフィの基本的な構成であり，視野角は使用する SLM の画素ピッチのみに依存し，それゆえ現状においては，実用上充分な視野角は確保されていない．

(ii)　ヘッドマウントディスプレィ (HMD) 型

眼鏡やゴーグルのような形をしており [60, 61]，頭に装着する構造なっている．視点，即ち，観測者の目が SLM に非常に近いため，視野角を拡大するための光学系は必要なく，小型化，軽量化が計れる．

(iii)　モニタ型

モニタテレビのように比較的表示画面が大きく [36, 62–64]，観測者は 1–3 m 離れたところから表示画面を見ることになる．レンズを含む光学系は結像のための光学的長さを必要とするため，装置は通常大きくて重くなり，それゆえ据え置き型になる．

(iv)　プロジェクター型

ホロプロジェクターとスクリーンの 2 つの部分で構成されている [65]．ホロプロジェクターはホログラフィック技術を利用して 3D 画像の光波を投写し，スクリーンは投写された光波を観測者に向けて反射する機能を有している．このタイプは広い視野角が期待でき，かつ，モニター型に比べて配置が自由で装置サイズが小さくてすむというメリットがある．涌波らはスクリーンにホログラフィック光学素子 (HOE) を使用するプロジェクター型電子ホログラフィー装置を開発した [65]．装置は，プロジェクター型の可能性を実証したが，装置自体は大きく，かつ，表示はフルカラーではなくモノクロだった．

本研究では，両眼立体視用に広い視野角でフルカラーの 3D ビデオを表示する小型プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置を提案した．提案した装置は，新規の光学システム，及び，干渉縞の計算アルゴリズムとを使用することで，装置全体のサイズを小さく抑えることができた．

ここで，提案装置のコンセプトについて説明する．図 3.1 (a) に示すように通常のプロジェクターでは拡大画像をスクリーンに投写し，この拡大画像を観測者は見ることになる．プロジェクターは拡大光学系により，装置本体より格段に大きな画像を容易に呈示すことができるものである．本研究で提案する小型プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置は図 3.1 (b) に示すように，通常のプロジェクターと同様に物体光波面をスクリーンに拡大投写するホロプロジェクター部と観測者の目に拡大物体光波面を収斂させる収斂光学系，即ちスクリーンとで構成される．このスクリーンは例えば，凹面鏡のような波面収斂機能を有する光学系である．ここで，ホロプロジェクターは左目用，右目用の二台で構成され，左目用物体光波面，右目用物体光波面は各々のホロプロジェクターから投写され，収斂光学系により左目右目各々に収斂し両眼立体視できるようになっている．この構成をプロジェクター型両眼立体視構造と呼ぶ．

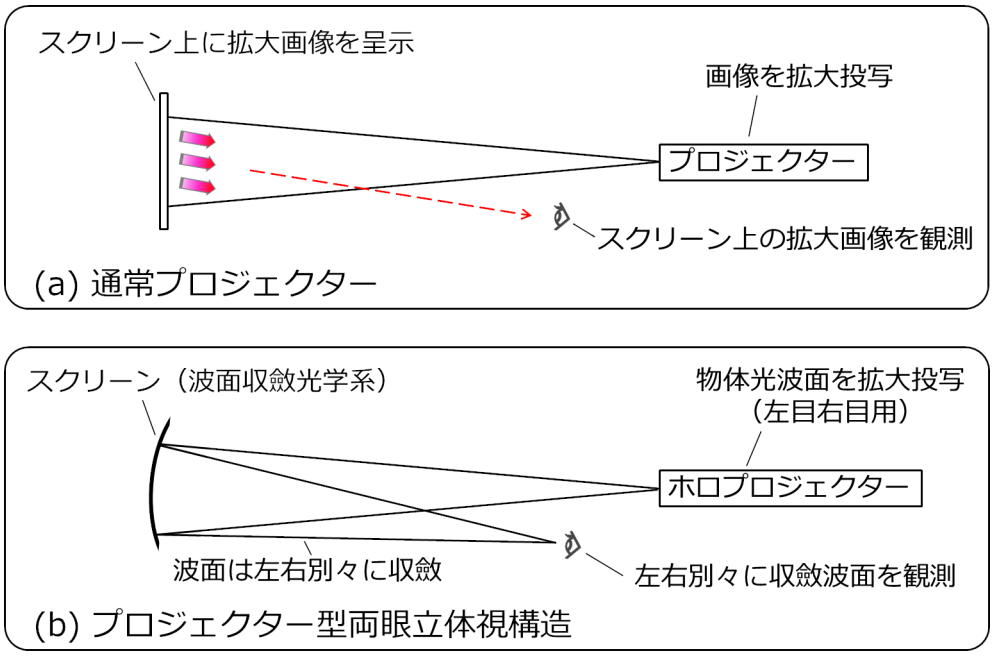



図 3.1 プロジェクター型両眼立体視構造のコンセプト

また，研究背景においてSLMを複数個並べて視野拡大を計る従来技術 [36] を紹介したが，この従来技術と本研究での提案技術との比較を表3.1に参考として提示する．

表 3.1 視野拡大における従来技術と提案技術比較

| 分類 | 方式 | 長所 | 短所 |
|---|---|---|---|
| 従来技術 | SLM 複数配置 | ・瞳間隔考慮不要<br>・両眼用画像不要 | ・画像繋ぎ処理要<br>→光軸調整難<br>・SLM 毎の光学系要<br>→装置大 |
| 提案技術 | プロジェクター型<br>両眼立体視構造 | ・小型<br>・配置自由度高 | ・瞳間隔考慮要<br>・両眼用画像要 |

以下，3.2節に提案装置の要素技術であるFTOS (Fourier Transform Optical System) に関して言及し，3.3節に提案した装置の詳細仕様に関して記述し，第6章の6.1節に性能評価結果に関して記述する．

## 3.2 FTOS

### 3.2.1 概要

FTOSとは，フーリエ変換光学系システム (Fourier Transform Optical System) の略であり，SLMを用いたCGH再生時おいて，SLMの視域・視野の狭さを解消する技術であり [66–68]，具体的にはホログラム面となるSLMと観測者との間に凸レンズを配置し，凸レンズの拡大機能により視域・視野の狭さを改善する技術である．

本研究において提案する小型プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置においては，このFTOSが構成要素の一部となっている．

図3.2において反射型SLM表示面の直近に焦点距離 $f$ の凸レンズを配置し，レンズ焦点距離位置に再生照明光を配置して照射すると，再生画像は焦点距離位置に再生される．このとき再生像は焦点距離 $f$ によって決まる画角に応じて拡大されるため，レンズを用いないホログラム再生光学系よりも大きな再生画像を観測できる利点がある．また，観測に不要な直接光や共役光もレンズ焦点位置に収斂するため，焦点位置に直接光，共役光を遮断する物理的な遮蔽物 (バリア) を配置することで所望の再生像のみを観測することができるという利点がある．

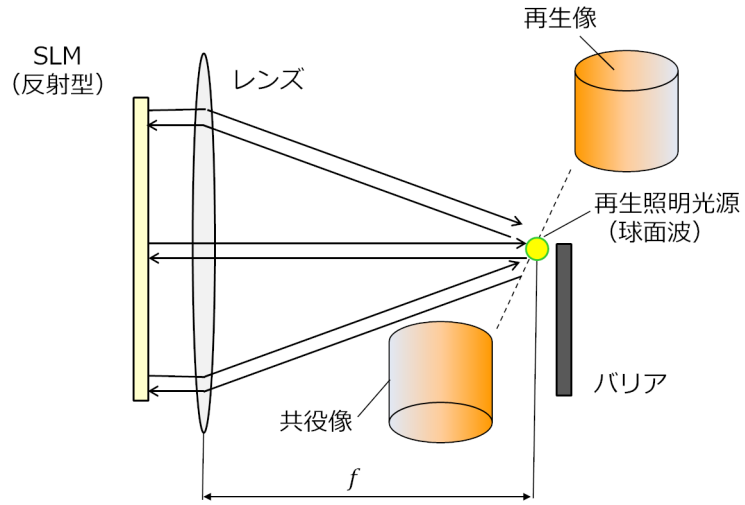



図 3.2 フーリエ変換光学系

### 3.2.2 FTOS の視域・視野

ホログラフィにおいて視域・視野は重要な概念であり，定義すると視野とは再生像を再生可能な領域の最大幅をいい，視域とは再生された画像を観測可能な領域をいう [62]．ここではレンズなしで行うフレネルホログラムとの比較で FTOS の視域・視野特性について記述する．

図 3.3 のフレネルホログラム再生光学系において，再生像を観測できる視野角はホログラム面での再生照明光の回折角，即ち視域角と等しくなる．

SLM のピクセルピッチを $p$，再生照明光の波長を $\lambda$ とすると視野角 $\theta$ は，

$$\theta = 2sin^{-}1\left(\frac{\lambda}{2p}\right), \tag{3.1}$$

で与えられる．この式から，ホログラムサイズや物体大きさなどには依存せず，デバイスのピクセルピッチのみに依存していることが判る．即ち，ピクセルピッチを小さくする以外に視野角を広げる手段がないことを意味している．

一方，FTOS においては，図 3.4 において，ホログラムの幅 (SLM の表示領域) を $S$ とすると視野角 $\theta_f$ は，

$$\theta_f = 2tan^{-}1\left(\frac{S}{2f}\right), \tag{3.2}$$

で表せる．即ち，レンズの焦点距離を調整することで再生像の拡大率を変えることができる．ただし，レンズ焦点距離に応じて視域が制限され，視域最大幅 $w$ は，

$$w = \frac{\lambda f}{p}, \tag{3.3}$$

という制約がある．

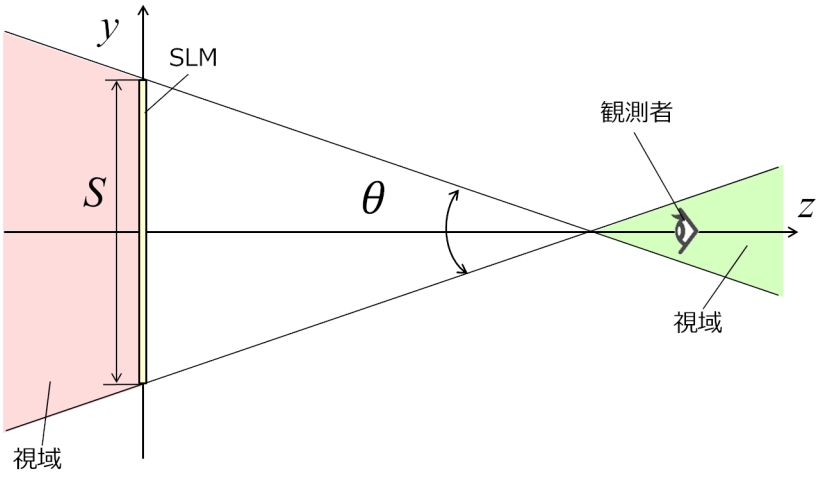



図 3.3 フレネルホログラム光学系での視域

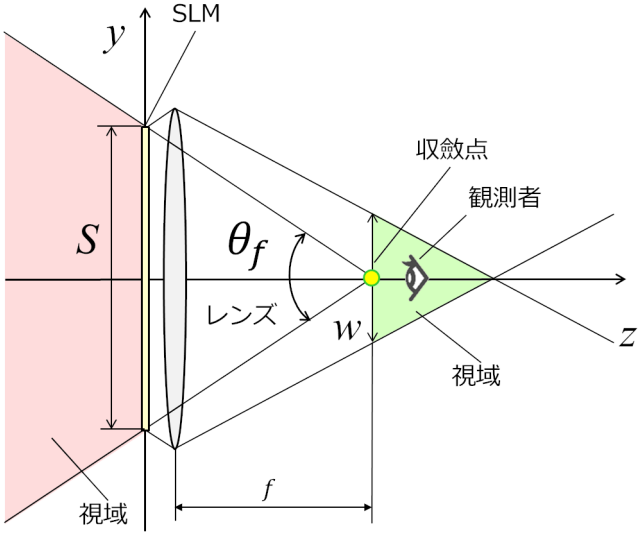



図 3.4 フーリエ変換光学系での視域

ここで，同一 SLM についてみた場合，式 (3.3) は焦点距離が大きくなると視域がおおきくなるが，式 (3.2) では視野が狭くなり，視域と視野に相反関係があることが判る．

ちなみに，本研究で用いた SLM においては，本章の表 3.2 より SLM ピッチ $p$ = 9.6 $\mu$m であるから，波長 $\lambda$ = 532 nm としてフレネルホログラムでの視野角は，

$$\theta = 2sin^{-}1\left(\frac{532\ nm}{2 \times 9.6\ \mu m}\right) \approx 3.2^{\circ}, \tag{3.4}$$

となり，一方，FTOS 光学系での視野角 $\theta_f$ は，SLM の水平方向画素数は 1,280 pixels, 使用レンズの焦点距離 $f$ = 100 mm であるから，

$$\theta_f = 2tan^{-}1\left(\frac{9.6\ \mu m \times 1,280}{2 \times 100\ mm}\right) \approx 7.0^{\circ}, \tag{3.5}$$

となり，FTOS 光学系の視野角はフレネルホログラム視野角の倍以上となっている．

### 3.2.3 FTOS における物体位置の計算

FTOS において，CGH の物体光計算に際し，レンズの効果を考慮すると計算量が増大するためレンズを用いずに記録するレンズレスフーリエ変換 [69] を基にした手法を用いている．ただし，レンズレスフーリエ変換では記録物体と球面波参照光をホログラム面から同じ距離となるよう同一の平面内に配置することで，近似的にフーリエ変換を行っている．それゆえ，物体の配置が参照光位置により制限されることになり，物体配置の自由度が抑制されることになる．

この問題を解決する手法として，レンズレスフーリエ変換における奥行き自由化計算法 [70] が提案されており，本節では，その手法について言及する．

図 3.5 において FTOS で使用するレンズの焦点距離を $f$，球面波である参照光位置を $R(0, -f)$，点物体位置を $O(y_o, z_o)$ としてホログラムを記録したとする．尚，ここでは簡単のため $y-z$ 平面で考えるが，$x-z$ 平面でも同様に扱うことができる．

図 3.6 においてこのホログラムに，平面参照光をホログラム面に垂直に照射したとき，直接像 $P(y_p, z_p)$ と共役像 $Q(y_q, z_q)$ が再生され，ホログラム結像公式 (2 章式 (2.1)，(2.3)，(2.4) 参照) において $R'$ は無限遠 (平面波) にあり，波長は同じであるから各々の結像位置は，

$$z_p = \frac{f z_o}{f + z_o}, \tag{3.6}$$

$$y_p = \frac{y_o}{z_o} z_p, \tag{3.7}$$

$$z_q = -\frac{f z_o}{f + z_o}, \tag{3.8}$$

$$y_q = -\frac{y_o}{z_o} z_q, \tag{3.9}$$

となる．

次にホログラム面の前にレンズを配置し，レンズとの間の距離は 0 であるとすると，図 3.7 に示すように $P(y_p, z_p)$ と共役像 $Q(y_q, z_q)$ はレンズがあることにより，各々の位置は直接像 $P'(y'_p, z'_p)$ と共役像 $Q'(y'_q, z'_q)$ とに変換され，レンズ結像公式から，

$$z'_p = \frac{fz_p}{f + z_p} = \frac{fz_o}{f + 2z_o}, \tag{3.10}$$

$$y'_p = \frac{fy_p}{f + z_p} = \frac{y_o}{z_o} z'_p, \tag{3.11}$$

$$z'_q = -\frac{fz_q}{f + z_q} = -z_o, \tag{3.12}$$

$$y'_q = -\frac{fy_q}{f + z_q} = y_o, \tag{3.13}$$

となる．

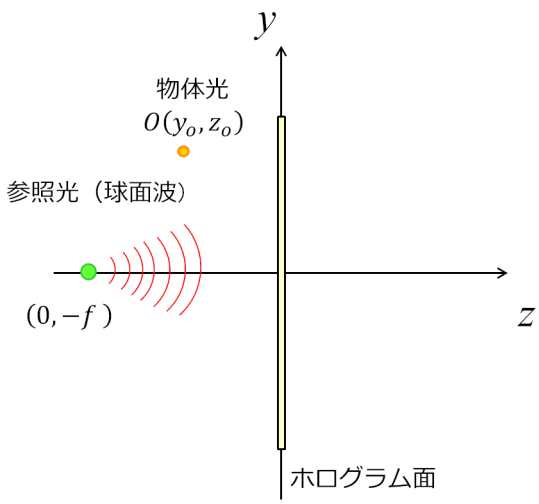



図 3.5 ホログラム記録時の点配置

本研究においては直接像を観測するので，式 (3.10)，(3.11) を $z_o$，$y_o$ について解くと，

$$z_o = \frac{fz'_p}{f - 2z'_p}, \tag{3.14}$$

$$y_o = \frac{y'_p}{z'_p} z_o, \tag{3.15}$$

となり，式 (3.14)，(3.15) により物体の位置補正を行うことで任意位置に物体配置が可能となる．

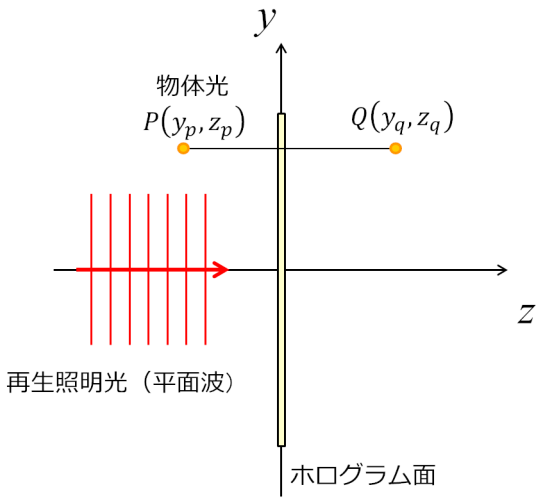



図 3.6 平面波照射時の結像位置

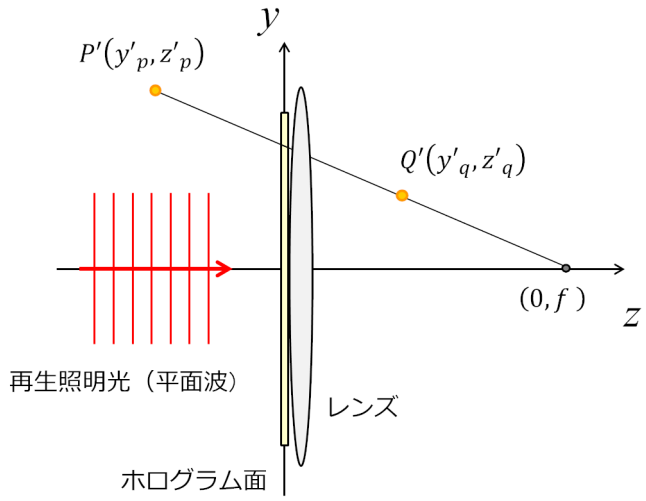



図 3.7 フーリエ変換光学系の結像位置: ホログラムとレンズ密着

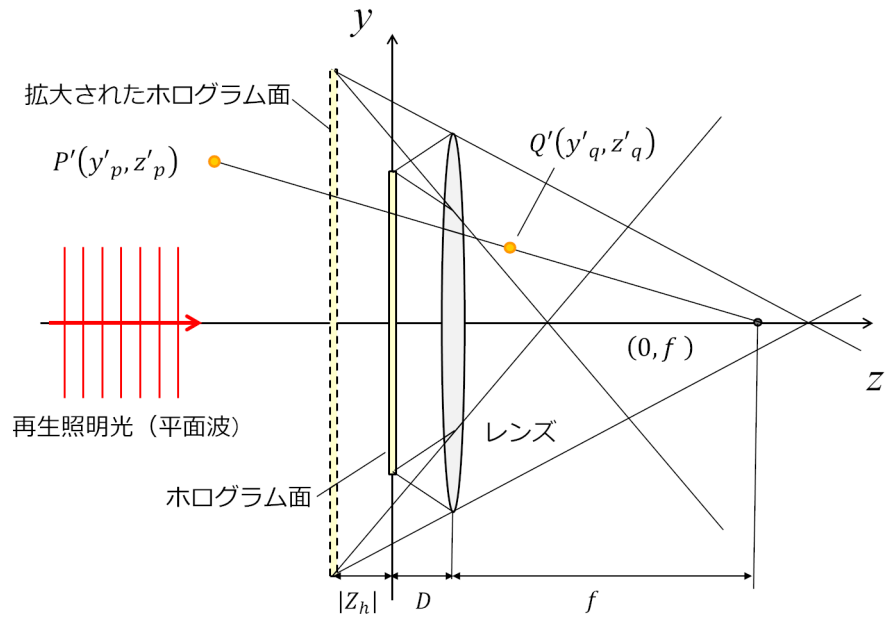



図 3.8 フーリエ変換光学系の結像位置: ホログラムとレンズ間の距離考慮

これまでは，ホログラムとレンズ間の距離はゼロであると仮定した．然しながら，実際の光学系においてはホログラムとレンジとの間には多少の空間が生ずる．図 3.8 において，ホログラムとレンズとの距離を D とすると，レンズ後面に配置されたホログラムは，z 軸方向に $z_h$ 分だけ後方に拡大移動して見え，その移動量 $z_h$ は

$$z_h = -\left(\frac{fD}{f-D} - D\right), \tag{3.16}$$

となり，これを考慮して，式 (3.14)，(3.15) を変換すると，

$$z_o = -\frac{fA}{f+A}, \tag{3.17}$$

$$y_o = y'_p z_o B, \tag{3.18}$$

$$A = \frac{z'_p(f-D) + D^2}{z'_p - D - f}, \tag{3.19}$$

$$B = \frac{A + D - f}{Af}, \tag{3.20}$$

の関係式が得られる．

ちなみに，本研究において提案した小型プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置における FTOS 部においては D = 6 m であり，$z_h$ = -((100×6)/(100-6)-6)≈ -0.4 とほぼ無視できる値であった．

### 3.2.4　FTOS における共役像除去

ホログラムを再生すると，直接像 $P$ と共役像 $Q$ の二つの像が再生される．それゆえ共役像の妨害により直接像観測が妨げられないように共役像を除去することが望まれる．本研究においては空間周波数フィルタリング法 [71] に基づき共役像除去を行った．

FTOS では焦点位置に集光する 0 次光を遮蔽するためバリアを配置する．そのため観察時にはバリアを避けるよう焦点からやや外れた位置で観察を行うことになる．ここでは，図 3.9 のように $y$ 軸の正方向から見下ろすように観察を行う場合を考える．

このときホログラム面上における直接像，ならびに共役像の記録部分はそれぞれ直線 $PQ$ で分割されたホログラムの上部 $H_1$ と下部 $H_2$ に対応している．直接像 $P$ のみを再生像として観察する場合には，上部の領域 $H_1$ のみを記録し，下部の領域 $H_2$ に対して除去を行えばよいことになる．

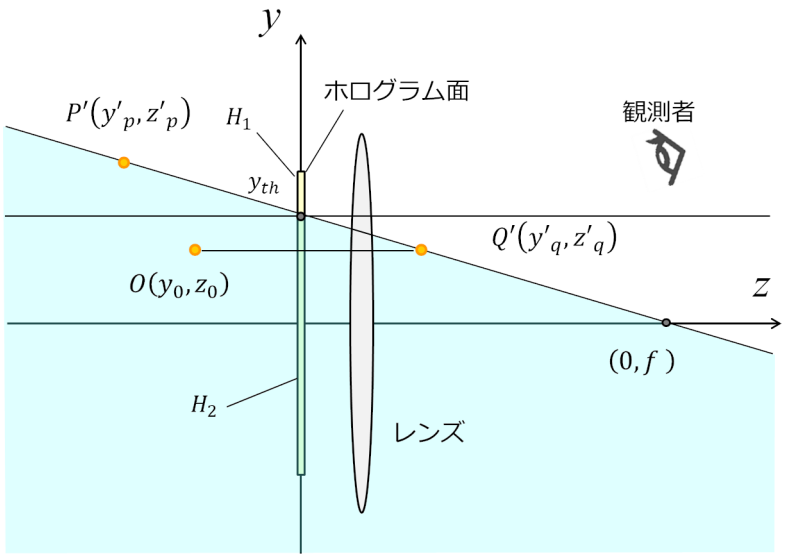



図 3.9 共役像の除去

図 3.9 から直線 $PQ$ とホログラムの交点の $y$ 座標 $y_th$ は，

$$y_{th} = \frac{fy'_p}{f + |z'_p|}, \tag{3.21}$$

となり，この式に従い対象物体を構成するすべての点光源について $y_{th}$ より上部の領域を計算することで共役像除去がなされる．

## 3.3 提案装置 (広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置)

### 3.3.1 装置の構成

図 3.10 に提案する広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置 [72] の構成図を示す.

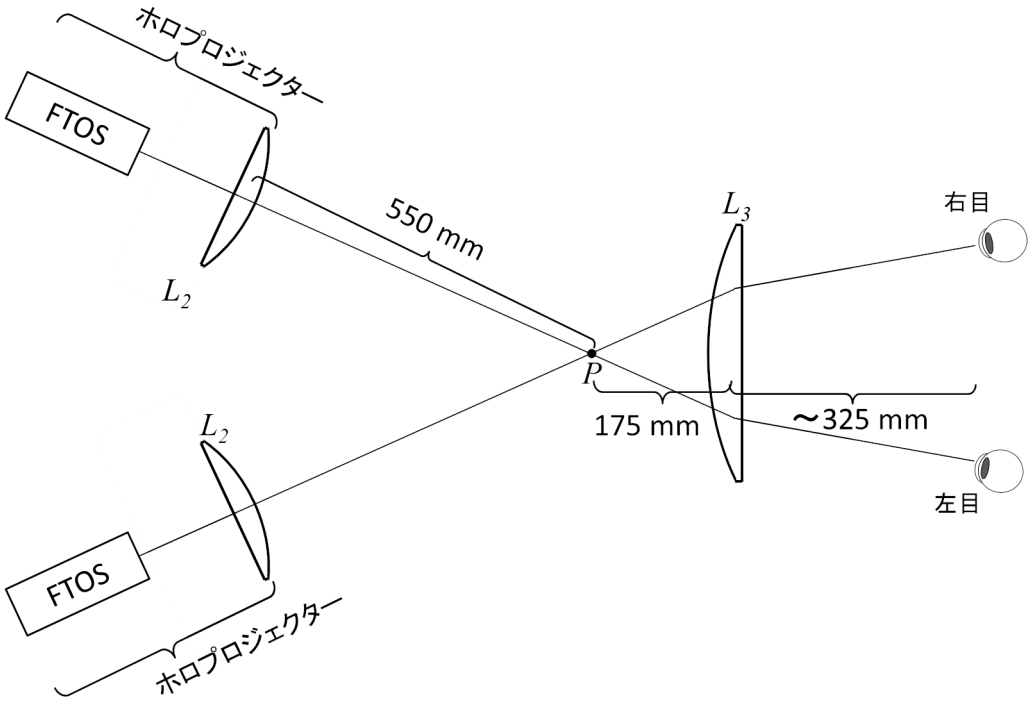



図 3.10 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置構成図

装置はホロプロジェクターとスクリーン (レンズ $L_3$) の 2 つの部分で構成され, さらに, ホロプロジェクターは 3.2 節で記述した FTOS と投写用レンズ ($L_2$) で構成される. 両眼立体視できるよう, 左右それぞれの眼に独立した画像を投写するために, 左目用・右目用に独立したホロプロジェクターで構成されている. 立体画像を形成する物体光はホロプロジェクターからスクリーン (レンズ $L_3$) に投写され, 観測者は両眼で立体映像を見ることができるようになっている.

図 3.11 に提案装置の全体写真, 図 3.12 に左右のホロプロジェクター部の写真を示す.

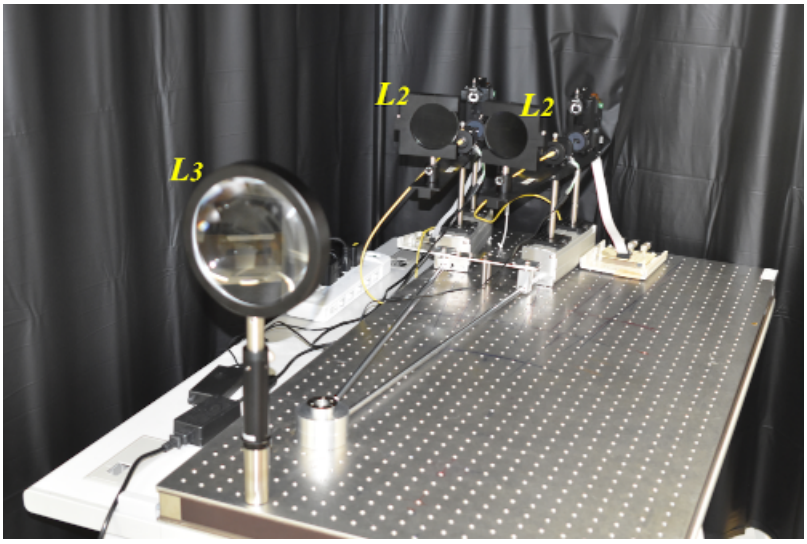



図 3.11 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置全体写真

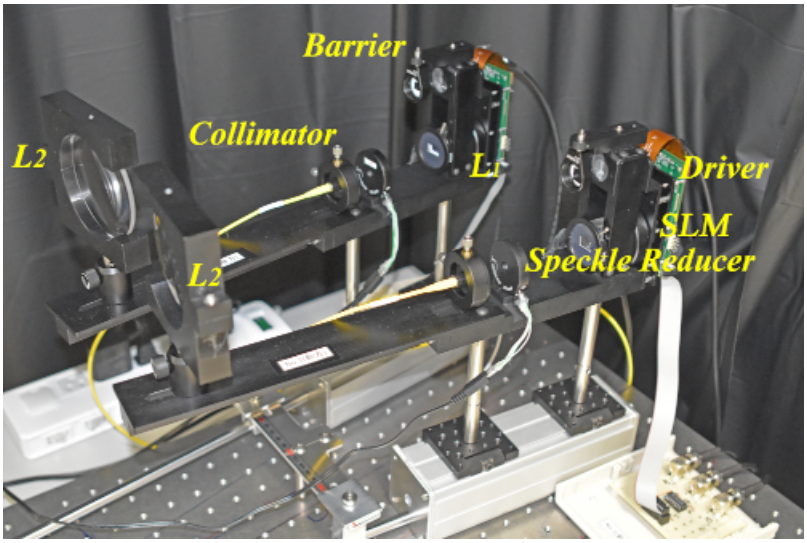
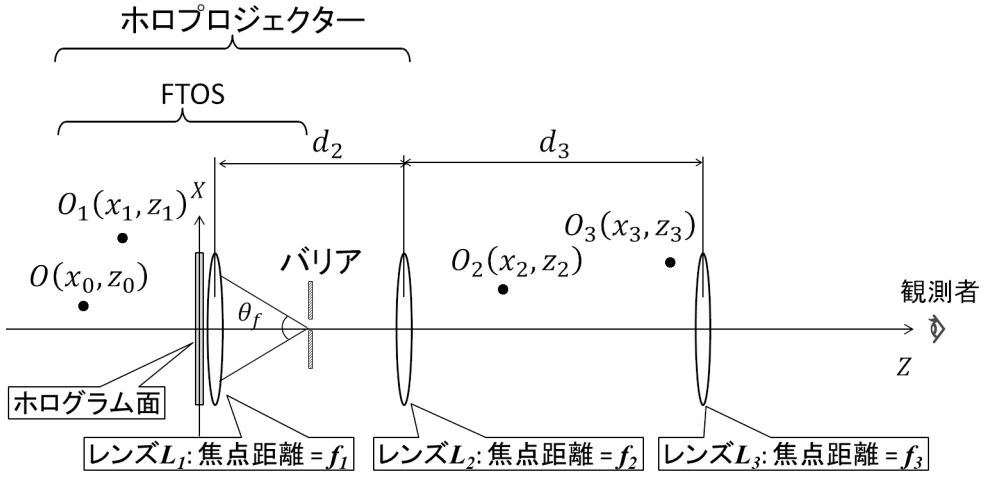



図 3.12 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置のホロプロジェクター部写真

物体光を観測者の眼に収斂させるには，スクリーンとして凹面鏡のような反射と収斂の両方の光学特性を有するものが必要であるが，提案システムの有用性を検証するというのが主眼であるため，本研究においてはレンズを配置するだけで充分であることから，反射型スクリーンの代替として凸レンズを用いて検証を行った．尚，スクリーンとしてレンズ付きミラーや HOE [65] などを用いると反射型スクリーンになる．

図 3.13 にプロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の幾何光学的配置の概略を示す．




※レンズ $L_1$ とホログラム面との距離は、ほぼ0と仮定

図 3.13 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の幾何光学的配置図

ホロプロジェクターは，再生用照明光源，フーリエ変換光学系 (FTOS) [66–68]，および投写レンズ $L_2$ で構成される．レンズ $L_3$ はスクリーンではなくレンズとなっている．FTOS は，SLM と SLM に隣接するレンズ $L_1$ で構成される単純な光学系で構成されている．

図 3.13 において，物体を構成する 1 つの点光源 $O$ が $(x_0, z_0)$ にあるとして，3.3.3 項に記述する手法でその位置からコンピューターで干渉縞，即ち CGH を計算する．計算された CGH データは SLM に出力され，SLM 上の CGH パターンで回折された光は，物体 $O$ からの光と同じ物体波を生成する．物体光は，それぞれ焦点距離 $f_1$，$f_2$，$f_3$ のレンズ $L_1$，$L_2$，$L_3$ によって変換され，各々の像位置 $O_1(x_1, z_1)$，$O_2(x_2, z_2)$，$O_3(x_3, z_3)$ に結像される．各々の像位置の座標はレンズ結像公式により，

$$
\begin{aligned}
z_1 &= \tfrac{f_1 z_0}{f_1+z_0}, \quad x_1 = \frac{x_0}{z_0} z_1, \\
z_2 &= \tfrac{f_2(d_2-z_1)}{f_2+(d_2-z_1)}, \quad x_2 = \frac{x_1}{z_1} z_2, \\
z_3 &= \tfrac{f_3(d_3-z_2)}{f_3+(d_3-z_2)}, \quad x_3 = \frac{x_2}{z_2} z_3,
\end{aligned}
\tag{3.22}
$$

と計算される．ここで，$d_2$ はレンズ $L_1$ とレンズ $L_2$ の間の距離，$d_3$ はレンズ $L_2$ とレンズ $L_3$ の間の距離である．これらの式は物体を構成する一つの点光源 $O(x_0, z_0)$ が点 $O_3(x_3, z_3)$ の位置に再生されることを示している．

再成像は焦点距離 $f_1$，$f_2$，$f_3$，及びレンズ間距離 $d_2$ ，$d_3$ により決定される比率で拡大され，FTOS の視野角 $\theta_f$ も，レンズ $L_2$ および $L_3$ によって拡大され，視野角を拡大することができる．

然しながら，視野角と視域の間には「ヘルムホルツ-ラグランジュ不変量」の関係があり，視野角を大きくすると視域は狭くなってしまう．このシステムでは，$O_2(x_2, z_2)$ は実像，$O_1(x_1, z_1)$ と $O_3(x_3, z_3)$ は虚像であり，観測者は広い視野角で立体画像 (虚像) を見ることができる．

通常，観測者の位置から見てどの位置に画像を再生するか，即ち，点 $O_3(x_3, z_3)$ が最初に決定される．干渉縞の計算には，本装置の光学系を考慮する必要があり，点 $O3(x_3, z_3)$ を決めると式 (3.22) から逆算すれば点 $O(x_0, z_0)$ を求めることができる．即ち，対象物体の SLM に対する配置位置が決定されるので，この結果を基に干渉縞計算を行うことになる．

ここで，単独のホロプロジェクターでは視域が狭いため両目で観測することはできず，提案システムでは，図 3.10 に示されるように左右各々の目に物体光を投写するための 2 つのホロプロジェクターから構成されている．

右目と左目の間の距離は人それぞれに異なっており，提案システムでは，図 3.10 において交点 $P$ の周りでホロプロジェクター双方の光軸角度を調整することで観測者の両目間隔に合わせられるように構成されている．左右のホロプロジェクターは異なる方向に光波を投写するため，左右の干渉縞模様は同じではなく，2 つの干渉縞模様は，各々のホログラム位置で計算される．具体的に云うと，計算実行時においては点光源の位置と方向を変換するための計算が実行される [60].

### 3.3.2 装置の光学的仕様

ここではシステム全体の光学的仕様について主に記述する．

図 3.14 に単眼ホロプロジェクター部の概略図，図 3.15 に単眼ホロプロジェクター部の組図，表 3.2 に光学的パラメータ一覧を示す．

ここで，図 3.12 及び図 3.15 を見てわかるように単眼ホロプロジェクター部は大変コンパクトにまとまっており，表 3.2 に示すように単眼ホロプロジェクターサイズは W×L×H = 100 mm × 400 mm × 170 mm と小型化することができた．

次に図 3.14 を使って立体画像再生動作を説明する．

図 3.14 において，レーザー光源からの光は光ファイバーを経由してコリメータで平行光として出射される．コリメータから出射した光はスペックルノイズ低減用に設置されたスペックルリデューサにより球面波として拡散され，レンズ $L_1$ で平行光となり SLM に照射される．ここでスペックルリデューサはレンズ $L_1$ の焦点距離 $f_1$ に一致する光路長位置に配置されている．

SLM には PC から SLM 駆動回路を経由して CGH データが付勢されており，この SLM に再生照明光が照射されると物体波面が再生される．SLM で再生された物体光はレンズ $L_1$ を通ったあとビームスプリッタにより入射経路と異なる経路でプリズムを通りレンズ $L_1$ の焦点距離 $f_1$ に一致する光路長位置に配置されたバリア面に集光する．バリアでは共役像，高次回折光が除去され，レンズ $L_2$ を介してレンズ $L_3$ に向けて物体光が投写される．

レンズ $L_3$ の後方で観測者は, レンズ $L_2$，$L_3$ の配置位置，即ち $d_2$，$d_3$，及び各々の焦点距離 $f_2$，$f_3$ に応じて決定される倍率に拡大された再生画像を見ることができる．

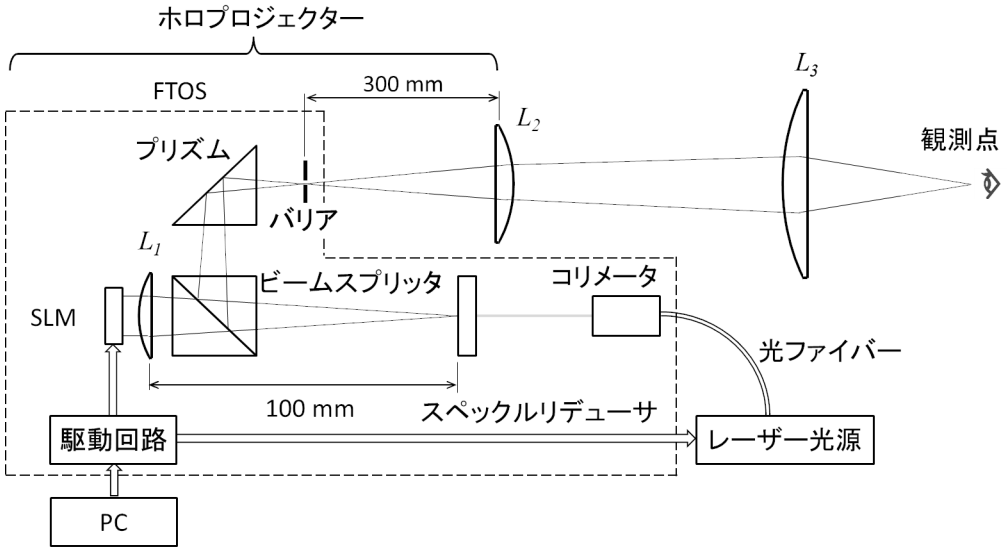



図 3.14 単眼ホロプロジェクター部概略図

表 3.2 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の仕様一覧

| 項目 | 仕様 |
|---|---|
| SLM | HOLOEYE: HED5216 |
| | ピクセルピッチ: 9.6 $\mu$m (H) $\times$ 9.6 $\mu$m (V) |
| | 画素数: 1280 $\times$ 768 |
| | リフレッシュレート: 180 Hz |
| 光源 | Craft center SAWAKI Inc. : FOLS-13-RGBS |
| | 赤: 637 nm/ 8 mW |
| | 緑: 532 nm/10 mW |
| | 青: 456 nm/ 7 mW |
| レンズ | 凸レンズ $L_1$: 焦点距離 = 100 mm，直径 = 30 mm |
| | 凸レンズ $L_2$: 焦点距離 = 400 mm，直径 = 80 mm |
| | 凸レンズ $L_3$: 焦点距離 = 300 mm，直径 = 150 mm |
| レンズ間距離 | $d_2$ = 400 mm (レンズ $L_1$，レンズ $L_2$ 間) |
| | $d_3$ = 726 mm (レンズ $L_2$，レンズ $L_3$ 間) |
| 視野角 (実験値) | 水平方向: 10.5 度，垂直方向: 6.2 度 |
| 視域 (実験値) | 赤: 4.6 mm |
| | 緑: 4.0 mm |
| | 青: 3.5 mm |
| コリメータ | THORLABS: CFC11P-A |
| | 焦点距離 = 7.5 mm |
| | ビームウェスト = 1.4 mm |
| | ビームウェスト最大距離 = 1612 mm |
| スペックルリデューサ | Optotune: LSR-3005-12D-VIS |
| バリア | 開口サイズ = 3 mm $\times$ 3 mm |
| 単眼ホロプロジェクターサイズ | 100 mm $\times$ 400 mm $\times$ 170 mm (W×L×H) |

注記: 視域はバリアなしの状態で観測点位置にて計測した.

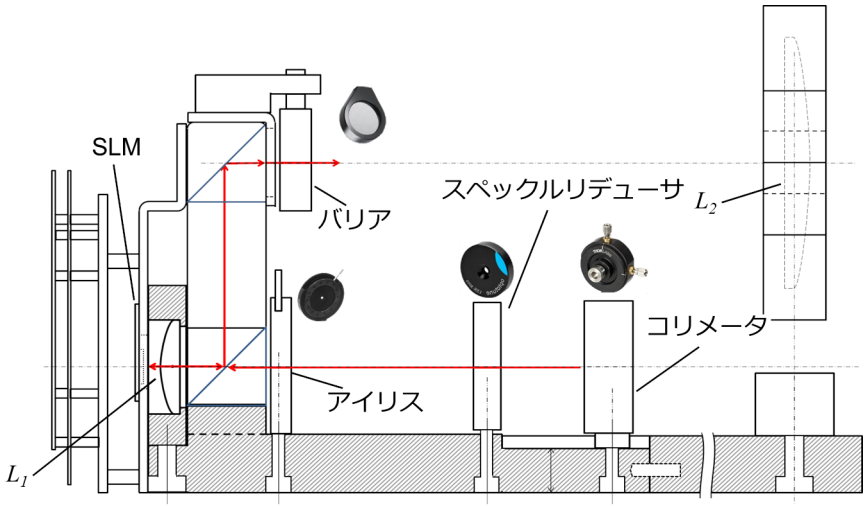



図 3.15 単眼ホロプロジェクター部組図

### 3.3.3 CGH の計算

本研究においてはレイトレーシング法 [67,73] を用いて点光源法における陰面除去レイレーシングとシェーディングを表現し CGH を計算した．

この方法では，図 3.16 に示すように，ホログラム平面を要素ホログラムと呼ばれる小さな領域に分割して運動視差を実現する．各要素ホログラムの中心から光線追跡を行い，光線と仮想物体の交点を見つけ，得られた交点群は，各要素ホログラムから見える点光源として保存される．

次に，以下の点光源法の計算式に従って，各要素ホログラムの複素振幅分布 $H_m(x,y)$ を計算する．

$$H_m(x,y) = \sum_{i=1}^{N_m} \frac{\sqrt{I_i}}{r_i} \exp\left\{ j\left( \frac{2\pi}{\lambda} + \phi_i \right) \right\}, \tag{3.23}$$

$$r_i = \sqrt{(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + z_i^2}. \tag{3.24}$$

ここで，m は要素ホログラムのインデックス，$i$ は点光源のインデックスを表している．また，$\lambda$ は光の波長，$I_i$ は点光源の明るさ，$\phi_i$ は点光源に与えられる初期位相である．なお，$N_m$ は各要素ホログラムに格納される点光源の数である．

最後に，各要素ホログラムを対応する視点位置に従って組み合わせることにより，ホログラム全体における光波の分布が計算される．また，点光源の明るさ $I_i$ は，次の Phong モデル [74] によってシェーディング処理を行った．

$$I_i = k_a I_a + k_d I_d (\mathbf{N} \cdot \mathbf{L}) + k_s I_s (\mathbf{R} \cdot \mathbf{V})^{\beta}. \tag{3.25}$$

ここで，$k_a$，$k_d$，$k_s$ は，それぞれ周囲反射係数，拡散反射係数，鏡面反射係数を表し，$I_a$，$I_d$，$I_s$ はそれぞれ周囲光，拡散反射光，正反射光の強度を表している．ま

た，$N$ は物体表面の法線ベクトル，$L$ は光線ベクトル，$R$ は光線の正反射ベクトル，$V$ は視点ベクトルである．

この方法によれば，要素ホログラムごとに異なる陰面処理とシェーディング処理が施され，視点の移動に応じてリアルな立体画像を生成することができる．

上記の計算アルゴリズムでは単色光での計算を示しており，フルカラーにする場合は RGB 各色独立に計算され，3 つのホログラムデータが生成されることになる．各色の計算では異なる波長が使用されるが，アルゴリズムは全ての色について同じである．

点光源法ではホログラムデータの計算に多くの時間がかかり，特に式 (3.23) と式 (3.24) の計算に最も時間がかかる．グラフィック処理装置 (Graphics Processing Unit: GPU) が計算を高速化することはよく知られており，高速化にはピクセルベースの並列計算が有効である [75]．GPU による並列計算を行うために，*NVIDIA* が開発した統合開発環境である CUDA (Compute Unified Device Architecture) [76] を使用し，レイ トレーシング処理は，*OptiX* レイトレーシング エンジン [77] を使用した．

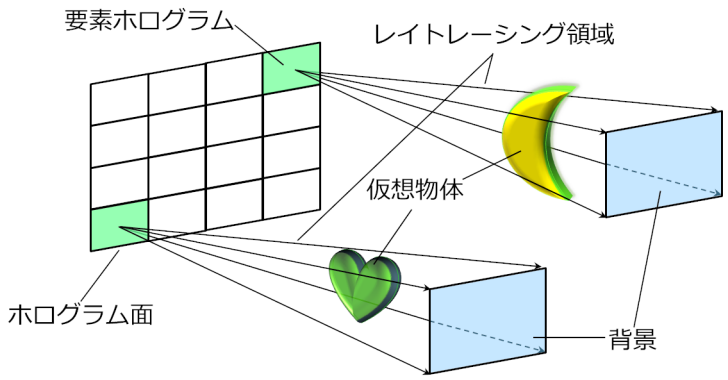



図 3.16 レイトレーシング手法に基づく CGH 計算アルゴリズム

# 第4章　スペックルノイズ

1960 年代初頭，様々なレーザーが実用化されたが，当時これらの機器を扱っていた研究者は，奇妙な現象があることに気づいた．即ち，レーザー光が紙などの表面や実験室の壁から反射された散乱スポットを観測者が見ていると，コントラストが高く細かなサイズの粒状パターンが見えた．この粒状パターンは「スペックル」として知られるようになった [78]．スペックルの原因は，光が反射される表面の「ランダムな」粗さであることがすぐに認識された [79]．

図 4.1 に示すようにレーザープロジェクションを例に説明する．即ちレーザープロジェクター本体である投写光学系 $P$，スクリーン $S$，観測光学系 $L$(観測者の眼)，検出器 $R$(網膜) から構成されている．スクリーン $S$ は照明光が広い角度に散乱されるよう粗面となっており，このスクリーン表面形状の不規則性により，散乱光にはランダムな位相分布が付与される．

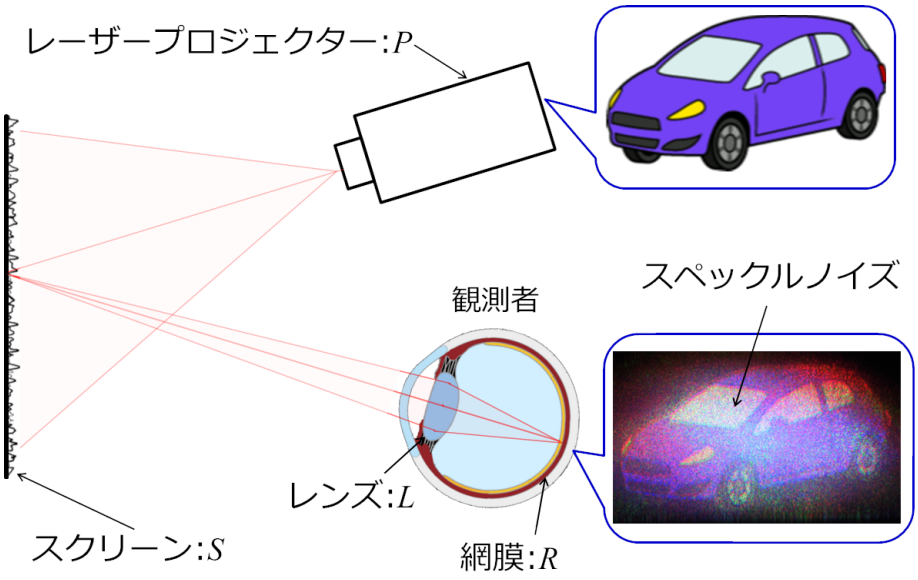



図 4.1 スペックルノイズ

照明光がインコヒーレントである場合は散乱光のコヒーレンス (可干渉性) が低く，表示画像が観測面上に形成されるだけである．しかし，照明光がコヒーレントである場合は散乱光のコヒーレンスが高いために，散乱光は観測面上で干渉することになる．即ち，散乱光の位相がスクリーン上の散乱位置によってランダムに変化するため，観測面上にはランダムな干渉パターン，いわゆるスペックルパターンが観測される．その結果，表示されるべき画像上に斑模様のノイズが重畳され画質が劣化することになる．

ここで，表示画像とスペックルの形成過程は本質的に異なっており，表示画像の強度分布はスクリーン上に実際に存在し，その強度分布が観測面上に結像されるに対し，スペックルパターンはスクリーン上に存在せず，干渉により観測面上で形成される．つまり，スクリーン粗面形状が変わったり，観測者とスクリーンの相対位置が変わるとスペックルパターンは変化する．

## 4.1 スペックルの統計的評価

スペックルはランダムなパターンであり，形状特性などを直接議論することは意味がなく，むしろ確率的，統計的手法により議論される [80].

このとき，観測面上におけるスペックル強度の統計を考える 1 次統計と，スペックルパターンの空間的構造やスペックルの伝搬を評価する為にスペックル強度分布の相関を考える 2 次統計がある [81,82].

本研究においてはスペックルパターンの空間構造，即ち，サイズなどは評価対象としておらず，スペックル強度の揺らぎ度合を示すスペックルコントラストを評価対象としているため，ここでは 1 次統計のみに関して言及する．

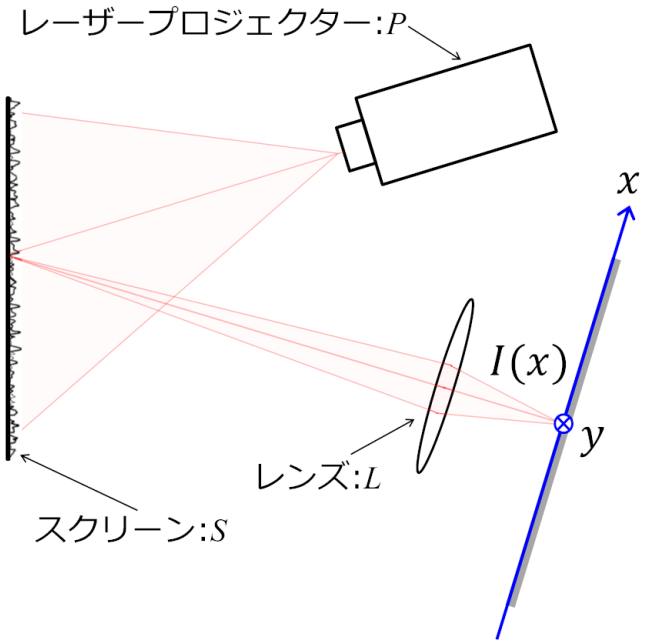



図 4.2 スペックルコントラスト (1 次統計)

図 4.2 で単色光照明を用いたとき，観測面上の座標を $X = (x, y)$，そこでの光強度を $I(X)$ とする．ここでスペックルサイズより充分大きくて，その中に多くのスペックルを含む領域 A を考えると，この領域での光強度 $I(X)$ を空間平均した光強度平均 $\bar{I}$ は，

$$\bar{I} = \langle I \rangle = \frac{1}{A} \int_A (I(X) - \bar{I}) dX, \tag{4.1}$$

で表される．ここで,$\langle I \rangle$ は統計平均を表す．ここで一様な明るさの画像が投写されていると考えると各点での強度は平均値の周りで揺らぎ，その揺らぎの分散 $\sigma^2$ は，

$$\sigma^2 = \langle (I - \bar{I})^2 \rangle = \frac{1}{A} \int_A (I(X) - \bar{I}) dX, \tag{4.2}$$

となる．分散の平方根 σ は標準偏差であるが，スペックルコントラスト $C_s$ は強度の標準偏差 σ と強度の平均 $\bar{I}$ との比で定義され，次式で表される．

$$C_s = \frac{\sigma}{\bar{I}}. \tag{4.3}$$

このスペックルコントラスト値が大きいほど強度の揺らぎが大きく，スペックルノイズが高いことを示しており，表示画像の画質がより劣化していることを意味している．

本研究においては，このスペックルコントラスト $C_s$ を用いてスペックル低減効果を評価した．

尚，スペックル測定方法に関しては国際標準化機関である IEC (International Electrotechnical Commission：国際電気標準会議) で標準化されており，以下の規格書が発行されている．

- 用語に関する規格；IEC 62906-1-2 Laser display devices - Part 1-2: Vocabulary and letter symbols (2015 年 7 月 16 日発行)
- 単色スペックルに関する規格；IEC 62906-5-2 Laser display devices - Part 5-2: Optical measuring methods of speckle contrast (2016 年 6 月 7 日発行)
- カラースペックルに関する規格；IEC 62906-5-4 Laser display devices - Part 5-4: Optical measuring methods of color speckle (2018 年 1 月 9 日発行)

## 4.2 スペックルノイズ低減

### 4.2.1 概要

本章冒頭にてレーザープロジェクションを例にスペックルノイズ発生のメカニズム，及びスペックルにより表示画像の画質が劣化してしまうことを述べた．このレーザープロジェクションではもちろんのこと，電子ホログラフィにおいてもコヒーレントなレーザーを光源とすることが多く，それゆえスペックルノイズ発生を回避することは難しく，スペックルノイズは表示画像の画質を著しく低下させてしまうため，スペックルノイズ除去，もしくは低減は極めて重要な課題となっている．

照明光のコヒーレンスを下げることができればスペックルノイズは低減させることができるが，Goodman によればスペックル低減の光学的手法は大きく次の 4 つに分類される [83].

(1) 偏光多重.

(2) 移動拡散板による時間平均.

(3) 波長多重・角度多重.

(4) 時間的・空間的コヒーレンス低減.

画像がインコヒーレントな光源で形成されている場合，スペックル ノイズは完全に回避できるが，コヒーレント光源は多くの画像呈示用途において一般的に使用されている．したがって，アプリケーションに応じて，上記の手法のいずれかがスペックルノイズを低減するために利用される．

各手法の具体例に関して 4.2.2 項 – 4.2.5 項に記述する．

### 4.2.2　偏光多重

直交する 2 種類の偏光は互いに干渉しないため，異なる偏光状態の光を用いることでスペックルを低減できる場合がある．偏光多重によるスペックル低減は，図 4.3 に示すように偏光を用いる場合と，無偏光を用いる場合との 2 種類に分けることができる．

一つは，図 4.3 (a) に示すように，例えば光沢の無い紙などからの反射は，一般に複数回散乱することで入射光の偏光解消が生じ，2 種類の偏光成分が互いに独立なスペックルパターンを形成しスペックルが低減する [80, 83]．偏光解消による偏光多重度が最大 2 であるため，偏光解消によるスペックル低減でスペックルコントラストを $1/\sqrt{2}$ まで低下させることが可能である．二つ目は，入射光の偏光状態によるスペックル低減である．図 4.3 (b) のようにスクリーン入射光に無偏光の光を用いることで，さらに 2 つの偏光多重度を導入することが可能となる [84]．入射光の偏光変調によるスペックル低減としては，例えば液晶により偏光を変調することで実現した例が報告されている [85].

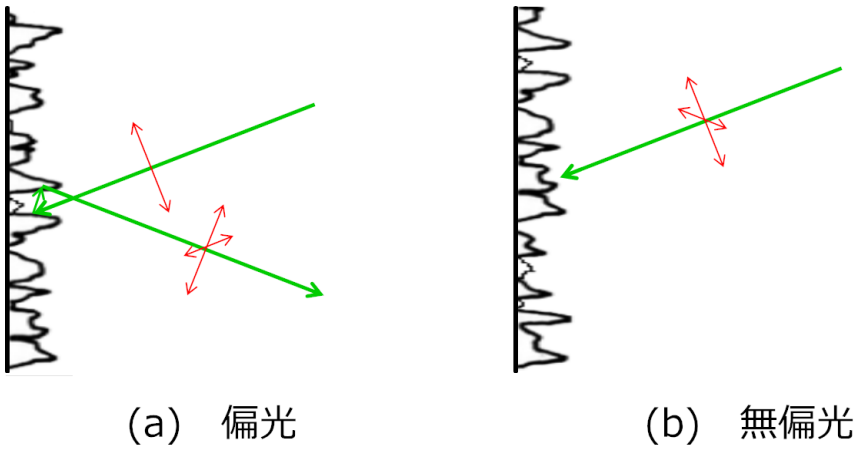



図 4.3 偏光多重によるスペックル低減

### 4.2.3　移動拡散板による時間平均

図 4.4 に示すように，すりガラスのように半透明で表面が粗い物体，即ち拡散板を透過した光は，観測面上において散乱光が干渉してスペックルパターンが発生する．しかし，この拡散板を上下左右に振動させると観測面上でのスペックルパターンが振動に応じて変化することになり，変化するスペックルパターンの時間平均をとるとスペックルが低減される効果がある．

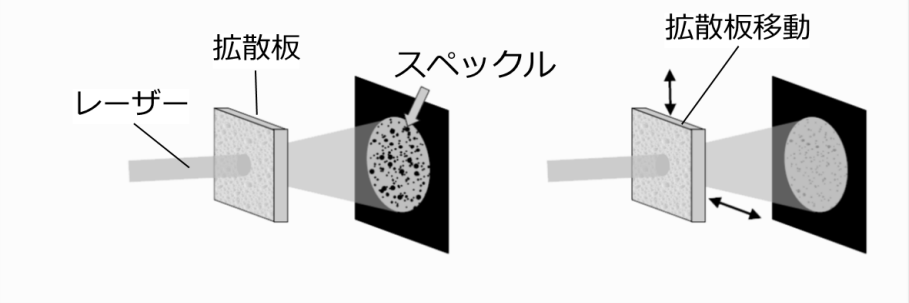



図 4.4 移動拡散板によるスペックル低減

この効果を利用した製品が *Optotune* 社からしばらくの間，製造販売されていた．その商品名は ***Speckle Reducer*** と云い，まさにスペックルを低減するものであった．図 4.5 において，誘電エラストマーにより所定の位置に保持された拡散板は，誘電エラストマーに設けられた電極を順次駆動することにより円弧を描くように回転駆動され，それによりスペックルノイズの時間平均がとられることでスペックル低減を計るものであった [86].

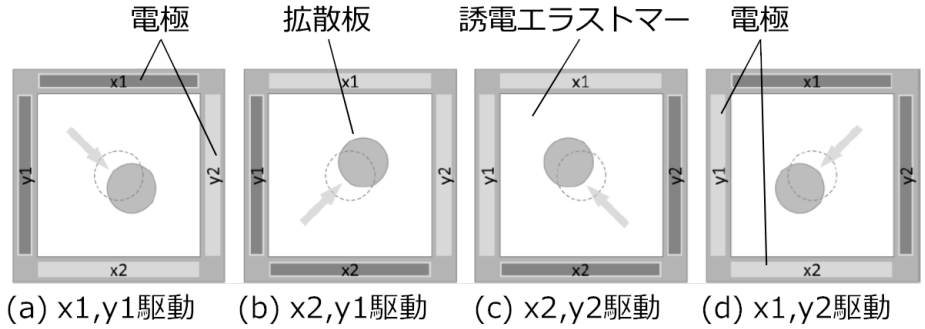



図 4.5 拡散板が円弧状に移動する動作の概要

尚，このデバイスは我々が提案した広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置において，スペックル低減用に使用したものでそのデバイス写真 (LSR-3005-12D-VIS) を図 4.6 に示す.

デバイス形状は直径 41 mm，中央部の光拡散部分は直径 5 mm で拡散角度は 12 度仕様のものを使った．尚，供給電圧は USB コネクタで 5 V 供給であった.

図 4.6 提案装置で使用した ***Speckle Reducer*** の写真

移動拡散板を用いる他の手法として，久保田，Goodman らは [87] 図 4.7 に示すようにフロストガラス拡散板を固定したアルミパイプを音叉の先に取り付け，電磁石を駆動することで音叉を振動させ，フロストガラスを光軸の垂直方向に往復移動させる構成とした．

彼らはフロストガラスを振動させないときのスペックルコントラストは $C_s$ = 0.995 であったのが，音叉の振動数 100 Hz，振幅 60 $\mu$m の時スペックルコントラストが $C_s$ = 0.034 に低下することを示した．

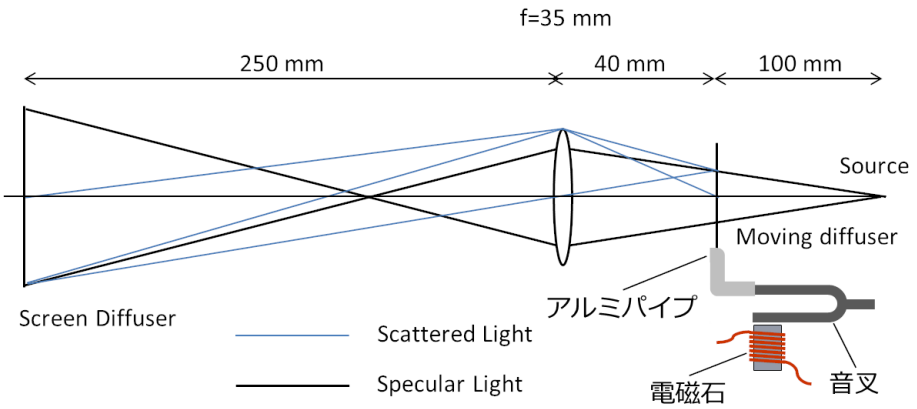



図 4.7 フロストガラスを振動させる例

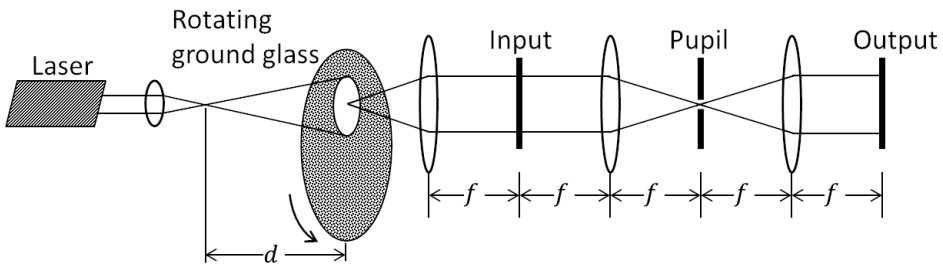



図 4.8 すりガラスを回転させる例

また，岩井，朝倉 [88] らは図 4.8 に示すようにすりガラスを透過したレーザー光を 2 次光源とする光学系を構成し，すりガラスを回転させるとスペックルが低減し，かつビームウェストとすりガラスとの距離 $d$ が大きいほどスペックル低減効果が高いことを示した．

### 4.2.4 波長多重・角度多重

山田ら [89] は，図 4.9 に示す実験系において，波長の異なる 2 台のレーザー光源の出力光を混合し，混合光をスクリーンに照射したときのスペックルコントラストを観測した．レーザー光源の組み合わせを変えるとともに，スクリーンへの入射角度 ($\theta_i$) とスクリーンを観測する角度 ($\theta_o$) を変えてスペックルコントラストを観測したところ，波長多重の度合が大きい，即ち，2 光源の波長の差が大きくなるほどスペックルコントラスト値が小さくなることを示した．さらには，従来は，波長多重と角度多重は独立であると考えられていたが，波長多重は角度多重に依存していることを示した．

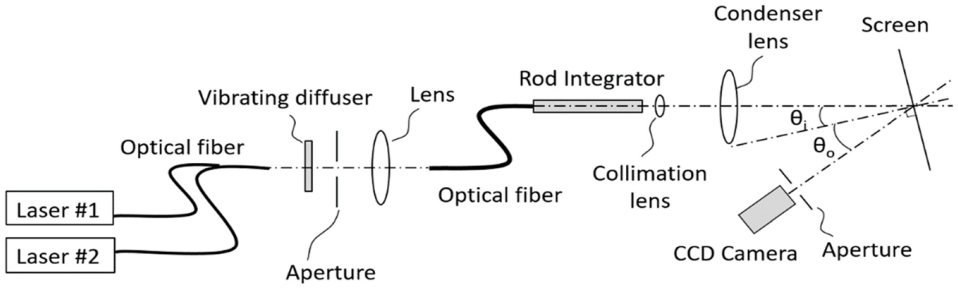



図 4.9 波長多重・角度多重の実験例: 1

また，Tran ら [90] は図 4.10 に示す実験系において，発光ピーク波長の異なる複数のレーザーダイオード (LD) の混合と LD 駆動電流の増減で波長多重状態を構築しスペックルコントラストを評価した．LD 駆動電流を高くするほど，また LD の数が多いほど混合された光の波長スペクトル幅が広がり，スペックル低減効果があることを示した．また，形状可変ミラーで照射角を変えるとさらにスペックル低減効果が高まることも示した．

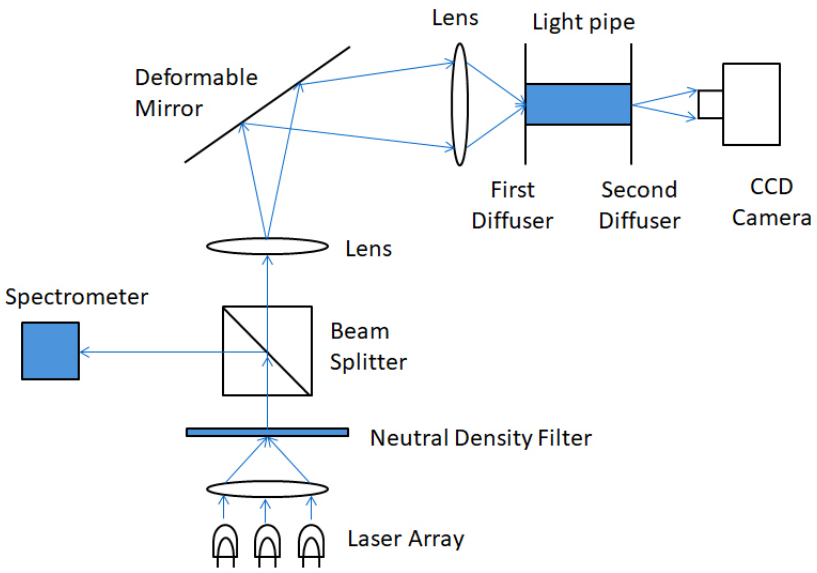



図 4.10 波長多重・角度多重の実験例: 2

### 4.2.5　時間的・空間的コヒーレンス低減

コヒーレンス (可干渉性) の高い光源を照明光として用いると，スペックルノイズの発生を避けることは困難である．従って，光源のコヒーレンスを下げることができればスペックルノイズを抑えることができる．光のコヒーレンスには，第 5 章，第 5.1 節で言及するように，時間的コヒーレンスと空間的コヒーレンスとがあり，そのいずれかのコヒーレンスを下げる取り組みがいくつか行われてきた．

先ずはコヒーレンスの低い光源について述べる．

半導体レーザーダイオード (Laser Diode: LD) に比べ LED (light Emitting Diode) は発光スペクトルが広く，またビーム広がりも大きく，従って時間的コヒーレンスも空間的コヒーレンスも低い．この LED を光源にすると比較的スペックルノイズを抑えることはできるが光パワーが充分に取れないという場合がある．この光パワー不足を解消するデバイスとしてスーパールミネセントダイオード (Super Luminescent Light Emitting Diode: SLED) がある．発光原理は LED，LD，SLED ともに同じであるが，図 4.11 に示すように，LD と SLED では活性層端面が反射面になっているか反射防止膜が施されているかの違いがある．即ち，LD では発生した自然放出光が活性層内で何度も反射を繰り返し，増幅されやすい波長の光が強くなり，かつ位相が揃った光が放射される．

それに対し，SLED では発生した自然放出光が活性層を通過する際に誘導放出で増幅された光が反射せずにそのまま放出される．自然放出光は波長もスペクトル幅が広く，位相も不揃いであるため，SLED は LD に比べてコヒーレンスは低くなる．

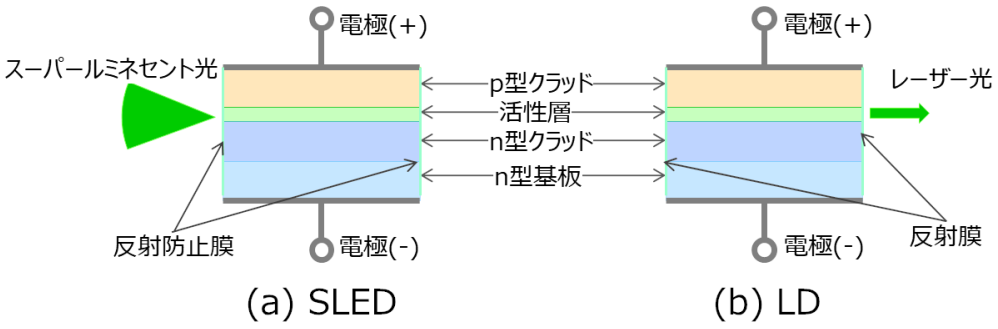



図 4.11 SLED と LD の構造的差異

Deng [91] らは DPSS (Diode Pumped Solid State) レーザー，LD，LED，SLED，MLED (Micro Light Emitting Diode) などの光源について，時間的，空間的コヒーレンスの違いを調査し，各々を光源とした場合に，デジタルホログラフィの再生画像のスペックルコントラスト，及び画像の鮮鋭度が光源コヒーレンスが低いほど改善されることを示した．その中でも，特に SLED，MLED はデジタルホログラフィ再生に適した光源であると結論づけた．

ここで，DPSS レーザとは (Nd: YVO4) などの固体レーザー結晶を LD 発光で励起させるものであり，波長変換 (例えば赤から緑を生成) が可能で，励起効率が良いと云われている．また，MLED とは微小 LED 素子を敷き詰めたフラットパネルディスプレィのことをいう．

それ以外の光源としては，SLED 同様に波長スペクトル幅の広い光源として，スーパーコンティニューム (Super Continuum: SC) 光源がある．SC 光源は高強度の光を光ファイバーなどに注入し媒質の非線形光学効果によりスペクトルが広がる現象を利用したもので，時間的コヒーレンスが低くなっている．Zhang [92] らはこの SC 光源を用いてスペックルコントラストを 20% 以下に低減できることを示した．

一方において，空間的コヒーレンスを低減した光源としてはランダムレーザーがある．ランダムレーザーは図 4.12 に示すように光増幅媒質中に不規則に分布させた光散乱体光の多重散乱を利用してレーザー発振を起こさせるものである．

Redding らは空間的コヒーレンスを低くできるランダムレーザーを提唱し [93]，そのランダムレーザーを光源として解像度チャートを照明しスペックル低減に効果的なことを示した [94]．

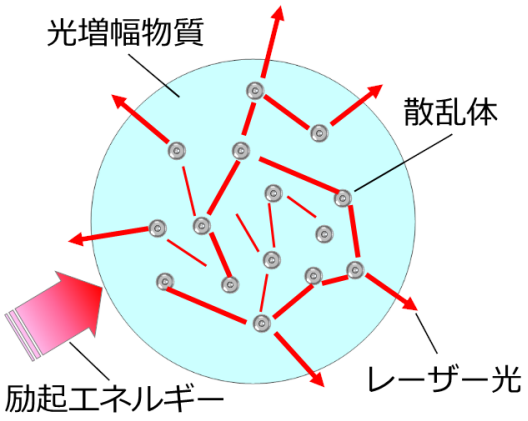



図 4.12 ランダムレーザーの原理

#### 4.2.5.1 超音波による光変調

以上は，光源そのもののコヒーレンスを下げる取り組みについて記述したが，コヒーレントな光源を用いながら何らかの手段でコヒーレンスを下げた 2 次光源を照明光とする取り組みもあった．

図 4.13 に示すように屈折率 $n$，幅 $L$ の伝搬媒質中を角周波数 $\Omega$，波数 $k$，波長 $\Lambda$ の超音波が $z$ 方向に伝搬しており，この超音波に対して垂直 ($x$ 方向) に光 (角周波数 $\omega$，波数 $k$，波長 $\lambda$) を照射すると，出射光は媒質の屈折率変化 ($\delta n$) の影響により位相変調される [95, 96]．

これを Raman-Nath 回折といい，この現象は $L\lambda \ll 2\Lambda^2$ のときに観測される．このとき，超音波が伝搬している媒質は位相格子として機能し，位相変調度合は

$$\nu = \frac{2\pi\delta n L}{\lambda}, \tag{4.4}$$

であらわされ，これを Raman-Nath パラメータと呼ぶ．この Raman-Nath 回折により

$$sin\theta_m = \frac{m\lambda}{\Lambda}, \tag{4.5}$$

を満たす方向 $\theta_m$ に $m$ 次の回折光が現れ，$m$ 次回折光の角周波数 $\omega_m$ は

$$\omega_m = \omega \pm m\Omega, \qquad m = 0, 1, 2, \cdots, \tag{4.6}$$

となり，$m$ 次回折光の強度 $I_m$ は入射光強度を $I_0$ とすると，$I_m = J_m(\nu)^2 I_0$ で与えられる．ここで $J_m$ は $m$ 次のベッセル関数を表す．

この現象を利用して，今井，大塚らは伝搬媒質から出射される回折光は部分的コヒーレント光となっていることを示し，かつコヒーレンスは超音波音圧を変えることで制御可能なことを示した [97]．

さらには，Raman-Nath 回折を受けた出射光を 2 次光源として照明するとスペックル低減に効果的であることをも示した [98]．

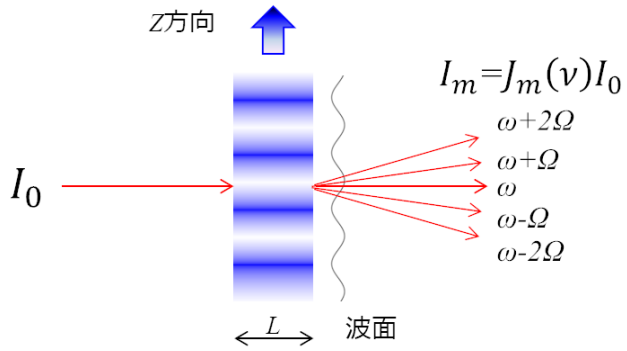



図 4.13 Raman-Nath 回折

#### 4.2.5.2　マルチモードファイバーによる光変調

図 4.14 に示すように，光ファイバーは屈折率の低いクラッド層と光が伝搬する屈折率の高いコア層の 2 層構造をとっており，コア層の屈折率分布形態，及び導波モードが多数あるのか (マルチモード)，単一なのか (シングルモード) で下記のように分類される．

(a) マルチモード (ステップインデクス型) .

コア層の屈折率分布は一様で，導波モードは多数存在する．

(b) マルチモード (グレーディドインデクス型) .

コア中心に向かって屈折率分布が徐々に高くなっており，導波モードが多数存在する．

(c) シングルモード.

導波モードは単一.

ここで，導波モードとは光ファイバー内で光が伝搬する経路をいう．

光ファイバーの導波特性を示すものとして，規格化された光の周波数，即ち，V-number というものが定義されており下式で表される．

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA. \tag{4.7}$$

ここで，$a$ はファイバーコア径，$\lambda$ は光の自由空間波長，$NA$ は開口数である．シングルモードファイバーにおいてはこの V-number は 2.405 以下である [99]．通常シングルモードファイバーはコア径が 10 $\mu$m 以下で，マルチモードファイバーはコア径 50 $\mu$m 以上である．

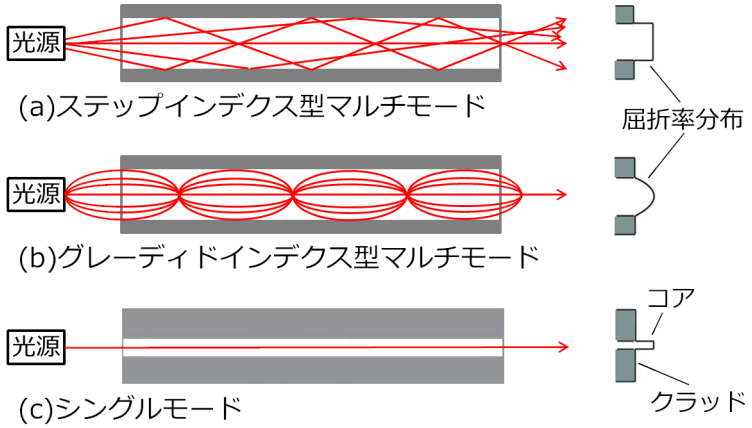



図 4.14 マルチモードファイバーとシングルモードファイバー

図 4.14 において，マルチモードファイバーでは多数の導波モードが存在し，コヒーレント光源からの光がマルチモード光ファイバーで結合すると，これら多数のモードの干渉によりファイバー出射端面やファーフィールド領域の面上においてもモーダルノイズ，即ちスペックルパターンが観測される [100, 101].

今井，大塚らは [101] 光ファイバーを伝搬したコヒーレント光のコヒーレンスを調査し，シングルモードファイバーでのコヒーレンスはコア内でほぼ一定の値 1 となっているのに対し，マルチモードファイバーにおいては個々のスペックル周辺でコヒーレンスが急激に低下していることを示した.

このスペックルパターンは，前述のように各導波モードの干渉に起因しており，ファイバーの摂動に非常に敏感である [102]. マルチモード光ファイバー内で光経路が乱されると，モード結合と導波モードの位相変調により，スペックルパターン内の光の分布が変調される [103].

この現象を利用する先行研究例として，Ha，Lee [104] らは，円筒型圧電トランスデューサ (Piezoelectric Transducer: PZT) にマルチモード光ファイバーを巻き付け PZT の振動で光ファイバー出力端でのスペックルが低減されることを示した. さらに高井，朝倉 [105] らは電子バイブレータを用いて光ファイバーを強制的に振動させることで，また Ambar，青木らは [106] 回転板に光ファイバーを通し，回転板を回転させて光ファイバーを強制的に振動させることで，スペックルパターンを変化させ，スペックルパターンの時間平均をとることによりスペックルノイズを低減した.

図 4.15，図 4.16，図 4.17 に各々の実験構成図を示す.

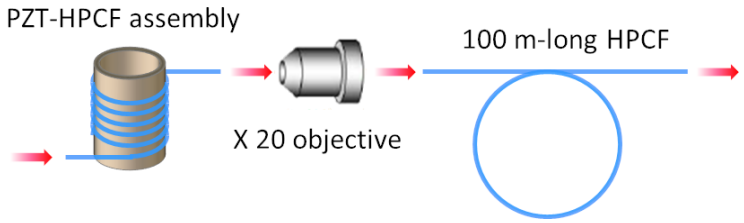



図 4.15 円筒型 PZT にファイバーを巻付け振動させる例

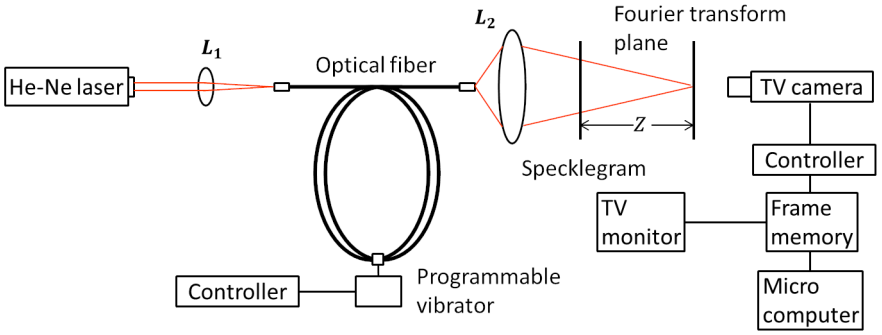



図 4.16 電子バイブレータでファイバーを振動をさせる例

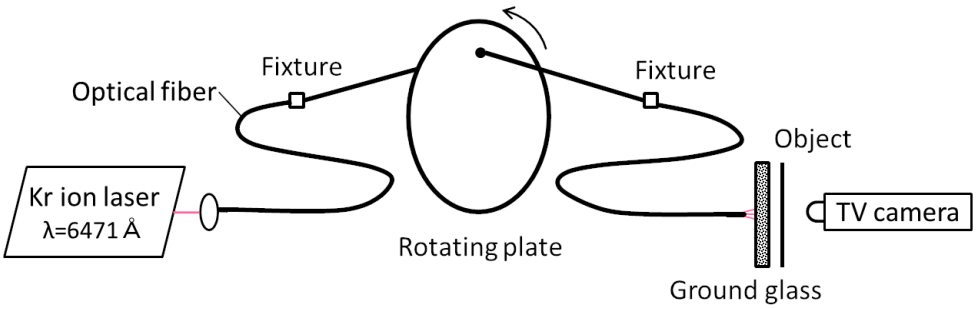



図 4.17 回転板によりファイバーを振動させる例

## 4.3 提案手法

前述したようにマルチモード光ファイバー出射端面，及びファーフィールド領域面上で観測されるスペックルパターンはファイバー内を伝搬する各々の光導波モードの干渉に起因しており，各々の光導波モードはファイバーの摂動に対して非常に敏感である [102]．それゆえ，振動によりマルチモード光ファイバー内で光経路が乱されると，モード結合と導波モードの位相変調により，スペックルパターン内の光分布が変調される [103].

図 4.14 において，特に (a) ステップインデクス型マルチモードにおいては光ファイバーが振動などにより屈曲すると光導波モード，即ち，光経路がランダムに変更され光ファイバー端面では光はランダムな方向に出射され波面もランダムに乱される．

つまり，コヒーレント光をマルチモード光ファイバーを経由させて照明光源とする系において，マルチモード光ファイバーを振動させることにより照明光源のコヒーレンスを制御可能なことが期待できる．

また，人間の眼はテレビやモニターが十分に速い速度で更新されると，ちらつき残像のない安定した平均強度の画像として認識し，このレートは臨界フリッカー融合頻度 (critical flicker fusion frequency) として知られており [107]，観察可能な最大レートは 50 Hz–90 Hz と報告されている [108] ．それゆえ，マルチモード光ファイバーの振動周波数は 100 Hz 程度もあれば充分である．以上のことから，本研究においては，レーザー光をマルチモード光ファイバーを経由する照明光源とする構成とし，マルチモード光ファイバーをボイスコイル型アクチュエータで振動させることにより，照明光源のコヒーレンスを制御し，電子ホログラフィ表示装置のスペックルノイズ低減，即ち，画質低減抑制を計ることとした．

本手法とすることに決定した理由の一つは，マルチモード光ファイバーを振動させるだけで，容易にかつ，低コストで再生照明光のコヒーレンスを制御可能なことにある．光ファイバー振動手段として，円筒型 PZT の場合 [104] では，ファイバーを巻き付けるには直径 3 cm 以上の大きさが必要となり，その程度の大きさになると数万円のコストになること，及び駆動周波数も数 10 KHz となり，充分な振幅を得るためには駆動電圧も 100 V 以上は必要となり，高電圧の高周波電源が必要となる．さらには，ファイバーの屈曲度合を制御するには振動振幅を制御する必要があり，PZT の場合は振動振幅も $\mu$m オーダーで，振動振幅を小刻みに段階的に制御することが困難であると予想された．

また，電子バイブレータでファイバーを振動させる方法や回転板を利用してファイバーを振動させる方法においても同様に振動振幅を小刻みに段階的に制御することは難しい．

その点において，ボイスコイル型アクチェータは例えば電流を流す導線をボビンに巻いて，そのボビンの周囲，またはボビン内側に磁石を配置するという簡素な構成であり，かつ，位置決め制御に利用されるなどの特性があり，振幅制御は

容易に達成可能である．

さらに，駆動回路は数 100 Hz 程度の応答で充分で，駆動電圧も数 10 V 程度で済むため割安な回路構成にすることが可能であり，またアクチュエータ本体も簡素な構成であるためコスト的にも有利である．

ただし，本研究を進めるにあたってはオーディオスピーカーを流用したため，振動振幅を大きくするのに駆動電圧を上げると騒音がかなり耳障りとなる問題があった．

然しながら，この問題は第 7 章の結論に記述されるように，専用設計することにより解消することが可能である．

尚，表 4.1 に光ファイバーを円筒型 PZT で振動させる従来技術 [104] と本研究での提案技術との比較を参考として提示する．

表 4.1 スペックル低減における従来技術と提案技術比較

| 分類 | 方式 | 長所 | 短所 |
|---|---|---|---|
| 従来技術 | PZT 駆動 | ・可聴域外<br>→騒音対応不要 | ・振幅変化微小/<br>共振点で最大振幅<br>→スペックル制御難<br>・高電圧/<br>高周波駆動要<br>→駆動回路高価 |
| 提案技術 | ボイスコイル<br>駆動 | ・周波数/振幅で制御可<br>→スペックル制御可<br>・音声帯域駆動<br>→駆動回路低コスト | ・可聴域<br>→騒音問題 |

# 第5章　コヒーレンス

## 5.1　コヒーレンス関数の定義

光学分野において，コヒーレンス (可干渉性) という概念が存在するが，これは光波の干渉性，即ち，光波が互いに干渉し易いか否かを示す指標となっている．図 5.1 示すように，光源からそれぞれ $r_1$，$r_2$ 離れた点での相関関数，即ちコヒーレンス関数は光の複素振幅を $E(r,t)$ とすると

$$\Gamma(r_1,t_1,r_2,t_2) = \langle E(r_1,t_1)E^*(r_2,t_2)\rangle, \tag{5.1}$$

と定義される．ここで $\langle\cdots\rangle$ は時間的空間的な平均を表している．

光源を定常的とすると，$\tau = t_1\text{-}t_2$ とおいて，式 (5.1) は

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E(r_1,t_1+\tau)E^*(r_2,t)\rangle, \tag{5.2}$$

となり，これを相互コヒーレンス関数という．

また，$\Gamma_{11}(0) = \langle E(r_1,t_1)E^*(r_1,t_1)\rangle = I_1$ を自己コヒーレンス関数といい，これは観測点 $r_1$ での光強度そのものを意味する．ここで，図 5.2 に示すように同一波面上での異なる位置における波動場の相関 $\langle E(r_1,t)E^*(r_2,t)\rangle$ を空間的コヒーレンス，同一箇所で異なる時間における波動場の相関 $\langle E(r_1,t+\tau)E^*(r_1,t)\rangle$ を時間的コヒーレンスという．

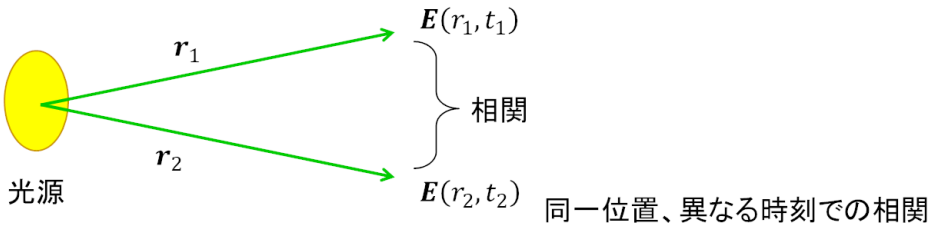



図 5.1 コヒーレンス関数の定義

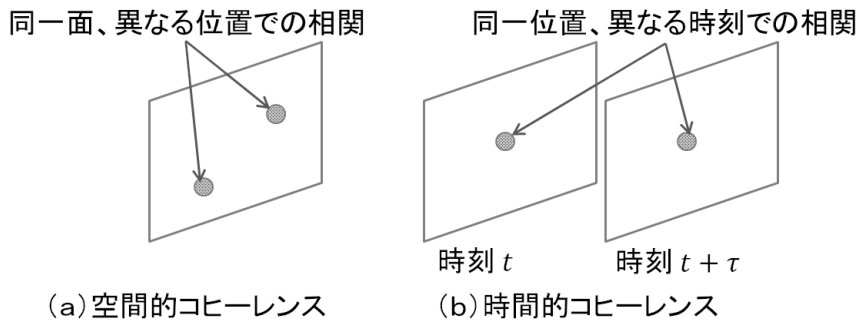



図 5.2 空間的コヒーレンスと時間的コヒーレンス

### 5.1.1 空間的コヒーレンス

空間的コヒーレンスとは前述したように同位置面上での異なる位置における光波の相関性を評価するもので，実験手法としては Young の二重スリットによる干渉実験 [109] がよく用いられる [110, 111].

図 5.3 に示す系において二点 $P_1$，$P_2$ の空間的コヒーレンスを評価するには二重スリットから距離 $L$ だけ離れた観測面での干渉縞を観測する．

ここで光源サイズは二重スリットと光源間の距離 $R$ に対し充分小さいものとする．即ち，観測面上で干渉縞が観測されるには，二点 $P_1$，$P_2$ に到達する光波は可干渉でなければならず，光源サイズ $D$ は，次式であらわされる可干渉条件を満たす必要がある [112].

$$D \ll \frac{\lambda R}{d}. \tag{5.3}$$

ここで，$\lambda$ は光波長，$R$ は光源と二重スリットの距離，$d$ は二重スリットの間隔である．

観測点 $Q$ に到達する光は各々$E_1(r_1, t+\tau)$，$E_2(r_2, t)$ であるから観測面上の点 $Q$ における波動は $E(Q,t) = E_1(r_1, t+\tau) + E_2(r_1, t)$ である．

従って光の強度 $I(Q)$ は，

$$\begin{aligned} I(Q) &= \langle EE^* \rangle \\ &= \langle (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) \rangle \\ &= \langle E_1 E_1^* \rangle + \langle E_2 E_2^* \rangle + \langle E_1 E_2^* \rangle + \langle E_1^* E_2 \rangle \\ &= \langle E_1 E_1^* \rangle + \langle E_2 E_2^* \rangle + 2Re\{\langle E_1 E_2^* \rangle\} \\ &= \langle E_1 E_1^* \rangle + \langle E_2 E_2^* \rangle + 2Re\{\Gamma_{12}(\tau)\}, \end{aligned} \tag{5.4}$$

となる．ここで $\tau = ((r_2 - r_1)/c)$ で，$c$ は光速度である．また簡単のため ( ) 内の時間，空間パラメータは標記は省略した．

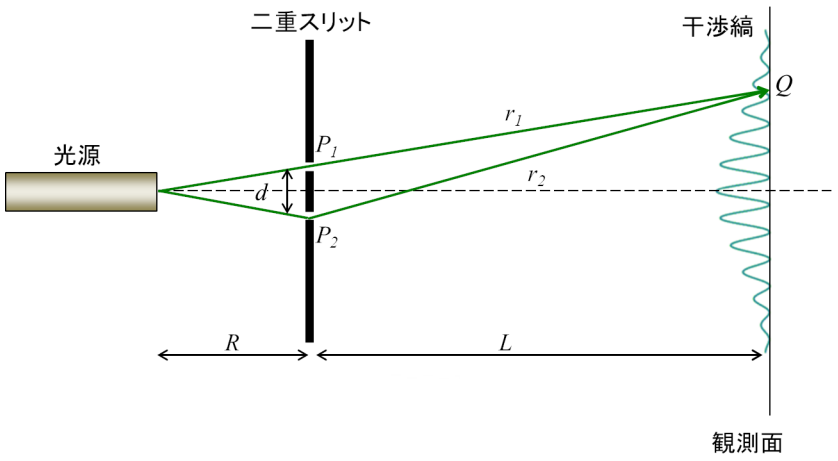



図 5.3 Young の二重スリット干渉実験

$P_1$，$P_2$ が単独で存在したときの点 $Q$ における光強度は各々の自己コヒーレンス関数であるから，

$$I_1(Q) = \langle E_1 E_1^* \rangle = \Gamma_{11}(0), \tag{5.5}$$

$$I_2(Q) = \langle E_2 E_2^* \rangle = \Gamma_{22}(0), \tag{5.6}$$

となり，最終的に強度 $I(Q)$ は，

$$\begin{aligned} I(Q) &= I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}Re\{\gamma_{12}(\tau)\} \\ &= I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}|\gamma_{12}(\tau)|cos(\beta_{12}(\tau)), \end{aligned} \tag{5.7}$$

となる．ここで $\gamma_{12}(\tau)$ は複素コヒーレンス度呼ばれ，通常 $\Gamma_{12}(\tau)$ を正規化して，

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}}, \tag{5.8}$$

と定義される．また，$\beta_{12}(\tau)$ は $\gamma_{12}(\tau)$ の位相を示している [113].

複素コヒーレンス度は $0 < |\gamma_{12}(\tau)| < 1$ の範囲の値をとり，$|\gamma_{12}(\tau)| = 0$ のときは完全にインコヒーレント (incoherent) で，$|\gamma_{12}(\tau)| = 1$ のときは完全にコヒーレント (coherent) であり，それ以外のときは部分的コヒーレント (partially coherent) であるという．

ここで，コヒーレンス度と光強度との関係は導けたが，観測面での光強度を直接観測するだけではコヒーレンス度を決定することはできず干渉縞の明瞭度を導入する．干渉縞の明瞭度 $V(Q)$ は光強度の最大値 $I_{max}$，最小値 $I_{min}$ により決定され，

$$V(Q) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \tag{5.9}$$

で定義される．ここで，

$$I_{max} = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}|\gamma_{12}(\tau)|, \tag{5.10}$$

$$I_{min} = I_1(Q) + I_2(Q) - 2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}|\gamma_{12}(\tau)|, \tag{5.11}$$

であるから，

$$V(Q) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}}{I_1(Q) + I_2(Q)}|\gamma_{12}(\tau)|, \tag{5.12}$$

と表される．ここで，$I_1(Q) = I_2(Q) = I(Q)$ と仮定すると明瞭度 $V(Q)$ は

$$V(Q) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = |\gamma_{12}(\tau)|, \tag{5.13}$$

となり，干渉縞の明瞭度を観測することによりコヒーレンス度を評価することができる．尚，干渉縞をファーフィールド領域で観測する場合はフラウンホーファー回折といわれ，光の波長を $\lambda$，スリットの開口幅を $w$，二重スリットから観測面までの距離を $L$ としてファーフィールド領域の条件式は，

$$L \gg \frac{w^2}{\lambda}, \tag{5.14}$$

となる．逆に式 (5.14) において $L$ が極めて小さい場合はニアフィールド領域となり，この場合はフレネル回折という．

### 5.1.2 時間的コヒーレンス

時間的コヒーレンスは，異なる二つの時間における同一位置での波動場の相関であり，時間的コヒーレンスを評価する伝統的なツールとしてマイケルソン干渉計がある [113, 114].

図 5.4 に Michelson 干渉計の原理図を示す．光源 (準単色光: 帯域幅 $\Delta\nu$) から出た光はビームスプリッタ ($BS$) により直進してミラー ($M2$) に向かう光と反射してミラー ($M1$) に向かう光とに分けられる．各々のミラー $M1$，$M2$ で反射された光はビームスプリッタ ($BS$) により観測面上でに集光される．観測面上では 2 光波の光路差は $\Delta l = c\Delta t$ であり，$\Delta l$ が充分に小さいとき 2 光波が干渉し干渉縞が観測される．2 光波間には時間差 $\Delta t$ が存在しており，干渉縞が生じる条件は，[115]

$$\Delta t \Delta\nu \leq 1, \tag{5.15}$$

の場合であり，時間差 $\Delta t$ をコヒーレンス時間といい，上式から

$$\Delta t \sim \frac{1}{\Delta\nu}, \tag{5.16}$$

と定義される．また，光路差 $\Delta l$ はコヒーレンス長と呼ばれ，

$$\Delta l = c\Delta t \sim \frac{c}{\Delta\nu}, \tag{5.17}$$

で定義される．ミラーのいずれか一方を動かすと光路差 $\Delta l$ が変化するので干渉縞の明瞭度はコヒーレンス時間 $\delta t = \Delta l/c$ の関数として観測され，ここからコヒーレンス時間 $\Delta t$ が得られる．

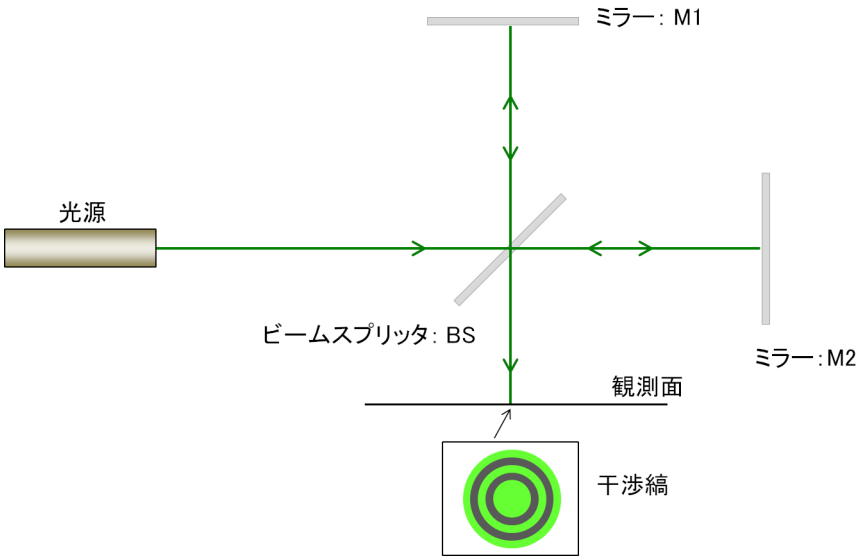



図 5.4 Michelson 干渉計の原理図

## 5.2 コヒーレンス度評価手法

光源が完全にインコヒーレントの場合は van Cittert-Zernike の定理により，光強度分布のフーリエ変換により光源のコヒーレンス関数を求めることができる [113]. しかしながら光源のコヒーレンス情報がない場合においては，光源のコヒーレンス度を評価するには干渉実験を行わなければならない.

空間コヒーレンス関数を評価するための伝統的な方法は，5.1.1 節で述べたヤングの二重スリット実験がある [109]．ここでは，本研究においてコヒーレンス度を評価するに際し，どのような手法で評価するのがよいのかを検討する為に，他の先行研究例を調査したので以下に記述する.

今井，大塚らは直角プリズムを 2 枚合わせたケスタープリズムを利用し，He-Ne レーザー光を光ファイバーに入射し，その出射光をケスタープリズムにより 2 光束に分離し，かつ一方の波面を折り返して干渉させる方法でコヒーレンス評価を行った (図 5.5 参照) [101].

また，van Cittert-Zernike の定理によるとインコヒーレントな多色光源から放射された波動場の特定周波数成分は，フレネル領域面上においては部分的にコヒーレントな波動場を形成することが知られており [116]，有本，大塚らはフレネル領域面上の 2 次光源である，この部分的にコヒーレントな波動場のスペクトルコヒーレンス評価にケスタープリズムを用いた (図 5.6 参照) [117]．今井らの手法においてはケスタープリズムを 2 光束分離の手段として利用したが，有本らは入射 2 光束の一方の波面を折り返して 2 光束を重ね合わせる手段として利用した.

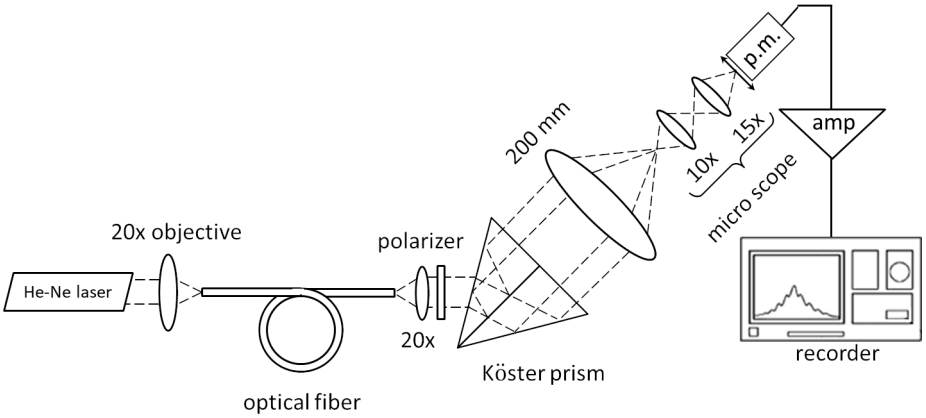



図 5.5 ケスタープリズムを利用した光ファイバー出射光のコヒーレンス評価実験例

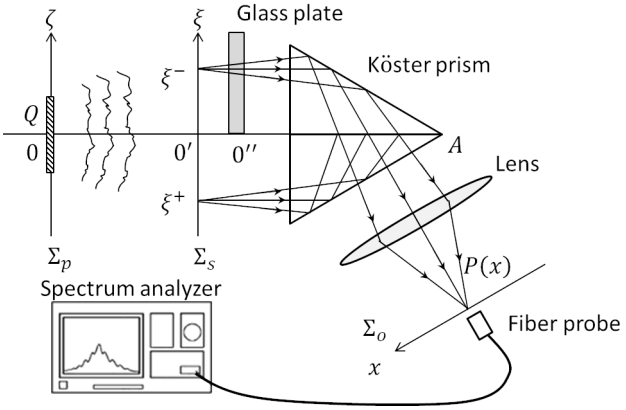



図 5.6 ケスタープリズムを利用したスペクトルコヒーレンス評価

2 光束分離の他の適用例としては，Young の二重スリット実験においてスリット間隔を変えて評価したい場合の改善として Santarsiero，Borghi [118] らはビームスプリッタで入射光を 2 光束に分離し，その先に二重スリットをマスクとして配置する構成を提案した (図 5.7 参照)．この方法によれば二重スリットマスクを移動するだけで間隔を変えた効果が得られることになる．

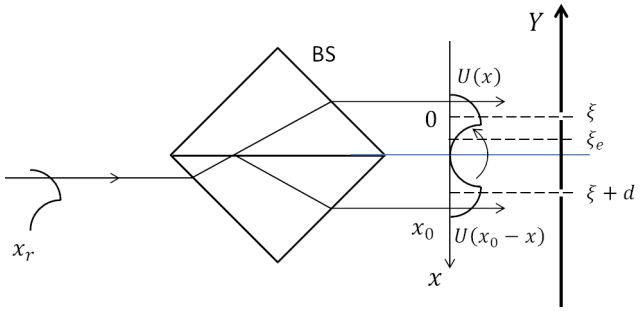



図 5.7 ビームスプリッタと二重スリットを組み合わせたコヒーレンス評価実験例

また．光ファイバーを利用する手法例として，Young の二重スリットの代替として配置の容易性やスリット間隔選択の容易性などを向上させることを意図し，ファイバーの出力を Y カプラで結合させる手法を Anderson，Fuhr らは提唱した (図 5.8 参照) [119].

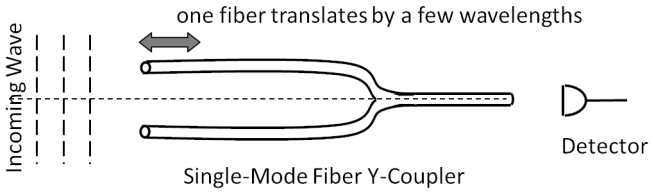



図 5.8 Y カプラを用いたコヒーレンス評価実験例 (二重スリット代替)

先の図 5.5 [101] では，ケスタープリズムにより波面を折り返すことで，検出面で正立波面と逆波面とが重なるようになっていた．今井，大塚らはケスタープリズムを用いずに同様な効果を得る為に Michelson 型の波面反転法を提唱し，複素コヒーレンス度の係数と位相を評価した (図 5.9 参照) [120].

通常の Michelson 干渉計との違いはコーナーキューブにより二回反射させていることであり，その分，光学系調整は厄介になると考えられる．

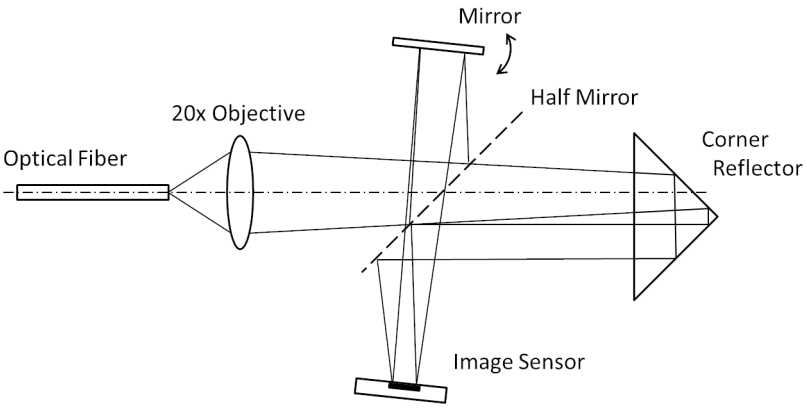



図 5.9 Michelson 型波面反転法での空間コヒーレンス評価実験例

他に従来からの干渉計を改変したものとして，Efimov は Mach-Zehnder 干渉計をもとにした遅延ディザリング Mach-Zehnder 干渉計によるコヒーレンス評価手法を提案した (図 5.10 参照) [121]．この手法はコーナーキューブをかすかに振動させるなど，複雑な光学系に加えて機械的駆動手段も必要とするので検討対象から外した．

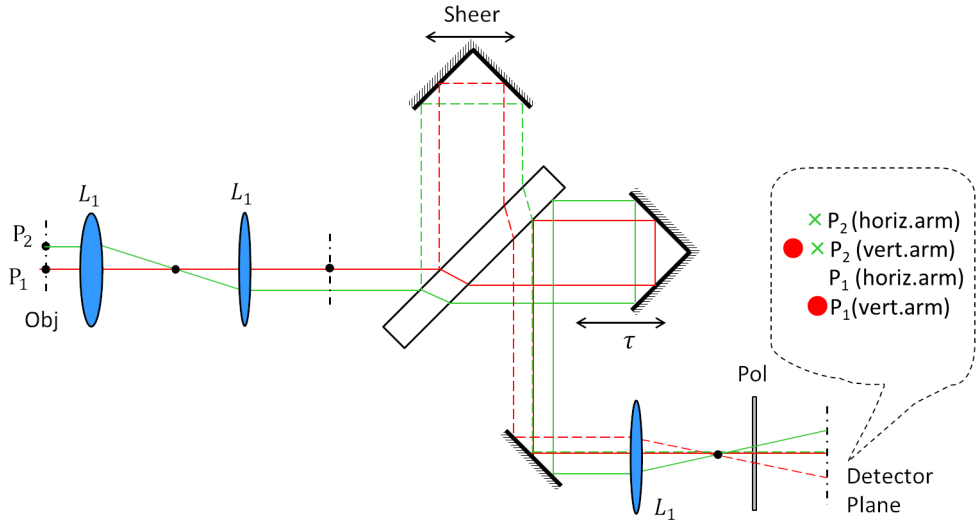



図 5.10 遅延ディザリン Mach-Zehnder 型干渉計での空間コヒーレンス評価実験例

また，興味深い手法としてスペックルパターンそのものを用いるという手法もある．朝倉，藤井らはスペックルパターンを光学的にフーリエ変換した強度分布は，照明光の相互コヒーレンス関数になることを示し，すりガラスで発生させたスペックルパターン強度を観測しコヒーレンス評価を行った．そして，この手法が Young の二重スリットで行った実験結果とよく一致することを示した (図 5.11 参照) [122].

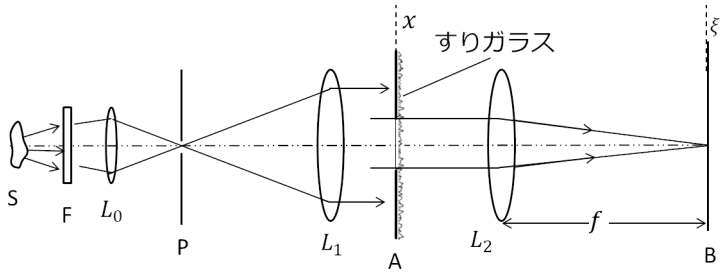



図 5.11 スペックルパターンを利用するコヒーレンス評価実験例

この手法は，大変興味深く，時間をかけて取り組む必要があると判断し，今後の研究課題とした．

最後に，Young の二重スリットを用いた研究報告例もあり，Mehta，Saxena らは二重スリットの干渉縞にフーリエ変換を適用して LED のコヒーレンスを評価した [110]．また，山本，野上ら [111] は，LED の特性として指向特性が広いことから，式 5.3 の可干渉条件を充足させるため，単スリットで LED 中央部の発光領域のみ取り出し，その領域の拡大像を二重スリット上に結像させ，二重スリットからの出射光をコンデンサレンズで集光した後，レンズ焦点面での干渉縞を観測しコヒーレンス度を評価した (図 5.12) .

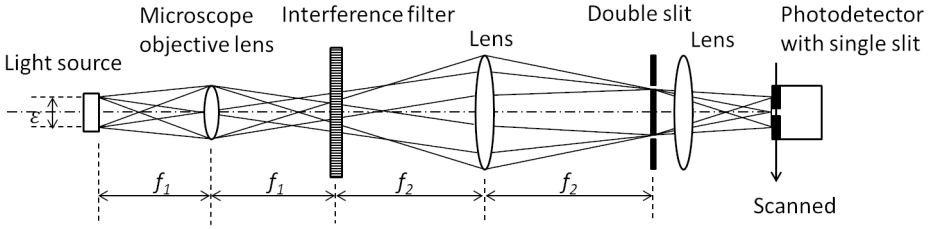



図 5.12 二重スリットを用いた LED のコヒーレンス度評価実験例

以上，コヒーレンス評価における先行研究の調査結果をいくつか紹介した．

本研究における最終目的は，ボイスコイルアクチュエータで振動させたマルチモード光ファイバーを経由した照明光で CGH を照射するとスペックル低減効果が得られることが判ったが，それではその照明光のコヒーレンスはどのように変化しているのかを評価することにある．評価を実施するにあたり，時間的，人的，費用的リソースなどを考慮すれば，極力容易に評価できる手法であることが望ましい．

前記リソースを考慮して検討を進め，今井ら [101] が提唱したケスタープリズムによる 2 光波分離手法と山本ら [111] の二重スリットの干渉縞を観測する手法に絞った．しかしながらケスタープリズムは市販品がなく，リトロープリズムとハーフミラーフィルムを組み合わせてケスタープリズムの代替とする案も考えられたが，光学的に安定して評価実験を進められるかの保証が難しかったため，ケスタープリズムによる手法は断念した．残る検討事項は山本らの実験系をどのよ

うにアレンジするかであった．

山本ら [111] の光学系 (図 5.12) では，集光レンズ焦点面での干渉縞を観測する系となっており，観測はフォトデテクターで走査していた．通常，光を検出するセンサーをフォトデテクターというが，フォトデテクターにはシリコンフォトダイオードと光電子倍増管 (Photomultiplier) とがあり，光電子倍増管は光感度が高く，また高価である．文献には詳細な記述がないが，多分シリコンフォトダイオードを使用したものと推察される．

それゆえ，光源が LED であることとスリット幅が微小であることから観測する光量が小さくなり，充分な光量を確保するためにレンズで集光させたものと推察される．レンズを利用するもう一つの理由は観測点がファーフィールド領域となることを担保するためと考えられる．

即ち，これら両方を解消できればコンデンサレンズは不要となる．幸い，光源はレーザー光であるから光量的には問題なく，またファーフィールド領域を担保できるだけの空間を確保できたたことからコンデンサレンズは不要となった．

また，前段のビームスポット拡大光学系に関しては，実験で用いたマルチモード光ファイバーにはコリメータレンズが装着されており，そのビームウェストは約 2 mm であり二重スリットのスリット間隔 ($\mu$m オーダ) を覆うには充分な大きさなので，前段のビームスポット拡大光学系も廃止できることとなった．

即ち，コリメータレンズからの出射光で二重スリットを照射し，ファーフィールド領域で二重スリットの干渉縞を通常の CMOS カメラで観測することとした．実験光学系の詳細説明は，第 6 章評価実験の第 6.3 節に譲る．

# 第6章　評価実験

## 6.1　プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の性能評価

本節においては，3 章で記述した広視野角プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の性能を評価する為，

(a) 視野角の評価.

(b) 視差の評価.

(c) 奥行の評価.

(d) 解像度の評価.

の 4 項目について検証したので，その結果を以下に記述する．

### 6.1.1　視野角の評価

視野角を確認するために，視点から 200 mm 離れた位置に定規を置き，再生像を撮影した画像を図 6.1 に示す.

図 6.1 で定規下の角度目盛りは視野角を示しており，視野角は 10.5° であった．第 3 章の式 (3.1) から得られる通常のフレネル型表示装置の視野角が約 3.2° であるのに対し，提案装置では 3 倍以上の視野角であった.

この図 6.1 において，市松模様の端部で色収差と画像歪みが発生していることがわかる．これらの収差は，主にレンズ系によって引き起こされるが，この問題は，原理的には CGH アルゴリズム [123] で解決される可能性があるが，それに関しては今後の検討課題となっている.

尚，本節での一連の評価実験において撮像カメラは Nikon D5500 (レンズ: AF-S Micro NIKKOR 60 mm f/2.8G ED) を使用した.

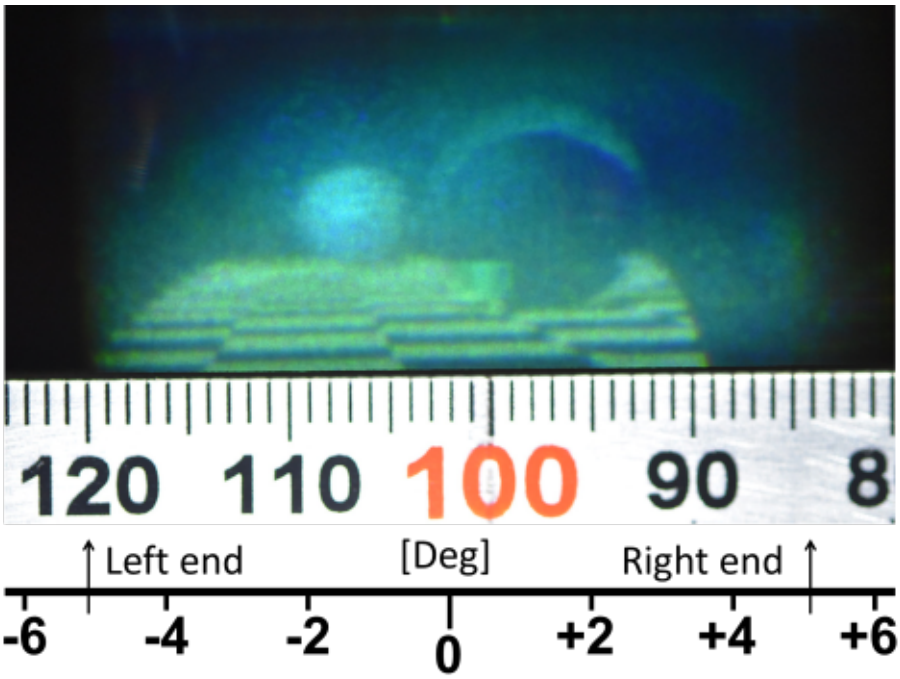



図 6.1 視野角を評価した画像

### 6.1.2 視差の評価

視差を評価するため，図 6.2 に示すように市松模様状の平面を 2 つの球体が回転移動する動画を準備した．図 6.2 において，直径 30 mm の 2 つの球体が，15 mm 角の市松模様状の平面上で，短径 50 mm，長径 400 mm の楕円軌道を回転しており，各々の球体は，視点から手前側で 600 mm，奥側で 1000 mm の距離まで回転移動している．視点位置は楕円中心から 800 mm，高さ 15 mm に設定した．

また，2 つの球体の一方は金属の光学特性，つまり鏡面反射特性を示し，もう一方はガラスのような光学特性，即ち透過と屈折の特性を示すようにした．

視差の評価は準備した動画を再生し, 目視にて両眼融合していることを確認する官能評価で行った. 尚，　被験者は 5 人であった．

図 6.3 に左目，右目の視差評価結果画像を示す．尚，視差検証用の再生画像は，3 章の図 3.11 プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置の構成図に示される左目，右目の位置で撮像されたものである．

図 6.3 を見ると，左目では二つの球体が見えているのに対し，右目では後方の球体が隠れて前方の球体だけが見えており，明瞭な視差があることが判る．

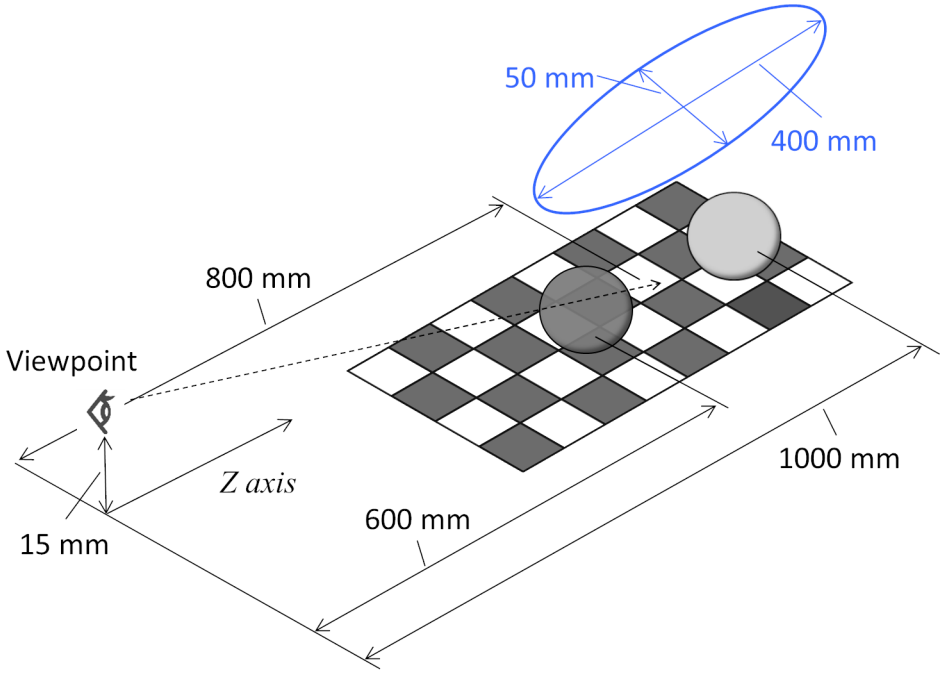
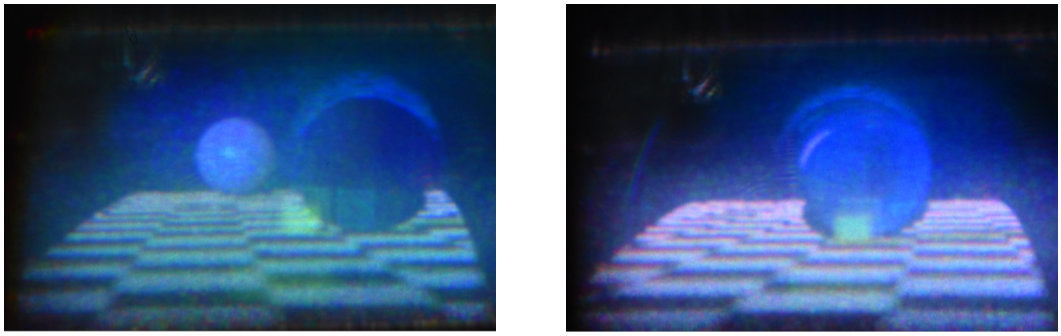



図 6.2 視差検証用動画における物体配置図



(a) 左視点から見た画像　　(b) 右視点から見た画像

図 6.3 左右の視差を評価した画像

### 6.1.3　奥行の評価

奥行を検証する為に，図 6.4 に示すような 0.5D，1.0D，1.5D，2.0D の文字を, 視点から各々, 1/0.5 = 2 m，1/1.0 = 1 m，1/1.5 ≈ 0.67 m，1/2.0 = 0.5 m の距離位置に配置した奥行評価用画像を準備した．ここで D はディオプター (Diopter) といい距離の逆数を表しており，1D=1[$m^{-1}$] を意味する．

図 6.5 に対象とする奥行位置の文字が最も鮮明に見える位置にカメラ焦点を合わせた時の撮像画像を示す．焦点位置は各文字に対し 50 cm，70 cm，100 cm，220 cm となり，焦点距離 50 cm では文字 2.0D が最も鮮明に見え，焦点距離 220 cm では文字 0.5D が最も鮮明に見えたということである．

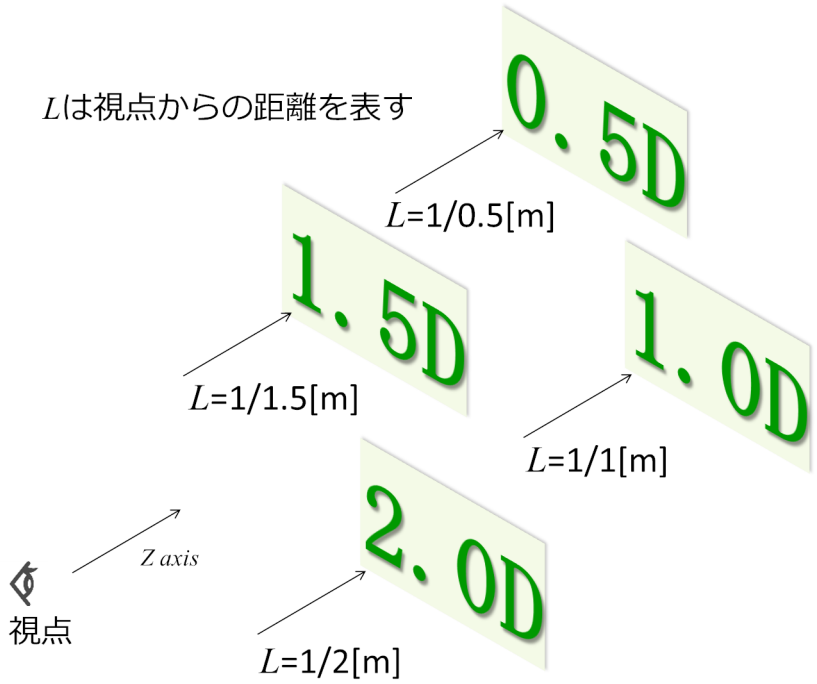
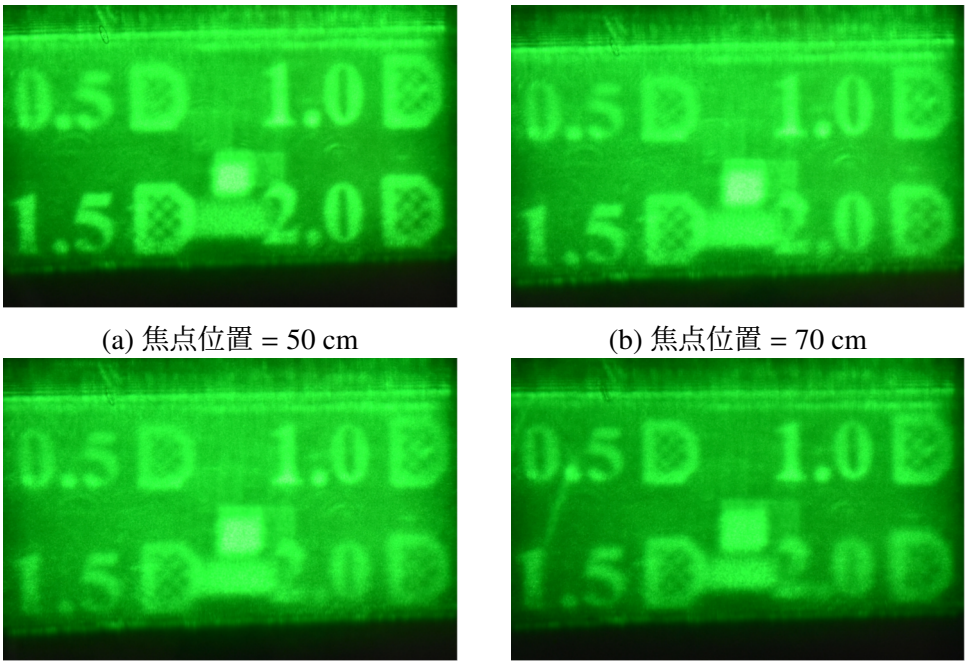



図 6.4 奥行評価用画像の配置図




(a) 焦点位置 = 50 cm　(b) 焦点位置 = 70 cm

(c) 焦点位置 = 100 cm　(d) 焦点位置 = 220 cm

図 6.5 焦点位置を変えて奥行を評価した画像

本研究における電子ホログラフィ表示装置は，視野角を広げた分視域が狭くなっており，その為，被写界深度が浅くなっている [124]．それゆえ，特に 0.5D の文字のように，遠方の物体での画像のぼやけが軽減されている．図 6.6 に奥行評価結果のグラフを示す．このグラフでは縦軸，横軸ともに距離の逆数で表しており，赤三角印は設計値 (displayed) ，灰丸印は計測値 (measured) で，計測値のエラーバーは撮像時に違いが明瞭に見えなかったことを示している．

この評価結果グラフより，設計値 (displayed) と計測値 (measured) はよく一致しており，奥行は良好に表現されていることが判った．

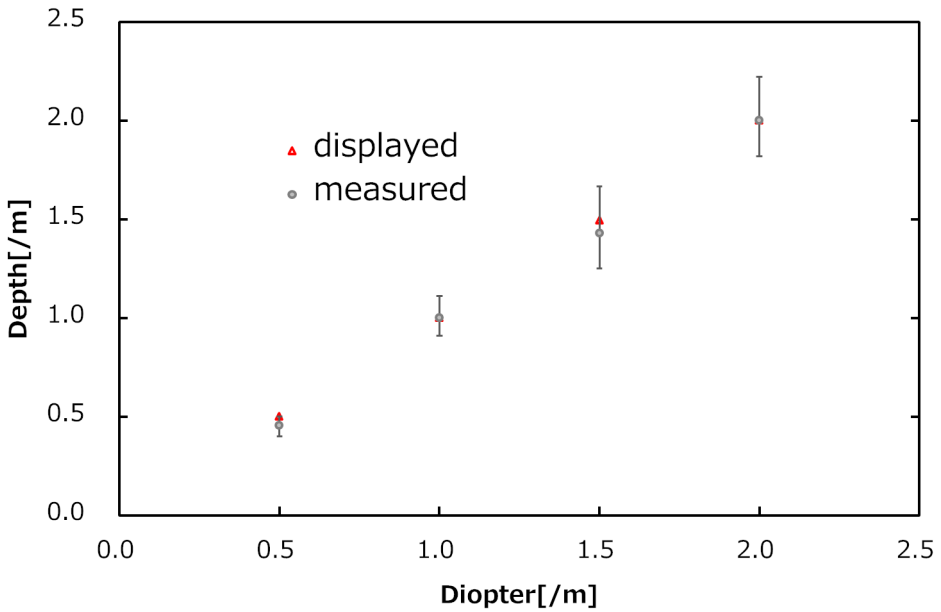



図 6.6 奥行評価結果を示すグラフ

### 6.1.4　解像度評価

解像度を評価するため，図 6.7 に示す明暗縞模様の解像度チャートを準備した．

チャートは視点から 1 m の距離に配置され，$d$ = 0.5 mm，0.4 mm，0.3 mm，0.2 mm の 4 種類を評価した．

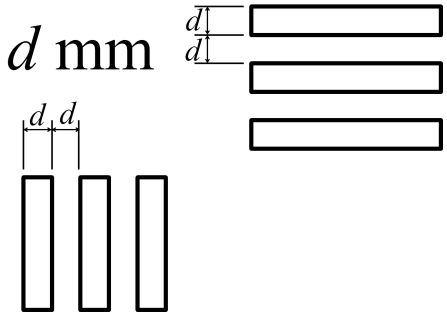



図 6.7 解像度を評価するチャート

解像度チャートを撮像した画像を図 6.8 に示す.

この図を見ると，$d$ = 0.3 mm まで解像できていることが判り，空間周波数 $\mu$ の定義は,

$$\mu[LP/mm] = \frac{1}{2d[mm]}, \tag{6.1}$$

であるから，この装置の空間周波数 $\mu$ は約 1.7[LP/mm] となる．ここで LP とは Line Pairs の略で空間周波数とは 1 mm 当たりいくつの明暗対が解像できているかを示す尺度である．例えば，X 線解像度チャートは JIS Z4916 で規定されており，また，カメラ用としては ISO12233 で規定されている．

ここで，光学系における分解能の尺度としてレィリー解像限界という概念があり，それは二つの点光源があったとき，その分解能 $\delta d$ は光源波長を $\lambda$，光学系の開口数を $NA$ とすると,

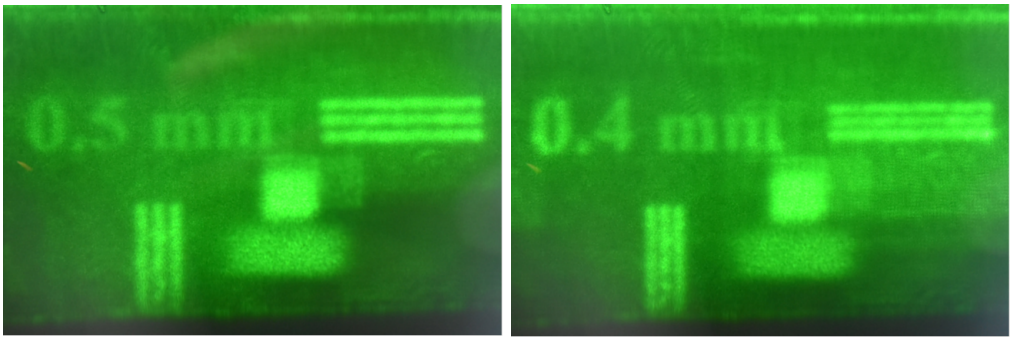
$$\delta d = \frac{0.61\lambda}{NA}, \tag{6.2}$$

で定義される．このレィリー解像限界を，本装置で考察することにする．

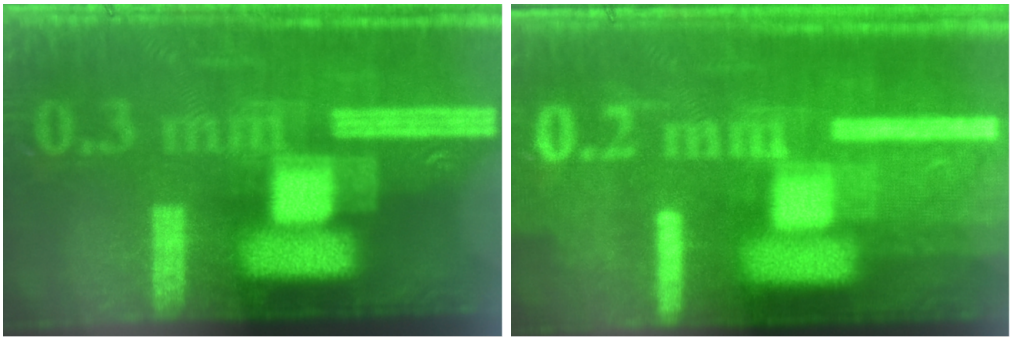
式 (6.2) において $NA$ は本装置では視点における視域の半分，として定義され，また，レィリー解像限界では二つの点光源を識別できる最も近接した状態であり，2 つの円の中心が互いの半径上にある場合として定義されている (図 6.9 参照)．一方，本解像度チャートにおいては，明線がレィリー解像限界の 2 倍の距離にある場合，2 つの明線の間の明るさはゼロであると見なすことができる．従って，第 3 章の表 3.2 から緑色の視域は 4 mm で，解像度チャートは 1 m 前方であるから，本装置の解像度限界は,

$$\delta d = \frac{2 \times 0.61 \times 532[nm]}{2[mm]/1000[mm]} \sim 0.32[mm], \tag{6.3}$$

となり，図 6.8 より，$d$ =0.3 mm まで解像できていることから，本装置の解像度は解像度限界のおよそ半分であると推定される．




(a) 線幅 $d$ = 0.5 mm　　(b) 線幅 $d$ = 0.4 mm




(c) 線幅 $d$ = 0.3 mm　　(d) 線幅 $d$ = 0.2 mm

図 6.8 解像度を評価した画像

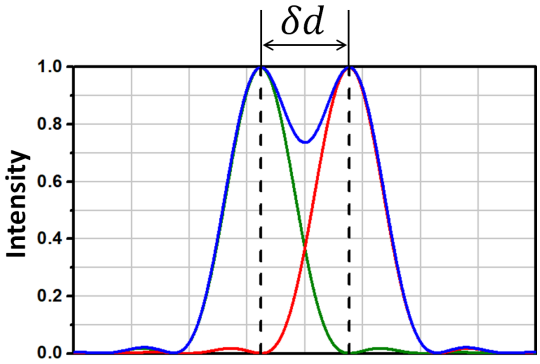



図 6.9 レィリー解像限界

### 6.1.5 考察: 1

第 6.1.1 項の視野角評価より，提案装置の視野角は 10.5° であることが判ったが，通常のフレネル型ホログラフィ表示装置との比較を行う．提案装置で用いた SLM は，第 3 章の表 3.2 より SLM ピッチ $p = 9.6\,\mu$m であり，RGB 光の中間波長である Green 光で考えると，波長 $\lambda = 532$ nm であるからフレネル型ホログラフィ表示装置での視野角は，第 3 章の式 (3.1) から

$$\theta = 2sin^{-}1\left(\frac{532\,nm}{2\times 9.6\,\mu m}\right) \approx 3.2^{\circ}, \tag{6.4}$$

となる．即ち，本提案装置によれば通常装置のおよそ 3 倍の視野角が得られるため，より広い視野での画像呈示が可能である．

また，1.4 節で記述したように，視野角を広げる技術として，SLM を複数個並べる手法がある [35,36]．例えば，文献 [36] は $3 \times 3 = 9$ 個の SLM を用いて視野拡大を行う技術であるが，この技術においては基本的に各々の SLM に対して「フーリエ変換レンズ+空間フィルタ+逆フーリエ変換レンズ」の光学系 (いわゆる，4-$f$ 光学系) が必要となる．そのため，レンズ員数が増えることや，各々の SLM の光軸調整が煩雑となるなどの欠点の他に，光軸方向が長いため必要空間領域が広いという欠点がある．さらには，その後段に各々の SLM から投写された分割画像を統合・結像させるための光学系が必要となり，分割画像を統合するには，当然ながら瞳径の大きなレンズを使用することになり，光軸方向の空間領域がさらに長くなるのに加えて，高さ方向の空間領域もさらに確保しなければならず，装置全体が大掛かり，かつ大型なものとなってしまう．

一方，本提案装置では，第 3 章の表 3.2 に示すように，単眼ホロプロジェクター部サイズは (W×L×H) = 100[mm]×400[mm]×170[mm] と装置全体を大変コンパクトに構成することが可能である．

また，第 6.1.2 項の両眼視差評価結果，及び，第 6.1.3 項の奥行評価結果より，両眼視差情報を呈示するともに奥行情報も良好な精度で呈示できている．即ち，本提案装置によれば両眼立体視に不可欠な視差情報，奥行情報を矛盾なく呈示することが可能である．

## 6.2 スペックルノイズ低減実験

ボイスコイルアクチュエータでマルチモード光ファイバーを振動させることでスペックルノイズを低減可能かどうか評価するために，以下の手順で評価を行った．

(1) ステップ 1

アクチュエータを駆動するアンプの出力レベルは一定にして駆動周波数を変化させてスペックルコントラストがどのように変化するか評価した．

(2) ステップ 2

アクチュエータを駆動するアンプの出力レベル，駆動周波数の両方を変化させてスペックルコントラストがどのように変化するか評価した．ここでは駆動アンプの出力レベルに対しアクチュエータの駆動電圧がどうなっているか観測し，さらに高速度カメラを使用することでボイスコイルアクチュエータの振動振幅も観測し，最終的にはアクチュエータ振動振幅に対しスペックルコントラストがどのように変化するかを評価した．

(3) ステップ 3

Young の二重スリット干渉実験系を構築し，これによりアクチュエータを駆動することでレーザーを入射したマルチモード光ファイバーを振動させると光ファイバー出力光のコヒーレンスがどのように変化するかを評価した．

以下各ステップにおける実験内容詳細を記述する．

### 6.2.1 振動周波数を変えた場合のスペックルコントラスト評価: ステップ 1

図 6.10 に実験光学系制御部の写真，図 6.11 に実験光学系の構成図，および図 6.12 に実験光学系の写真を示す．また，表 6.1 に実験光学系の光学パラメータを示す．尚，この実験光学系，および光学パラメータはステップ 1，ステップ 2 を通して共通である．

図 6.10 においてオーディオアンプは KENWOOD DA-1100EX，駆動信号発生にはフリーソフト WG150 を使用した．また，撮像用カメラは Nikon D5600 (レンズ：AF-S VR Micro-Nikkor 105 mm f/2.8G IF-ED) を使用し，PC でカメラをリモート制御するために Camera Control Pro 2 を用いた．

一連の評価実験で使用した実験光学系は，3 章で記述した「広視野プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置」における単眼部の光学系を一部変更した構成となっており，表 6.1 には両者に共通の項目が幾つか記載されてある．

図 6.10 実験光学系制御部の写真

図 6.11 において，レーザー光源からの光はマルチモード光ファイバーを経由してコリメータで平行光として出射される．ここでマルチモード光ファイバーはボイスコイル型アクチュエータ (本実験ではスピーカーを流用) に巻き付けられており，信号発生器の出力をオーディオアンプで増幅しボイスコイルアクチュエータを駆動させると，その機械的振動によりマルチモード光ファイバーが振動するよう構成されている．コリメータから出射した光はレンズ $L_0$ (凹レンズ: ビームエキスパンダとして機能する) で球面波となりレンズ $L_1$ で平行光となり SLM に照射される．尚レンズ $L_0$ は，レンズ $L_0$ の焦点位置とレンズ $L_1$ の焦点位置が合致するように配置されている．SLM で再生された回折光はレンズ $L_1$ を通ったあとビームスプリッタにより入射経路と異なる経路でプリズムを通りバリア位置に集光する．バリアでは共役像，高次回折光が除去される．観測点ではレンズ $L_2$，$L_3$ により所定倍率に拡大された再生画像を見ることができる．

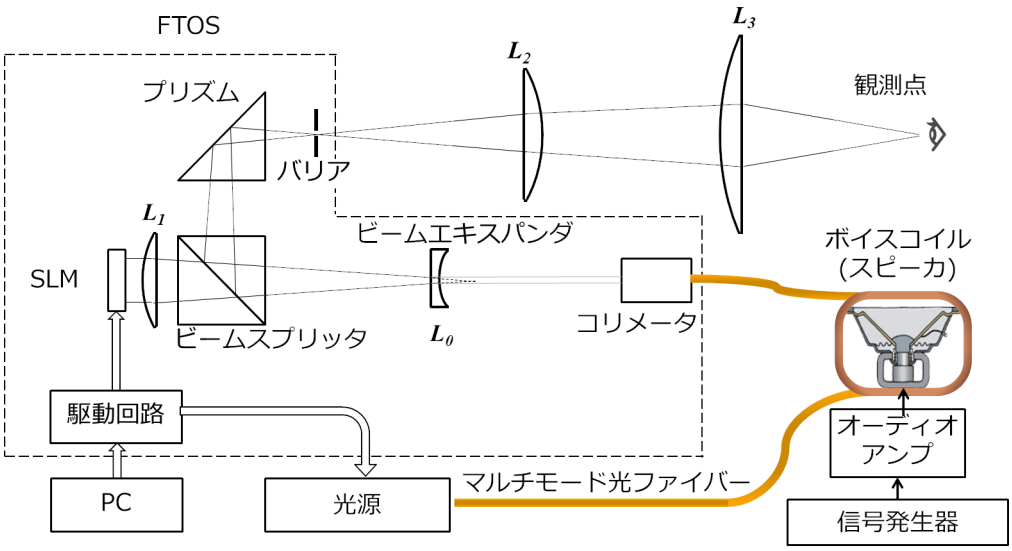



図 6.11 実験光学系の構成図

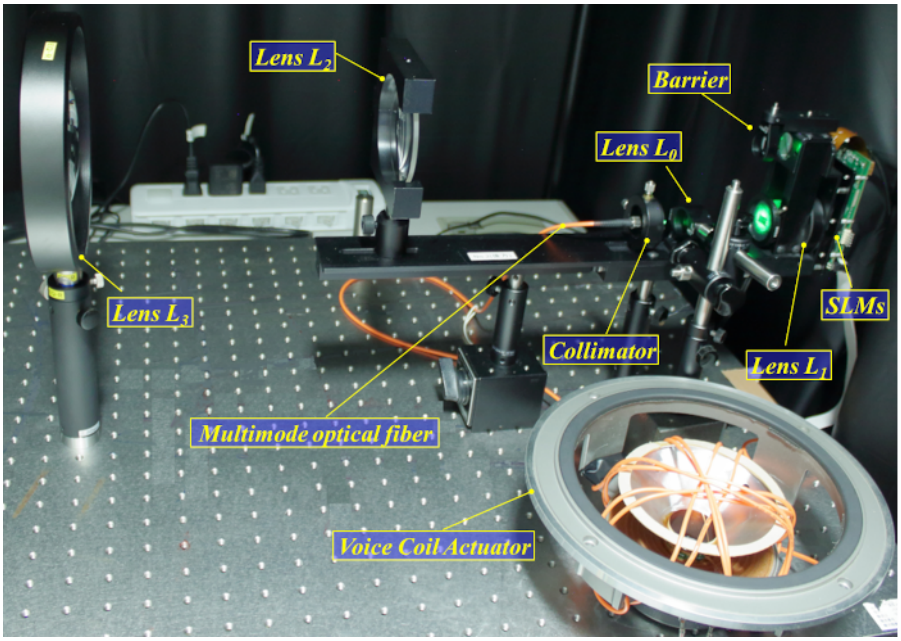



図 6.12 実験光学系の写真

表 6.1 実験光学系の光学パラメータ

| 項目 | 仕様 |
|---|---|
| SLM | HOLOEYE: HED5216 |
| | ピクセルピッチ: 9.6 $\mu$m (H) $\times$ 9.6 $\mu$m (V) |
| | 画素数: 1280 $\times$ 768 |
| | リフレッシュレート: 180 Hz |
| 光源 | Craft center SAWAKI Inc. : FOLS-13-RGBS |
| | 赤: 637 nm/ 8 mW |
| | 緑: 532 nm/10 mW |
| | 青: 456 nm/ 7 mW |
| レンズ | 凹レンズ　$L_0$: 焦点距離 = -30 mm，直径 = 20 mm |
| | 凸レンズ　$L_1$: 焦点距離 = 100 mm，直径 = 30 mm |
| | 凸レンズ　$L_2$: 焦点距離 = 400 mm，直径 = 80 mm |
| | 凸レンズ　$L_3$: 焦点距離 = 300 mm，直径 = 150 mm |
| バリア | 開口サイズ = 3 mm $\times$ 3 mm |
| マルチモード光ファイバ | THORLABS: M42L05 |
| | ステップインデクス |
| | 直径 = 50 $\mu$m，長さ = 5 m，NA = 0.22 |
| コリメータ | THORLABS: CFC11P-A |
| | 焦点距離 = 11 mm |
| | ビームウェスト = 1.95 mm |
| | ビームウェスト最大距離 = 3079.7 mm |

一連の評価実験で使用したテストイメージを図 6.13 に示す．すなわち実験に用いたテストチャートは下部には縦横方向の解像度評価用の縞模様を，上部にはスペックルコントラスト評価用文字 (解像度評価用の明暗ストライプの線幅を表している) を配置し 100 cm 先で横方向画面サイズが 6 cm の大きさに見えるようにした．

振動実験条件は，アンプ出力レベル＝-28 dB 一定とし

(a) 振動なし (Without) .

(b) 200 Hz で振動させる．

(c) 400 Hz で振動させる．

(d) 800 Hz で振動させる．

の 4 条件で行った．その実験結果画像を図 6.14 に示す．

図 6.14 から，振動なしの場合に比べ，マルチモード光ファイバーを振動させるとスペックルノイズが低減されている様子は見られるが，定量的に評価するために図 6.15 で黄色□枠で示される領域を切り出してスペックルコントラスト $C_s$ の評価を行った．

ここで，スペックルコントラスト $C_s$ は，

$$C_s = \frac{\sigma}{\bar{I}}, \tag{6.5}$$

で定義され，$\sigma$ は画像強度分布の標準偏差，$\bar{I}$ は強度分布の平均値である．

切り出した画像の一覧を図 6.15 に示す．

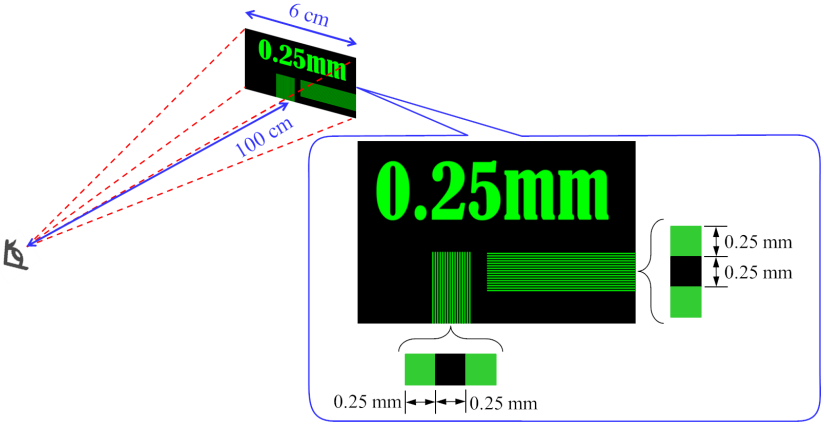
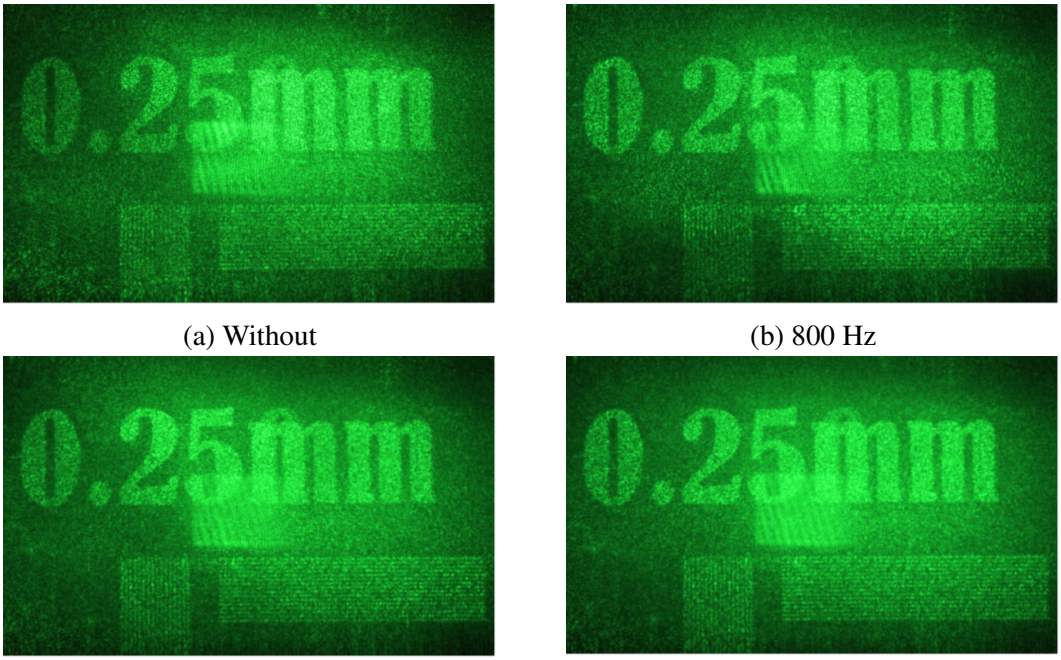



図 6.13 画像評価用テストイメージ




(a) Without　(b) 800 Hz

(c) 400 Hz　(d) 200 Hz

図 6.14 各駆動条件での再生画像結果

この図を見ると図 6.14 に比べ，マルチモード光ファイバーを振動させるとスペックルノイズが低減されている様子がよりよく見て取れる．

切り出した画像の領域 No.1，No.2，No.3，No.4 に関してスペックルコントラスト値を求めグラフ化したものを図 6.17 に示す．このグラフによりマルチモード光ファイバーを振動させることでスペックルノイズが明らかに低減できていることが判る．

図 6.17 において 200 Hz，400 Hz の場合は 50–70%程度まで低減できているのに対し，駆動周波数 800 Hz の場合は低減効果が少なくなっている．また，概ね駆動周波数が上がるにつれて低減効果が少ない傾向がみられ，これはボイスコイルアクチュエータの駆動周波数を上げていくとアクチュエータの機械的応答が遅くなりアクチュエータ振動振幅が小さくなっており，その結果マルチモード光ファイバーの振動振幅が小さくなっているためと推察された．

これを検証するため次ステップではボイスコイルアクチュエータの振動振幅を観測し，スペックルコントラスト値との相関性を調査することとした．

尚，本ステップの内容に関しては IDW21 にて発表した [125].

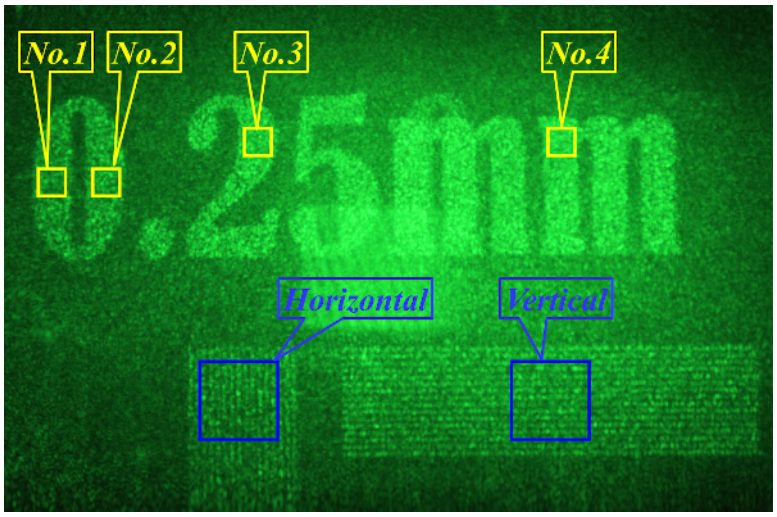



図 6.15 スペックルコントラスト評価用画像の切り出し位置

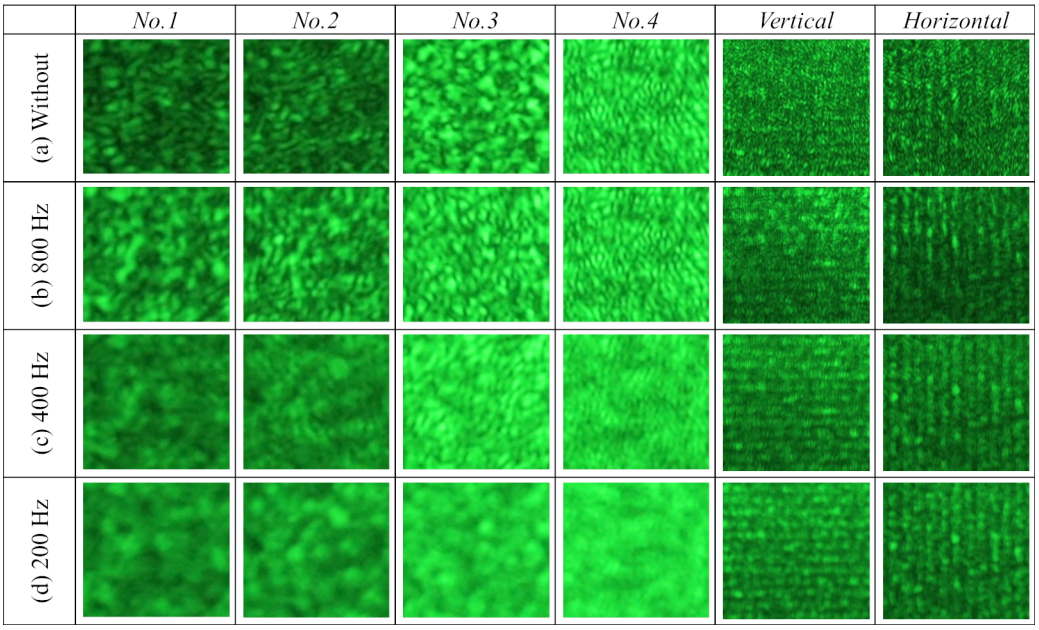



図 6.16 スペックルコントラスト評価用に切り出した画像

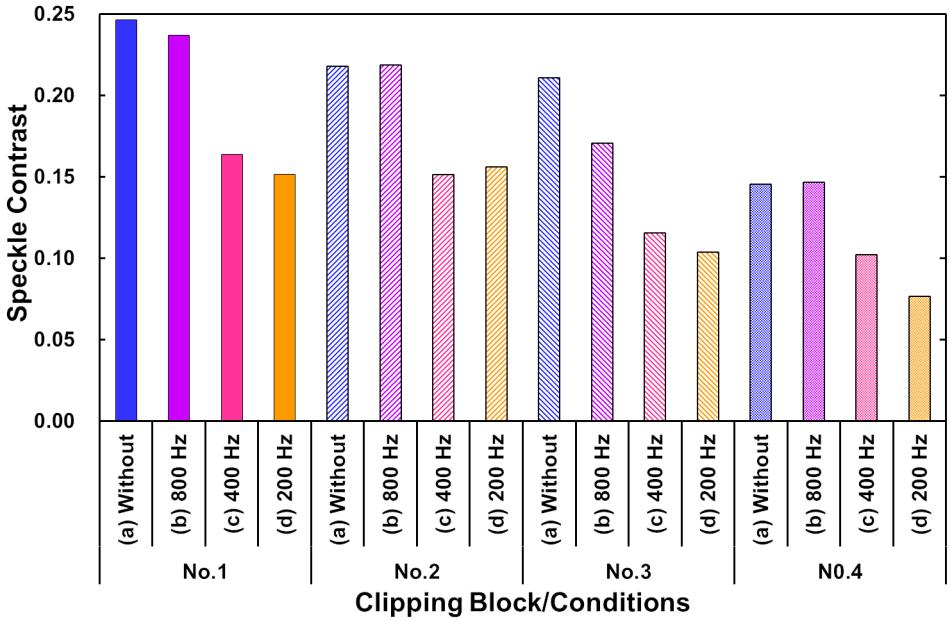



図 6.17 駆動条件毎のスペックルコントラスト値グラフ

### 6.2.2 アクチュエータ振動振幅とスペックルコントラスト値との相関: ステップ 2

先のステップ 1 の評価実験において，アクチェータ駆動電圧を制御するオーディオアンプの出力固定条件で，駆動周波数を変えた場合，駆動周波数を上げるとスペックルコントラスト低減効果が少なくなる傾向が見られた．これは駆動周波数を上げるとアクチュエータの機械的応答が遅くなり，マルチモード光ファイバーの振動振幅が小さくなっているためと推察された．

本ステップの実験では，この現象をより詳細に検討するため，先ずオーディオアンプのボリューム値に対してボイスコイルアクチュエータの印加電圧がどのように変化するかを調査した．実験条件はアンプボリューム値は，-50 dB から-30 dB まで 5 dB 刻みで変化させ，駆動周波数は 200 Hz，400 Hz，600 Hz の 3 通りとした．

尚，電圧測定にはオシロスコープ (KENWOOD CS-4125A 20 MHz) を使用した．

その測定結果を図 6.18 に示す．図 6.18 を見ると駆動周波数が高くなるほど，アクチュエータ印加電圧増加率が小さくなる傾向が見られるが，これは使用したオーディオアンプの周波数特性が反映された結果であると推察された．然しながら，この特性はアクチュエータの振動振幅とスペックルコントラストとの相関性を評価する上で支障はないので，このオーディオアンプを用いることとした．

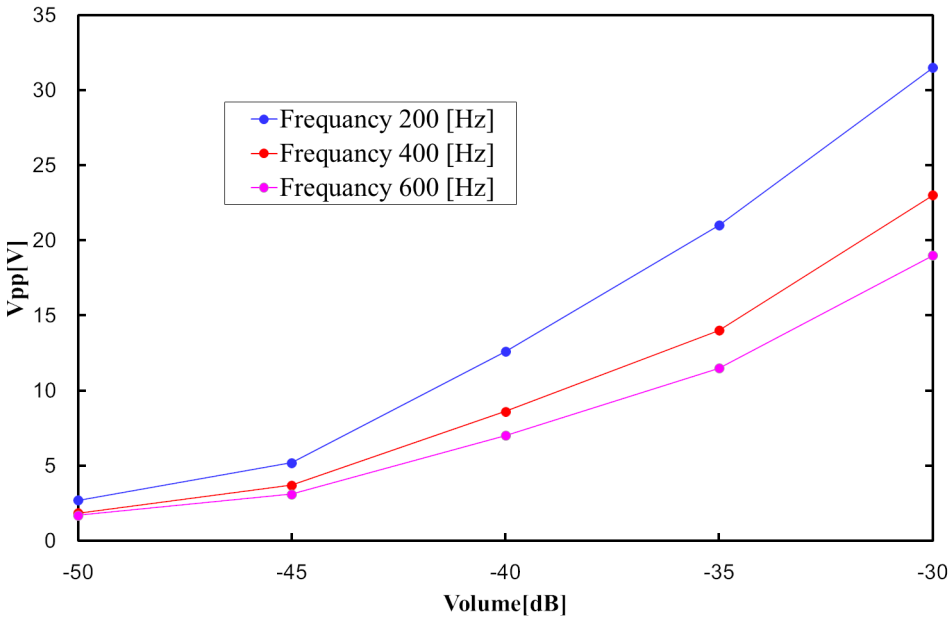



図 6.18 駆動周波数毎のアクチュエータ印加電圧の変化グラフ

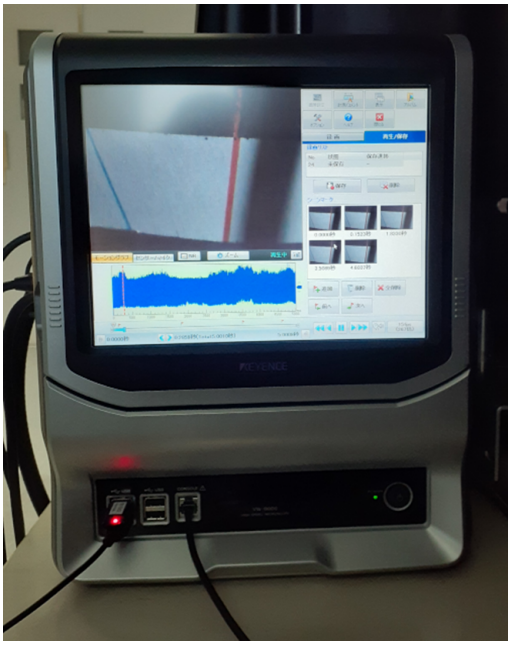
次に，このオーディオアンプでボイスコイルアクチュエータを駆動したとき，ボイスコイルアクチュエータの振動振幅がどの様に変化するかを調査した．

アクチュエータの振動振幅観測には，キーエンス社ハイスピードマイクロスコープ VW-9000 を用いて行った．図 6.19 は，VW-9000 の外観や，記録の様子，解析画面，カメラ配置などを示している．尚，ボイスコイルアクチュエータのスピーカコーン部には画像追跡しやすいように白紙に黒枠，赤線，青線などを印字した紙を貼り付けて観測した．また，フレームレートは 2000 $fps$–4000 $fps$ で行った．

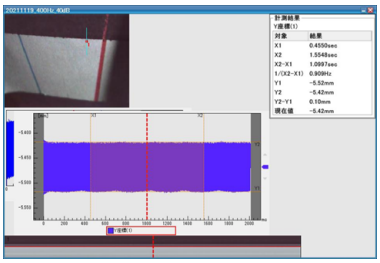
ボイスコイルアクチュエータ振動振幅の観測結果を図 6.20 に示す．

図 6.20 のグラフを見ると駆動周波数 400 Hz，600 Hz の場合は 200 Hz に比べてアンプボリューム増大値に対しての振幅増加率がかなり小さくなっており，図 6.18 の印加電圧グラフと照らし合わせると，アクチュエータの機械的応答が遅くなりアクチュエータ振動振幅が小さくなっているものと考察できる．このことはステップ 1 の実験結果から推察された内容，即ち，-ボイスコイルアクチュエータの駆動周波数を上げていくとアクチュエータの機械的応答が遅くなりアクチュエータ振動振幅が小さくなっている-という推察と符合するものである．

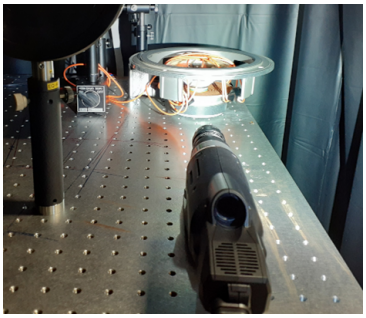
以上の予備実験を経たのち，アクチュエータの振動振幅実験と同一条件，即ち，アンプボリューム値は，-50 dB から-30 dB まで 5 dB 刻みで変化させ，駆動周波数は 200 Hz，400 Hz，600 Hz の各条件と，比較基準として「駆動なし」の条件を加え，図 6.13 に示す評価用テストイメージを用いて再生画像のスペックルノイズ低減効果を評価した．



(a) 振動記録画面例



(b) 振動解析画面例



(c) カメラ配置

図 6.19 ハイスピードマイクロカメラによる振幅観測

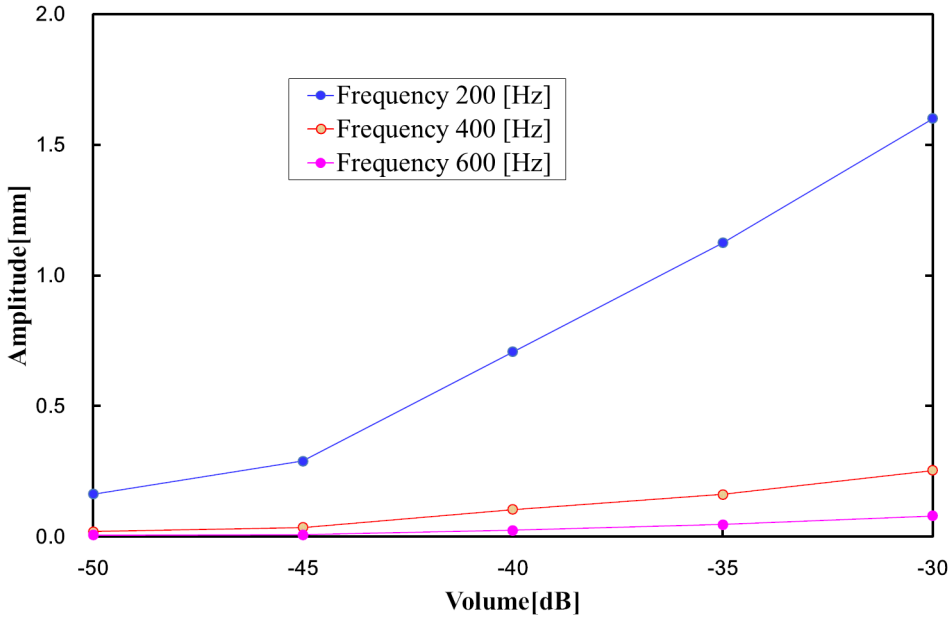
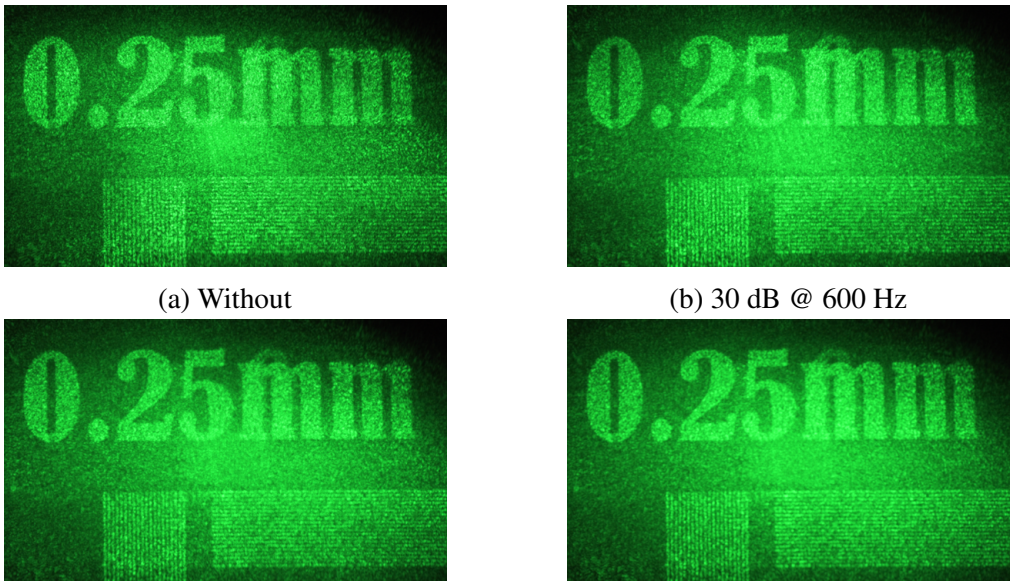



図 6.20 駆動周波数毎のアクチュエータ振動振幅の変化グラフ




(a) Without　(b) 30 dB @ 600 Hz

(c) 30 dB @ 400 Hz　(d) 30 dB @ 200 Hz

図 6.21 各周波数における最大振幅時の再生画像

図 6.21 に各周波数における最大振幅時の再生画像を示す.

この図からアクチュエータの振動振幅が増大すると画質が多少改善されていく様子が見て取れる．より詳細に調べるため，ステップ 1 の実験と同様に画像を切り出してスペックルコントラストの評価を行った.

図 6.22 は画像切り出し位置を示す図であり，図 6.23 は各周波数における最大振幅時の切り出し画像を示す図である.

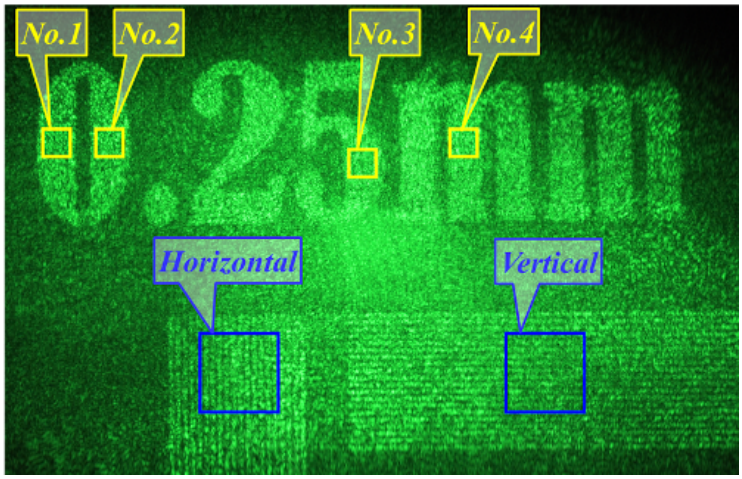



図 6.22 画像切り出し位置

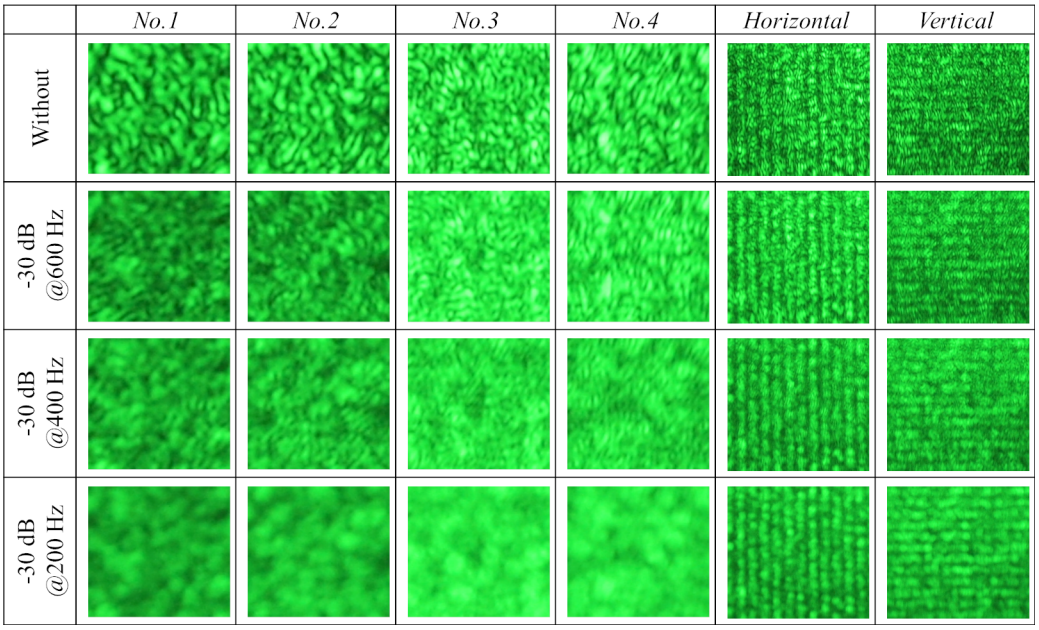



図 6.23 各周波数における最大振幅時の切り出し画像

図 6.23 を見ると図 6.21 の全体画像と比較して，振動振幅が増えると画質が改善されてゆく様子がよりよくわかる．

図 6.24 には，周波数 200 Hz においてアンプボリューム値を増やした場合，即ち，振動振幅が大きくなる場合の切り出し領域 No.1，No.2，No.3，No.4 位置のスペックル変化状況を示し，図 6.25 には解像度評価部の画質変化状況を示す．

いずれの図においても，振動振幅が増えると画質が改善されてゆく様子が見て取れる．

定量的に評価する為に図 6.22 に示される位置の切り出し画像に対しスペックルコントラスト値 $C_s = \sigma/\bar{I}$ を算出した結果を表 6.2 に示す．

さらに，振動なしの時のスペックルコントラスト値 $C_s = 1$ とおいて正規化した値を表 6.3 に示す．

表 6.3 の結果と図 6.20 のアンプボリュームとアクチュエータの振動振幅の相関を示す図とから図 6.26 のグラフが得られる．

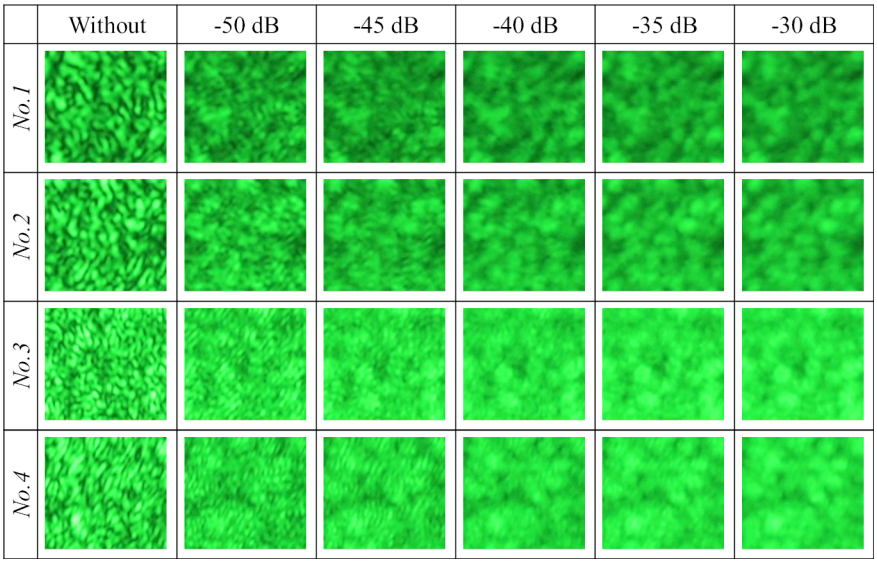



図 6.24 振動周波数 200 Hz におけるスペックル変化を示す写真

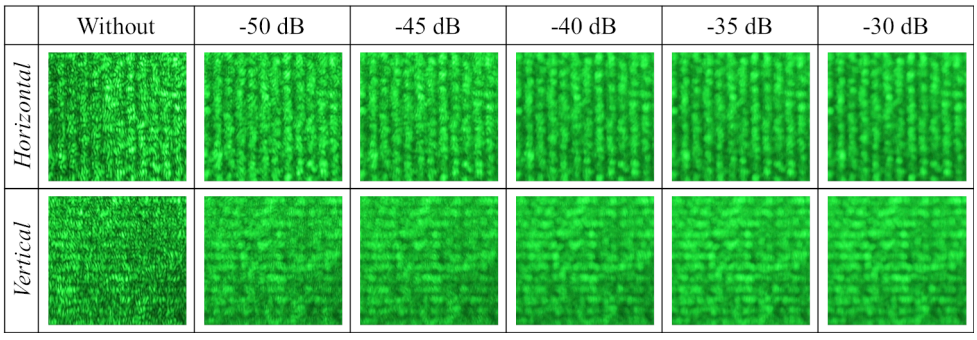



図 6.25 振動周波数 200 Hz における解像度評価部の画質変化を示す写真

表 6.2 各条件で評価したスペックルコントラスト値

| 周波数 | 駆動レベル | | 振動なし | -50 dB | -45 dB | -40 dB | -35 dB | -30 dB |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 600 Hz | 振幅 [mm] | | 0.00 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.05 | 0.08 |
| | 切出位置 | No.1 | 0.24 | 0.23 | 0.22 | 0.20 | 0.19 | 0.19 |
| | | No.2 | 0.23 | 0.23 | 0.22 | 0.20 | 0.18 | 0.18 |
| | | No.3 | 0.18 | 0.17 | 0.17 | 0.15 | 0.13 | 0.11 |
| | | No.4 | 0.18 | 0.18 | 0.18 | 0.17 | 0.15 | 0.13 |
| 400 Hz | 振幅 [mm] | | 0.00 | 0.02 | 0.04 | 0.10 | 0.16 | 0.25 |
| | 切出位置 | No.1 | 0.24 | 0.21 | 0.20 | 0.18 | 0.16 | 0.16 |
| | | No.2 | 0.23 | 0.21 | 0.18 | 0.17 | 0.15 | 0.15 |
| | | No.3 | 0.18 | 0.15 | 0.12 | 0.12 | 0.11 | 0.11 |
| | | No.4 | 0.18 | 0.17 | 0.13 | 0.13 | 0.13 | 0.12 |
| 200 Hz | 振幅 [mm] | | 0.00 | 0.16 | 0.29 | 0.71 | 1.12 | 1.60 |
| | 切出位置 | No.1 | 0.24 | 0.17 | 0.15 | 0.15 | 0.14 | 0.14 |
| | | No.2 | 0.23 | 0.16 | 0.14 | 0.13 | 0.13 | 0.13 |
| | | No.3 | 0.18 | 0.12 | 0.10 | 0.09 | 0.08 | 0.08 |
| | | No.4 | 0.18 | 0.12 | 0.11 | 0.10 | 0.09 | 0.09 |

表 6.3 正規化したスペックルコントラスト値

| 周波数 | 駆動レベル | | 振動なし | -50 dB | -45 dB | -40 dB | -35 dB | -30 dB |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 600 Hz | 振幅 [mm] | | 0.00 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.05 | 0.08 |
| | 切出位置 | No.1 | 1.00 | 0.96 | 0.95 | 0.86 | 0.81 | 0.81 |
| | | No.2 | 1.00 | 0.98 | 0.97 | 0.86 | 0.77 | 0.78 |
| | | No.3 | 1.00 | 0.98 | 0.97 | 0.88 | 0.77 | 0.64 |
| | | No.4 | 1.00 | 0.98 | 0.97 | 0.90 | 0.83 | 0.71 |
| 400 Hz | 振幅 [mm] | | 0.00 | 0.02 | 0.04 | 0.10 | 0.16 | 0.25 |
| | 切出位置 | No.1 | 1.00 | 0.89 | 0.83 | 0.74 | 0.67 | 0.68 |
| | | No.2 | 1.00 | 0.90 | 0.80 | 0.73 | 0.67 | 0.66 |
| | | No.3 | 1.00 | 0.88 | 0.70 | 0.66 | 0.63 | 0.61 |
| | | No.4 | 1.00 | 0.91 | 0.69 | 0.72 | 0.69 | 0.65 |
| 200 Hz | 振幅 [mm] | | 0.00 | 0.16 | 0.29 | 0.71 | 1.12 | 1.60 |
| | 切出位置 | No.1 | 1.00 | 0.71 | 0.63 | 0.64 | 0.59 | 0.58 |
| | | No.2 | 1.00 | 0.69 | 0.61 | 0.58 | 0.56 | 0.54 |
| | | No.3 | 1.00 | 0.66 | 0.55 | 0.51 | 0.47 | 0.46 |
| | | No.4 | 1.00 | 0.67 | 0.59 | 0.54 | 0.48 | 0.47 |

図 6.26 のグラフからアクチェータの振動振幅が増加するに伴いスペックルコントラスト値が低下しており，最大で 50%程度まで低下していることが判る．また振幅値 0.3 mm 付近までは 60%程度までに急激に低下しており，振幅値 0.3 mm を超えるとスペックルコントラスト値の低減は緩やかになっていることも判る．

即ち，0.3 mm 程度の振動振幅を与えるだけでスペックルノイズはかなり低減できることになり，実際，図 6.24 を見ると振動なしの場合に比べてアンプボリューム-45 dB で，即ち，振動振幅 0.3 mm 付近でスペックルパターンがかなりぼやけており，スペックルノイズ低減効果が表れていることが見て取れる．

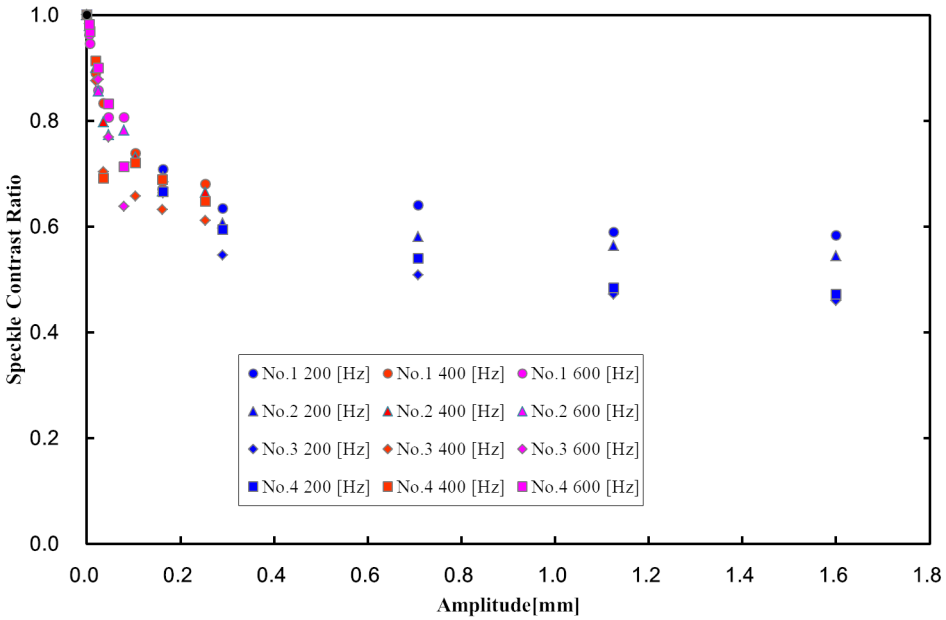



図 6.26 正規化したスペックルコントラスト値のグラフ

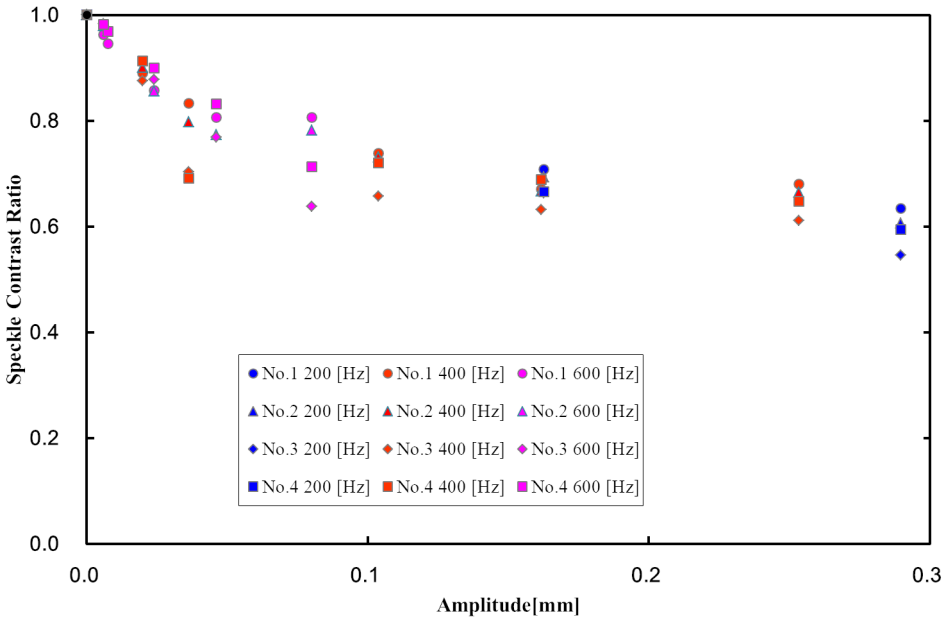



図 6.27 振動振幅 0 – 0.3 mm 範囲を拡大したグラフ

図 6.27 に振動振幅 0–0.3 mm の間を拡大したグラフを示す.

この図を見ると周波数の違いによるスペックルコントラスト値の差異はみられない．即ち，スペックルコントラスト低減に効果があるのは周波数依存ではなく振動振幅依存であることが判る.

次にアクチュエータを振動させることでマルチモード光ファイバーを振動させたとき解像度評価用の縞模様がどのように改善されるのかを評価した.

図 6.25 に示す振動周波数 200 Hz の水平方向解像度，垂直方向解像度評価の切り出し画像データのうち，最大振幅を与える-30 dB のデータに対し，図 6.28 に示す手法を適用し評価を行った.

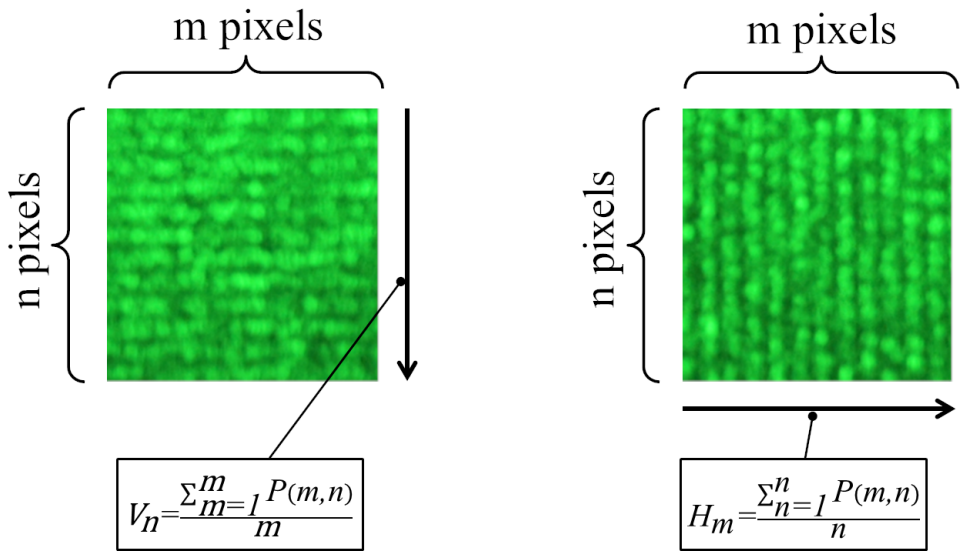
即ち，切り取られた 2 次元画像の横方向画像ピクセル数を $m$，縦方向画像ピクセル数を $n$ として，垂直方向の解像度を見る場合は画像の横方向の $m$ ピクセルの輝度平均をとり，水平方向の解像度を見る場合は画像の縦方向の $n$ ピクセルの輝度平均をとるという手法で 1 次元のグラフに表現した．その式は，垂直方向解像度では,

$$V_n = \frac{\sum_{m=1}^{m} P(m,n)}{m}, \tag{6.6}$$

となり，水平方向解像度では,

$$H_m = \frac{\sum_{n=1}^{n} P(m,n)}{n}, \tag{6.7}$$

で表される．ここで $V_n$ は垂直方向の $n$ 番目の平均値，$H_m$ は垂直方向の $m$ 番目の平均値であり，$P(m,n)$ は切り出し画像の $(m,n)$ 番目の画素値を示す.




(a) 垂直方向　　(b) 水平方向

図 6.28 縦軸，横軸方向の画素値の平均化手法を示す図

図 6.29，および図 6.30 は，上述の手法にて算出した結果であり，各々水平方向，垂直方向のグラフを示している．ここで赤線は振動なしの状態を示し，青線は 200 Hz 駆動で最大振幅 (-30 dB) の状態を示している．

この二つの図を見ると，最大振幅の場合に比べて振動なしの場合は粒状のスペックルノイズが多いため，波形に高調波成分が多く乗っていることが判る．このことは画像においては，粒状スペックルノイズが縞模様に重畳されると本来の縞模様の判別が難しくなり，縞模様の鮮明度，即ち，解像度が低下して見えることになる．

一方，青線の最大振幅駆動の場合においては高調波成分が低減して，より滑らかな曲線グラフとなっており，画像で見ると本来の縞模様がより鮮明になり，解像度が改善されて見える．即ち，スペックルノイズを低減することで解像度を改善できることが判った．

以上の内容に関しては SPIE Photonics West 2022 にて報告した [126].

図 6.29，および図 6.30 の結果をさらに詳しく解析する為，図 6.29，図 6.30 の両データに対し離散フーリエ変換 (Discrete Fourier Transform:DFT) を行い，空間周波数成分がどのように変化しているのかを解析することとした．然しながら，図 6.29，および図 6.30 を見てわかるように，照明光が厳密には一様ではないことやレンズのシェーディング特性などの影響により，グラフの左端と右端とで輝度値オフセットが異なっている．そこで，輝度値オフセットは直線的に変化しており，各波形はこの近似直線に沿って変化しているものとして波形変換処理を行った．尚，近似直線は最小二乗法により求めた．

その結果を，図 6.31，および図 6.32 に示す．

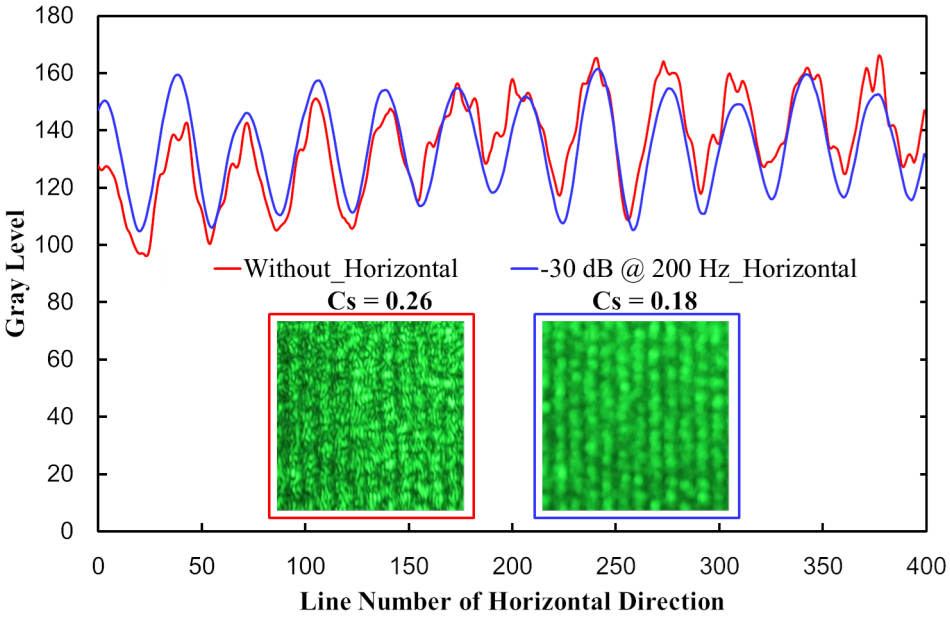



図 6.29 水平方向の解像度が改善されたことを示す図

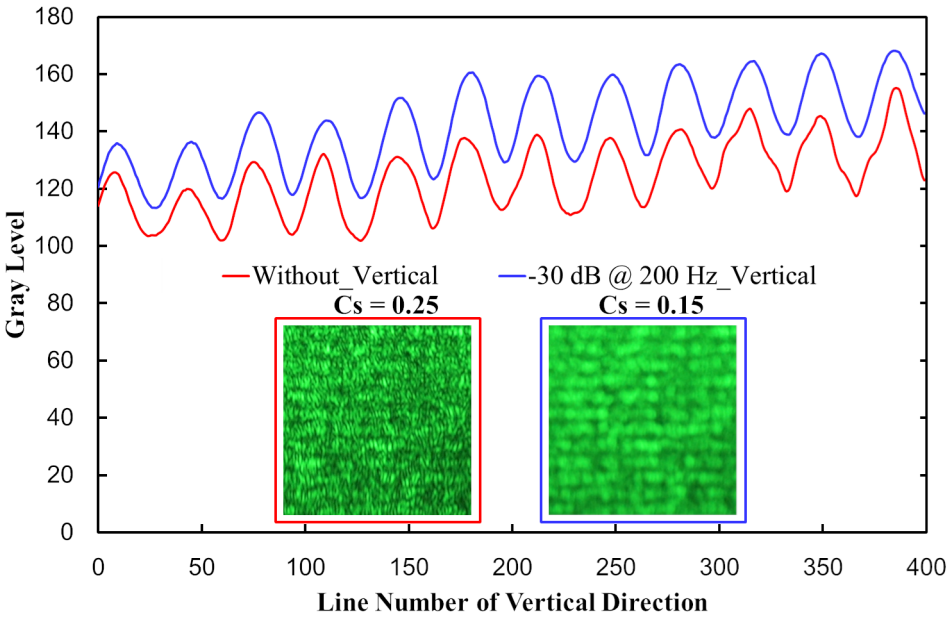



図 6.30 垂直方向の解像度が改善されたことを示す図

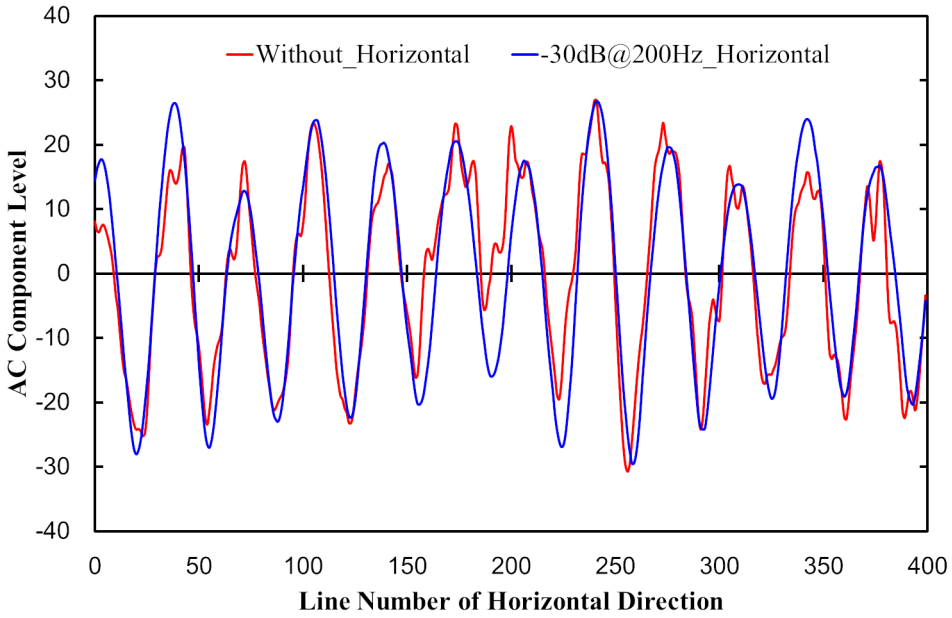



図 6.31 近似直線に沿った水平方向画素値の変化

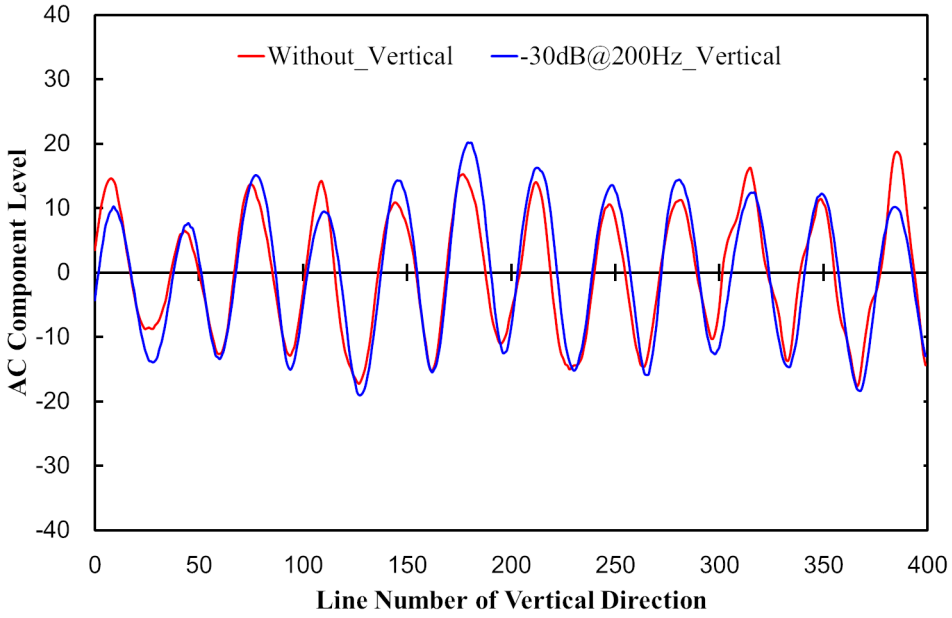



図 6.32 近似直線に沿った垂直方向画素値の変化

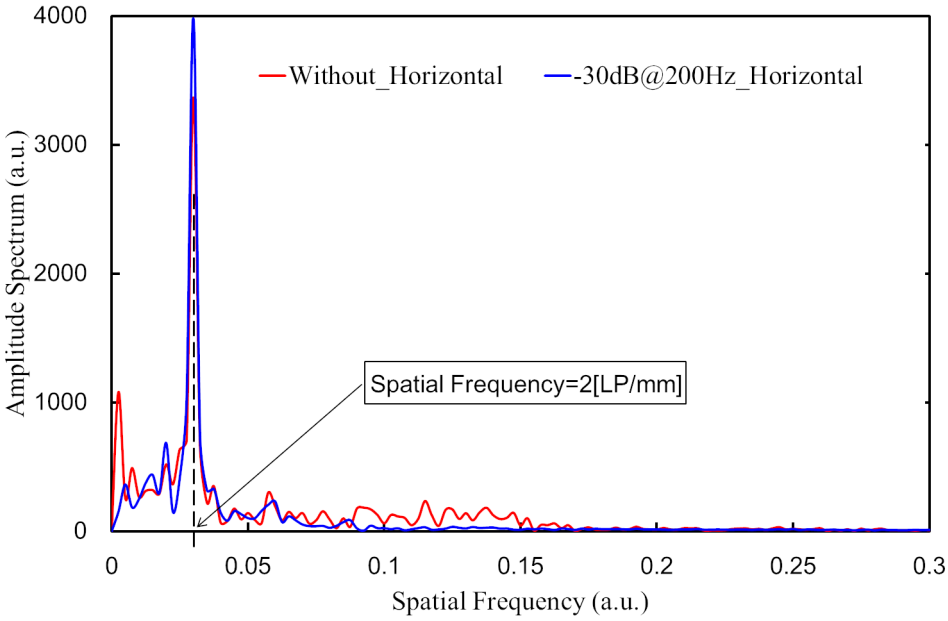



図 6.33 水平方向の DFT

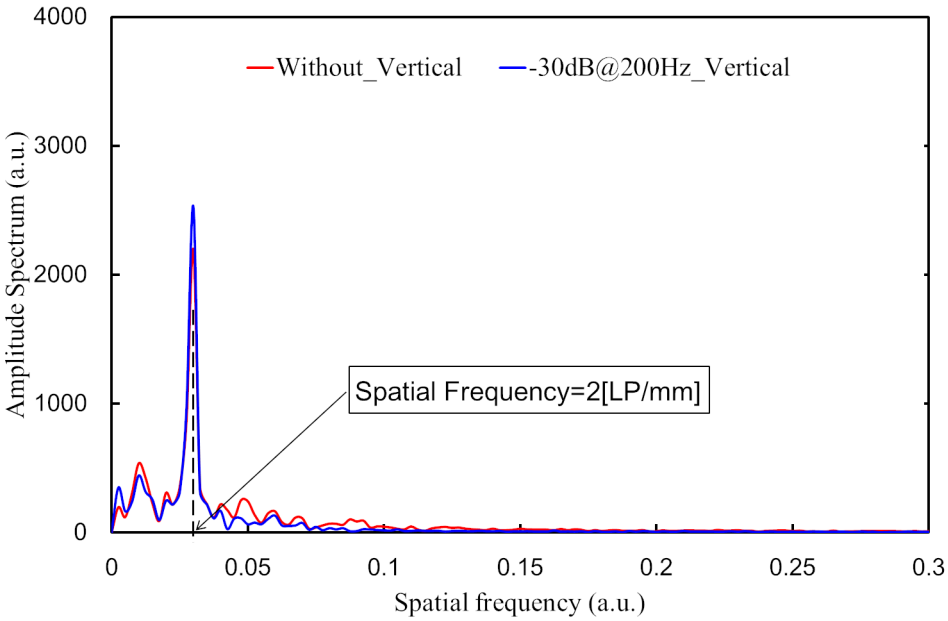



図 6.34 垂直方向の DFT

さらに，この図 6.31，および図 6.32 のデータに対し，DFT 処理を行った結果を図 6.33，および図 6.34 に示す．

ただし，図 6.33，および図 6.34 において，横軸は空間周波数を表しているが，数値そのものは相対値となっており，本実験で用いた 0.25 mm 幅の明暗縞模様の空間周波数である 2LP/mm の位置を目安として記してある．

図 6.33，および図 6.34 を見ると，明暗縞模様の空間周波数 2LP/mm 以上の高周波領域において，振動あり (青線) の場合に比べて，振動なし (赤線) の方が振幅スペクトル値が高く，かつ，より高い周波数領域まで振幅スペクトル成分が残っていることが見て取れる．

即ちこれらのグラフは，振動なし (赤線) の場合には高周波成分である粒状スペックルノイズが縞模様に重畳され，解像度が低下して見えるのに対し，振動あり (青線) の場合には高周波成分が低減し，その分，本来の空間周波数成分が増加しており，その結果解像度が改善されていることを如実に示しているグラフである．

### 6.2.3 考察: 2

図 6.26，図 6.27 より，本提案手法により以下の内容を明確にすることができた．

1. スペックル低減に効果的な要因はアクチュエータ駆動周波数ではなくアクチュエータ振動振幅が支配的である．
2. アクチュエータ振動振幅を制御することでスペックルノイズ低減率を制御することが可能である．
3. 最大 50%以上スペックルノイズを低減することが可能である．
4. アクチュエータ振動振幅 0.3 mm程度でスペックルノイズを 60%まで低減可能である．

また，図 6.29–図 6.34 から，本提案手法により，ホログラム再生画像に重畳されたスペックルノイズの影響により解像度が劣化したように見える縞模様画像が，スペックルノイズを低減することにより縞模様の解像度を改善可能であることが判った．

以上のことから，本提案手法は，スペックルコントラストを電気的に制御できる有用な手法であるといえる．

## 6.3　コヒーレンス度評価実験: ステップ3

6.2 節では，コヒーレント光であるレーザー光をマルチモード光ファイバーを経由して CGH の再生照明光とする光学系において，マルチモード光ファイバーを振動させるボイスコイルアクチュエータの振動振幅とスペックルコントラストには相関性があり，アクチュエータの振動振幅が増大するに伴いスペックルコントラスト $C_s$ が低下し画質向上が計れることが判った．

本節においてはマルチモード光ファイバーを振動させることで再生照明光のコヒーレンスがどのように変化するかに関して言及する．

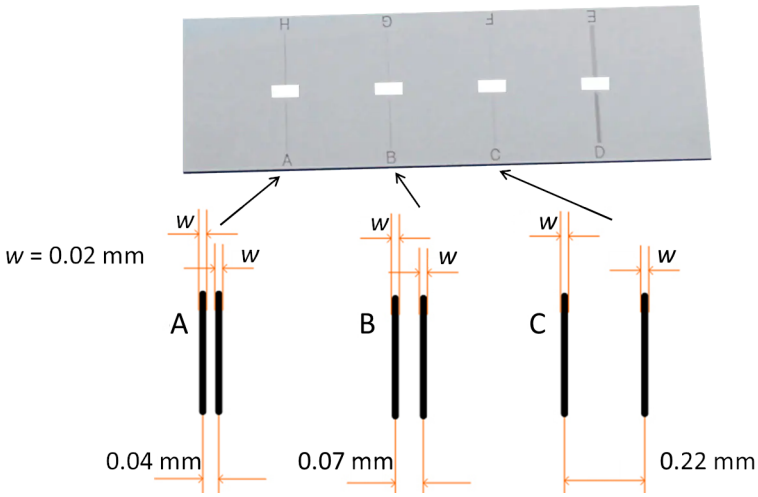



図 6.35 干渉実験に用いた二重スリットの写真

第 5 章で述べたように，本節の目的であるコヒーレンス度の評価には時間的，人的，費用的リソースを考慮し，Young の二重スリットでの干渉実験系で行うこととした．二重スリットは図 6.35 に示すナリカの「光の回折実験用スリット (D20-1842)」を用い，実験では A 部 (スリット幅 $w = 0.02$ mm，スリット間隔 $d = 0.04$ mm) に光を照射して干渉実験を行った．干渉実験系を図 6.36 に示す．

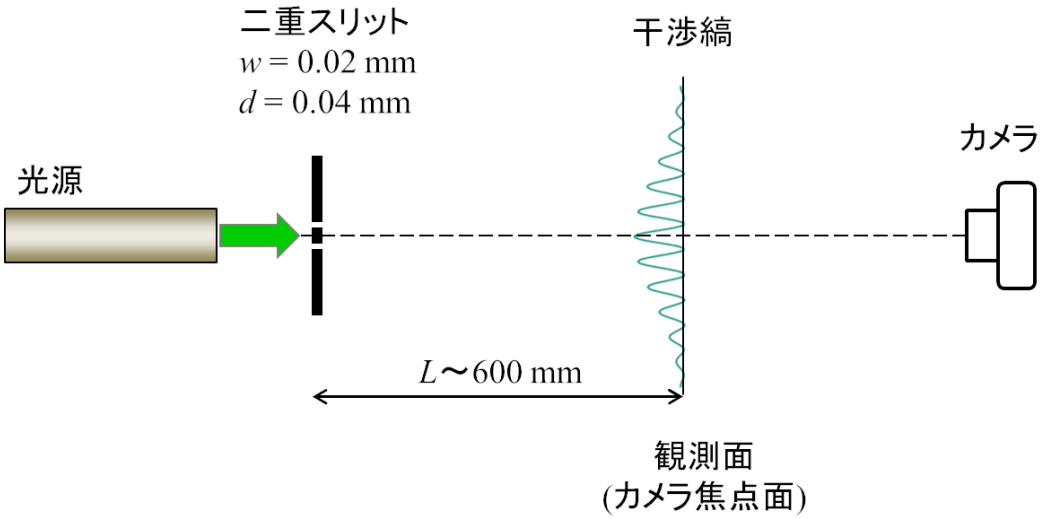



図 6.36 Young の二重スリット干渉によるコヒーレンス度評価実験系を示す図

図 6.36 において光源はマルチモード光ファイバーにコリメータレンズ (Thorlabs: CF11P-A) を装着したものであり，一連のスペックル評価実験で用いられたものである．コリメータから出力されるビーム径は約 2 mm で二重スリットから約 40 mm 離れた位置に配置された．干渉縞は二重スリット (スリット幅 $w = 0.02$ mm，スリット間隔 $d = 0.04$ mm) から約 600 mm 離れた位置で観測した．即ち，カメラ (Nikon D5600，レンズ：AF-S VR Micro-Nikkor 105mm f/2.8G IF-ED) の焦点を二重スリットから約 600 mm 離れた位置に合わせて撮像した．

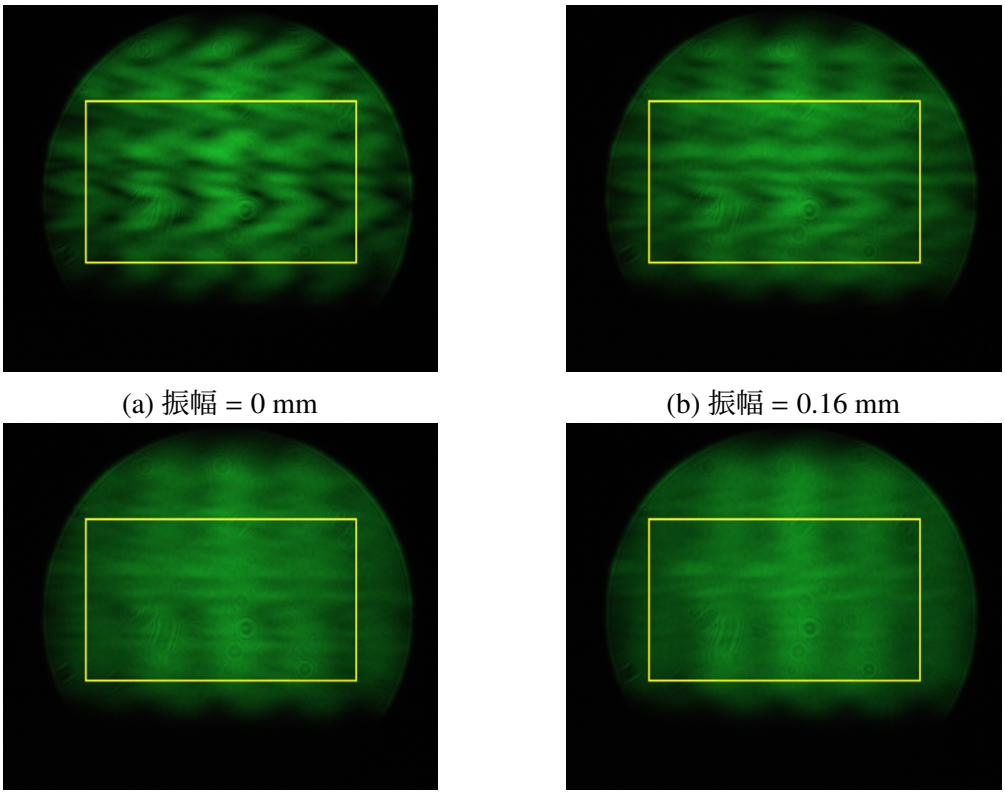
ここで，図 6.36 においてフラウンホーファー (Fraunhofer) 回折 (ファーフィールド) が成立する条件は [113]，光源波長をとして $\lambda$,

$$L \gg \frac{w^2}{\lambda}, \tag{6.8}$$

で表せる．使用した光源波長は 532 nm，二重スリット開口幅 $w = 0.02$ mm，観測位置 $L = 600$ mm であるから，

$$\frac{0.02^2}{532 \times 10^{-6}} \approx 0.755mm \ll 600mm, \tag{6.9}$$

となり，フラウンホーファー (Fraunhofer) 回折条件を満たしている．



(a) 振幅 = 0 mm　(b) 振幅 = 0.16 mm

(c) 振幅 = 0.71 mm　(d) 振幅 = 1.6 mm

図 6.37 各条件における二重スリット実験での干渉縞画像

実験は，駆動周波数 200 Hz 固定，アンプ出力は,

(a) 駆動なし (振幅値 = 0 mm) .

(b) -50 dB (振幅値 = 0.16 mm) .

(c) -40 dB (振幅値 = 0.71 mm) .

(d) -30 dB (振幅値 = 1.60 mm) .

の 4 通りで行った.

各条件での干渉縞観測画像を図 6.37 に示す.

図 6.37 において黄色枠線は明瞭度を評価する為に切り出した画像領域を示している．5 章で記述したようにコヒーレンス度 $|\gamma_{12}(\tau)|$ と明瞭度 $V(Q)$ には

$$V(Q) = (I_{max-I_min})/(I_{max+I_min}) = |\gamma_{12}(\tau)|, \tag{6.10}$$

の関係があり，画像の画像光強度の最大値 $I_{max}$，最小値 $I_{min}$ を求めることでコヒーレンス度を得ることができる．

これにより得られたコヒーレンス度を表 6.4 に示す．実験は各条件において 6 回撮像し，表には各画像における計測値とその平均，及び標準偏差を示してある．

この結果と図 6.26 の正規化スペックルコントラスト値グラフとから，本実験と同一条件である，200 Hz 駆動で，アンプボリューム-50 dB，-40 dB，-30 dB の各条件でのスペックルコントラスト値を同一グラフ上にプロットしたグラフを図 6.38 に示す．尚，コヒーレンス度のプロット値には標準偏差をエラーバーとして付してある．

図 6.38 からスペックルコントラスト値とコヒーレンス度には正の相関があることが判った．即ち，スペックルコントラストを下げて画質改善を計るには，照明光源のコヒーレンスを下げることが有効的であると云える．

表 6.4 各条件での標本データと平均，標準偏差

| 駆動条件 | 振動なし | -50 dB | -40 dB | -30 dB |
|---|---|---|---|---|
| 振幅 [mm] | 0.00 | 0.16 | 0.71 | 1.60 |
| 標本 1 | 0.92 | 0.78 | 0.76 | 0.67 |
| 標本 2 | 0.89 | 0.80 | 0.77 | 0.64 |
| 標本 3 | 0.84 | 0.74 | 0.65 | 0.63 |
| 標本 4 | 0.90 | 0.81 | 0.69 | 0.74 |
| 標本 5 | 0.91 | 0.77 | 0.67 | 0.66 |
| 標本 6 | 0.84 | 0.75 | 0.70 | 0.66 |
| 平均 | 0.88 | 0.77 | 0.71 | 0.67 |
| 標準偏差 | 0.03 | 0.03 | 0.04 | 0.03 |

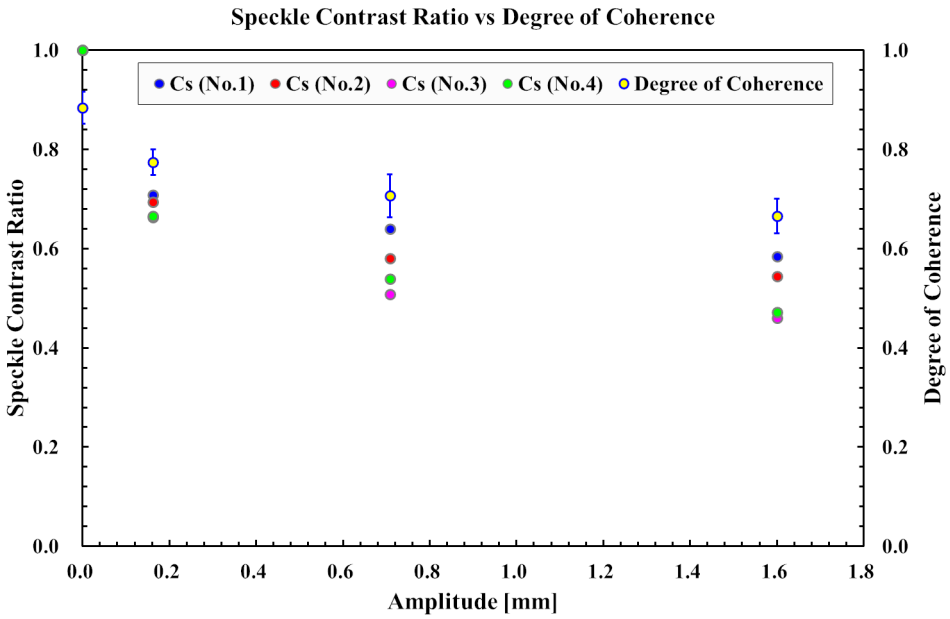



図 6.38 スペックルコントラストとコヒーレンス度の相関性を示すグラフ

ここで，当初，図 6.37 の観測写真を見て，正しく干渉縞を観測できているか不明であったことから次の実験を追加で行った．

即ち，本実験の光学系 (図 6.36) において，マルチモード光ファイバーをシングルモード光ファイバ (Thorlabs: P1-460Y-FC-1，モードフィールド径 2.8 $\mu$m–4.1 $\mu$m, NA = 0.10–0.14) に置き換えた光源で二重スリットの干渉縞を観測した．

図 6.39 にその観測写真を示す．尚，この写真は二重スリットの干渉縞画像とスケールの画像を重ね合わせたもので，スケール画像は図 6.36 の焦点位置にスケールを配置し撮影した画像である．干渉縞の明点位置 $(xb)$ は，

$$x_b = \frac{mL\lambda}{d}, \qquad m = 0, 1, 2, \cdots, \tag{6.11}$$

で示され [113]，$m = 1$，$L = 600$ mm，$\lambda = 532$ nm，$d = 0.04$ mm から

$$x_b = \frac{600 \times 10^{-3} \times 532 \times 10^{-9}}{0.04 \times 10^{-3}} \approx 8mm, \tag{6.12}$$

となり，図 6.39 とよく一致している．

また，フレネル (Fresnel) 回折 (近接場) の場合では干渉縞中央部の強度は最小 (暗点) となるが [127]，図 6.39 では干渉縞中央部の強度が最大 (明点) となっている．このことは，この実験がフラウンホーファー (Fraunhofer) 領域 (遠方場) でなされたことを支持するものである．

また，スリット間隔 $d = 0.07$ mm，$d = 0.22$ mm についても同様の実験を行ったのでその結果を各々図 6.40，及び図 6.41 に示す．各々の干渉縞明点位置は，約 4.6 mm ($d = 0.07$ mm)，約 1.5 mm ($d = 0.22$ mm) であり，これに関しても観測写真とよく一致している．

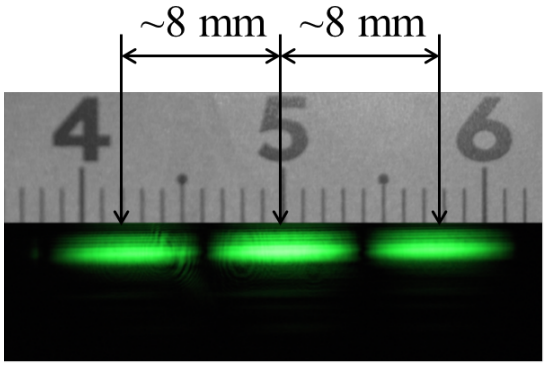



図 6.39 シングルモード光ファイバー光源での二重スリット干渉縞 ($d$ = 0.04 mm)

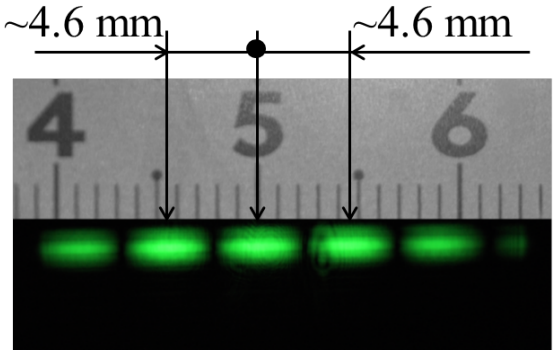



図 6.40 シングルモード光ファイバー光源での二重スリット干渉縞 ($d$ = 0.07 mm)

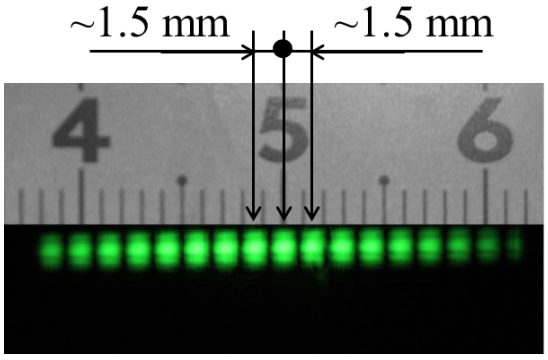



図 6.41 シングルモード光ファイバー光源での二重スリット干渉縞 ($d$ = 0.22 mm)

# 第7章　結論

本研究では，提案した機構の光学系とCGH計算アルゴリズムとを融合させることで，広視野角の小型プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置を提供可能であることを示した．実験では，通常の電子ホログラフィ表示装置よりも3倍大きな視野角を達成するとともに，両眼立体視に不可欠な視差表現，奥行表現も達成されていることが確認された．

従って，本提案の装置によれば，フルカラー，高解像度で，かつ正確な奥行表示のできる立体画像を再生表示可能であることが示された．

然しながら，本研究において提案された装置においては，視野角を広げることのトレードオフとして視域がかなり狭められたため，例えば，観測者が顔を動かすなどして視点がずれると像が見えなくなってしまう現象が発生する．即ち，観測者の視点はほぼ固定されてしまうこととなった．この問題点を解消するには，観測者の両眼位置を検出する技術と検出した両眼位置に合わせて，ホロプロジェクターを正確にかつ素早く動かして再生画像の波面を両眼に到達させる技術が必要となる．

この視点追従技術の開発は，今後の研究課題として残されている．

また，本研究の二つ目の課題である「スペックルノイズ低減」においては，ボイスコイル型アクチュエータによりマルチモード光ファイバーを振動させ，電子ホログラフィ再生照明光のコヒーレンスを制御し，ホログラフィ再生画像に重畳されるスペックルノイズを低減可能であることを示した．

実験においては，スペックルコントラスト低減にはアクチュエータ振動周波数ではなく，振動振幅が支配的であることを示し，スペックコントラスト値を最大で50%以上低減可能なことを示した．

また，アクチュエータ駆動電圧を調整することでスペックルノイズ低減量も制御可能であることも示した．

さらに，スペックルノイズ同様，アクチュエータの振動振幅を調整することで，再生照明光のコヒーレンス度を制御可能であることを示すとともに，コヒーレンス度とスペックルコントラスト値には相関性があることも示した．

尚，本研究においてはオーディオスピーカーをマルチモード光ファイバー振動用のアクチュエータとして用いた為，振動振幅を大きくすると騒音がかなり耳障りであった．

これは，スピーカーを構成するコーン部やダンパー部を取り外してしまうと，ボイスコイルアクチュエータとして機能させることが難しい構造であったことが起

因していた．オーディオスピーカーはボイスコイルを利用して音を発生しやすくなるように構成されているものであり，それゆえ音が出るのは当たりまえのことである．然しながら，本研究のようにファイバーを振動させるという用途の為だけにボイスコイルを構成すること，即ち，コーン部やダンパー部を取り付けない構造とすることは可能であり，こういった構造にすることで騒音問題は解消される．

ボイスコイルアクチュエータは，例えば電流を流す導線をボビンに巻いて，そのボビンの周囲，またはボビン内側に磁石を配置するだけという簡素に構成できるものでありコスト的にも割安である．さらには駆動回路にしても数 100 Hz 程度の応答で充分で，駆動電圧も数 10 V 程度あれば充分であり割安な回路構成にすることが可能である．

以上述べたように，電子ホログラフィ表示装置において，再生画像のスペックルノイズ低減，即ち，画質改善を計る手段として，ボイスコイル型アクチュエータによりマルチモード光ファイバーを振動させることで再生照明光のコヒーレンス度を制御する手法は非常に有用な方法であるといえる．さらには，再生画像の画像品質を電気的に，容易に制御することが可能である．

最後に，本研究にて提案された広視野角の小型プロジェクター型電子ホログラフィ表示装置は，実用面という観点から見れば，前述した視点追従技術を筆頭に，実用化に向けて乗り越えなければならない課題は山積み状態にある．また，提案のスペックルノイズ低減手法に関しても，スペックルが目立たなくなるほど飛躍的にスペックル低減がなされたとは云い難い．

繰り返しになるが，ランダムレーザーや SC 光源などを用いればより低減効果は期待できるが，それは非常に高価なものとなってしまう．

一方において，本手法は非常に簡素な構成でかつ低コストでスペックル低減が計れるという利点があり，費用対効果という観点からすれば充分に価値のある手法であると確信している．

以上述べたように，本研究は実用化という観点からすればまだまだ未熟であるが，実用化を目指す上での布石としての価値は充分にあるものと考える．

# 謝辞

本論文をまとめるにあたり，本研究を行う貴重な機会を与えてくださり，数多くのご助言とご指導頂いた本学情報科学研究院メディアネットワーク部門情報メディア学分野のメディア創生学研究室坂本雄児教授，並びに，本学情報科学研究院メディアネットワーク部門情報メディア学分野の言語メディア学研究室荒木健治教授，メディアダイナミクス研究室長谷山美紀教授，情報メディア環境学研究室土橋宜典教授に深く感謝致します．

また，本研究を進める上で必要な高速度カメラをご提供頂いた本学保健科学研究院高次脳機能創発分野の山ノ井高洋招聘教授，並びに，ネットワークアナライザー機器をご提供頂いた本学情報科学研究院メディアネットワーク部門情報通信システム学分野のワイヤレス情報通信研究室日景隆准教授に深く感謝致します．

そして，研究を進める上で貴重なご教示を頂いた室蘭工業大学もの創造系領域電子デバイス計測ユニット佐藤信也准教授に深く感謝致します．

さらには，本研究を行うきっかけとなった，坂本雄児教授との共同研究を行う機会を与えてくださった，現株式会社アイシンの長濱昌俊氏に深く感謝致します．

最後に，様々な面で学生生活を強く支援して頂いた本研究室の姜錫助教，研究を進めるにあたり日頃からご意見・ご協力をしてくださった先輩，同輩，後輩の皆さんに深く感謝致します．特に，本研究を遂行するにあたり貴重な戦力となって頂いた，当時，本研究室の博士後期課程在学中であった水戸部将也氏，並びに，当時，本研究室の修士課程在学中であった酒井勇翔氏には，言葉では言い尽くせない程のご助力を頂きました．ここにあらためて感謝の意を表します．

# 参考文献


[1] 甲藤二郎，“スーパーハイビジョン符号化技術への期待,” NHK 技研 R&D, vol. **177**，pp. 2–3 (2019).

[2] T. Yoshiaki, K. Kazuteru, S. Yasuhito, and H. Nobuyuki, “Higher resolution stimulus facilitates depth perception: Mt+ plays a significant role in monocular depth perception,” Scientific Reports, vol. **4**, p.6687 (2014).

[3] C. Wheatstone, “Contributions to the Physiology of Vision.-Part the First. On Some Remarkable, and Hitherto Unobserved, Phenomena of Binocular Vision,” Philos. Trans. R. Soc. Lond., vol. **128**, pp. 371–394 (1838).

[4] 尾上守夫, 池内克史, 羽倉弘之 編，3 次元映像ハンドブック，朝倉書店，東京 (2006).

[5] H. Mitsudo, A. Sakai, and H. Kaneko, “Vertical size disparity and the correction of stereo correspondence,” Perception, vol. **42**, no. 4, pp. 385–400 (2013).

[6] 北川啓介，西尾純一，高橋英明，“室空間の奥行き認識の絵画的手がかりの考察,” 日本建築学会計画系論文集，vol. **73**，no. 627，pp. 987–994 (2008).

[7] H. Isono and M. Yasuda, “Flicker-free field-sequential stereoscopic tv system and measurement of human depth perception,” SMPTE Journal, vol. **99**, no. 2, pp. 136–141 (1990).

[8] “デジタル技術を駆使した映像制作・表示に関する調査研究報告”. https://dcaj.or.jp/project/report/pdf/2009/dc_09_02.pdf

[9] F.E. Ives, PARALLAX STEREOGRAM AND PROCESS OF MAKING SAME, US Patent 7,255,67 (1903).

[10] H. Isono, M. Yasuda, and H. Sasazawa, “Autostereoscopic 3-d display using lcd-generated parallax barrier,” Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics), vol. **76**, no. 7, pp. 77–84 (1993).

[11] D.J. Sandin, E. Sandor, W.T. Cunnally, M. Resch, T.A. DeFanti, and M.D. Brown, “Computer-Generated Barrier-Strip Autostereography,” Three-Dimensional Visualization and Display Technologies, vol. **1083**, pp. 65–75, Proc. SPIE (1989).

[12] W. Hess, STEREOSCOPIC PICTURE, US Patent 1,128,979 (1915).

[13] H. Isono, M. Yasuda, D. Takemori, H. Kanayama, C. Yamada, and K. Chiba, "50-inch autostereoscopic full-color 3D TV display system," Stereoscopic Displays and Applications III, vol. **1669**, pp. 176–185, Proc. SPIE (1992).

[14] 磯野春雄，安田　稔，竹森大祐，金山秀行，山田千彦，千葉和夫，"8眼式メガネなし3次元テレビジョン，" テレビジョン学会誌，vol. **48**，no. 10，pp. 1267–1275 (1994).

[15] 阪本邦夫，上田裕昭，高橋秀也，志水英二，"ホログラフィックスクリーン方式32視差動画3次元ディスプレイの試作，" 映像情報メディア学会誌，vol. **51**，no. 3，pp. 385–392 (1997).

[16] 大森，"バックライト分割方式ステレオディスプレイシステム，" 3次元画像コンファレンス'94論文集，pp. 219–224 (1994).

[17] 金子　豊，田中　豊，"バックライト分配方式ステレオディスプレイの立体視域の解析手法，" テレビジョン学会誌，vol. **50**，no. 7，pp. 950–957 (1996).

[18] G. Lippmann, "Epreuves reversibles donnant la sensation du relief," Journal De Physique, vol. **7**, pp. 821–825 (1908).

[19] S. Suyama, S. Ohtsuka, H. Takada, K. Uehira, and S. Sakai, "Apparent 3-D image perceived from luminance-modulated two 2-D images displayed at different depths," Vision Research, vol. **44**, no. 8, pp. 785–793 (2004).

[20] S. Suyama, Y. Ishigure, H. Takada, K. Nakazawa, J. Hosohata, Y. Takao, and T. Fujikado, "Evaluation of visual fatigue in viewing a depth-fused 3-D display in comparison with a 2-D display," NTT Technical Review, vol. **3**, pp. 82–89 (2005).

[21] 高田英明，陶山史朗，伊達宗和，昼間香織，中沢憲二，"前後2面のLCDを積層した小型DFDディスプレイ，" 映像情報メディア学会誌，vol. **58**，no. 6，pp. 807–810 (2004).

[22] D. Gabor, "A New Microscopic Principle," Nature, vol. **161**, pp. 777–778 (1948).

[23] E.N. Leith and J. Upatnieks, "Reconstructed Wavefronts and Communication Theory," J. Opt. Soc. Am., vol. **52**, no. 10, pp. 1123–1130 (1962).

[24] E.N. Leith and J. Upatnieks, "Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Objects," J. Opt. Soc. Am., vol. **53**, no. 12, pp. 1377–1381 (1963).

[25] E.N. Leith and J. Upatnieks, “Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects,” J. Opt. Soc. Am., vol. **54**, no. 11, pp. 1295–1301 (1964).

[26] J.S. S. Yang, “Effects of vergence and accommodative responses on viewer’s comfort in viewing 3d stimuli,” Stereoscopic Displays and Applications XXII, vol. **7863**, pp. 231–243, Proc. SPIE (2011).

[27] T. Bando, A. Iijima, and S. Yano, “Visual fatigue caused by stereoscopic images and the search for the requirement to prevent them: A review,” Displays, vol. **33**, no. 2, pp. 76–83 (2012).

[28] K. Ukai and P.A. Howarth, “Visual fatigue caused by viewing stereoscopic motion images: Background, theories, and observations,” Displays, vol. **29**, no. 2, pp. 106–116 (2008).

[29] D.M. Hoffman, A.R. Girshick, and K. Akeley, “Vergence–accommodation conflicts hinder visual performance and cause visual fatigue,” Journal of vision, vol. **8**, no. 3, pp. 33–33 (2008).

[30] P. Hariharan, Basics of Holography, Cambridge University Press (2002).

[31] K. Sato, K. Higuchi, and H. Katsuma, “Holographic television by liquid crystal device,” 1991 Third International Conference on Holographic Systems, Components and Applications, pp. 20–23 (1991).

[32] N. Hashimoto, S. Morokawa, and K. Kitamura, “Real-time holography using the high-resolution LCTV-SLM,” Practical Holography V, vol. **1461**, pp. 291–302, Proc. SPIE (1991).

[33] 菊池宏，“ホログラフィー立体表示用デバイスの研究動向,” NHK 技研 R&D, vol. **151**，pp. 18–25 (2015).

[34] 船橋信彦，金城秀和，青島賢一，加藤大典，麻生慎太郎，久我　淳，町田賢司，菊池　宏，“電子ホログラフィ用スピン注入型空間光変調器の研究,” 映像情報メディア学会誌，vol. **71**，no. 4，pp. J131–J136 (2017).

[35] K. Maeno, N. Fukaya, O. Nishikawa, K. Sato, and T. Honda, “Electroholographic display using 15mega pixels LCD,” Practical Holography X, vol. **2652**, pp. 15–23, Proc. SPIE (1996).

[36] K. Yamamoto, Y. Ichihashi, T. Senoh, R. Oi, and T. Kurita, “3D objects enlargement technique using an optical system and multiple SLMs for electronic holography,” Opt. Express, vol. **20**, no. 19, pp. 21137–21144 (2012).

[37] F. Palacios, E. Goncalves, J. Ricardo, and J.L. Valin, “Adaptive filter to improve the performance of phase-unwrapping in digital holography,” Optics Communications, vol. **238**, no. 4, pp. 245–251 (2004).

[38] I. Yamaguchi and M. Yokota, “Speckle noise suppression in measurement by phase-shifting digital holography,” Optical Engineering, vol. **48**, no. 8, p.085602 (2009).

[39] F. Wyrowski and O. Bryngdahl, “Iterative fourier-transform algorithm applied to computer holography,” J. Opt. Soc. Am. A, vol. **5**, no. 7, pp. 1058–1065 (1988).

[40] Y. Takaki and M. Yokouchi, “Speckle-free and grayscale hologram reconstruction using time-multiplexing technique,” Opt. Express, vol. **19**, no. 8, pp. 7567–7579 (2011).

[41] 久保田広，浮田祐吉，会田軍太，光学技術ハンドブック，朝倉書店，東京 (1968).

[42] 鶴田匡夫，“ホログラフィ,” 日本写真学会誌，vol. **30**，no. 2，pp. 70–77 (1967).

[43] 鈴木慎一郎，“セキュリティ媒体としてのホログラム,” 日本印刷学会誌，vol. **54**，no. 2，pp. 099–102 (2017).

[44] K.A. Haines and B.P. Hildebrand, “Surface-Deformation Measurement Using the Wavefront Reconstruction Technique,” Appl. Opt., vol. **5**, no. 4, pp. 595–602 (1966).

[45] L.J. Cutrona, E.N. Leith, L.J. Porcello, and W.E. Vivian, “On the application of coherent optical processing techniques to synthetic-aperture radar,” Proceedings of the IEEE, vol. **54**, no. 8, pp. 1026–1032 (1966).

[46] L.H. Enloe, J.A. Murphy, and C.B. Rubinstein, “B.S.T.J. briefs Hologram transmission via television,” The Bell System Technical Journal, vol. **45**, no. 2, pp. 335–339 (1966).

[47] R.J. Doyle and W.E. Glenn, “Remote Real-Time Reconstruction of Holograms Using the Lumatron,” Appl. Opt., vol. **11**, no. 5, pp. 1261–1264 (1972).

[48] R.J. Doyle and W.E. Glenn, “Lumatron: A high-resolution storage and projection display device,” IEEE Transactions on Electron Devices, vol. **18**, no. 9, pp. 739–747 (1971).

[49] A.W. Lohmann and D.P. Paris, “Binary Fraunhofer Holograms, Generated by Computer,” Appl. Opt., vol. **6**, no. 10, pp. 1739–1748 (1967).

[50] P. St-Hilaire, S.A. Benton, M.E. Lucente, M.L. Jepsen, J. Kollin, H. Yoshikawa, and J.S. Underkoffler, "Electronic display system for computational holography," Practical Holography IV, vol. **1212**, pp. 174–182, Proc. SPIE (1990).

[51] P.S. Hilaire, S.A. Benton, and M. Lucente, "Synthetic aperture holography: a novel approach to three-dimensional displays," J. Opt. Soc. Am. A, vol. **9**, no. 11, pp. 1969–1977 (1992).

[52] P. St-Hilaire, S.A. Benton, M.E. Lucente, and P.M. Hubel, "Color images with the MIT holographic video display," Practical Holography VI, vol. **1667**, pp. 73–84, Proc. SPIE (1992).

[53] N. Hashimoto, K. Hoshino, and S. Morokawa, "Improved real-time holography system with LCDs," Practical Holography VI, vol. **1667**, pp. 2–7, Proc. SPIE (1992).

[54] T.S. Huang, "Digital holography," Proceedings of the IEEE, vol. **59**, no. 9, pp. 1335–1346 (1971).

[55] K. Matsushima, H. Schimmel, and F. Wyrowski, "Fast calculation method for optical diffraction on tilted planes by use of the angular spectrum of plane waves," J. Opt. Soc. Am. A, vol. **20**, no. 9, pp. 1755–1762 (2003).

[56] D.J. DeBitetto, "Holographic Panoramic Stereograms Synthesized from White Light Recordings," Appl. Opt., vol. **8**, no. 8, pp. 1740–1741 (1969).

[57] K. Matsushima, "Computer-generated holograms for three-dimensional surface objects with shade and texture," Appl. Opt., vol. **44**, no. 22, pp. 4607–4614 (2005).

[58] J.P. Waters, "HOLOGRAPHIC IMAGE SYNTHESIS UTILIZING THEORETICAL METHODS," Applied Physics Letters, vol. **9**, no. 11, pp. 405–407 (1966).

[59] C. Petz and M. Magnor, "Fast hologram synthesis for 3d geometry models using graphics hardware," Practical Holography XVII and Holographic Materials IX, vol. **5005**, pp. 266–275, Proc. SPIE (2003).

[60] T. Yoneyama, E. Murakami, Y. Oguro, H. Kubo, K. Yamaguchi, and Y. Sakamoto, "Holographic head-mounted display with correct accommodation and vergence stimuli," Optical Engineering, vol. **57**, no. 6, p.061619 (2018).

[61] A. Maimone, A. Georgiou, and J.S. Kollin, "Holographic near-eye displays for virtual and augmented reality," ACM Trans. Graph., vol. **36**, no. 4, pp. 1–16 (2017).

[62] N. Fukaya, K. Maeno, K. Sato, and T. Honda, "Improved electroholographic display using liquid crystal devices to shorten the viewing distance with both - eye observation," Optical Engineering, vol. **35**, pp. 1545–1549 (1996).

[63] R. Häussler, S. Reichelt, N. Leister, E. Zschau, R. Missbach, and A. Schwerdtner, "Large real-time holographic displays: from prototypes to a consumer product," Stereoscopic Displays and Applications XX, vol. **7237**, p.72370S, Proc. SPIE (2009).

[64] K. Yamamoto, T. Mishina, R. Oi, T. Senoh, and T. Kurita, "Real-time color holography system for live scene using 4K2K video system," Practical Holography XXIV: Materials and Applications, vol. **7619**, p.761906, Proc. SPIE (2010).

[65] K. Wakunami, R. Oi, T. Senoh, H. Sasaki, Y. Ichihashi, M. Okui, Y.-P. Huang, and K. Yamamoto, "Projection-type see-through holographic three-dimensional display," Nature Communications, vol. **7**, p.12954 (2016).

[66] A. Kato and Y. Sakamoto, "An electro holography using reflective LCD for enlarging visual field and viewing zone with the Fourier transform optical system in CGH," Practical Holography XXIV: Materials and Applications, vol. **7619**, p.761910, Proc. SPIE (2010).

[67] T. Ichikawa, T. Yoneyama, and Y. Sakamoto, "Cgh calculation with the ray tracing method for the fourier transform optical system," Opt. Express, vol. **21**, no. 26, pp. 32019–32031 (2013).

[68] A. Gilles and P. Gioia, "Real-time layer-based computer-generated hologram calculation for the fourier transform optical system," Appl. Opt., vol. **57**, no. 29, pp. 8508–8517 (2018).

[69] G.W. Stroke, "Lensless fourier-transform method for optical holography," Applied Physics Letters, vol. **6**, pp. 201–203 (1965).

[70] Y. Sato and Y. Sakamoto, "Calculation method for reconstruction at arbitrary depth in CGH with Fourier transform optical system," Practical Holography XXVI: Materials and Applications, vol. **8281**, p.82810W, Proc. SPIE (2012).

[71] 坂本雄児, "空間周波数フィルタリング法による計算機合成ホログラムの共役像除去," 映像情報メディア学会誌, vol. **59**, no. 4, pp. 588–591 (2005).

[72] Y. Ito, M. Mitobe, M. Nagahama, H. Sakai, and Y. Sakamoto, "Wide visual field angle holographic display using compact electro-holographic projectors," Applied Optics, vol. **58**, no. 34, pp. G135–G142 (2019).

[73] T. Ichikawa, K. Yamaguchi, and Y. Sakamoto, “Realistic expression for full-parallax computer-generated holograms with the ray-tracing method,” Appl. Opt., vol. **52**, no. 1, pp. A201–A209 (2013).

[74] B.T. Phong, “Illumination for computer generated pictures,” Communications of the ACM, vol. **18**, pp. 311–317 (1975).

[75] T. Shimobaba, T. Ito, N. Masuda, Y. Ichihashi, and N. Takada, “Fast calculation of computer-generated-hologram on amd hd5000 series gpu and opencl,” Opt. Express, vol. **18**, no. 10, pp. 9955–9960 (2010).

[76] “CUDA Toolkit Documentation”. https://docs.nvidia.com/cuda/index.html

[77] “NVIDIA OptiX Ray Tracing Engine — NVIDIA Developer”. https://developer.nvidia.com/optix

[78] J.W. Goodman, Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications, Chapter 1, Roberts & Company (2007).

[79] B.M. Oliver, “Sparkling spots and random diffraction,” Proceedings of the IEEE, vol. **51**, no. 1, pp. 220–221 (1963).

[80] J.W. Goodman, “Some fundamental properties of speckle,” J. Opt. Soc. Am., vol. **66**, no. 11, pp. 1145–1150 (1976).

[81] 朝倉利光，魚住純，“レーザースペックル研究の展開,” 電子科学研究，vol. **4**, pp. 3–12 (1997).

[82] 黒田和男，“レーザースペックルノイズ,” レーザー研究，vol. **39**，no. 6, pp. 390–394 (2011).

[83] J.W. Goodman, Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications, Chapter 5, Roberts & Company (2007).

[84] J.I. Trisnadi, “Speckle contrast reduction in laser projection displays,” Projection Displays VIII, vol. **4657**, pp. 131–137, Proc. SPIE (2002).

[85] H. Furue, A. Terashima, M. Shirao, Y. Koizumi, and M. Ono, “Control of Laser Speckle Noise Using Liquid Crystals,” Japanese Journal of Applied Physics, vol. **50**, no. 9S2, p.09NE14 (2011).

[86] C. Graetzel, M. Suter, and M. Aschwanden, “Reducing laser speckle with electroactive polymer actuators,” Electroactive Polymer Actuators and Devices (EAPAD) 2015, vol. **9430**, p.943004, Proc. SPIE (2015).

[87] S. Kubota and J.W. Goodman, "Very efficient speckle contrast reduction realized by moving diffuser device," Appl. Opt., vol. **49**, no. 23, pp. 4385–4391 (2010).

[88] T. Iwai and T. Asakura, "Speckle reduction in coherent information processing," Proceedings of the IEEE, vol. **84**, no. 5, pp. 765–781 (1996).

[89] H. Yamada, K. Moriyasu, H. Sato, and H. Hatanaka, "Effect of incidence/observation angles and angular diversity on speckle reduction by wavelength diversity in laser projection systems," Opt. Express, vol. **25**, no. 25, pp. 32132–32141 (2017).

[90] T.T.K. Tran, Ø. Svensen, X. Chen, and M.N. Akram, "Speckle reduction in laser projection displays through angle and wavelength diversity," Appl. Opt., vol. **55**, no. 6, pp. 1267–1274 (2016).

[91] Y. Deng and D. Chu, "Coherence properties of different light sources and their effect on the image sharpness and speckle of holographic displays," Scientific reports, vol. **7**, no. 1, pp. 1–12 (2017).

[92] R. Ma, W.L. Zhang, J.Y. Guo, and Y.J. Rao, "Decoherence of fiber supercontinuum light source for speckle-free imaging," Optics Express, vol. **26**, no. 20, pp. 26758–26765 (2018).

[93] B. Redding, M.A. Choma, and H. Cao, "Spatial coherence of random laser emission," Optics letters, vol. **36**, no. 17, pp. 3404–3406 (2011).

[94] B. Redding, M.A. Choma, and H. Cao, "Speckle-free laser imaging using random laser illumination," Nature photonics, vol. **6**, no. 6, pp. 355–359 (2012).

[95] C.V. Raman and N.S. Nagendra Nath, "The diffraction of light by sound waves of high frequency: Part II," Proc. Indian Acad. Sci., vol. **2**, pp. 413–420 (1935).

[96] W. Cuncheng and H. Youwu, "Ultrasonic modulation of coherent light in raman–nath diffraction," IEEE Photonics Journal, vol. **10**, no. 5, pp. 1–8 (2018).

[97] Y. Imai and Y. Ohtsuka, "Optical coherence modulation by ultrasonic waves. 1: Dependence of partial coherence on ultrasonic parameters," Applied Optics, vol. **19**, no. 4, pp. 542–547 (1980).

[98] Y. Imai, M. Imai, and Y. Ohtsuka, "Optical coherence modulation by ultrasonic waves. 2: Application to speckle reduction," Applied Optics, vol. **19**, no. 20, pp. 3541–3544 (1980).

[99] C. DeCusatis and C.J.S. DeCusatis, Fiber optic essentials, Elsevier (2010).

[100] J. Ohtsubo and M. Kourogi, “Frequency correlation function of modal noise in multimode optical fibers,” Journal of lightwave technology, vol. **7**, no. 9, pp. 1300–1307 (1989).

[101] 今井正明，大塚喜弘，“光ファイバとコヒーレンス,” レーザー研究，vol. **9**, no. 3，pp. 222–236 (1981).

[102] B. Daino, G. De Marchis, and S. Piazzolla, “Speckle and modal noise in optical fibres theory and experiment,” Optica Acta: International Journal of Optics, vol. **27**, no. 8, pp. 1151–1159 (1980).

[103] P.J. Kajenski, P.L. Fuhr, and D. Huston, “Mode coupling and phase modulation in vibrating waveguides,” Journal of lightwave technology, vol. **10**, no. 9, pp. 1297–1301 (1992).

[104] W. Ha, S. Lee, Y. Jung, J.K. Kim, and K. Oh, “Acousto-optic control of speckle contrast in multimode fibers with a cylindrical piezoelectric transducer oscillating in the radial direction,” Optics express, vol. **17**, no. 20, pp. 17536–17546 (2009).

[105] N. Takai, T. Asakura, H. Ambar, Y. Aoki, and T. Eiju, “Time-average readout of speckle photographs by laser illumination from a vibrating optical fiber,” JOSA A, vol. **3**, no. 8, pp. 1305–1310 (1986).

[106] H. Ambar, Y. Aoki, N. Takai, and T. Asakura, “Mechanism of speckle reduction in laser-microscope images using a rotating optical fiber,” Applied Physics B, vol. **38**, no. 1, pp. 71–78 (1985).

[107] 及川充，大塚正男，森邦宏，佐藤昌美，小口正信，“臨界フリッカー融合頻度 (CFF) に対する統計的解析,” 照明学会誌，vol. **79**，no. 8，pp. 416–419 (1995).

[108] J. Davis, Y.H. Hsieh, and H.C. Lee, “Humans perceive flicker artifacts at 500 hz,” Scientific reports, vol. **5**, no. 1, pp. 1–4 (2015).

[109] T. Young, “II. The Bakerian Lecture. On the theory of light and colours,” Philosophical transactions of the Royal Society of London, pp. 12–48 (1802).

[110] D.S. Mehta, K. Saxena, S.K. Dubey, and C. Shakher, “Coherence characteristics of light-emitting diodes,” Journal of Luminescence, vol. **130**, no. 1, pp. 96–102 (2010).

[111] 山本裕紹，野上豊史，早崎芳夫，西田信夫，“ダブルスリットを用いた干渉計による発光ダイオードの空間的コヒーレンスの評価,” 光学，vol. **30**，no. 10，pp. 679–683 (2001).

[112] 山田盛夫, “単・複スリットによる光の回折・干渉縞の成立条件とその検証実験 : フレネル回折からフラウンホーファー回折へ,” 物理教育, vol. **30**, no. 4, pp. 204–209 (1982).

[113] E.W.M. Born, Principles of Optics, Cambridge University Press (1999).

[114] A.A. Michelson, “The relative motion of the Earth and the luminiferous ether,” The American Journal of Science. Third Series, vol. **34**, pp. 333–345 (1887).

[115] L. Mandel and E.Wolf, Optical coherence and quantum optics, Cambridge university press (1995).

[116] J. W. Goodman, Statistical optics, Section 5.6, Wiley classics library, Wiley (2000).

[117] H. Arimoto and Y. Ohtsuka, “Measurements of the complex degree of spectral coherence by use of a wave-front-folded interferometer,” Optics Letters, vol. **22**, no. 13, pp. 958–960 (1997).

[118] M. Santarsiero and R. Borghi, “Measuring spatial coherence by using a reversed-wavefront young interferometer,” Optics letters, vol. **31**, no. 7, pp. 861–863 (2006).

[119] B.L. Anderson and P.L. Fuhr, “Twin-fiber interferometric method for measuring spatial coherence,” Optical Engineering, vol. **32**, no. 5, pp. 926–932 (1993).

[120] M. Imai, Y. Ohtsuka, and S. Satoh, “Spatial coherence analysis of light propagation in optical fibers by interferometric methods,” JOSA A, vol. **3**, no. 7, pp. 1059–1064 (1986).

[121] A. Efimov, “Spatial coherence at the output of multimode optical fibers,” Optics express, vol. **22**, no. 13, pp. 15577–15588 (2014).

[122] T. Asakura, H. Fujii, and K. Murata, “Measurement of spatial coherence using speckle patterns,” Optica Acta: International Journal of Optics, vol. **19**, no. 4, pp. 273–290 (1972).

[123] Y. Oguro, H. Kubo, and Y. Sakamoto, “Study on Correction of Field Curvature in Head Mounted Display Using Electro-Holography,” Proc. of The 25th International Display Workshops (IDW’18), vol. **VHFp6/3D**, pp. 3–2 (2018).

[124] R.W. Meier, “Depth of focus and depth of field in holography,” JOSA, vol. **55**, no. 12, pp. 1693_1–1694 (1965).

[125] Y. Ito and Y. Sakamoto, “Speckle Reduction in Electro-holography by Vibrating Multimode Optical Fiber,” Proceedings of the International Display Workshops Volume 28 (IDW’21), pp. 3D1–2 (2021).

[126] Y. Ito and Y. Sakamoto, “Method for reducing speckle contrast in electro-holography illuminated by multimode optical fiber,” Practical Holography XXXVI: Displays, Materials, and Applications, vol. **12026**, pp. 84–92, Proc. SPIE (2022).

[127] W. Temnuch, S. Deachapunya, P. Panthong, and S. Chiangga, “A simple description of near-field and far-field diffraction,” Wave Motion, vol. **78**, pp. 60–67 (2018).