HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	種々の物体表現技法に適用可能な円筒型計算機合成ホログラムの高速計算法
Author(s)	柏木, 暁史
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(情報科学)
Dissertation Number	甲第16672号
Issue Date	2025-09-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k16672
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/98282
Type	doctoral thesis
File Information	Akifumi_KASHIWAGI.pdf, 全文

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

-博士論文-

種々の物体表現技法に適用可能な円筒型計算機合成ホログラムの高速計算法

Fast calculation method for cylindrical computer-generated holograms applicable to various object representation techniques

北海道大学大学院情報科学院情報科学専攻
メディアネットワークコース
情報メディア環境学研究室

柏木暁史

令和 7 年 8 月

目次

第 1 章　序論　1

1.1　映像表現の現状と将来への展望　1

1.2　立体像表示システムへの要求　3

第 2 章　立体像表示技術　4

2.1　立体像表示と立体視の生理的要因　4

2.2　種々の立体像表示技術　7

2.3　ホログラフィ　9

2.3.1　光の伝搬と回折　9

2.3.2　ホログラムを用いた 3 次元情報の記録再生原理　10

2.3.3　ホログラムの種類　12

2.3.4　ホログラム製作に必要な環境　12

2.3.5　ホログラフィが抱える課題　13

2.4　電子ホログラフィ　13

2.4.1　電子ホログラフィの特徴　13

2.5　計算機合成ホログラム　14

2.5.1　計算機合成ホログラムの特徴　14

2.5.2　計算機合成ホログラムの形状と利用形態　15

2.6　円筒型計算機合成ホログラム　17

2.6.1　円筒型計算機合成ホログラムの特徴　17

2.6.2　研究背景と目的　17

第 3 章　計算機合成ホログラム（Computer-Generated Hologram;CGH）　19

3.1　3 次元情報記録再生の仕組み　19

3.2　光の波動性と光波分布を表す式の導出過程　20

3.2.1 マクスウェル方程式（Maxwell's Equations） 21
3.2.2 波動方程式（Wave Equation） 22
3.2.3 ヘルムホルツ方程式（Helmholtz Equation） 23
3.2.4 球面波伝搬式 24
3.3 CGH 計算におけるエンティティ定義と計算式 24
3.3.1 物体光 25
3.3.2 参照光 26
3.3.3 干渉縞 26
3.4 視野・視域と周波数制限 27
3.4.1 視域 27
3.4.2 視野 28
3.4.3 周波数制限 29
3.5 物体光伝搬計算法 31
3.5.1 点光源ベースの計算法 31
3.5.2 波面ベースの高速計算法 38
3.5.3 その他の計算法 42
3.6 物体表現技法 42
3.6.1 点光源ベースの物体表現技法 43
3.6.2 波面ベースの物体表現技法 44

第 4 章 円筒型計算機合成ホログラム(Cylindrical Computer-Generated Hologram; CCGH) 45
4.1 平面 CGH に対する CCGH の特徴の違いと研究動向 45
4.2 円筒形計算機合成ホログラムに関する先行研究 46
4.2.1 球面波伝搬式による点光源法 46
4.2.2 円筒物体からの高速計算法 47
4.2.3 円筒 WRP を介した 3 次元物体からの高速計算法 48
4.2.4 平面円筒近似を用いた CCGH 高速計算法 50
4.2.5 平面物体からの角柱型 CGH 高速計算法 51
4.2.6 平面物体からの高速計算法 51

第 5 章 提案手法：3 次元物体からの CCGH 高速計算法 58
5.1 概要 58

5.1.1 原理 58
5.1.2 計算式 60
5.2 処理フロー 62
5.3 実験 63
5.3.1 実験環境について 63
5.3.2 再生品質を評価するための実験 65
5.3.3 高速計算法としての計算量削減効果検証実験 72
5.3.4 課題 74

第 6 章 提案手法：種々の物体表現技法に適用可能な円筒型計算機ホログラムの高速計算法 75
6.1 概要 75
6.1.1 平面 WRP と平面物体からの CCGH 高速計算法の組み合わせ . . 75
6.1.2 本手法利用のメリット 76
6.2 原理 78
6.2.1 計算式 78
6.2.2 処理フロー 80
6.2.3 視野・視域に関するパラメータ設計 82
6.3 パラメータ設計 82
6.3.1 再生像水平方向の視野 82
6.3.2 再生像水平方向の視域 86
6.4 CCGH からの平面 CGH 高速出力 88
6.5 実験 89
6.5.1 実験環境について 89
6.5.2 光学像再生品質と汎用性を評価するための実験 92
6.5.3 視野に関する理論証明のための実験 96
6.5.4 CCGH 水平方向の視域に関する理論証明のための実験 98
6.5.5 高速計算法としての計算量削減効果検証実験 100
6.5.6 考察 103

第 7 章 結論 104

参考文献 108

図目次

1.1 映像表現の現状 2

2.1 両眼視差 5
2.2 輻輳 5
2.3 焦点調節 6
2.4 運動視差 6
2.5 ホイヘンスの原理にもとづく光の波動 10
2.6 回折格子におけるブラッグの回折条件 11
2.7 ホログラムによる物体光の記録と再生イメージ 11
2.8 ホログラムと計算機合成ホログラムの処理過程の違い 15
2.9 CCGH による光学再生像を全周方向から同時観察するイメージ 17
2.10 CCGH による光学再生像を回り込んで観察した際の視差イメージ 18

3.1 フレネルゾーンプレート（点光源 1 点から生成した振幅ホログラム）の例 20
3.2 複数物体光源から生成した振幅ホログラムの例 20
3.3 単一光源から拡がる単波長光の振幅値変化の様子 21
3.4 マクスウェル方程式のもととなった法則．(a) 式(3.1) 電場に対するガウスの法則，(b) 式(3.2) 磁場に対するガウスの法則，(c) 式(3.3) ファラデーの電磁誘導の法則，(d) 式(3.4) アンペールの法則 22
3.5 CGH における立体像観察の視域と視域角の定義 28
3.6 CGH における立体像観察の視野と視野角の定義 29
3.7 周波数制限 30
3.8 点光源法（球面波伝搬式） 32
3.9 閉曲面 V と開口面 S を用いたキルヒホッフの仮定 33
3.10 フレネル数 F を決定する CGH 記録面半幅 D と伝搬距離 z 36

3.11 角スペクトル法 40
3.12 WRP によるハイブリッド計算法 42
3.13 点光源ベースのレイトレーシング手法 43
3.14 波面ベースの影伝搬法 44

4.1 円筒型計算機合成ホログラムの特性 Reprinted with permission from [61] © Optica Publishing Group. 46
4.2 点光源法を用いた CCGH 計算の系 46
4.3 円筒物体からの CCGH 高速計算法の光学系 48
4.4 円筒 WRP を介した 3 次元物体からの CCGH 高速計算法の系 49
4.5 平面円筒近似による CCGH 高速計算法の系 50
4.6 平面物体からの CCGH 高速計算法の光学系 52
4.7 円筒中心から CCGH 面に伝搬する物体光平面波計算の系 54
4.8 物体光平面波が CCGH 面に呈する光波パターンイメージ 55
4.9 円筒中心からの物体光平面波が CCGH 面に呈する光波パターンのシフト不変性 56

5.1 提案手法による CCGH 計算の系 59
5.2 提案手法の処理フロー 62
5.3 フィルムにオフセット印刷した CCGH と LED 点光源を用いた光学像再生装置 64
5.4 対象物体：円と三角形ならびに複雑な形状の 3 次元物体 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 66
5.5 期待する出力イメージ：円と三角形 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 68
5.6 シミュレーション像：円と三角形 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 68
5.7 期待する出力イメージ：複雑な形状の 3 次元物体 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 69
5.8 シミュレーション像：複雑な形状の 3 次元物体 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 69
5.9 光学再生像：円筒三角形 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 71

5.10 光学再生像：複雑な形状の 3 次元物体 Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America. 71
5.11 計算時間比較 (a) 点光源法 (b) 提案手法 73

6.1 提案手法による CCGH 計算の系 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 78
6.2 提案手法の処理フロー 81
6.3 CCGH 計算における視野計算の系 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 83
6.4 CCGH 計算における WRP の円筒中心からの距離に対する視野の変化 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. . . 83
6.5 CCGH 計算における全周観察を考慮した上での視野計算の系 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 85
6.6 CCGH 計算における全周観察を考慮した上での WRP の円筒中心からの距離に対する物体表示領域の変化 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 85
6.7 CCGH 計算における視域計算の系 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 86
6.8 CCGH 計算における視域計算の系 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 87
6.9 CCGH を平面 CGH に変換する手法 88
6.10 液晶ディスプレイと平行光源を用いた光学再生装置 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 90
6.11 光学系図解 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 91
6.12 対象物体（うさぎと三角形）Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 92
6.13 再生品質評価実験結果 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 94
6.14 光学再生像 2 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 95
6.15 対象物体と WRP の位置関係 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 97

6.16 提案手法による物体と WRP との距離に対する視野変化観察の結果 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. . . 98
6.17 提案手法による物体と WRP との距離に対する視域変化観察の系 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. . . 99
6.18 提案手法による物体と WRP との距離に対する視域変化観察の結果 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. . . 101
6.19 小規模 CCGH 計算における点光源法と提案手法の計算時間比較 (a) 点光源法 (b) 提案手法 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 102
6.20 実用サイズの CCGH 計算における点光源法による計算時間試算値と提案手法による計算時間実測値の比較 (a) 点光源法 (b) 提案手法 Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group. 103

表目次

4.1 手法の特徴比較 57

5.1 手法の特徴比較 59
5.2 光学系パラメータ 64
5.3 計算機のスペック 65
5.4 計算パラメータ（シミュレーション用） 67
5.5 計算パラメータ（光学再生用） 70
5.6 計算パラメータ（計算時間比較用） 72
5.7 計算時間比較（点光源法　対　提案手法） 73

6.1 手法の特徴比較 77
6.2 光学系パラメータ 90
6.3 計算機のスペック 91
6.4 計算パラメータ 93
6.5 計算パラメータ 97
6.6 計算パラメータ 100

第 1 章

序論

本章では，今日の映像表現と現実感を作り出す様々なデバイス，技法，アプローチについて説明する．加えて，立体像表示に対する展望とシステム構築時に考慮すべき要因について述べる．

1.1　映像表現の現状と将来への展望

映像表示デバイス性能ならびに映像表現技術は日々進化を続けている．据え置き型の映像表示モニタの多くは液晶パネルあるいは有機 EL（Electro-luminescence）[1] が使用され，大画面化と高精細化を進めている．加えて，CG（Computer-graphics）[2] 技術などで仮想的に製作される映像においては，対象物の質感や立体感に多数の写実的表現技法が研究採用され，2 次元投影像にも関わらずあたかも対象物が立体的で現実に存在するもののような印象を我々に与える．近年ではディスプレイに直接映像を表示する以外に，リアプロジェクション方式[3] を用いて透過型スクリーンの奥すなわちスクリーンから独立した空間上に仮想キャラクターの動画像を投影した 3DCG ライブといった新たな試みも登場している．CG においては映像表現が複雑化ならびに高精細化するほど計算量が増大し従来の CPU（Central Processing Unit）による計算能力では映像製作に多くの時間を要していたが，GPU（Graphics Processing Unit）[4] の登場により，映像製作に特化した計算を GPU に任せることで計算時間を大幅に短縮することができた．最近では FPS（First-person Shooter）のような，ユーザ操作に連動したリアルタイム映像計算においても，GPU のおかげで様々なテクスチャ表現やなめらかな動きを実現できるようになった．

ディスプレイデバイスにおいては，据え置き型の映像表示モニタの他に，観察者が装着して使用する AR/VR（Augmented Reality/Virtual Reality）[5] ヘッドセットがある．

メートル単位で一定距離を置いて像観察する据え置き型モニタと異なり，AR/VR ヘッドセットは眼に近接させて映像を提示するニアアイディスプレイを採用する．AR/VR ヘッドセットの特徴としては，観察者の姿勢変化検知ならびに視点追従により，観察者の状態に応じた映像切替が可能となる点にある．また，AR/VR ヘッドセットは視界全体を覆うため，据え置き型モニタと比べて観察者により強い没入感を与える．観察者は映像に囲まれることにより，当該映像によって表現された世界を現実であるかのように錯覚し，目の前の映像によりリアリティを感じることにつながる．

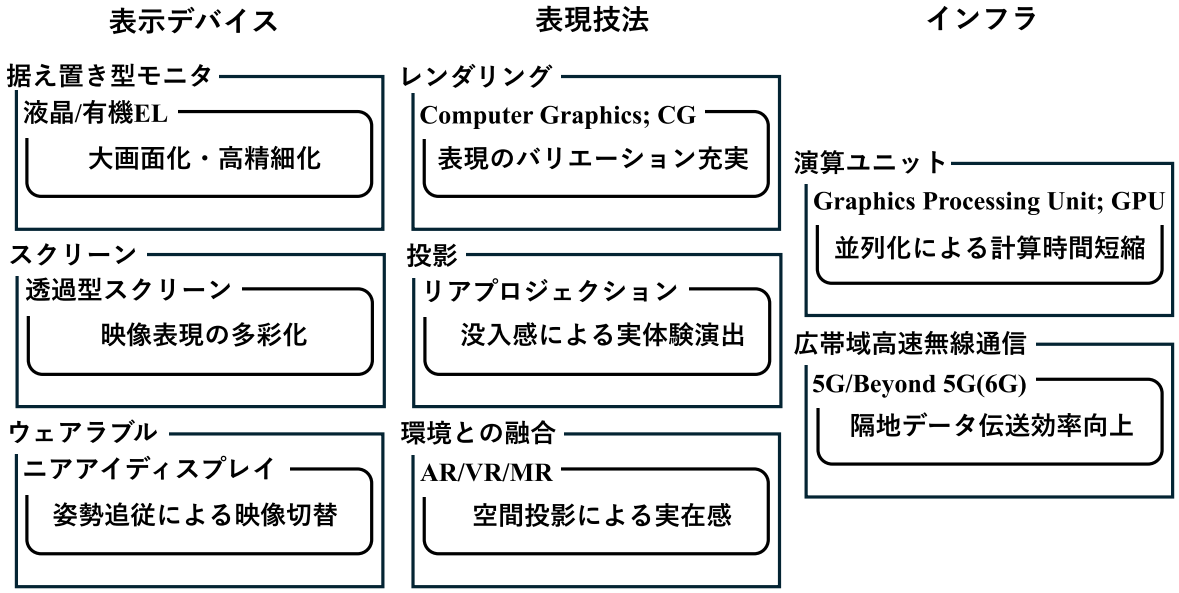


図1.1 映像表現の現状

上記と並行して，さらなるリアリティの追求を目的とした立体像表示技術に関する研究も進められている．ヒトが立体視を行うためには，眼の生理的要因を満たすことが必要である．前述の 2 次元映像表現はこれらの要因を満たすものではないため，脳の錯覚を利用した疑似的な立体像表示であるが，立体像表示技術はこれらの要因を一部あるいはすべて満たすことができ，像観察者に対し疲労感や違和感を与えない自然な立体映像表現を可能にする．立体像表示技術については次節でより詳細に述べるが，最近では AR/VR ヘッドセットや AR グラスなどニアアイディスプレイベースのウェアラブルデバイスと立体像表示技術を組み合わせた製品も登場し始めている．これは後述する立体像表示要因の一つである運動視差をデバイス搭載のモーションセンサーによる姿勢推定と像表示切替によって実現することにより多視点からの立体像観察を実現するコンセプトに基づく．

このように CG による写実的レンダリングならびに VR/AR による没入感の演出など

が市場で広く応用されている一方で，立体像表示技術は求められるデバイスの性能や計算時間，物体表現技法の不足などが原因で実用レベルには至っていないのが現状である．そのため，表示デバイスの解像度向上や，コンピューティングリソースの計算能力向上や並列計算の適用，計算アルゴリズムや物体表現技法の拡充を目的とした研究・開発が現在も進められている．なお，これらの技術は，広告，エンターテインメント，教育，医療などさまざまな分野での応用が期待されており，今後もさらなる発展が見込まれる．

1.2　立体像表示システムへの要求

立体像表示技術とは，観察者が立体物を知覚するための生理的要因[6] を満たす像表示技術のことである．立体知覚の生理的要因にはいくつかの要素があり，これらの要素が互いに矛盾のない情報を観察者に届けることによって，観察者は視界に映る物体の立体的構造を認識することができる．逆に，それぞれの要因間で整合性が取れないあるいは一部の要因を満たす情報が欠落した場合，観察者は立体像を知覚することができなかったり，像観察に対し現物観察時には感じない違和感や疲労感を被る場合がある．そのため，立体像表示技術は，物体から観察者の眼球に到達するはずの物体の 3 次元情報を忠実にシミュレートする必要がある．加えて，実際に立体像表示を行うに当たっては，シミュレーションの手法に加えて，使用するデバイスの特性とデバイス性能に依存して決定する以下の項目についても事前に考慮する必要がある．

- 表示像サイズ
- 奥行き
- 精細度・解像度
- 色再現性・明るさ
- 物体の材質や隠面の表現
- 観察距離
- 観察範囲
- 計算コスト
- リアルタイム性
- 装置のサイズと可搬性（ポータビリティ）
- 人体への影響

ヒトの眼がもつ生理的要因については第2章で詳細に説明する．

第 2 章

立体像表示技術

立体像表示技術とは，ヒトの眼と脳が求める立体視の生理的要因を満たす像表示を実現する技術を指す．本章では，立体視の生理的要因と各立体像表示技術の特徴について説明する．

2.1　立体像表示と立体視の生理的要因

ヒトが視界に捉えた物体を立体として知覚するために必要な生理的要因について説明する．

両眼視差　左右の眼から取り込んだ視差像を脳で合成し，その差分を知覚することによって対象物体と自分との距離や物体の形状や表面特性を知覚する．左右の眼で同じ物体の異なる像が観察されることを両眼視差という．視差像が平面画像である場合，像内に映る物体は 3 次元情報を有していないため，本来の奥行きが深い物体については，脳が違和感を覚え立体知覚に失敗したり疲労を感じやすい事象が発生する．

輻輳（ふくそう）　両眼視差によって得られた 2 視点の像を合成するとき，両眼が体の中心に向かって回旋する．これを輻輳眼球運動あるいは略して輻輳という．また，対象物と体の中心を結んだ線が両眼の視線となす角を輻輳角という．物体と両眼との距離が近いほど輻輳角は大きくなり，観察者に疲労感を与えやすくなる．また，当該距離が輻輳角の限界を超えて近い場合は輻輳調節が十分に機能せず立体知覚に失敗する．これを輻輳調節矛盾（Vergence Accomodation Conflict; VAC）という．

焦点調節　ヒトの眼は，角膜ならびに水晶体を通じて入射してきた光を網膜上に照射させることによって像の情報を獲得し，その情報を視神経を通じて脳に送っている．水

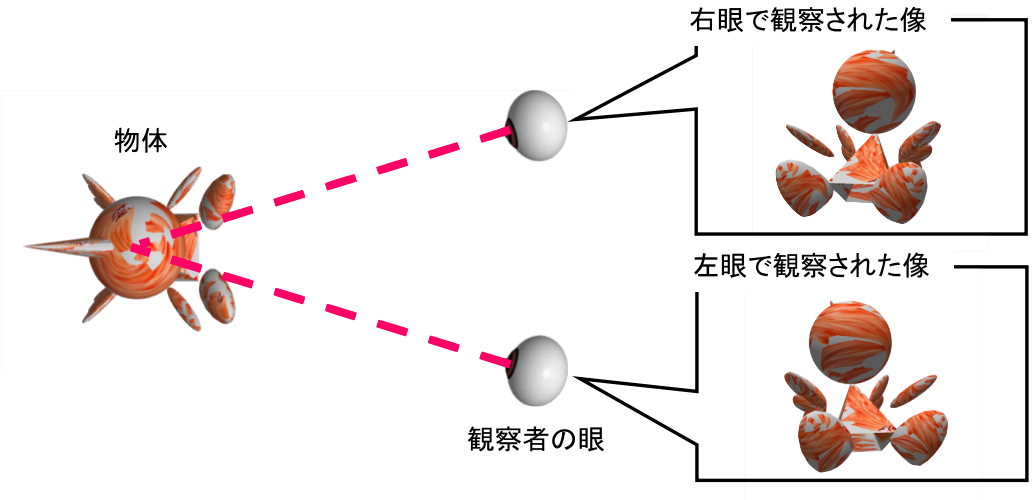


図2.1 両眼視差

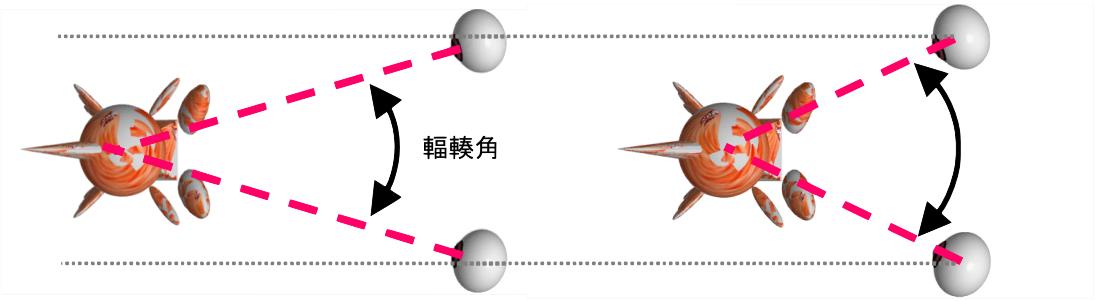


図2.2 輻輳

晶体は入射光を屈折させるレンズの役割を果たし，光を屈折させることによってスクリーンとしての網膜上に物体の像を結像させる．この動作を焦点調節（ピント調節）という．観察位置から見て，物体が近くにあるときには水晶体を厚く，遠くにあるときには薄く変化させることによって焦点位置を調節する．両眼視差や輻輳とは異なり，焦点調節は単眼でも機能し，像観察が片眼に制限される場合でも物体との距離を知覚するために有用な情報を獲得できる．

運動視差　両眼視差でも説明した通り，異なる観察位置からの像は視差をもつため，像を観察したまま眼球が移動することによって，ヒトは片眼でも時系列に沿って視差のある像を獲得できる．また，観察位置の移動情報と像の視差情報を組み合わせることにより，片眼でも観察対象の大きさや形状などを把握することが可能となる．このように，観察位置の変化によって得られる視差を運動視差をいう．

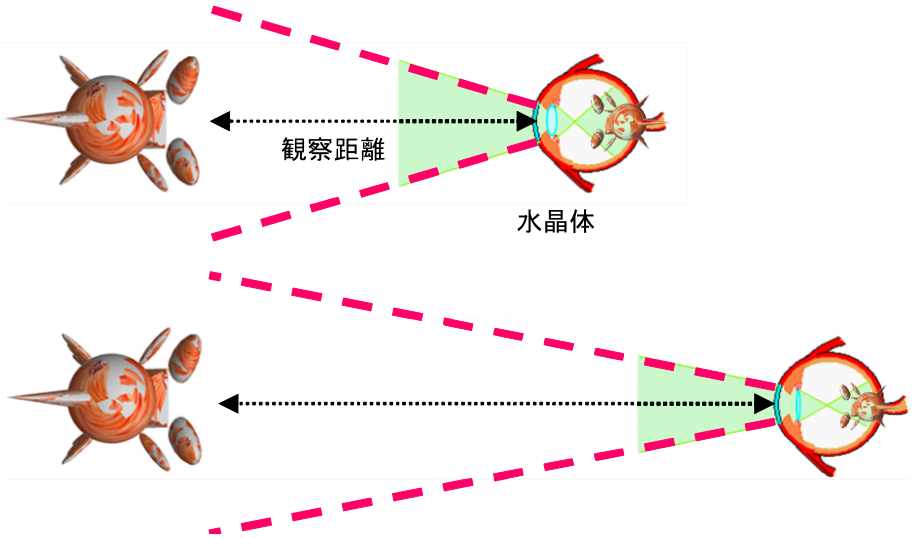


図2.3 焦点調節

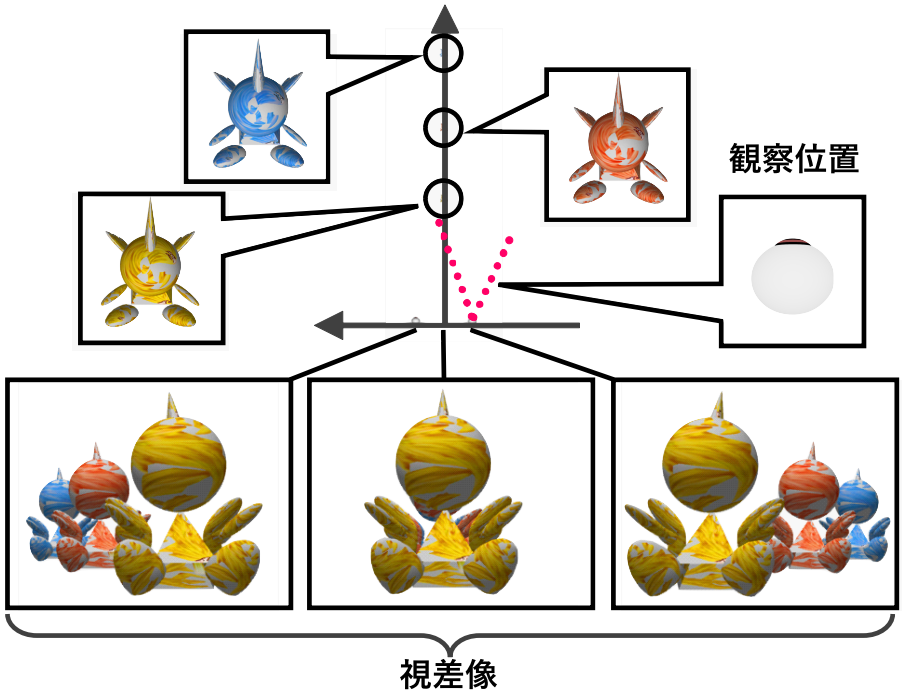


図2.4 運動視差

これらの特徴から，両眼で立体視をするには両眼視差と輻輳が，片眼の場合には焦点調節と運動視差が特に重要な要因となる．

2.2　種々の立体像表示技術

続いて，様々な立体像表示技術とその特徴について説明する．

1800 年代，初の立体像表示技術としてステレオスコープ[7] が発明された．これは，左右の眼にそれぞれ異なる位置から撮影した同一物体の映像を提示するもので，両眼視差のみをサポートする．視差像から観察者は輻輳ならびに焦点調節を強制されるが，不自然な眼球運動によって得られる奥行き手掛かり情報は，現実で立体を見るそれとは異なるため，自然な視覚を正確に模倣することは難しい．その結果，観察者は眼精疲労や疲れを起こす傾向がある．

1950 年代には両眼視差像をそれぞれ赤色と青色で分離したアナグリフ方式[8] が登場した．本手法は左右の眼に映したい像をそれぞれ赤色か青色の単色で表示し，観察者には片眼ごとに赤色と青色の透過型フィルタを取り付けた眼鏡様デバイスを装着させた状態で像観察を行わせる．同色の光はフィルタに吸収されるため，左右の眼に入射する光を赤色あるいは青色の光に限定され，結果として視差像を得られる仕組みである．本方式は低コストで実施可能でかつ通常の印刷物にも応用可能なため手軽ではあるものの色表現に制限がかかる点と眼への疲労感が大きい点で用途は制限されやすい．

1970 年代には偏光フィルタ方式[9] が導入された．本方式は映像を横 1 ラインごとに左右の眼に向けて分割表示し，観察者は偏光フィルタ付の眼鏡様デバイスを装着することによって左右で異なる映像を受け取る．本手法はアナグリフ方式のような色制限は受けないが，映像を両眼用に空間分割するため解像度が低下する問題がある．また，観察位置によっては右眼用の画像が左眼に届いてしまうあるいはその逆になるクロストークが発生する．さらに偏光フィルタを介することで網膜に届く光量が減少し像が暗くなる問題も抱える．

1990 年代からは CG ／ VR[10] 黎明期に突入し，映像制作サイドは 3 次元ではなく 2 次元のレンダリングによって立体感を演出する方向に舵を切った．前章で述べたように，CG ／ VR 技術はその後目覚ましい発展を遂げ，今日に至るまでその進化を止めずに現代の映像制作を下支えしてきた．しかしながら，CG ／ VR 技術はあくまで表現の工夫によって，平面に描画した物体を観察者の脳に立体物であるかのような錯覚を与えるに留まるため，立体視の生理的要因を満たすものではない．

2000 年代に入ると，CG 技術を立体視に拡張する試みとして，映画やテレビで 3D 映像が配信されるようになった．これらは主にアクティブシャッター方式[11] による時分割視差映像配信を採用していた．偏光フィルタがもつ空間分割によって生じる解像度低下の問

題を時分割に置き換えることで解決すると同時に，観察者に対し片眼ずつ交互に開閉する高速シャッター付き眼鏡様デバイスを装着させることによって，クロストークの問題も解決した．一方で，観察者は常に片眼がふさがれた状態での像観察となるため，本方式でも映像が暗くなる問題は解決できなかった．

従来は眼鏡様デバイスの装着が立体視には必須であったが，近年では裸眼立体視つまりデバイス装着不要な立体像観察が可能な方式が登場してきた．パララックスバリア（視差バリア）[12] もその一つで携帯型ゲーム機にも搭載された．本方式は縦 1 ラインごとに左眼右眼それぞれに向けた映像を表示し，かつ映像表示画面の手前に反対の眼への映像配信を遮断するバリア（遮蔽物）を並べることで左右の眼に届く映像を分割している．欠点としては，アクティブシャッター方式と同じく，視差像の空間分割とバリアによって眼に入る光量が減り映像が暗く感じる点と両眼視差のみが満たされないことによる輻輳調節矛盾発生のリスクがあることが挙げられる．レンチキュラー方式[13] は，バリアの代わりにかまぼこ上の細長い凸レンズを横一列に並べることによって左右の眼に届く映像を屈折させ分光する．本方式ではバリアのように映像の一部を遮断することがないため，パララックスバリア方式と比べて明るい像観察ができる一方で，提供する映像は 2 次元であるため，両眼視差に対する輻輳調節矛盾の問題は解決できない．このように，立体像表示技術は 1800 年代から今日に至るまで発明と進歩を続けているが，普及に至る技術のいずれも平面上の映像を両眼用に分けただけのものであり，立体視に必要な生理的要因を完全に満たす技術は未だ研究段階にある．

現在までに発表されている立体像表示技術の中で，立体視に必要なすべての生理的要因を満たすのは光線空間法（ライトフィールドレンダリング）[14] とホログラフィ[15] の 2 種類のみである．いずれの手法も，光が物体情報を伝送する媒体として捉えその性質を利用する．光線空間法は，物体を観察する領域を通るすべての光線をサンプリングし，光線の束として記録する手法である．各々の光線は光の強度と進行方向の情報を持ち，各観察点に対し異なる物体情報を提供することにより両眼視差や運動視差を満たすことができる．焦点調節や輻輳についても光線の密度を十分に高くすれば対応可能である．しかしながら，光線空間法では，入力として対象物体の多視点画像が必要になる点であったり，波動の性質である位相情報を保有していないため，奥行きのある物体表現には不向きである．ホログラフィは，光の波動性を利用し，物体から記録点までの光の伝搬を強度と位相の情報で表現する．位相情報を保有することで，物体の奥行きについても忠実に再現可能で，すべての立体知覚要因を満たすことができる完全な立体像表示技術である．ホログラフィについては次節でより詳細に説明する．

2.3　ホログラフィ

ホログラフィとは，観察点から一定距離に位置する物体の 3 次元形状を，光の波動性を利用して記録再生する技術である．また，ホログラフィによって当該物体情報が記録された媒体はホログラムと呼ばれる．ホログラフィは，1948 年に物理学者 D. ガボールによって発明された[16].

2.3.1　光の伝搬と回折

ホログラフィの根本原理である光の波動性について説明する．光は周期的な運動を繰り返し空間上を伝搬するものとし，ホイヘンスの原理では光の波動は下記のように説明されている．

> 音や光のような波は，波面（同位相面）上の各点が点波源となり，そこから出る球面波（素元波）が無数に発生し，それらに共通する面（包絡面）が次の瞬間の波面を形成する．

ホログラフィでは平面波を出力する平行光源あるいは球面波を出力する点光源を用いるが，ホイヘンスの原理[17] に従うと，それらの光源から出力された光は図2.5に示すような波動を形成することとなる．なお，平面波は伝搬方向に垂直な方向の位相が揃った波を，球面波は点光源から放射状に拡がり，光源から等距離の位相が揃った波を指す．

さらに，この繰り返し波が発生して進む現象を光波同士の干渉によるものとして数学的に理論証明したものがフレネルの理論[18] である．フレネルは，ホイヘンスの原理では説明が十分にされなかった光の干渉について，進行方向の後方に伝わる波は干渉によって打ち消し合い，前方に進む波同士は強め合って進むことを以下 2 つの積分式で表現した．

$$\begin{cases} C(x) = \displaystyle\int_0^x \cos(t^2)dt & (2.1) \\ S(x) = \displaystyle\int_0^x \sin(t^2)dt & (2.2) \end{cases}$$

ここで，x は光波分布の観測位置を，t は光源から x まで光波が伝搬する時間を表す．なお，$C(x)$ は位相 $0°$ の振幅，$S(x)$ は位相 $90°$ の振幅をそれぞれ表し，波動光学ではこの 2 つを利用し，光波分布 $U(x)$ を下記の複素振幅の形で表すのが通例となっている．

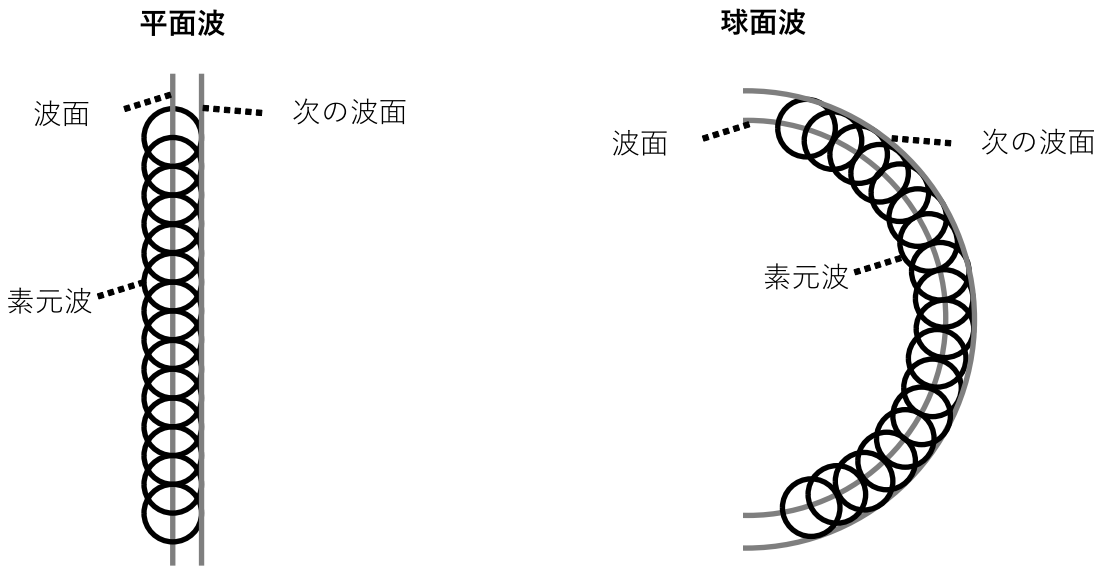


図2.5 ホイヘンスの原理にもとづく光の波動

$$U(x) = C(x) + iS(x) \tag{2.3}$$

また，フレネルは光の回折現象光についても言及した．回折とは，光が開口面を通過する際に境界付近で光が開口面の境界から外側に回り込む現象を言う．さらに，回折格子のように規則的な開口面が並ぶ構造の物質に光が照射された場合，特定条件下で光が一定の角度に回折することがブラッグ[19] により示された．この回折角度を数式化したものが下記のブラッグの回折条件式である．

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (n\text{は自然数}) \tag{2.4}$$

ここで，d は開口面の間隔を，θ は回折格子による回折角を，λ は入射光波長を表す．n は回折次数を表し，$n = 1$ の場合は当該回折格子による 1 次回折光となる．なお，後述するホログラムもまた回折格子の一種で入射光を回折させる性質をもつ．

2.3.2 ホログラムを用いた 3 次元情報の記録再生原理

ホログラムの実体は物体光と参照光の干渉縞である．物体光とはある光源から照射され，物体表面上の一点で反射あるいは透過した光を指す．参照光とは同光源から記録面としてのホログラム面に向かって進行する光を表す．それらの光がホログラム面上で干渉しあって形成されるものが干渉縞である．ホログラムに対し，記録時の参照光と同条件の光（こ

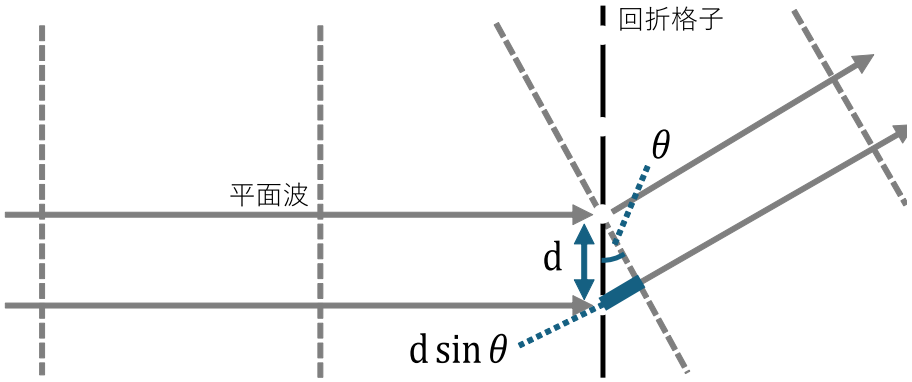


図2.6 回折格子におけるブラッグの回折条件

れを再生照明光と呼ぶ）を照射すると，ホログラムに記録された干渉縞を再生照明光が透過あるいは反射する際に回折現象が発生する．この回折現象によって，再生照明光は記録された物体光と等価な光となる．つまりこの事象は，参照光との干渉によってホログラムに記録された物体光が再生照明光の照射によって復元されることを表している．物体光は物体形状や表面材質等の情報を含んでおり，観察者が眼で物体光を捕捉することで当該情報が眼から視神経を通じて脳に伝達され，観察者は記録物体を立体物として知覚することができる．これがホログラフィにおける，ホログラムを用いた物体光の記録再生原理である．

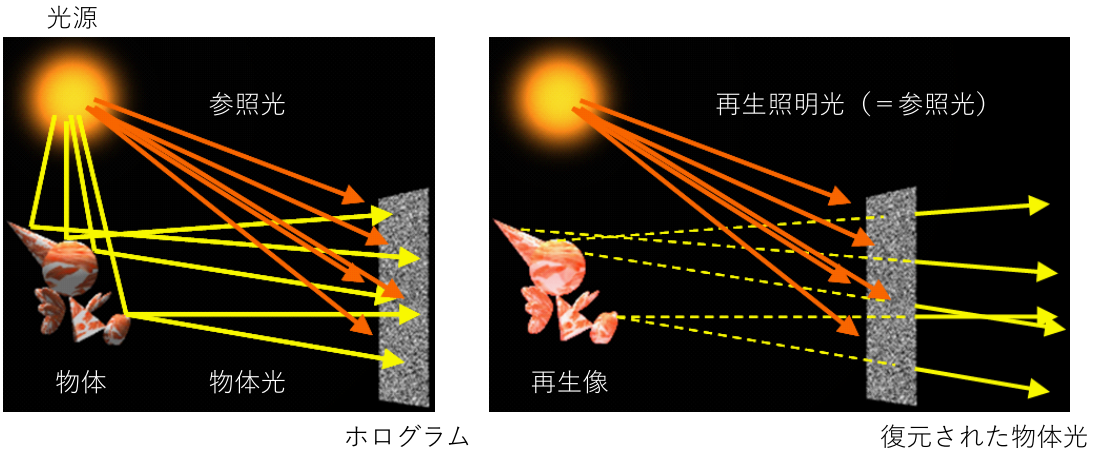


図2.7 ホログラムによる物体光の記録と再生イメージ

2.3.3　ホログラムの種類

ホログラムには大きく分けて振幅ホログラムと位相ホログラムの 2 種類がある．振幅ホログラムは干渉縞の振幅情報を記録する一方，位相ホログラムは干渉縞の位相情報を記録する．前者はフォトリフラクティブ材料やフォトポリマーなどの感光材に干渉縞を印刷することによって製作されることが多く，後者はガラス版など厚みのある媒体に印刻し表面に干渉縞に則した凹凸を形成することで製作される．干渉縞を正確に記録するにはサブミクロンオーダーの分解能が求められるため，記録媒体は使用するレーザー光の波長の半分より細かい分解能をもつ必要がある．ホログラムへのサンプリング定理[20] 適用については後段で詳細に説明する．

2.3.4　ホログラム製作に必要な環境

ホログラムの製作においては，ノイズを極小化し純粋な物体光（ならびに参照光）のみを可能な限り多く記録することが，鮮明な像再生を行うために必要となる．上記実現のためには鮮明な干渉縞の形成と記録が可能な装置・環境が求められる．具体的に必要とされる物品について以下に列挙する．

- コヒーレント（可干渉）なレーザー光
  - ヘリウム・ネオンレーザー
  - ダイオードレーザー
  - アルゴンイオンレーザー
- 外部光を遮断する暗室
  - 遮光ベルベット
  - 遮光ターポリン
  - 遮光三層カーテン生地
- 光吸収性が低く不動でかつレーザー照射で変形変質しない物体
  - 銀製あるいはクロムメッキの置物
  - メタリック塗装のプラスチック模型
  - コイン，メダル，金属ボタン
- 感光性があり光透過率の高い媒体

  - フォトポリマー
  - 銀塩感光材料
  - 光変調性結晶
  - 光ディスク

- 耐振動性のある環境
  - 光学定盤
  - 空気ばね式防振台
  - 特殊ゴムやポリウレタンを用いた防振装置

上記に加えて，作業者への安全対策も必要となる．ホログラム製作に使用されるレーザー光は強度の高いものが使用されることが多く，作業者の眼にレーザー光が直接入射すると網膜や視神経がダメージを受けることで失明や視力低下を引き起こすリスクがある．作業者は自身の眼を守るため，眼に入る光の明るさが 1mW 以下となるよう，OD（Optical Density）値の高いレーザー保護ゴーグルを装着することが重要となる．

2.3.5　ホログラフィが抱える課題

ホログラフィはヒトが立体を知覚するための生理的要因をすべて満たす完全な立体像表示が可能な技術である．しかし，前述の通りホログラムの製作には多くの制約と厳密な環境の構築が求められる．加えて，物理媒体に干渉縞を記録する方式では，複製や遠隔地への転送，動画像の作成などが困難となる．そこで，干渉縞をデータとして記録再生する技術が登場した．次節では，干渉縞データを用いて立体像を再生する電子ホログラフィについて説明する．

2.4　電子ホログラフィ

ホログラフィでは，干渉縞の記録に，フォトポリマーや銀塩感光材料などの感光性があり光透過率の高い媒体を使用している．これに対し，干渉縞を電子データとして扱うことによって，ホログラムがもつ種々の課題を解決するのが電子ホログラフィである．

2.4.1　電子ホログラフィの特徴

電子ホログラフィは，電子データとしてのホログラムを液晶ディスプレイなどの空間光変調器（Spatial Light Modulator; SLM）に出力して像再生を行う技術である．ホログ

ラム表示媒体はサブミクロンオーダの波長をもつ光によって形成される干渉縞を記録表示できる必要があり，当研究室ではミクロンオーダのピッチを有する反射型液晶デバイス（Liquid Crystal on Silicon-SLM; LCoS-SLM）を使用している．像再生に SLM を利用するメリットとしては，電子データであるホログラムを高速に切替えて表示することによって立体動画像や観察者の姿勢・運動に応じた立体像を表示するなど映像表現に対する自由度を高めることができる点が挙げられる．また，研究現場においても，物理媒体にホログラムを印刷することなく，短時間で繰り返し再生像観察を行える点で利用価値が高い．なお，電子ホログラフィで使用される SLM には，主に透過型液晶（LCD），反射型液晶（LCoS），デジタルマイクロミラーアレイ（DMD）の 3 種類がある．液晶 SLM は主に光の位相変調を行う高解像度，高位相精度のデバイスで，ピッチサイズは 3.5〜8[μm] である．一方，DMD-SLM は光の振幅を変調する高速切替向きのデバイスで，ピッチサイズは 7〜13.7[μm] である．なお，電子ホログラフィにおいて，SLM のピッチサイズは小さいほどより大きな像再生あるいはより広い観察領域を確保できるため，デバイス選定の上で最も重要な要素の 1 つとなる．SLM ピッチサイズが再生像に与える影響については後述する．

2.5　計算機合成ホログラム

電子ホログラフィを用いて立体像再生を行うには，ホログラムをデータとして用意する必要がある．ここで，物体光の伝搬ならびに参照光との重ね合わせによる干渉縞形成を数値シミュレーションによって計算し，当該計算結果をデータとして出力する技術を計算機合成ホログラフィといい，それによって出力されたホログラムは計算機合成ホログラム（Computer-Generated Hologram;CGH）[21] と呼ばれる．

2.5.1　計算機合成ホログラムの特徴

CGH は，3 次元モデリングソフトウェア等を用いて作成された仮想物体情報を入力とし，仮想物体から記録面としての CGH 面までの物体光伝搬計算を行う．加えて，仮想の光源から CGH 面までの参照光伝搬計算を行い，CGH 面上で物体光と参照光を重ね合わせた干渉縞を出力する．CGH において，物体光ならびに参照光を構成する要素つまり光波はいずれも複素数で表される．CGH の有用性としてはホログラム製作の手軽さにある．物体の用意からホログラムデータの出力まで一貫してコンピュータ内で処理が可能であり，物体記録のための光学系を組む必要がなく，記録対象の実物体，暗室やレーザー光，感光材の準備も不要である．CGH はデジタルデータであるため，物理的なホログラムと

比べて劣化の恐れもない上に，複製やネットワークによる遠隔地転送も容易である．加えて，電子ホログラフィとの組み合わせで SLM を使った像再生を行うことによって計算結果をそのまま像再生出力することができる．一方で，複雑な物体を表現する技法が不足している点や，SLM の解像度によって観察範囲が大きく制限される点，物体形状の複雑さやホログラムサイズに応じて計算量が膨大になる点など実用化に向けては多くの研究課題が残っている．CGH については次章で詳細に説明する．

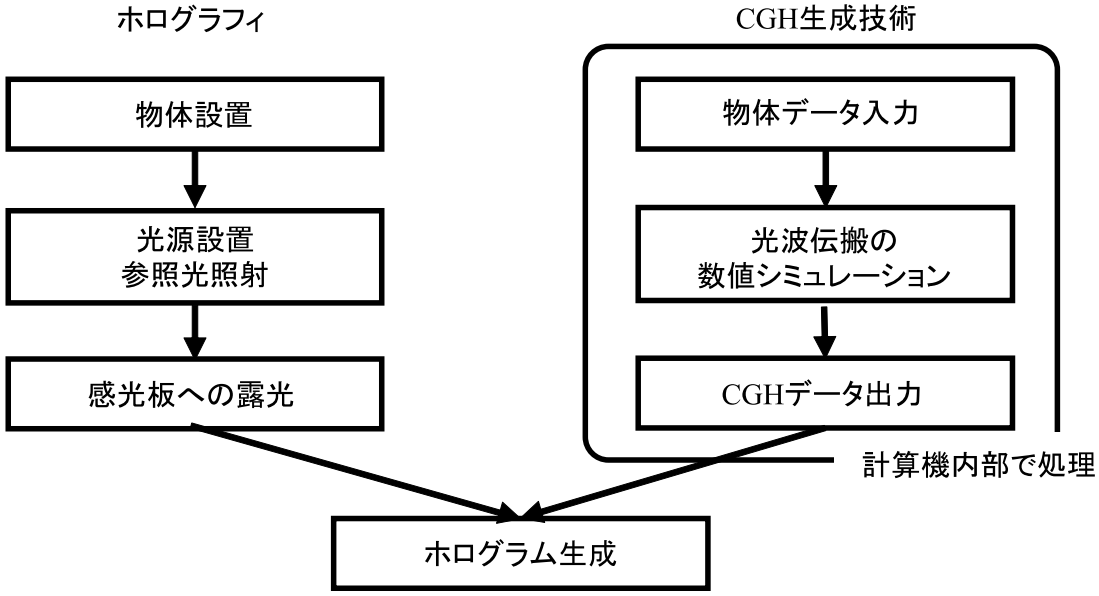


図2.8 ホログラムと計算機合成ホログラムの処理過程の違い

2.5.2　計算機合成ホログラムの形状と利用形態

計算機合成ホログラムの形状は平面が一般的であり，単に CGH と称する場合は平面 CGH を表すのが通例である．一方で，計算機合成ホログラムは，計算対象とする仮想物体と同様に数値シミュレーションによって生成されるため，CGH の縦横幅を変更したり任意の形状をもつこともできる．具体的には，円筒型や球体の CGH も研究が進められている．平面以外の形状の CGH が登場した背景としては主に再生像の観察範囲を拡大することが挙げられる．CGH は再生像を観察するための覗き窓であり，かつ CGH による再生像は CGH 面より奥に表示されることが多いため，観察点と物体面上の注視点を結ぶ直線が CGH 面を外れた場合像が見えなくなる．この点で，平面の場合はより大きな縦横幅を有することで観察範囲を広げることができる．しかし，前述の通り，再生像の観察範囲

は SLM の解像度にも影響を受けるため，単純に CGH サイズを大きくするだけでは観察範囲は無限に拡がらず一定の範囲で頭打ちとなる．これを周波数制限という．周波数制限については後段で詳細に説明する．一方で，円筒面や球体の場合もまた周波数制限の影響は受けるものの物体を取り囲むよう配置することで物体の側面や背面に回り込んで像観察ができる点で平面 CGH よりも広い観察範囲を確保できうる．このように非平面の CGH には，平面 CGH と比較して観察範囲を拡大できるメリットがある一方で課題もある．一点目は平面 CGH と比較して物体表現技法が充実していないこと，二点目は電子ホログラフィにおける非平面の CGH 表示デバイスが存在しないこと，三点目は膨大な計算時間がかかることである．一点目の課題について，物体表現技法や CGH 高速計算に関する提案は平面 CGH に対するものが多く，それらは非平面 CGH に論理的に適用不可あるいは適用可能性の検証がなされていないことが通例である．そのため，非平面 CGH に既存の物体表現技法を適用する場合は，適用可能性の検証ならびに適用のための機構を追加検討する必要がある．二点目の課題について，現在市場に流通している SLM はいずれも平面 CGH のみに対応しており，非平面 CGH をそのまま出力できるデバイスは存在していない．将来的にはメタサーフェス技術やフレキシブル液晶の発展によって非平面 CGH に対応した表示デバイスの登場が期待されるがそのような装置を入手可能になる時期について目処は立っていない．三点目の課題について，非平面 CGH は物体を取り囲むことを前提とするため平面 CGH よりも観察可能領域が拡がる一方で縦横幅が大きくなる．CGH は物体から CGH 面への光波伝搬を計算するため，CGH サイズが大きくなるにつれて計算量は指数関数的に増大する．これは，適用するユースケースや要件にもよるが，物体の指定から立体像出力までのプロセスに即時応答を求める利用シーンでは非平面 CGH が適用しにくい要因となりうる．そもそも CGH の計算量は非常に膨大で，非平面 CGH においては単純な計算法では実用に耐えないため，高速計算法の利用が前提となる．

ここで，二点目の表示ディスプレイの課題については，非平面 CGH の特性を利用した電子ホログラフィによる像再生アプローチが提案された．当該提案内容は，ホログラフィックヘッドマウントディスプレイ（Holographic-Head Mounted Display; Holo-HMD）[22] に対して円筒型 CGH を平面 CGH に変換して提供するというもので，予め計算された円筒型 CGH の一部領域を座標系変換によって平面 CGH をごくわずかな時間で生成可能にする．Holo-HMD は，頭部装着型のニアアイディスプレイに平面 CGH を投影することによって観察者に再生像を提示する装置である．Holo-HMD は，視野と呼ばれる固定視点からの像観察範囲を最大化しながら，モーションセンサーによって視点・姿勢を追従し，観察者の状態に応じた平面 CGH を切替表示することによって視域と呼ばれる視点移動に対する像観察範囲を確保できるという特徴がある．

続いて円筒型計算機合成ホログラムの特徴について説明する．

2.6　円筒型計算機合成ホログラム

2.6.1　円筒型計算機合成ホログラムの特徴

円筒型計算機合成ホログラム（Cylindrical Computer-Generated Hologram; CCGH）[23] は円筒座標面における干渉縞を計算する．CCGH は平面 CGH と比べて水平方向に広い視域を確保することができるため，多人数同時像観察あるいは回り込んでの像観察が求められるシーンでの活用が期待される．加えて，CCGH はその一部を切り出し平面座標に近似変換することにより，広範囲における平面 CGH を効率的に製作することが可能となる．これは CCGH が前述の Holo-HMD に対する複数の平面 CGH の製作ならびに高速切替に親和性があることを示している．

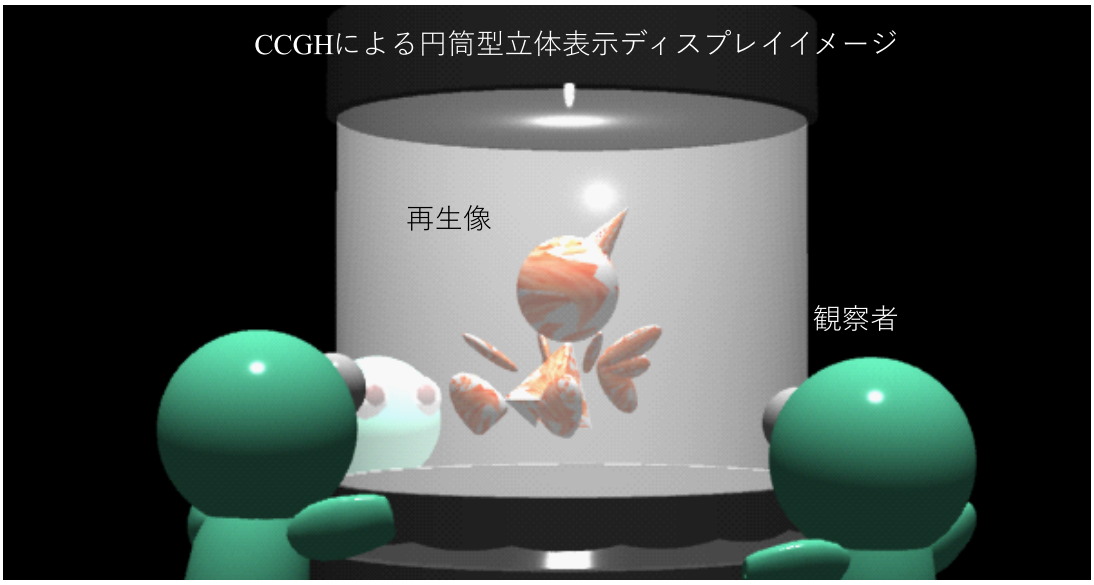


図2.9 CCGH による光学再生像を全周方向から同時観察するイメージ

2.6.2　研究背景と目的

前述の通り，広い視域の確保ならびに平面 CGH への変換効率の良さを兼ね備えた CCGH であるが，平面 CGH と比べて 1 枚当たりの水平方向のホログラムサイズが大きくなるため，計算量の膨大さが実利用のボトルネックとなる．また，隠面消去や鏡面反射

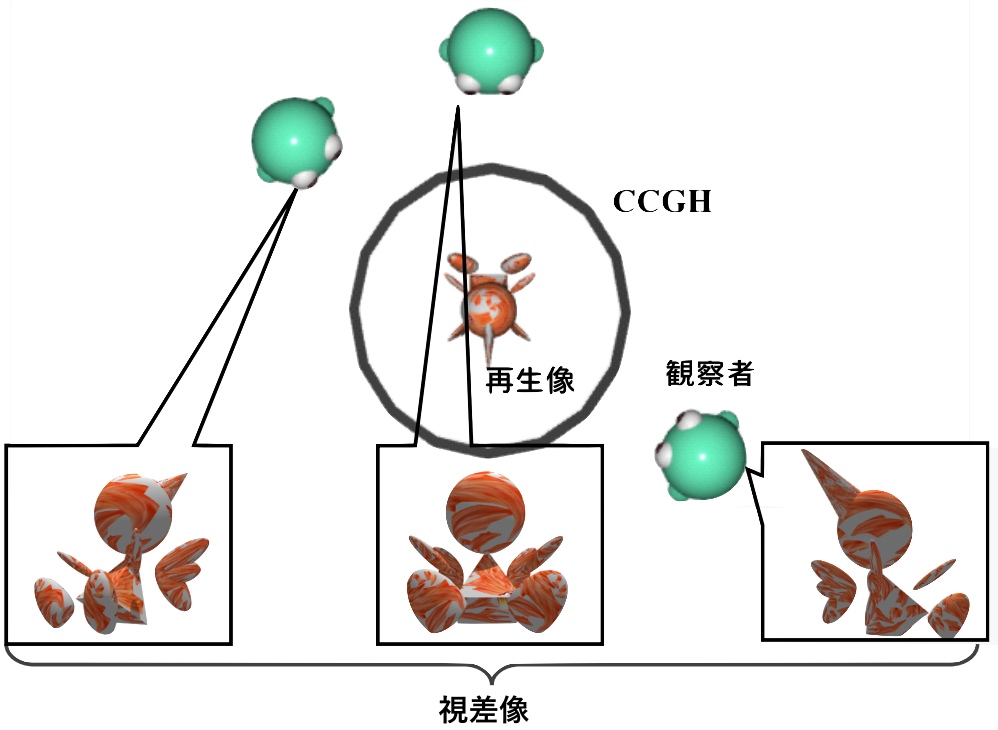


図2.10 CCGH による光学再生像を回り込んで観察した際の視差イメージ

などの物体表現についても，形状の特性から平面型 CGH に対する既存手法を適用できない問題がある．そこで本研究では，CCGH の実用化を目指し，計算の高速化と物体表現技法の拡充を両立する手法の確立を目指す．本論文では，まず第 3 章で CGH における光波伝搬についての基本的な計算方法や視野・視域に対する制限，既存の物体表現技法の特徴について説明する．続いて，第 4 章で CCGH と平面 CGH との計算原理の違いや形状の特性，CCGH における既存手法についてそれぞれの特徴を列挙する．第 5 章および第 6 章では，第 1 の提案手法として，3 次元物体からの CCGH 高速計算法についてその原理と実験結果を示す．続く第 7 章および第 8 章では，第 2 の提案手法として，平面型 CGH に対する物体表現技法を CCGH 高速計算法と組み合わせる手法と成果について説明する．

第 3 章

計算機合成ホログラム（Computer-Generated Hologram;CGH）

本章では，計算機合成ホログラム（Computer-Generated Hologram;CGH）の計算原理や計算過程において考慮すべき制約について説明する．

3.1　3 次元情報記録再生の仕組み

本節では，計算機合成ホログラム（CGH）における 3 次元情報の記録と再生の仕組みについて説明する．前章で述べたように，CGH の実体は物体光と参照光との干渉縞データである．物体光とは，光源から物体に照射され，物体表面で透過あるいは反射した光を表す．参照光とは，同光源から照射され拡散した光を表す．物体光と参照光は，物体から一定距離に位置する CGH 面上で干渉し合い，干渉縞を形成する．当該過程における光の伝搬計算を数値シミュレーションによって行い，干渉縞をデータとして出力したものが CGH である．図3.1，3.2はいずれも画像として出力された CGH データである．物体光源が 1 点のみの場合は，図3.1のような中心から放射状に広がる周期的な波の様相（光波分布）となる．一般にこれをフレネルゾーンプレートと呼ぶ．一方，物体を構成する点光源の数が増えるにつれ，光波分布の重なりが増えると，図3.2のような複雑なパターンとなる．

続けて，生成された CGH を SLM に表示し，再生照明光を照射する．再生照明光とは，CGH 計算時に使用した参照光と同質同条件の光を表す．再生照明光は CGH 上の干渉縞を通過する際に干渉縞の形状に応じた回折現象を起こす．この回折現象によって発生する

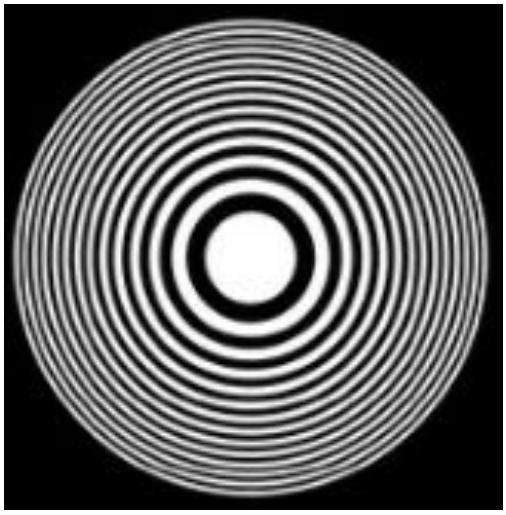


図3.1 フレネルゾーンプレート
（点光源 1 点から生成した振幅ホログラム）
の例

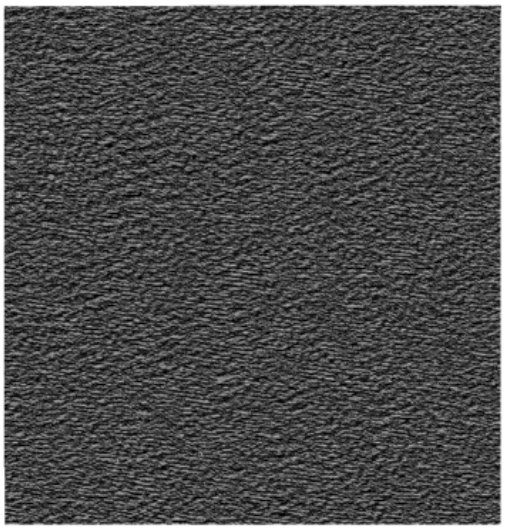


図3.2 複数物体光源から生成した
振幅ホログラムの例

回折光は記録した物体光と等価なものとなる．つまり，CGH と再生照明光を使うことで，CGH に保存された物体光が復元され，当該光が観察者の眼に届くことによって，観察者には「あたかも眼前に対象物体が物体が存在している」かのように見せることができる．これが CGH による 3 次元情報記録再生の仕組みである．以降では，まず，光がもつ波動性をもとにした空間上の拡がりすなわち光波の伝搬と伝搬先での光波分布の式表現について説明する．次に，CGH 計算における物体光や参照光等のエンティティ定義と干渉縞の計算を説明する．続いて，CGH による像再生を行う上で考慮が必要な観察範囲の拡大と周波数制限の関係について説明する．最後に，CGH 計算における種々の物体光波伝搬計算法について説明する．

3.2　光の波動性と光波分布を表す式の導出過程

光の波動的性質と，これに基づいて導出される光波分布の数式について述べる．光は粒子性と波動性の 2 つの性質を併せ持つ物質である．CGH では光の波動性を利用し，後述する光波分布式ならびに光波伝搬式を使って，光の分布ならびに伝搬結果を数値計算によって求める．本節では，光の波動性から光波伝搬の基本形である球面波伝搬式の導出過程について説明する．

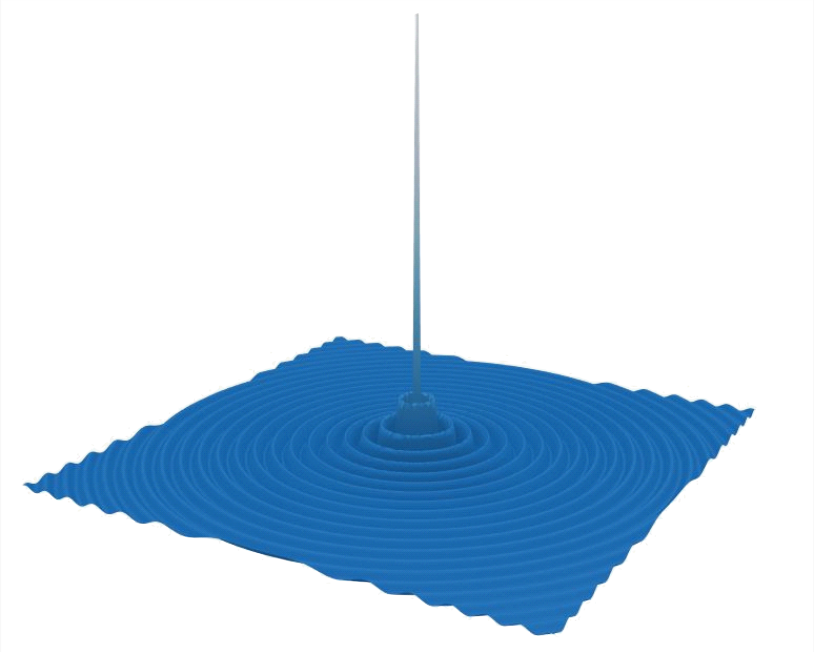


図3.3 単一光源から拡がる単波長光の振幅値変化の様子

3.2.1 マクスウェル方程式（Maxwell's Equations）

マクスウェル方程式[24] は電磁場を支配する基本法則であり，光の性質を記述する基礎となる．光は波動性をもち，可視光は電磁波の一種とされている．電磁波とは，電場と磁場が時間的および空間的に変化し互いに直交して伝搬する性質をもつ．この性質は，マクスウェルによる以下 4 つの式によって表現される．これらの式は上から式(3.1) 電場に対するガウスの法則[25]，式(3.2) 磁場に対するガウスの法則[26]，式(3.3) ファラデーの電磁誘導の法則[27]，式(3.4) アンペールの法則[28] をもとにマクスウェルが整理し，数式化したものである．

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho & (3.1) \\ \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 & (3.2) \\ \nabla \times \boldsymbol{E} = -\dfrac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} & (3.3) \\ \nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \dfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} & (3.4) \end{cases}$$

ここで，$\boldsymbol{D}$ は電束密度，$\boldsymbol{B}$ は磁束密度，$\boldsymbol{E}$ は電場の強度，$\boldsymbol{H}$ は磁場の強度を表してい

る．また，ρ は電荷密度を，$\boldsymbol{j}$ は電流密度を表す．これらの要素はいずれも時間 t と空間 $\boldsymbol{r}$ を変数にもつ関数である．∇ はナブラ演算子で，$\nabla\cdot$ と $\nabla\times$ はそれぞれベクトル場の発散と回転を示す．

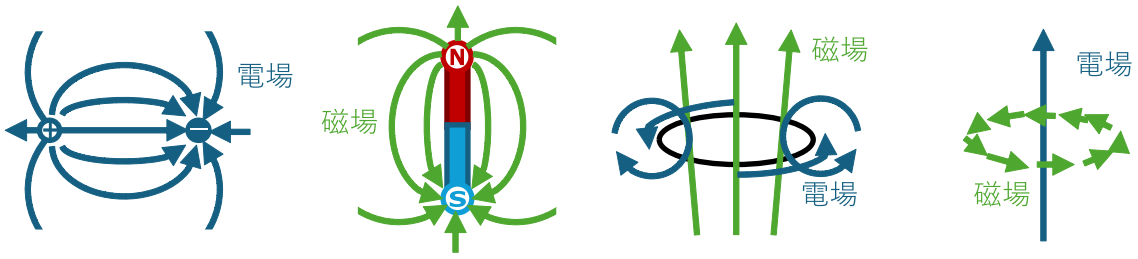


図3.4 マクスウェル方程式のもととなった法則．
(a) 式(3.1) 電場に対するガウスの法則，(b) 式(3.2) 磁場に対するガウスの法則，
(c) 式(3.3) ファラデーの電磁誘導の法則，(d) 式(3.4) アンペールの法則

3.2.2　波動方程式（Wave Equation）

マクスウェル方程式から導かれる波動方程式[29] について，その導出と意味を明らかにする．波動方程式は，光の波としての性質による時間的空間的拡がりを求めるための式である．まず，光が周辺環境に依存することない自由空間でかつ進行方向によらず均質に伝搬する環境を想定する．真空状態において，光が全方向に均質に拡散することつまり等方性が成立する場合、マクスウェル方程式に関する以下の関数は下記のように表される．

$$\begin{cases} \rho = 0 & (3.5) \\ \boldsymbol{j} = 0 & (3.6) \\ \boldsymbol{D} = \epsilon_0 \boldsymbol{E} & (3.7) \\ \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} & (3.8) \end{cases}$$

ここで，ϵ_0，μ_0 はそれぞれ真空における誘電率と透磁率を表す．これを式(3.1)〜(3.4)に当てはめると下記となる．

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0 & (3.9) \\ \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 & (3.10) \\ \nabla \times \boldsymbol{E} = -\dfrac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} & (3.11) \\ \nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \epsilon_0 \dfrac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} & (3.12) \end{cases}$$

式(3.11)において，電場の回転（$\nabla \times \boldsymbol{E}$）はベクトル場のねじれを表しており，さらにその回転を求めることは電磁波の空間的変化すなわちラプラシアンを時間的変化と結び付けることができるようになる．これを求めることによって，電磁波の空間的な拡がりの様相（カール）を追跡することができる．電場の回転の回転はベクトルの恒等式により下記の式で表される．

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{E}) = \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{E}) - \nabla^2 \boldsymbol{E} \tag{3.13}$$

式(3.13)に対し，自由空間におけるマクスウェル方程式(3.9)〜(3.12)を代入すると，下記の式が導出される．

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} \tag{3.14}$$

式(3.14)が，電場に対する波動方程式である．

3.2.3 ヘルムホルツ方程式（Helmholtz Equation）

波動方程式からさらに，時間に依存しない形へ変形することで得られるヘルムホルツ方程式[30] について述べる．CGH では単一波長の光波を用いた記録再生を行う．なお，CGH のバリエーションにはフルカラー CGH のように複数の波長を取り扱うものもあるが，あくまで伝搬計算は波長ごとに分けて行われ，計算結果が重畳される．

波長が単一の場合，波長の逆数にある周波数も一定となるため，光波は時間的に一様に振動する時間調和波となる．このとき，電場 $\boldsymbol{E}$ における時間依存性を下記のように空間依存性と独立したパラメータとして表現することができる．

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) \exp(-i\omega t) \tag{3.15}$$

ここで，i は虚数単位，$\boldsymbol{r}$ は点光源からの空間的位置ベクトル，t は点光源から光が射出してからの時間経過，ω は角周波数を表す．式(3.15)を，電場の波動方程式(3.14)に代入すると，下記の式が求められる．

$$\nabla^2 \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + k^2 \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = 0 \tag{3.16}$$

ここで，k は波数であり，光の速度 c を用いて下記の式で表される．

$$k = \frac{\omega}{c} \tag{3.17}$$

式(3.16)はヘルムホルツ方程式と呼ばれ，CGH における光波伝搬式としての回折積分式のベースとなる．

3.2.4　球面波伝搬式

球面波としての光の伝搬を数式的に記述する式について説明する．ヘルムホルツ方程式における一般解（グリーン関数[31]）は下記のように表される．

$$G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}) = \frac{\exp(ik|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r'}|)}{4\pi|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r'}|} \tag{3.18}$$

これは，点光源が空間的位置ベクトル $\boldsymbol{r'}$ に存在する場合の，点 $\boldsymbol{r}$ における応答を表す．

ここで，点光源からの光が球面波すなわち空間的に均質に拡散する単一波長の時間調和波とし，さらに点光源の位置が原点すなわち $\boldsymbol{r'} = 0$ と仮定した場合，$\boldsymbol{r}$ は点光源からの伝搬距離 r に対して $r = |\boldsymbol{r}|$ の関係にあるため，これを式(3.18)に代入すると以下の式が求められる．なお，簡単のため係数 $1/4\pi$ は省略する．

$$U(\boldsymbol{r}) = \frac{\exp(ikr)}{r} \tag{3.19}$$

$U(\boldsymbol{r})$ は光波伝搬計算の基本となる球面波伝搬式と呼ばれるものであり，ホイヘンスの原理における素元波の数学的記述に当たる．このようにして，光の波動性から球面波伝搬式を導出できる．以降では，球面波は空間上全方位に均質に伝搬するものとし，この前提によって伝搬方向を表すベクトルをスカラー値で表すこととする．

3.3　CGH 計算におけるエンティティ定義と計算式

CGH の計算に用いる各エンティティの定義と，それらに基づく計算式について説明する．

3.3.1 物体光

物体から出射する光，すなわち物体光の定義とその表現方法を述べる．物体光は入力された 3 次元物体情報をもとに形成される．当該情報は，一般的には 3 次元モデリングソフトウェア等を用いて作成され，物体の形状を表す要素として頂点，面のリストを含むことを前提とする．計算手法によっては，物体形状情報に加え，物体の表面材質や反射特性，色等の情報を求めるものもある．物体はプログラム上で点群やワイヤーフレームあるいはポリゴン（多面体）として扱われ，求められる物体解像度に応じて物体表面に一定条件下で追加の記録点が散りばめられる．以上の過程によって定義された物体点群が物体光の発生源となる．光は波の一種であるため，物体光の各光源における光波分布 $g_{\mathrm{obj}}(r_0)$ は振幅 A_0 と初期位相 φ_0 を用いて下記の式で表される．

$$g_{\mathrm{obj}}(r_0) = A_0 \exp(i\varphi_0) \tag{3.20}$$

各点からの物体光を球面波とする場合，1 つの光源から距離 r に伝搬した物体光が呈する光波分布 $g_{\mathrm{obj}}(r)$ は式(3.19)に基いて下記の式で表現される．

$$\begin{aligned} g_{\mathrm{obj}}(r) &= g_{\mathrm{obj}}(r_0)U(r) \\ &= \frac{A_0}{r} \exp(i\varphi_0) \exp(ikr) \end{aligned} \tag{3.21}$$

r_0 の空間座標を (x_0, y_0, z_0) とするとき，r は空間座標 (x, y, z) を用いて下記で表される．

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \tag{3.22}$$

また，k は (x, y, z) 空間における各次元方向の波数成分 (k_x, k_y, k_z) と以下の関係にあるとする．

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{{k_x}^2 + {k_y}^2 + {k_z}^2} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned} \tag{3.23}$$

ここで，λ は光源波長を表す．

3.3.2　参照光

ホログラム記録の際に用いる参照光の特性とその数学的記述について示す．参照光は像再生時の光源の種類ならびに配置に合わせてパラメータ設定される．参照光の種類としては，無限遠からの平面波あるいは物体付近に位置する点光源からの球面波が選択されるのが一般的である．物体光と同様に，参照光は振幅と位相をもち，物体光と同様に複素数で表現される．平面波と球面波の違いとしては，平面波が CGH 面上の各記録点に対し，入射角が常に一定となるのに対し，球面波の場合は CGH 面上の各記録点との距離が大きくなるほど入射角も大きくなるという違いがある．1 枚の SLM を使った像観察においては，指向性があり SLM に対して均等に光を照射できる平面波が使われることが多い．平面波が CGH 面上に呈する光波分布は下記の式で求められる．

$$l_{\mathrm{ref}}(\theta) = A_0 \exp(i\theta) \tag{3.24}$$

ここでは，無限遠かつ無限平面からの平面波が進行 z 軸方向に対し，水平 x 軸および垂直 y 軸から角度 (θ_x, θ_y) で入射することを想定した式となっており，位相差 θ は以下で表されるものとする．

$$\theta = k_x \sin\theta_x + k_y \sin\theta_y + k_z \sqrt{1 - \sin^2\theta_x - \sin^2\theta_y} \tag{3.25}$$

3.3.3　干渉縞

干渉縞は，CGH 面上の物体光光波分布と参照光光波分布を重ね合わせたものである．我々はこの干渉縞を画像データとして出力するために振幅強度を求める．これは振幅ホログラムと呼ばれる，各記録点の振幅強度の差によって干渉縞を形成したものである．当該振幅ホログラムは下記計算によって導出される．

$$I(x, y) = |g_{\mathrm{obj}}(r) + l_{\mathrm{ref}}(\theta)|^2 \tag{3.26}$$

ここで，$I(x, y)$ は CGH 上の記録点 (x, y) における干渉縞の振幅強度を表す．なお，当該計算結果は SLM での出力のために，各振幅強度の値が画素値の範囲内に収まるよう正規化した上で画像データとして出力される．

3.4　視野・視域と周波数制限

CGH における視野や視域の定義と，それに関連する周波数制限の概念について述べる．CGH において，広い観察範囲を確保することは一つの重要なテーマとなっている．本来，高精細な干渉縞を形成するためにコヒーレンシー（可干渉性）の高い光が使用される．しかしながら，コヒーレンシーが高いほど光は指向性をもつため，光が伝搬する範囲が狭くなってしまう．光の伝搬範囲が狭くなると，干渉縞が形成される領域も小さくなり，結果として再生像を観察できる範囲が狭まってしまう．本問題については，まず，物体光への初期位相として散乱性位相を付与することにより，物体点群から発せられる物体光の伝搬方向を拡散させることができ，結果として物体光が広く拡散し干渉縞の領域を拡大することができる．散乱性位相の付与は，式(3.20)における $\exp(-i\varphi)$ あるいは同形式で値を乗算することに該当する．なお，上記で述べた観察範囲とは厳密には視域のことを指す．

CGH では，視域と視野という 2 つの観点で観察範囲を定義する．また，それらは範囲拡大においてトレードオフの関係にあるとともに，双方ともが CGH 表示媒体である SLM の性能によって制約を受ける．以降では，視域と視野について説明する．加えて，それらに制約を課す周波数制限について説明する．

3.4.1　視域

CGH による再生像観察における視域の定義とその計算方法について述べる．CGH によって再生された物体光が観察者の眼に入射すると，網膜で対象物体の像が結像される．物体光には物体の 3 次元情報が含まれており，観察者は受け取った情報をもとに脳内で物体の形状と構造特に奥行き情報の整合性を図ろうとする．また，視点位置が移動することによっても像の見え方が変化する．ここで，視線方向が物体の中心と垂直に交わる位置から上下左右に視点を移動させた場合，像観察可能な視点移動範囲を視域という．また，その範囲は視域角と呼ばれる数値で表される．CGH は立体像観察のためのアイボックス（のぞき窓）となるため，CGH における視域は，CGH の表示デバイスである SLM の幅ならびに SLM と観察位置との距離に影響を受ける．加えて，視域は SLM のピッチの細かさにも影響を受ける．これは，CGH における物体光記録の条件として，SLM のピッチ（サンプリング間隔）が同軸方向の物体光波長の半分以下である必要があり，この条件が満たされる範囲内でのみ物体光の記録および再生が許されるためである．また，視域と後述する視野は領域拡大においてトレードオフの関係にある．物体と SLM との距離が短くな

ると視域は拡がるが，視野が狭くなる．視域角は，像再生光学系のパラメータを用いて下記の式で求められる．

$$\theta_{\max} = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2d}\right) \qquad \left(\text{ただし，} \frac{\lambda}{2d} < \frac{\pi}{2}\right) \tag{3.27}$$

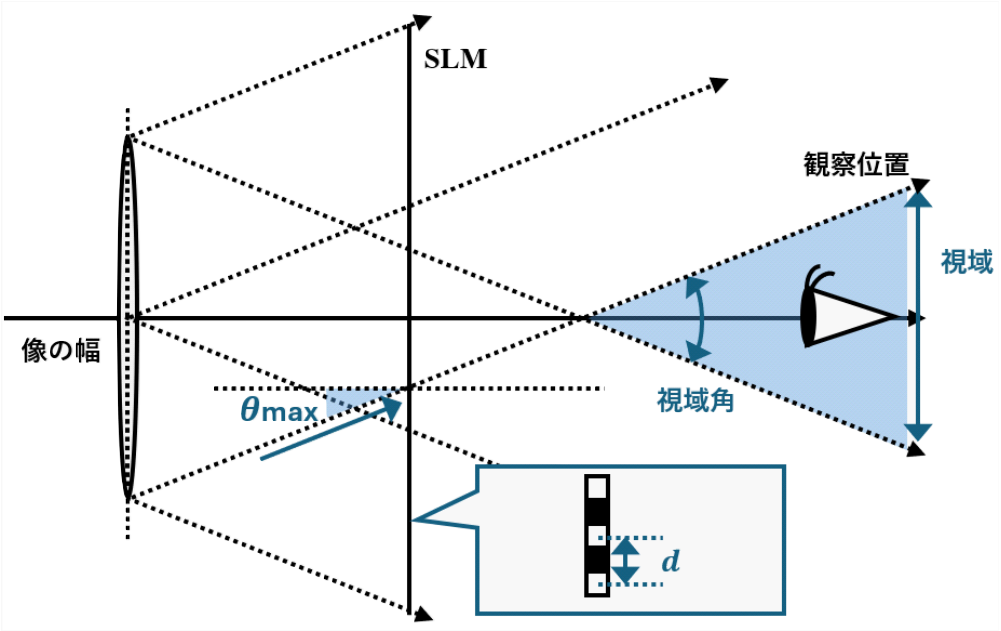


図3.5 CGH における立体像観察の視域と視域角の定義

ここで，λ は光源波長を，d は SLM ピッチサイズを，$\theta_{\max}$ は物体光の最大回折角を表す．なお，導出対象の視域角は $\theta_{\max}$ の 2 倍の大きさに該当する．

3.4.2　視野

CGH による再生像観察における視野の定義とその計算方法について述べる．視線方向が CGH の中心と垂直に交わる状態を仮定した場合，当該位置に固定された視点から像観察可能な範囲を視野という．また，その広さは視野角と呼ばれる数値で表される．視域と同様に，視野もまた SLM の幅，SLM と観察位置との距離，SLM のピッチに影響を受ける．物体と SLM との距離を長くすると，視野が拡がる一方で視域は狭くなる．視野角は視域角と同じ値をとるため，式(3.27)で求められ，物体を表示可能な範囲としての視野は下記の式で求められる．

$$W = S + 2z \tan \theta_{\max} \tag{3.28}$$

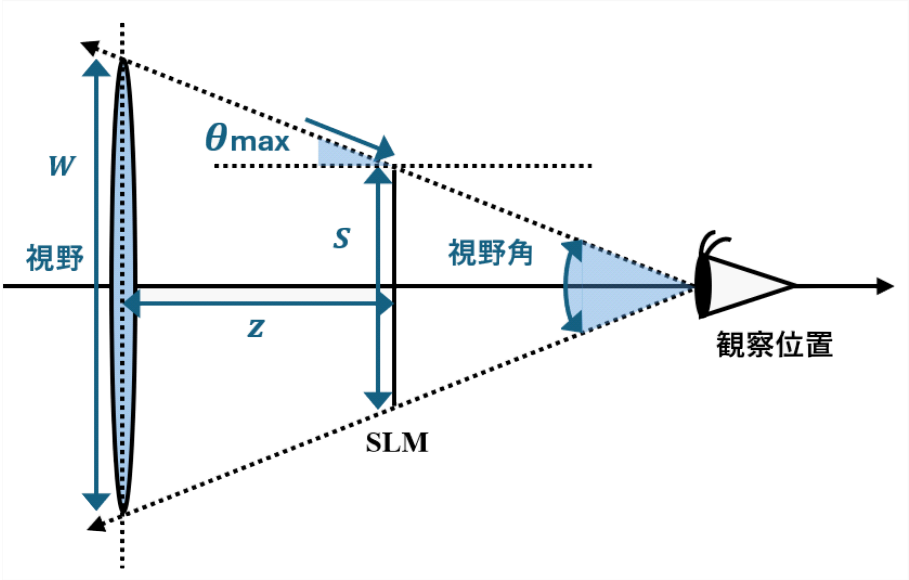


図3.6 CGH における立体像観察の視野と視野角の定義

ここで，λ は光源波長を，d は SLM ピッチサイズを，$\theta_{\max}$ は物体光の最大回折角を表す．なお，導出対象の視域角は $\theta_{\max}$ の 2 倍の大きさに該当する．

3.4.3　周波数制限

視野や視域の制限の要因となる空間周波数の制限について述べる．物体光は物体点群からあらゆる方向に拡散し，その一部が観察者の眼に届き，網膜にて結像することで観察者は物体を認識している．CGH は，サンプリングした物体光を復元することで観察者に立体像を認識させる．ここで，CGH が保有する物体光の量が少ない場合，像の欠落や解像度の低下，あるいは視野・視域の狭小化を引き起こすことになるため，より多くの物体光を記録再生できることが望ましい．そして，この物体光の記録可能な量は物体光の波長と CGH のピッチによって決定される．具体的には，CGH のピッチが記録対象となる同軸上物体光波長の半分以下であることが物体光記録の条件となる．厳密には，CGH 面に対する物体光の波長を λ，入射角を θ，CGH のピッチを d とすると，当該条件は下記の式で表される．

$$d \leqq \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \tag{3.29}$$

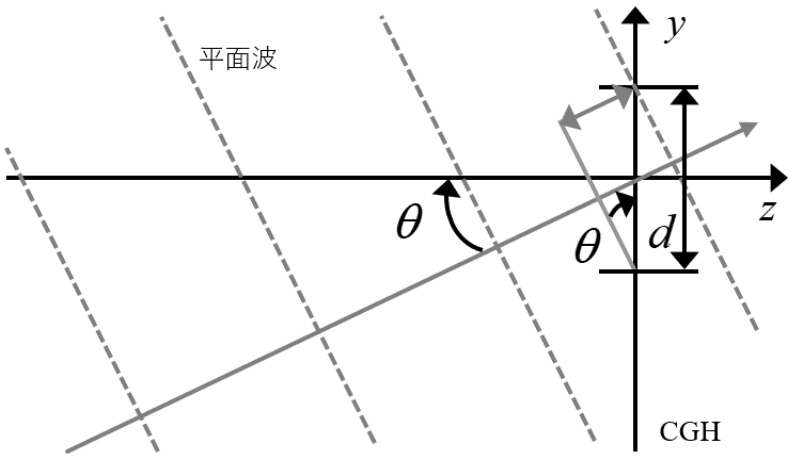


図3.7 周波数制限

この条件式によって記録可能な物体光が制限されることとなる．CGH の計算過程において，物体光波長 λ や CGH のピッチ d の設定は光学像再生に利用する光源や SLM のスペックに合わせる必要があるため，これらは定数となる．つまり，光源波長とディスプレイのサンプリングピッチによって記録可能な物体光の最大入射角 $\theta_{\max}$ が決定する．

$$\theta_{\max} = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2d}\right) \tag{3.30}$$

なお，本式は前述の式(3.27)と等価であり，波長と SLM ピッチが視域角ならびに視野角に影響することが分かる．波長は周波数の関数であるため，式 (3.29) は周波数 f を用いて下記の式で表される場合もあり，周波数制限と呼ばれる．

$$\frac{1}{d} \geqq \frac{2f\sin\theta}{c} \tag{3.31}$$

前述の通り，CGH は記録した干渉縞によって再生照明光を回折させることで物体光を再生している．干渉縞は入射された再生照明光に対し複数の回折光を出射する．通常我々は最も輝度の高い 1 次回折光を選択し観察するが，2 次回折光以降の高次回折光が視界に入るとそれぞれの回折光による像が重なって鮮明な像観察ができない場合がある．周波数制限は物体光記録における制限と説明したものの，言い方を変えれば，正常な像観察の可否を定める境界線を知るために役立つ式である．なお，高次回折像への対策については，バリアや観察距離を調整することによって回避することとなるが本研究のスコープ外となるため詳細な説明は割愛する．

ここで，別の観点から，CGH による再生照明光の 1 次回折光の角度を導出する．回折格子のスリット幅を Δl，物体光波長を λ とすると，1 次回折光の回折角 θ はブラッグの回折条件(2.4)を用いて下記のように表される．

$$\pm\theta = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2\Delta l}\right) \tag{3.32}$$

ここで，式(3.32)と式(3.30)を見比べると，d と Δl が等しいとき，式(3.32)によって求められた 1 次回折光の回折角は，式(3.30)で求められた最大入射角と等しくなることがわかる．なお，前章で述べた式(2.4)と式(3.32)は同様のものである．

3.5　物体光伝搬計算法

CGH において用いられる，物体光の伝搬を計算するための手法について詳述する．物体光伝搬計算にはいくつかの手法が存在する．それらは大別して，点光源ベースの計算法，波面ベースの高速計算法，その他の手法のいずれかに分類される．また，各々の計算手法をベースとした物体表現技法が提案されている．本節では，各分類の特徴について説明するとともに，本研究テーマの領域である既存の点光源ベースあるいは波面ベースの光波伝搬計算法について紹介する．

3.5.1　点光源ベースの計算法

点光源ベースの計算法は，物体を点群とみなし，各点から発せられる光すなわち物体光の CGH への伝搬計算を逐一計算する手法である[32–39]．

球面波伝搬式

最も基本的で汎用性のある計算法が球面波伝搬式による点光源法[32] である．本手法は，前述の式(3.19)を用いて，物体の記録点から CGH 面上の記録点への物体光伝搬を逐一計算する．計算式を以下に示す．

$$\begin{aligned} U(x,y,z) &= \sum_{m=1}^{M} g(m)U(r_m) \\ &= \sum_{m=1}^{M} \frac{A_m}{r_m}\exp(i\varphi_m)\exp(ikr_m) \end{aligned} \tag{3.33}$$

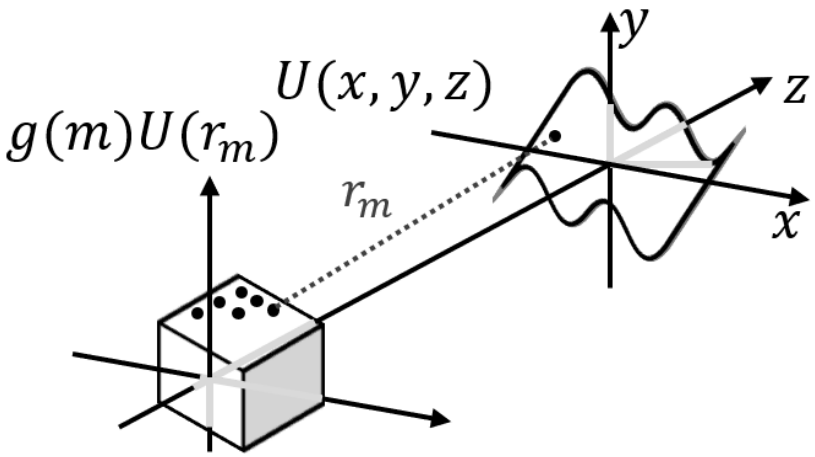


図3.8 点光源法（球面波伝搬式）

ここで，$U(x,y,z)$ は任意形状の CGH 面上の座標 (x,y,z) における物体光波分布を，$g(m)$，$U(r_m)$ はそれぞれ物体点源における光波分布と球面波伝搬関数を表している．m は物体記録点を一意に示す番号を，A_m, φ_m, r_m はそれぞれ m 番目の物体記録点の振幅強度，初期位相，CGH 面上記録点 (x,y,z) までの距離を表している．当該手法は，物体のサンプリングすなわち点群配置に対し制約を与えないため，任意形状の物体を取り扱うことができる．同様に CGH に対しても形状を限定しないため，あらゆる条件下での光波伝搬計算に適用可能な自由度の高い手法である．また，計算過程に近似を用いないため，極めて厳密な伝搬計算を行うことが可能である．しかしながら，本手法による計算時間は非常に膨大で，物体の記録点を M，CGH 面上の記録点数を N^2 ピクセルとした場合の計算オーダは $O(MN^2)$ となる．仮に (x,y,z) 空間において，$N \times N \times N$ ピクセルの立方体を対象物体とし，すべてのピクセルを記録点とした場合の計算オーダは $O(N^5)$ となるため，記録点数が多い物体や記録点の多い CGH を計算するには不向きな手法である．最近では，GPU（Graphic Processing Unit）を用いた並列計算手法が提案されているが，計算に用いる GPU の調達ならびに，GPU のタイプや台数を考慮した並列計算プログラムのチューニングが一般的な CPU による計算プログラム実装に追加で必要となる．ヘルムホルツ方程式から導出される物体光伝搬計算式として，球面波伝搬式の他にキルヒホッフ回折積分式とレイリー・ゾンマーフェルト回折積分式がある．これらの回折積分式の特徴としては，物体光に対する開口面あるいは境界条件の概念を用いることにより，3 次元の波動場の問題を 2 次元積分面に縮約できるとともに，光波伝搬の計算範囲を限定できる点にある．これらの式は後述の波面ベース高速計算手法にも利用される．

キルヒホッフ回折積分式（Kirchhoff diffraction integral）

キルヒホッフ回折積分式[40] の導出過程について説明する．今，自由空間における閉曲面 V を仮定し，当該平面上の一部領域を開口面 S と定義する．ここで，ヘルムホルツ方程式(3.16)とグリーン関数の一般解(3.18)をグリーンの第二恒等式に代入し，閉曲面 V を垂直に通過する物体光の伝搬式を求めると下記キルヒホッフ回折積分式のベースが導出される．

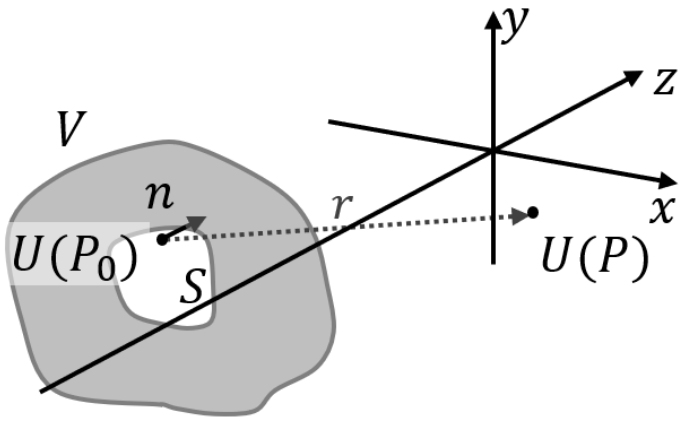


図3.9 閉曲面 V と開口面 S を用いたキルヒホッフの仮定

$$U(P) = \frac{1}{4\pi}\int_V \left[U(P_0)\frac{\partial}{\partial n}\left\{\frac{\exp(ikr)}{r}\right\} - \frac{\exp(ikr)}{r}\frac{\partial U(P_0)}{\partial n}\right]dS \tag{3.34}$$

$U(P_0)$ は閉曲面 V 上の点 P_0 における物体光波分布を，$U(P)$ は閉曲面 V 外の観測点 P に伝搬した $U(P_0)$ による光波分布の積分値を表す．r は点 P_0 から点 P までの距離，n は開口面に対する法線ベクトルを表す．なお，n による法線微分は閉曲面 V に対する物体光の傾きを求めている．ここで，閉曲面 V の内側にある点光源から発せられた物体光 $U(P_0)$ が，閉曲面 V を挟んで外側にある記録点 P まで伝搬する過程に 1 つの境界条件を設ける．具体的には，開口面 S 内を通過する物体光はすべて通過させる一方，開口面外で閉曲面に衝突する光は完全遮蔽するという条件である．本条件を以下に示す．なお，式(3.35)において右辺の $U(P_0)$ は閉曲面を通過する直前の物体光波分布を表し，左辺の $U'(P_0)$ は閉曲面通過直後の光波分布を表すものとする．

$$\begin{cases} U'(P_0) = U(P_0) & (P_0 \in S) \\ U'(P_0) = 0, \dfrac{\partial U}{\partial n} = 0 & (P_0 \notin S) \end{cases} \tag{3.35}$$

当該境界条件の導入によって，本来 3 次元に拡散する物体光波分布を，開口面 S における 2 次元の光波分布として扱うことができる．同時に開口面外における物体光の伝搬を計算対象外とするため，計算範囲を有限なものに縮約できるメリットが生まれる．上記条件に加えて，式(3.34)に対し，下記の仮定を置くとする．

- 点 P が開口面 S から十分遠くにあること
- 開口面 S 上の光波分布が単一波長の平面波であること

これらの境界条件と仮定により，式(3.34)は下記の式に簡略化される．

$$U(P) = \frac{1}{i\lambda} \int_S U(P_0) \Big\{ \frac{\exp(ikr)}{r} \Big\} \cos\theta dS \tag{3.36}$$

ここで，λ は物体光波長であり，波数 k とは $\lambda = 2\pi/k$ の関係にある．また，$\cos\theta$ は開口面 S の法線ベクトル n と伝搬距離 r がなす角の余弦成分であり，法線微分を簡略化した結果である．上記の式(3.36)はスカラーキルヒホッフ回折積分式と呼ばれる．式(3.36)は，開口面 S の境界における物体光波分布の連続性が保たれない特性上境界付近の計算には近似誤差が含まれるが，式の扱いが簡単であることから CGH 計算に広く利用されている．さらに本式は後述のフレネル回折式[41] やフラウンホーファ回折式[42] を導出する起点となる．なお，キルヒホッフ回折積分式は，物体光波が開口面 S すなわち平面上に分布することを想定しているため，3 次元に分布する物体光の伝搬計算にそのまま適用することはできない．

フレネル回折式（Fresnel diffraction）

フレネル回折式とは，物体光の伝搬距離が波長に比べて十分大きい値をもつが，光学像再生に用いられるレンズやスクリーンと比較すると極端に大きくはない中距離に該当するケースで用いられる計算式である．当該式は伝搬距離 r のテイラー展開による近似式(3.37)を前述のスカラーキルヒホッフ回折積分式(3.36)に適用することで導出される．

$$r \approx z + \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z} \tag{3.37}$$

(x', y') 平面に分布する点光源から発せられる物体光 $U(x', y', 0)$ が (x, y, z) 平面にある

CGH 面上の記録点 $U(x,y,z)$ に呈する光波分布を求めるためのフレネル回折式は以下で表される．

$$U(x,y,z) \approx \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \iint_S U(x',y',0) \exp\left\{ i\frac{k}{2z}[(x-x')^2+(y-y')^2] \right\} dx'dy' \quad (3.38)$$

フレネル回折式はスカラーキルヒホッフ回折積分式よりも強い近似を用いるため，厳密な計算結果が求められるケースでは利用が難しいが，計算がより簡略化されかつ光学像観察距離への適合性も高いことから CGH における利用価値は高い．ただし，キルヒホッフ回折積分式と同様に，3 次元物体光の伝搬計算にそのまま適用することはできない．

フラウンホーファ回折式（Fraunhofer diffraction）

フラウンホーファ回折式は，フレネル回折よりもさらに遠方への物体光伝搬を対象とした計算式である．当該式は物体光の伝搬距離が物体光の分布範囲や CGH 面上の記録範囲に比べて非常に大きいと仮定する．

$$\frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{2z} \approx \frac{x^2+y^2}{2z} - \frac{xx'+yy'}{z} \quad (3.39)$$

上記式(3.39)を式(3.38)の位相項に代入すると，

$$U(x,y,z) \approx \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} exp\left\{ i\frac{k}{2z}(x^2+y^2) \right\} \mathcal{F}_{x'y'}[U(x',y',0)] \quad (3.40)$$

となる．ここで，$\mathcal{F}_{x'y'}[\cdots]$ は x', y' についての 2 次元フーリエ変換を表す．

$$\mathcal{F}_{x'y'}\{U(x',y')\} = \iint_S U(x',y') \exp\left\{ -i\frac{2\pi}{\lambda z}(xx'+yy') \right\} dx'dy' \quad (3.41)$$

フラウンホーファ回折式はフレネル近似よりもさらに強い近似を用いる．本計算式は z 軸方向すなわち光源から CGH 記録面へ向かう光波成分が計算結果に与える影響を極小化したモデルであり，結果として，当該式によって計算される像は焦点深度が深くなりやすく，物体奥行き方向の分解能が低い特徴をもつ．一方で，フラウンホーファ回折式によって計算される CGH は電子ホログラフィで利用される 4f 光学系と親和性が高く，レンズの焦点位置に光学像を結像させることができる．ただし，キルヒホッフ回折積分式やフレネル回折式と同様に，3 次元物体光の伝搬計算にそのまま適用することはできない．

フレネル領域とフラウンホーファ領域

フレネル回折式とフラウンホーファ回折式にはフレネル領域，フラウンホーファ領域と呼ばれるそれぞれの計算式が適用な範囲が定められている．フレネル領域とフラウンホーファ領域，さらにフレネル領域より近距離の近視野領域は下記の条件式によって求められる．

$$F = \frac{D^2}{\lambda z} \tag{3.42}$$

ここで，F はフレネル数と呼ばれる値で，物体光に対する開口半径または CGH 記録面の半幅 D と光源波長 λ，物体点光源から観測点までの距離 z を用いて上記で表される．当該フレネル数の値によって CGH 計算の系がどの領域に該当するかを確認することができる．

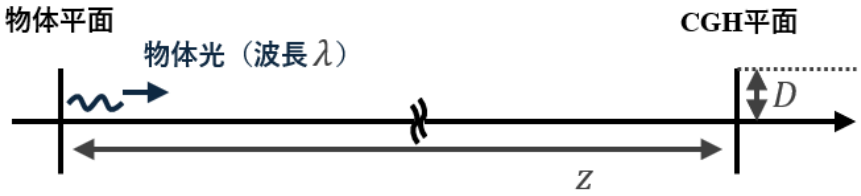


図3.10 フレネル数 F を決定する CGH 記録面半幅 D と伝搬距離 z

$$\begin{cases} F \gg 1 & \text{近視野領域} \quad (3.43) \\ F \gtrsim 1 & \text{フレネル領域} \quad (3.44) \\ F \ll 1 & \text{フラウンホーファ領域} \quad (3.45) \end{cases}$$

レイリー・ゾンマーフェルト回折積分式（Rayleigh-Sommerfeld diffraction integral）

レイリー・ゾンマーフェルト回折積分式[43] について説明する．前述のキルヒホッフ回折積分式は境界条件を設けることにより，計算領域を限定的なものにするが境界における光波の不連続性が近似誤差を生むため，計算が容易になるメリットがある一方で，境界付近では厳密な解が得られないという問題がある．これに対し，当該理論もまた図3.9に示すような開口面からの光波伝搬を仮定するが，意図的に境界条件を設けるのではなく，数学的整合性のあるグリーン関数を選定することにより境界条件を自然に満たすことを前提としているため，キルヒホッフ回折積分式よりもさらに厳密な解を得られる特徴がある．レ

イリー・ゾンマーフェルト回折積分式の導出過程について説明する．まず，ヘルムホルツ方程式(3.16)をグリーンの第二恒等式に代入することにより，以下の式が求められる．

$$U(P) = \int_S \Big[U(Q) \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \Big] dS \tag{3.46}$$

ここで，$U(P)$ は開口面 S 上の点 Q からの物体光 $U(Q)$ が，開口面から離れた記録点 P に伝搬した際の光波分布を表す．G はグリーン関数の一般解を，∂n は開口面 S に対する法線微分を表す．続いて，式(3.46)にグリーン関数の一般解(3.18)を代入すると以下となる．本式の導出までは，キルヒホッフ回折積分式の導出過程と共通している．なお，本式はレイリー・ゾンマーフェルト回折積分第 1 式と呼ばれている．

$$U(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \Big[U(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n} \Big\{ \frac{\exp(ikr)}{r} \Big\} - \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\partial U(\mathbf{r}')}{\partial n} \Big] dS' \tag{3.47}$$

続いて，当該式(3.47)に対し，以下の仮定を置く．

1. 開口以外は完全に遮断されている．すなわち，開口面 S 以外に物体光は存在しない．

$$U(Q) = 0 \quad (Q \notin S)$$

2. 開口面 S は $z = 0$ の (x', y') 平面上に存在する．
3. 伝搬方向は z 軸正方向のみとする．
4. 観測点 P は開口面から十分遠く，入射波は平面波に近い．

$$\frac{\partial U}{\partial n} \approx \frac{\partial U}{\partial z}$$

上記仮定を式(3.47)に適用し，さらにノイマン境界条件を用いて $\partial U/\partial z = 0$ と仮定すると第 2 項が削除され，以下の式が得られる．

$$U(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \Big(\frac{\partial}{\partial z} \Big[\frac{\exp(ikr)}{r} \Big] \Big) U(Q) dx' dy' \tag{3.48}$$

ここで，x', y' は開口面 S 上の点光源座標を，r は z 軸正方向の伝搬距離を表す．r は (x', y') と CGH 面上記録点座標 (x, y) を用いて下記で表される．

$$r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2} \tag{3.49}$$

式(3.48)を r ならびに z について偏微分すると下記の式(3.50)が得られる．

$$U(x,y,z) = \frac{1}{4\pi}\iint_S U(x',y',0)\frac{z}{r^3}(ikr-1)\exp(ikr)dx'dy' \tag{3.50}$$

ここで，k は波数で，$k = 2\pi/\lambda$ で表されるが，伝搬距離 r が光源波長 λ に対して十分大きな値であることから，第 2 項を削除すると下記の式が得られる．

$$U(x,y,z) = \frac{i}{2\lambda}\iint_S U(x',y',0)\frac{\exp(ikr)}{r^2}\frac{z}{r}dx'dy' \tag{3.51}$$

以上の仮定と式展開によってレイリー・ゾンマーフェルト回折積分式(3.51)が得られる．前述の通り，レイリー・ゾンマーフェルト回折積分式はキルヒホッフ回折積分式や従属のフレネル回折式，フラウンホーファ回折式のような強い近似を用いないため，特に近視野領域における厳密解を求めたい場合には最も信頼性の高い計算式である．一方で，計算負荷が高く，実用性を考慮すると本計算式をそのまま用いるケースは少ない．加えて，キルヒホッフ回折積分式と同様に扱う物体光波は 2 次元分布を想定しているため，3 次元物体を対象とした伝搬計算にそのまま利用するメリットは少ない．

3.5.2 波面ベースの高速計算法

波面ベースの高速計算法[44, 45] は，物体をポリゴンとみなし，物体を構成する各面から CGH 面への伝搬計算に高速フーリエ変換（Fast Fourier Transform; FFT）を適用することで計算量を大幅に削減する手法である．計算量削減の仕組みは，畳み込み積分を 2 回の FFT と 2 次元の単純積演算で置き換えることにある．ここで，物体光波が分布する面から CGH 記録面への物体光伝搬計算が畳み込み積分で表される場合，両者間には光波伝搬のシフト不変性が成立していると表現される．シフト不変性とは，物体光が CGH 面に呈する光波パターンが，CGH 面上の記録点の位置に依存せず，物体光の射出位置に応じて平行移動で説明可能な性質を指す．つまり，物体光分布面と CGH 記録面との間にシフト不変性が成立する場合，両者間の物体光伝搬計算には波面ベースの高速計算法が適用可能であると言える．平行平面間の光波伝搬計算を想定した場合，物体面と CGH 面の間にはシフト不変性が成立しており，$N \times N$ ピクセルの物体面から同サイズの CGH 面への伝搬計算に点光源ベースの手法を用いた場合の計算オーダは $O(N^4)$ となる．これに対し，波面ベースの高速計算法による計算オーダは $O(N^2 \log_2 N)$ となるため，波面ベースの高速計算法を用いることによって計算量が大幅に削減されることがわかる．ちなみに，シフト不変性は必ずしも物体と CGH が平行平面である必要はない．具体的には，物体を構成するパッチが CGH 面に対して傾斜している場合であっても，物体光を空間周波数領域で

座標系回転することによって光波伝搬にシフト不変性を成立させることが可能である．本手法は波面展開法[45] として紹介されている．なお，ポリゴンを対象物体とした場合，ポリゴンを構成する面の枚数を L とすると，計算オーダは $O(LN^2 \log_2 N)$ となる．当該計算オーダを点光源法の計算オーダ $O(MN^2)$ と比較した場合，なめらかな曲面を持つ物体については面の枚数 L が多くなり点の数 M に近づき，波面ベースの計算法のほうが点光源法よりも計算量が増えてしまうため，物体の形状によって使い分けが必要となる．

角スペクトル法

波面ベース高速計算法の基本となる角スペクトル法[44] は，物体表面の光波分布を平面波に分解し，物体光の伝搬を空間周波数領域での平面波伝搬計算に置き換える手法である．物体光の平面波分解は，実空間における物体光波分布に 2 次元フーリエ変換を適用することに相当する．フーリエ変換が適用された物体光波分布は空間周波数分布（フーリエスペクトル）として表される．角スペクトル法における計算式の導出過程を示す．角スペクトル法は，実は前述のレイリー・ゾンマーフェルト回折積分式を 2 次元フーリエ変換を用いて表現したものと見ることができ，計算式の導出は当該式と同じアプローチを採る．まず，波動方程式から式(3.48)の導出まではレイリー・ゾンマーフェルト回折積分式と同じ仮定に基づいて式展開を進める．式(3.48)に対し，グリーン関数の微分を 2 次元フーリエ変換を用いて下記のように表す．

$$\frac{\exp(ikr)}{r} = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left[i\{k_x(x-x') + k_y(y-y') + k_z z\}\right] \frac{1}{2ik_z} dk_x dk_y \quad (3.52)$$

ここで，物体光は $(x', y', z = 0)$ 平面上に分布し，CGH 面上記録点は $(x, y, z = z_c)$ で表されるものとする．(k_x, k_y, k_z) は，それぞれの軸方向の空間周波数成分に波数をかけた値で，波数 k に対し以下の関係にあるとする．

$$k_z = \sqrt{k^2 - {k_x}^2 - {k_y}^2} \quad (3.53)$$

式(3.52)が示すのは，自由空間におけるグリーン関数すなわち物体光波分布を平面波の重ね合わせで表現するというものである．続いて，式(3.52)を式(3.48)に代入すると以下の式が得られる．

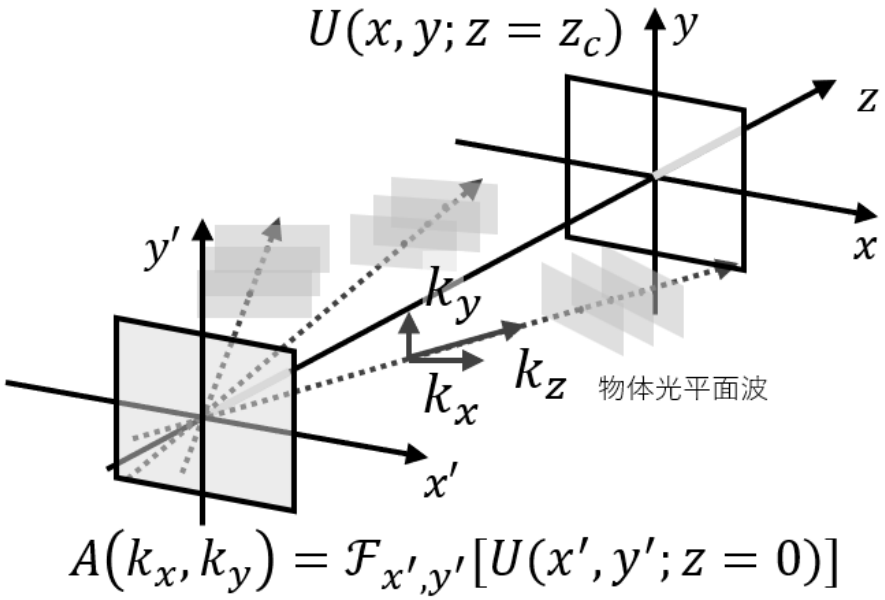


図3.11 角スペクトル法

$$U(x,y;z=z_c) = \mathrm{C}\iint_{-\infty}^{\infty}\left[\iint_{-\infty}^{\infty} U(x',y';z=0)\exp\left\{-i(k_x x'+k_y y')dx'dy'\right\}\right] \exp\left\{i(k_x x+k_y y+k_z z)\right\}dk_x dk_y \quad (3.54)$$

ここで C は定数係数を表す．式(3.54)において，[ ] で括られた部分式は，物体光波分布の x', y' についての 2 次元フーリエ変換に相当し，これを $A(k_x, k_y)$ と置くと，以下の式が得られる．

$$U(x,y;z=z_c) = \mathrm{C}\iint_{-\infty}^{\infty} A(k_x,k_y)\exp\left\{i(k_x x+k_y y+k_z z)\right\}dk_x dk_y \quad (3.55)$$

ここで定数係数は CGH 計算に影響しないとして引き続き C にまとめられるとする．さらに，式(3.55)を式変形すると，当該計算は [ ] で括られた部分すなわち $A(k_x, k_y)$ と $\exp(ik_z z)$ との積に対し，k_x, k_y についての 2 次元フーリエ逆変換を行うことに等しいことが分かる．

$$U(x,y;z=z_c) = \mathrm{C}\iint_{-\infty}^{\infty}\left[A(k_x,k_y)\exp(ik_z z)\right]\exp\left\{i(k_x x+k_y y)\right\}dk_x dk_y \quad (3.56)$$

以上の結果をもとに，式(3.56)をフーリエ変換記号 $\mathcal{F}$ ならびに逆変換記号 $\mathcal{F}^{-1}$ を用いると下記のように表せる．

$$U(x,y;z=z_c)=\mathrm{C}\mathcal{F}^{-1}\Big[\mathcal{F}\Big[U(x',y';z=0)\Big]P(k_{x'},k_{y'};z=z_c)\Big] \tag{3.57}$$

ここで，$P(k_{x'},k_{y'};z=z_c)$ は物体光フーリエスペクトルに対するスペクトル応答関数と呼ばれ，周波数空間において物体光フーリエスペクトルが距離 $z=z_c$ に伝搬した際の位相シフト量を表す．

$$P(k_{x'},k_{y'};z=z_c)=\exp(ik_z z) \tag{3.58}$$

式(3.57)に示されるように，平行平面間の物体光伝搬は，物体光を 2 次元のフーリエ変換ならびにフーリエ逆変換と単純積で置き換え計算が可能である．なお，フーリエ変換の計算には離散フーリエ変換を用いることで計算領域を有限化するとともに高速フーリエ変換が利用可能となる．

WRP によるハイブリッド計算法

前述の通り，波面ベースの高速計算法では，物体光分布面から CGH 記録面への光波伝搬にシフト不変性が成立することが求められる．平面 CGH の計算においては，物体光波も同様に 2 次元に分布している必要があり，3 次元物体の形状に合わせて配置された物体光源群からの光波伝搬計算にはそのまま適用することができない．これに対し，波面記録面（Wavefront Recording Plane; WRP）[46] と呼ばれる物体光中間記録層の概念を導入することで，3 次元物体からの平面 CGH 計算の一部を高速化する手法が提案された．本手法は，物体から近距離 WRP までの光波伝搬を点光源ベースの手法で計算し，WRP 面に記録された 2 次元物体光波分布の平面 CGH までの伝搬に波面ベースの高速計算法を適用する．近距離 WRP により，点光源ベースの手法で計算すべき物体光の伝搬計算範囲を小さく抑えるとともに，より大きなサイズの平面 CGH に対する光波伝搬を高速に計算できるメリットがある．WRP の計算式を以下に記載する．

$$U_{\mathrm{WRP}}(x',y')=\sum_{m=1}^{M}\frac{A_m}{r_m}\exp(i\varphi_m)\exp(ikr_m) \tag{3.59}$$

$$U_{CGH}(x,y)=\mathcal{F}^{-1}_{f_{x'},f_{y'}}\Big[\mathcal{F}_{x',y'}\Big[U_{\mathrm{WRP}}(x',y')\Big]H(f'_x,f'_y;\Delta z)\Big] \tag{3.60}$$

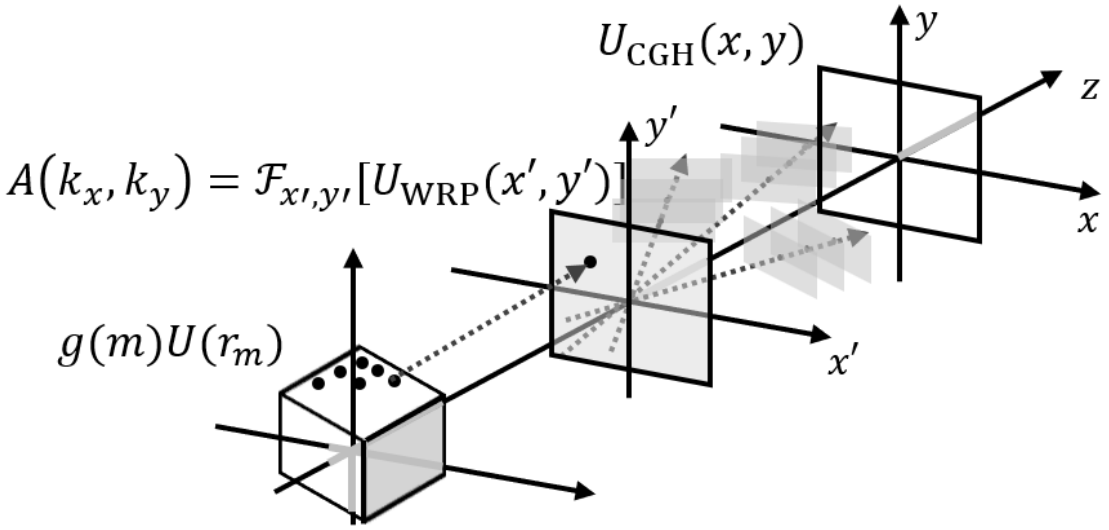


図3.12 WRP によるハイブリッド計算法

ここで,$U_{WRP}(x',y')$ は (x',y') 平面上の WRP に伝搬した物体光波分布を,$U_{\mathrm{CGH}}(x,y)$ は WRP 面から (x,y) 平面上の CGH に伝搬した物体光波分布を表す．$U_{\mathrm{WRP}}(x',y')$ は m 個の点で構成される 3 次元物体光波分布 $g(m)$ から点光源ベースの手法を用いて計算され，$U_{\mathrm{CGH}}(x,y)$ は $U_{\mathrm{WRP}}(x',y')$ から角スペクトル法を用いて求められる．$H(f'_x,f'_y;\Delta z)$ は $U_{\mathrm{WRP}}(x',y')$ に対するスペクトル応答関数である．なお，f'_x,f'_y はそれぞれ x',y' 軸方向の空間周波数成分を表す．

3.5.3　その他の計算法

その他のアプローチとしては，光線光学に基づく手法[47] やニューラルネット[48] を用いた誤差逆伝搬法による CGH 計算手法があるが，前述の 2 者とは計算のアプローチが大きく異なり，優位性比較が十分でないため本論文では詳細な説明を割愛する．

3.6　物体表現技法

CGH による立体像表示において，物体を忠実に再現するには物体の形状だけでなく，物体の表面特性や自然界で起こる物理現象を再生像に反映させる必要がある．CGH における物体表現は，CG に比べて高精細かつ多彩な像表現が実現できておらず発展途上であり，現在も隠面消去やシェーディング，鏡面反射やテクスチャ表現など多くの物体表現技

法が研究されている．CGH における物体表現技法は CG の分野で確立された手法を参考にすることが多い．しかしながら，CG と異なり，CGH は視差のある像を再生する必要があるため，視点移動や回り込んでの像観察に対しても不整合を生じない像表現とその計算法が求められる．加えて，これらの特性は物体の凹凸や位置関係すなわち 3 次元形状に大きく依存する．

3.6.1　点光源ベースの物体表現技法

点光源ベースの物体表現技法については，物体を点で扱えることの柔軟性が多くの手法が提案されている [34, 35, 38, 39, 49–53]．とりわけ注目されているのがレイトレーシング（光線追跡法, Ray Tracing）による写実的レンダリング手法 [38] である．本手法は CGH 面上の記録点から物体点群の各点に向かって仮想の光線を射出し追跡することで物体各点の状態を推察できる．例えば，光線の進む先で他の点や点群が構成する面との衝突を判定することによってオクルージョン（手前の物体が後ろの物体を隠す状態）の発生を検知した場合，当該点から記録点への光波伝搬をキャンセルすることによって該当の物体点が視界に入らないようにできる．また，参照光が物体面で反射する角度が光線となす角度を求めることで，反射光が記録点に向かう際の強度を調整できる．シェーディングや表面材質もまた光線に対する光の反射特性パラメータを調節することで変化をつけることができる．以上のことから，物体表現においては，レイトレーシングは有用な手法と言えるが，ベースとなる計算法の計算量が多い上に，光線追跡による物体光調節のための検証処理が上乗せされるため，実用を考慮した場合は GPU を用いた並列計算が前提となる．

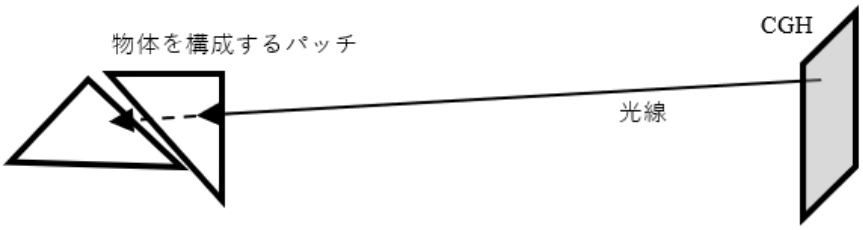


図3.13 点光源ベースのレイトレーシング手法

3.6.2　波面ベースの物体表現技法

波面ベースの物体表現技法もまた，点光源ベースの技法と同じ目的と効果を目指したものとして過去にいくつか提案されている [54–60]．本技法群は，ベースとなる計算法の特性上，平面物体や比較的単純な構造のパッチモデルに適した手法で，奥行方向に重なった複数枚の平面間での隠面消去や，パッチ単位での鏡面反射を扱う場合には，物体光伝搬を面単位で行える点で点光源ベースの技法よりも高速に処理できる．波面ベースの技法としては，前述の WRP のように，観察点に近い平面から奥の平面に対し，隠面領域の範囲を逆伝搬させることで，観察位置から見えない物体光を計算対象から除外する影伝搬法などがある．波面ベースの高速計算法は，伝搬計算の単位が面であるため，点の数が多く面の数が少ない場合は点光源ベースの計算法に対して優位だが，物体を構成する面の数が細かくかつ面上の物体点が疎になるほど点光源ベースの計算法が優位になる．そのため，将来的には点光源ベースと波面ベースの物体表現技法を併用し，物体の構成によって，あるいは部分ごとにそれぞれの技法を使い分けることが求められる．

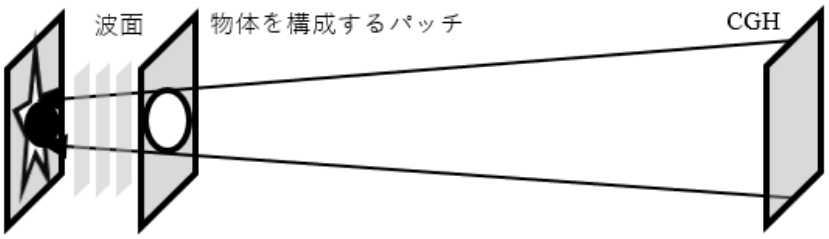


図3.14 波面ベースの影伝搬法

第 4 章

円筒型計算機合成ホログラム (Cylindrical Computer-Generated Hologram; CCGH)

本章では, 円筒型計算機合成ホログラム（Cylindrical Computer-Generated Hologram; CCGH）について，一般的な平面 CGH との差異や先行研究について説明する．

4.1　平面 CGH に対する CCGH の特徴の違いと研究動向

第2章で述べたように，円筒型計算機合成ホログラム（CCGH: Cylindrical Computer Generated Hologram）は円筒形状の記録面を有する CGH の一種である．一般的な平面 CGH と比べて，CCGH は水平方向に広い視域を確保できる特徴があり，記録物体を横や背後に回り込んで観察するようなユースケースに適した形状である．また，円筒座標から平面座標への近似変換により，Holo-HMD 等の観察位置姿勢追従型ニアアイディスプレイに対し観察者の運動に応じた柔軟かつ高速な平面 CGH の提供も可能である．一方で，広い視域を確保するために，CCGH は平面 CGH と比べて水平方向に大きなサイズの記録領域を求める．平面 CGH と同様に CCGH サイズが大きくなるにつれて計算量が増大するため，計算時間の短縮が CCGH 実用に向けての課題となる．加えて，物体表現に関する種々の既存手法はいずれも CGH 記録面が平面であることを前提としているため，記録面が円筒面である CCGH にそのまま転用することはできない．

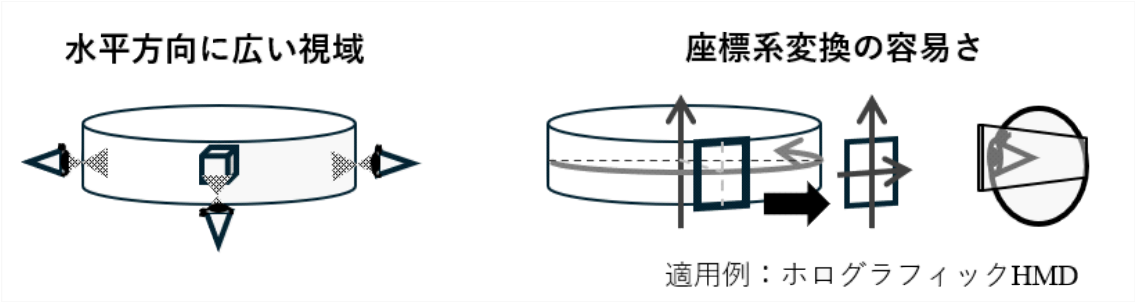


図4.1 円筒型計算機合成ホログラムの特性
Reprinted with permission from [61] © Optica Publishing Group.

4.2　円筒形計算機合成ホログラムに関する先行研究

4.2.1　球面波伝搬式による点光源法

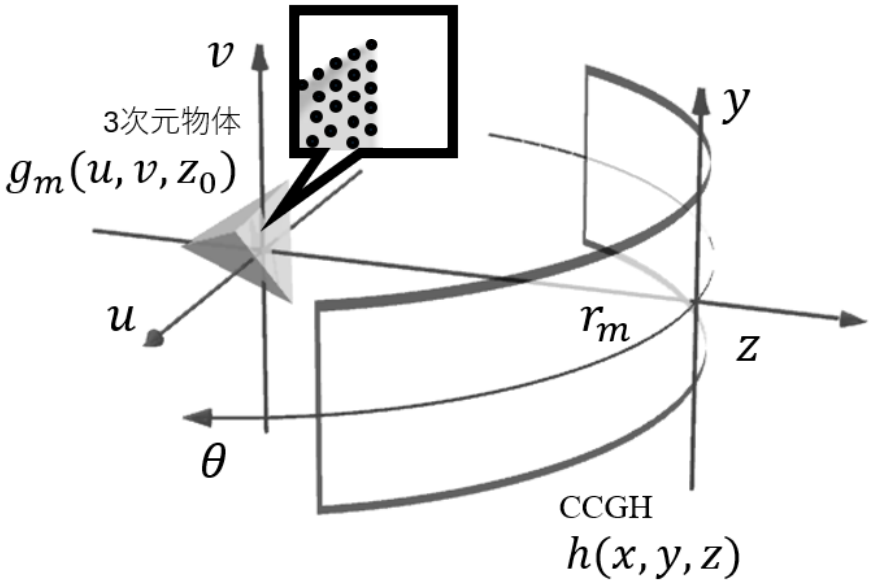


図4.2 点光源法を用いた CCGH 計算の系

前章で説明した球面波伝搬式は CGH の形状に依存しない自由度の高い手法のため，CCGH 計算にも有用である．各点源からの物体光波 $g_m(u,v,z_0)$ が CCGH 面に呈する光波パターン $h(x,y,z)$ は，式(3.19)を用いて下記のように表される．

$$h(x,y,z) = \sum_{m=1}^{M} \frac{g_m(u,v,z_0)}{r_m} \exp(i\varphi_m) \exp(ikr_m) \tag{4.1}$$

ここで，(u,v,z_0) は物体点光源 m の空間座標を，(x,y,z) は CCGH 面上の記録点を表す．また，r_m は以下の式で表される．φ は物体光源 m による光波分布の初期位相を表す．

$$r_m = \sqrt{(x-u)^2 + (y-v)^2 + (z-z_0)^2} \tag{4.2}$$

点光源ベースの CCGH 計算法としては，山口らによる分割計算手法[62] が有名である．しかし，前述の通り，当該手法は計算量が膨大で，物体点源数を M，CGH 面上の記録点数を N^2 ピクセルとした場合の計算オーダは $O(MN^2)$ となるため，記録点の多い CCGH 計算には向かない．当該計算量については，CPU ベースの計算手法では分割計算を行った場合でも相当の計算時間を要する．また，松田，坂田，Sakai らによって GPU を用いた CCGH 並列計算法[34–37] が提案されている．GPU による並列計算は前述の CPU ベースの分割計算に比べて，全体の計算時間を大幅に削減できるため有効と考えられるものの，GPU の調達と並列計算アルゴリズムの設計実装が別途必要となり，既存の物体表現技法を選択利用する場合には都度プログラムを改修しなければならない．なお，点光源ベースの物体表現技法は存在するが，いずれも平面 CGH を対象としている手法が多く，CCGH を対象とした事例が少ないため，いずれの手法においても CCGH 計算にそのまま適用できるとは限らない．

4.2.2 円筒物体からの高速計算法

この手法は，円筒形状の物体から CCGH 円筒面への光波伝搬式を畳込み積分式に変換することにより，高速計算を行う手法である．畳込み積分式は 2 回のフーリエ変換と単純な乗算に置き換えることが可能で，大幅な計算量の削減が実現される．当該手法は Jackin ら[63] によって提案された．当該手法の計算式を以下に示す．

$$h(\theta,y) = \mathrm{C} \iint \frac{g(\varphi,v)\exp(ikL)}{L} d\varphi dv \tag{4.3}$$

ここで，$g(\varphi,v)$ は円筒面上の物体光分布，$h(\theta,y)$ は CCGH 面上の物体光波分布，L は円筒物体面上の点源から CCGH 面上の記録点までの距離を表す．L は，CCGH 円筒の半径 R と物体円筒半径 r，円筒中心から物体点源に対する角度 φ と CCGH 記録点に対する角度 θ を用いて下記の式で表される．

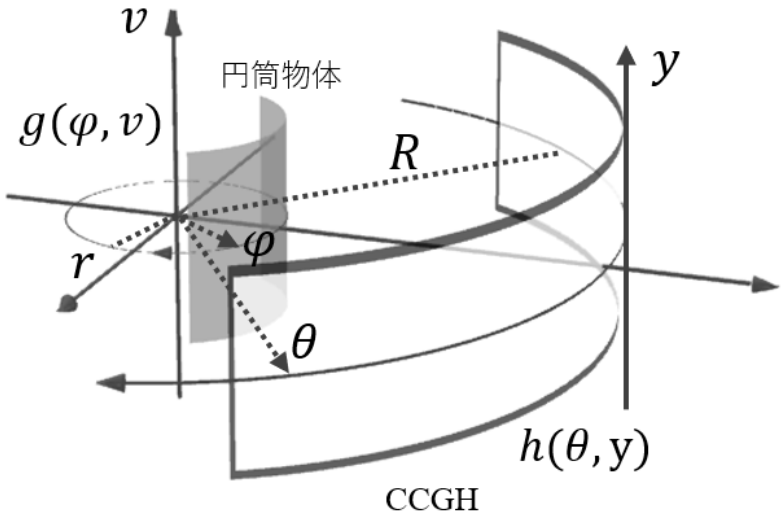


図4.3 円筒物体からの CCGH 高速計算法の光学系

$$L = \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr\cos(\theta - \varphi) + (y - v)^2} \tag{4.4}$$

式(4.4)を式(4.3)に代入すると，下記の式が得られる．

$$\begin{aligned} h(\theta, y) &= \iint g(\varphi, v)p(\theta - \varphi, y - v)d\varphi dv \\ &= (g * p)(\varphi, v) \end{aligned} \tag{4.5}$$

しかし，当手法は図4.3に示すような，物体からの光波がホログラム面と中心軸を同一とする円筒座標面上に分布されるという特殊な計算の系を要求するため，多様な形状の物体を対象とする CCGH 計算には不向きである．当計算法の計算オーダは，物体および CCGH 一辺のサンプリング点数を N ピクセルとすると，$O(N^2 \log_2 N)$ となる．

4.2.3 円筒 WRP を介した 3 次元物体からの高速計算法

前章で説明した WRP を応用し，円筒型 WRP を介した CCGH 高速計算法がある．当該手法は Zhao ら[64] によって提案された. この手法では，物体から円筒型 WRP までの光波伝搬を任意の手法を用いて計算し，円筒型 WRP から CCGH までの光波伝搬を波面ベースの手法を用いて高速計算する．本手法を用いることによって，任意形状の物体から

CCGH を計算する過程の一部における計算量を大幅に削減できる．当該手法の計算式を以下に示す．

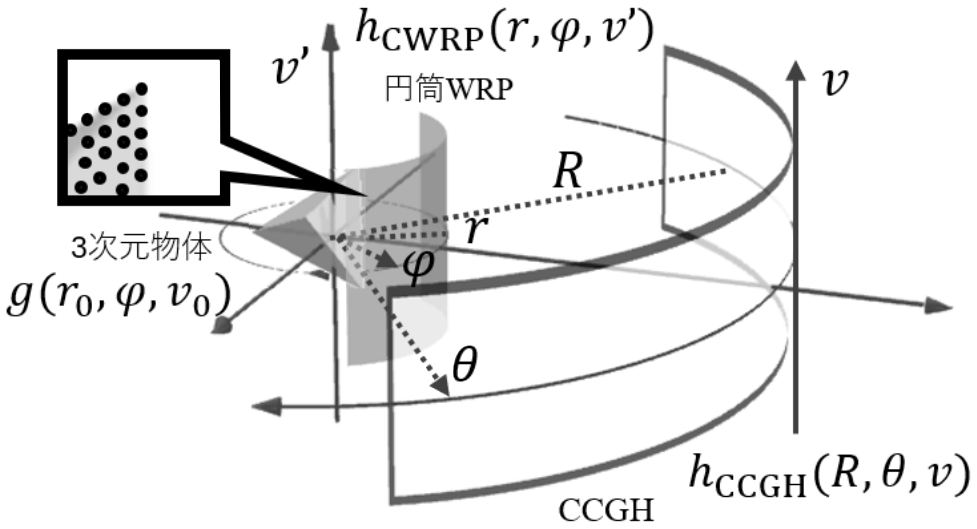


図4.4 円筒 WRP を介した 3 次元物体からの CCGH 高速計算法の系

円筒 WRP 上の物体光波分布を $h_{\mathrm{CWRP}}(r,\varphi,v')$ とすると，CCGH 上の物体光波分布は以下の式で表される．

$$h_{\mathrm{CCGH}}(R,\theta,v)=\iint \frac{h_{\mathrm{CWRP}}(r,\varphi,v')\exp(ikL)}{L}d\varphi dv' \tag{4.6}$$

ここで，円筒 WRP 上の点から CCGH 記録点までの伝搬距離 L は下記となる．当該手法は，円筒 WRP から CCGH までの物体光伝搬計算に，円筒物体からの CCGH 高速計算法の式(4.5)を利用している．

$$L=\sqrt{R^2+r^2-2Rr\cos(\theta-\varphi)+(v-v')^2} \tag{4.7}$$

当該手法は 3 次元物体から CCGH を高速に計算できるメリットがあるが，中間層の WRP が円筒型である故に，3 次元の物体から円筒型 WRP までの光波伝搬計算において，従来提案されてきた物体表現技法の一部が適用できないという問題がある．具体的には，点光源ベースの物体表現技法は適用可能だが，波面ベースの物体表現技法は適用不可となる．これは，3 次元物体の形状によっては円筒型 WRP の間に光波伝搬のシフト不変性が成立しないためである．なお，本手法における円筒 WRP から CCGH までの伝搬計算の

計算オーダは，円筒 WRP および CCGH 一辺のサンプリング点数を N ピクセルとすると，$O(N^2 \log_2 N)$ となる．なお，物体から円筒 WRP までの伝搬計算は選択する手法によるため，議論の対象外とする．

4.2.4　平面円筒近似を用いた CCGH 高速計算法

当該手法は，平面物体から平面 WRP と近距離伝搬における近似を用いた CCGH 高速計算法である．本手法は Kang ら[65] によって提案されたもので，平面物体から平面 WRP までの計算を角スペクトル法によって高速計算した後，当該平面 WRP と内側で近接する CCGH 円当面間の伝搬計算を近似によって実空間における記録点間の位相シフトに置き換える．

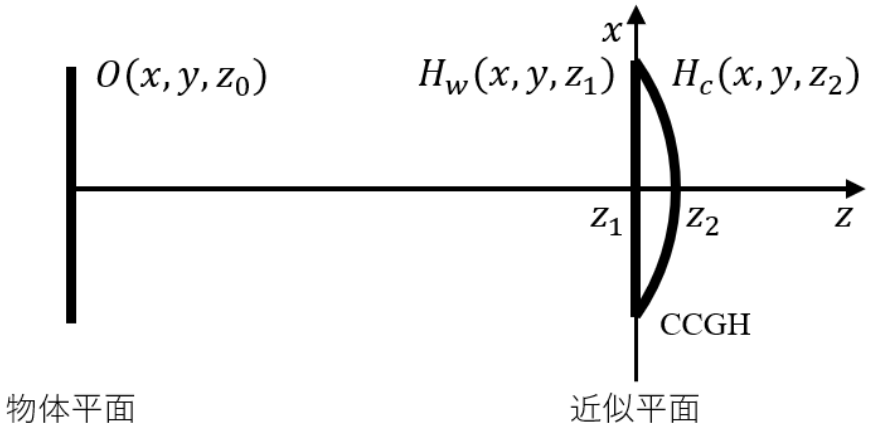


図4.5 平面円筒近似による CCGH 高速計算法の系

図4.5において，物体光波分布を $O(x, y, z_0)$ とし，平面 WRP 上の光波分布と CCGH 上の光波分布をそれぞれ $H_w(x, y, z_1)$ ならびに ${H_c}'(x, y, z_2)$ とすると，式(4.8)と(4.9)によって，${H_c}'(x, y, z_2)$ は(4.10)で求められる．

$$H_w(x, y, z_1) = IFFT[FFT[O(u, v, z_0)] \cdot T(f_u, f_v)] \tag{4.8}$$

$$T(f_u, f_v) = \exp\left[ikz\sqrt{1 - \lambda^2 {f_u}^2 - \lambda^2 {f_v}^2}\right] \tag{4.9}$$

$${H_c}'(x, y, z_2) = H_w(x, y, z_1) \exp\left[ik(z_2 - z_1)\right] \tag{4.10}$$

ここで，$T(f_u, f_v)$ は平面 WRP と近接する CCGH 間の実空間における位相シフト関数を表す．当該手法は，物体，WRP，CCGH 一辺のピクセル数を N とした場合，計算オーダ $O(N^2 \log_2 N)$ となり高速な計算が可能となる一方で，物体が平面に限定される上に，強い近似によって計算範囲が限られるとともに計算誤差による再生像へのノイズ乗算の影響が懸念される．

4.2.5 平面物体からの角柱型 CGH 高速計算法

CCGH ではないが，全周方向からの像観察を可能にする形態の CGH として角柱型 CGH 計算法[66] がある．当該手法は複数の平面 CGH で構成される角柱型の CGH に対し，平面物体からの光波伝搬をフレネル回折積分式を用いて計算する高速計算法である．フレネル回折積分式は伝搬距離に制限を与えることで近似による高速計算を成立させたものであるが，平行平面間の伝搬計算となるため波面展開法等別の計算手法の適用も可能である．本手法もまた，扱える物体が平面に限られることに加え，物体と角柱型 CGH との距離が変わる度に角柱型 CGH を構成する平面 CGH のサイズや枚数を都度調節する必要がある．また，電子ホログラフィによる像再生において，任意視点位置に対する平面 CGH を出力する場合，角柱型 CGH を構成する複数の平面 CGH から，出力に利用すべき平面 CGH 群の選定ならびに選定された平面 CGH 群からの物体光波を線形補間等によって合成する必要が生じるため，円筒座標系からの平面 CGH 出力と比べ処理が複雑になる．

4.2.6 平面物体からの高速計算法

当手法は円筒中心に位置する平面物体から CCGH を高速に計算する手法であり，物体光を構成する要素平面波が円筒面に呈する光波パターンをインパルス応答として利用することにより，光波の伝搬式に畳込み積分式を組み込み，さらに畳み込み積分計算に FFT を利用することによって計算量を削減する高速計算法である．当該手法は坂本ら[67] によって提案された手法である．図4.6において，円筒中心にある平面物体と同一円心上の CCGH 間においても物体光伝搬に対するシフト不変性が成立する．これは，円筒中心の平面物体光波分布をフーリエ変換すなわち平面波分解したとき，各平面波が CCGH 円筒面に呈する光波パターンは，平面波の伝搬方向が変化した角度分だけ CCGH 円筒面上を横に平行移動したパターンと一致することによるものである．また，各平面波が CCGH 円筒面上に呈する光波パターンを重畳することは，平面物体光が CCGH 円筒面上に呈する光波パターンを求めることに等しい．これらのことから，円筒中心の平面物体光をフー

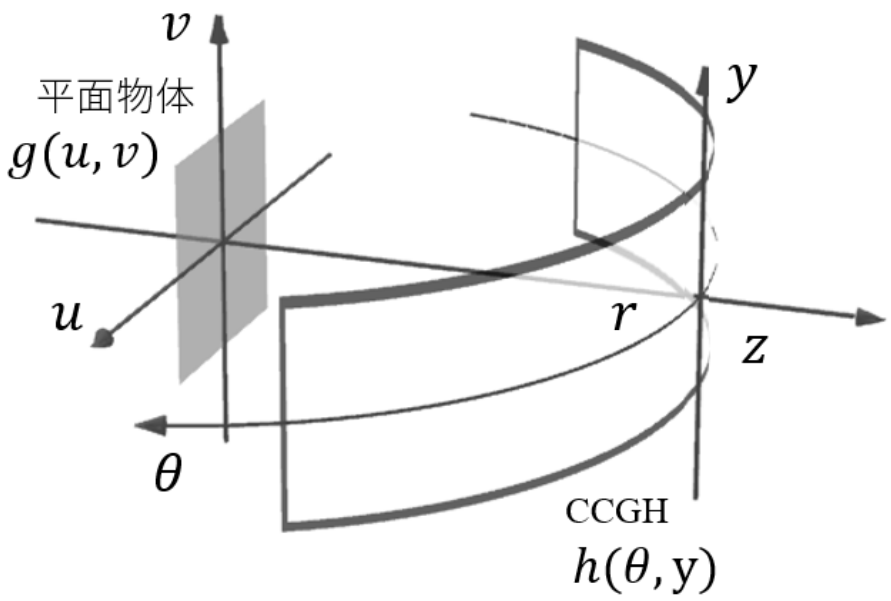


図4.6 平面物体からの CCGH 高速計算法の光学系

リエ変換した物体光スペクトルと各物体光スペクトルが円筒面に呈する光波パターンを求めるための応答関数との水平伝搬方向角に対する畳み込み積分を行うことで，CCGH 円筒面上に伝搬した物体光波分布を求めることができる．前章で説明した通り，畳み込み積分は 1 回の 2 次元フーリエ変換, 3 回の水平方向 1 次元フーリエ変換，1 回の垂直方向 1 次元フーリエ変換と各要素の単純積にて置き換えることが可能である．

当該手法の計算式導出過程について説明する．本手法には大きく分けて，物体光波分布の座標系変換と円筒座標系における物体光伝搬計算の 2 工程がある．

物体光の座標系変換

まずは，物体光波分布の座標系変換について説明する．空間座標系 (u, v, z_0) において物体光が任意方向の距離 R へ伝搬した光波分布 $h(\mathbf{R})$ は以下の式により表される．

$$h(\mathbf{R}) = \mathrm{C} \iiint_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{k}) \exp\{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{R})\} dk_u dk_v dk_{z_0} \tag{4.11}$$

式 (4.11) は，物体光分布 $g(u, v)$ のフーリエスペクトル $G(\mathbf{k})$ に 3 次元フーリエ逆変換を適用した式であり，ここでの $G(\mathbf{k})$ は，物体光の空間周波数分布を表している．C は定数，i は虚数単位，$\mathbf{k}$ は波数ベクトルである．また，k_u，k_v，k_{z_0} はそれぞれ u，v，z_0 方向の

波数を表し，これらは以下の関係をもつ．

$$k_{z_0} = \sqrt{k_0^2 - k_u^2 - k_v^2} \tag{4.12}$$

ここで，k_0 は波数 $k_0 = 2\pi/\lambda$ であり，k_0 は $\mathbf{k}$ の強度に値する．なお，λ は光源波長である．今，CCGH 面上の記録点が空間座標系 (x, y, z) で表されるとすると，式(4.11)は式(4.12)を用いて以下のように 2 変数 k_u および k_v の関数として書き改められる．

$$h(x,y,z) = \mathrm{C}\iint_{-\infty}^{\infty} G(k_u,k_v)\exp\Big\{-i(z-z_0)\sqrt{k_0^2-k_u^2-k_v^2}\Big\} \exp\Big\{-i(xk_u+yk_v)\Big\}dk_u dk_v \tag{4.13}$$

さらに，CCGH 面上の記録点が以下の条件を満たす半径 r の円筒座標系 (θ, y) 上に分布する場合，以下の条件を式 (4.13) に適用することにより，円筒面へと伝搬する光波の式が導出される．なお，物体光は円筒中心 $z_0 = 0$ 上に分布するものとする．

$$\begin{cases} x = r\sin\theta \\ z = r\cos\theta \\ y \parallel v \end{cases} \tag{4.14}$$

円筒座標系における物体光伝搬計算

続いて，物体光分布の CCGH 円筒面への光波伝搬計算について説明する．物体光フーリエスペクトルの各成分すなわち各平面波 $G(k_u, k_v)$ は，その空間周波数成分 (f_u, f_v) に従った角度で z 軸正方向に伝搬すると仮定する．なお，図4.7における φ は，物体光平面波の水平方向の進行角度を表している．また，CCGH 面は物体光分布平面 (u, v) の原点を中心とし，中心から半径 r 離れた (θ, y) で表される円筒座標系の面上にあるものとする．このとき，物体平面から CCGH 面上へと伝搬する物体光 $h(\theta, y)$ は以下の計算式により求められる．

$$h(\theta,y) = \mathrm{C}\int_{-\infty}^{\infty}\sqrt{k_0^2-k_v^2}\exp(-ivk_v) \int_{-\pi}^{\pi} G(k_u,k_v)\cos\varphi\sqrt{k_0^2-k_v^2}\exp\{-ir\sqrt{k_0^2-k_v^2}\cos(\theta-\varphi)\}d\varphi dk_v \tag{4.15}$$

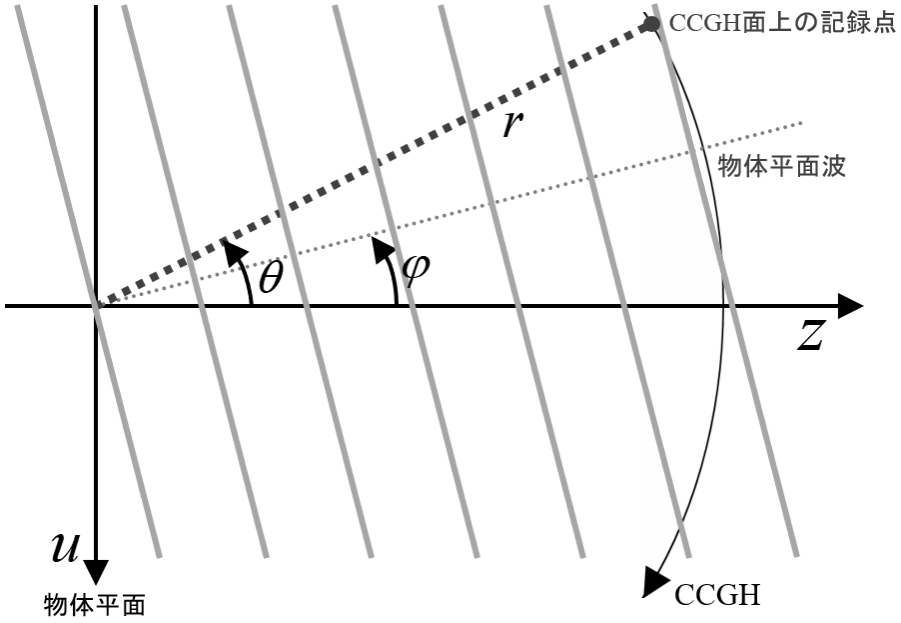


図4.7 円筒中心から CCGH 面に伝搬する物体光平面波計算の系

式(4.15)は，式(4.13)を条件式(4.14)に従って座標系変換したものに値する．なお，物体光の空間周波数成分 (f_u, f_v) と波数 (k_u, k_v) は以下の関係にある．

$$k_u = 2\pi f_u \tag{4.16}$$

$$k_v = 2\pi f_v \tag{4.17}$$

さらに，k_u は物体光要素平面波の円筒水平面に対する進行方向 φ と以下の関係をもっている．

$$k_u = \sqrt{k_0^2 - k_v^2}\sin\varphi \tag{4.18}$$

式(4.15)において，

$$p(\theta, k_v) = \exp(-ir\sqrt{k_0^2 - k_v^2}\cos\theta)\sin\varphi \tag{4.19}$$

とおくと，円筒面へと伝搬する物体光フーリエスペクトルの水平成分 $Q(\theta, k_v)$ は

式(4.19)を用いて，

$$
\begin{aligned}
Q(\theta, k_v) &= \int_{-\pi}^{\pi} G(k_u, k_v) \cos\varphi \sqrt{k_0^2 - k_v^2} \exp\{-ir\sqrt{k_0^2 - k_v^2}\} \cos(\theta - \varphi)\} d\varphi \\
&= (G * p)(\varphi, k_v) \\
&= \mathcal{F}_{\varphi}^{-1}\Big[\mathcal{F}_{\varphi}\{G(\varphi, k_v)\}\mathcal{F}_{\varphi}\{p(\varphi, k_v)\}\Big] \qquad (4.20)
\end{aligned}
$$

と表される．式(4.20)より，円筒水平面への物体光波の伝搬は，φ 方向に関する物体光フーリエスペクトルすなわち物体光要素平面波とスペクトル応答関数 $p(\varphi, k_v)$ との畳込み積分により計算されることがわかる．ここで，$p(\varphi, k_v)$ は，物体光要素平面波が円筒面に呈する光波パターンを表す関数に当たる．

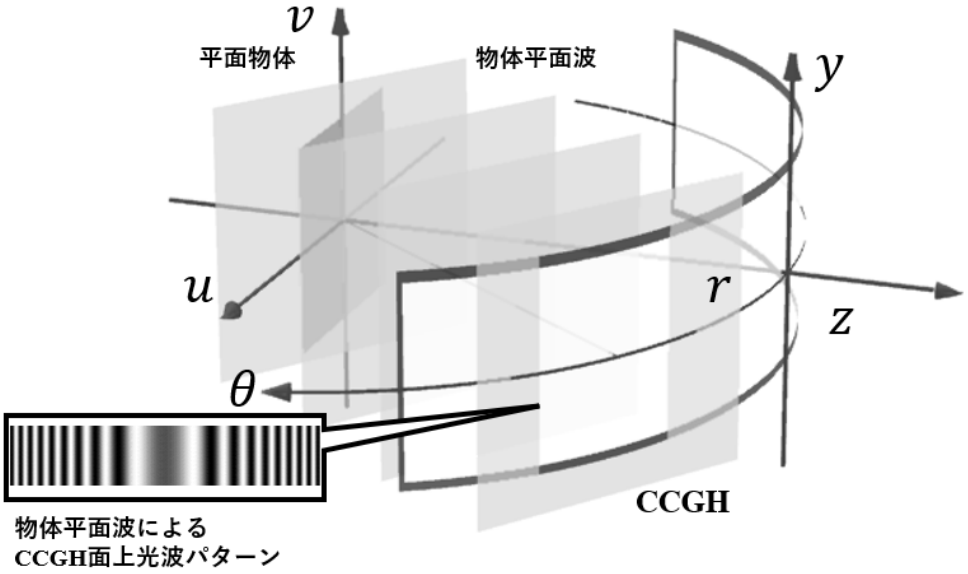


図4.8 物体光平面波が CCGH 面に呈する光波パターンイメージ

式(4.20)に示されるように円筒中心にある平面物体と CCGH 面間には物体光波伝搬に対するシフト不変性が成立すると言える．これは，フーリエ変換によって分離された各物体光平面波が円筒面に呈する光波パターンは，物体光平面波の進行方向 φ に応じて CCGH 面を水平移動した形に等しいことを表している．

式(4.20)にて，畳込み積分は，フーリエ変換を利用することにより大幅に計算量が削減

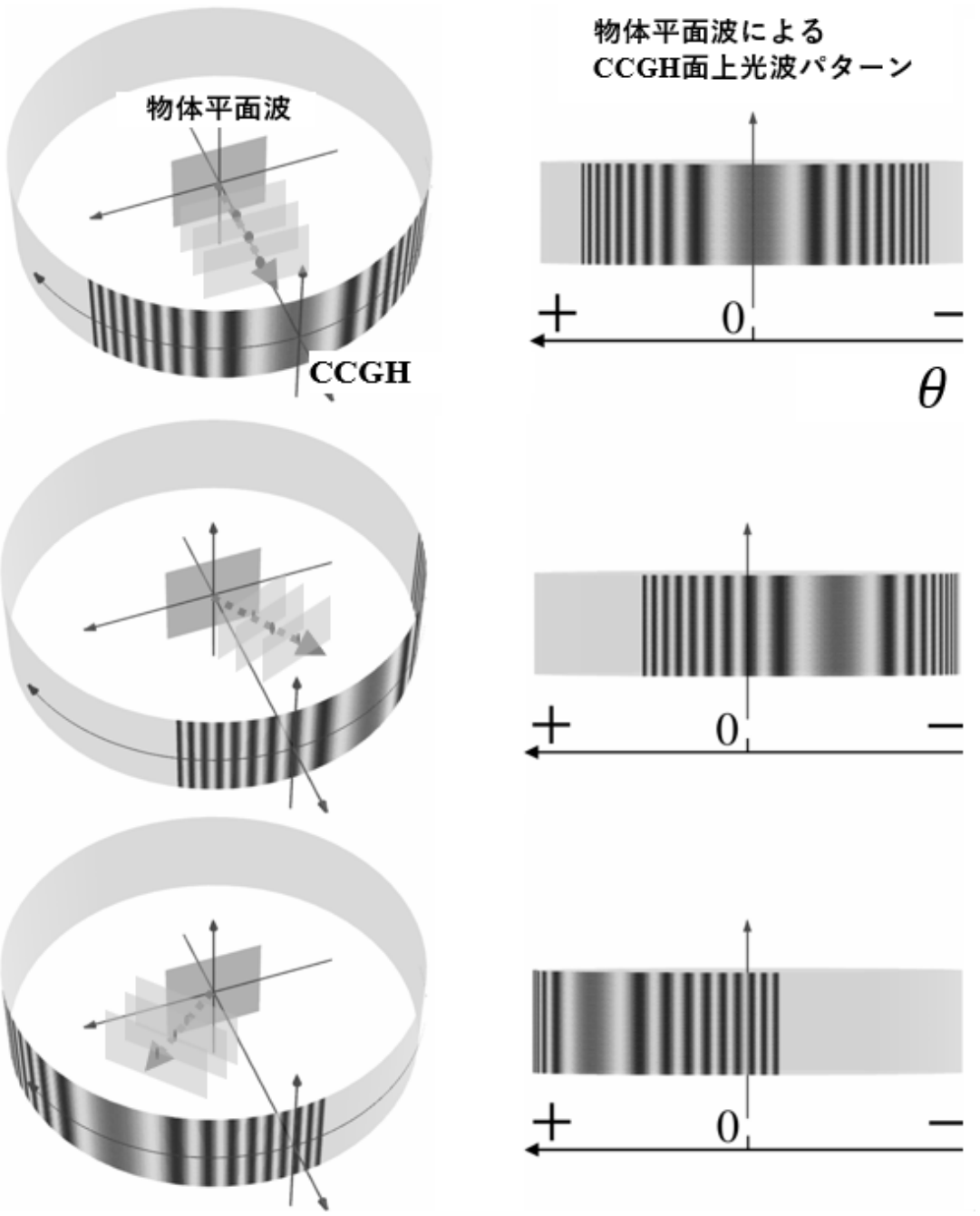


図4.9 円筒中心からの物体光平面波が CCGH 面に呈する光波パターンのシフト不変性

されるため，高速計算が可能となる．また，式(4.20)を用いて式(4.15)を書き改めると，

$$\begin{aligned} h(\theta, y) &= \mathrm{C} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\theta, k_v) \exp(-ivk_v) dk_v \\ &= \mathrm{C}\mathcal{F}_{k_v}^{-1}[Q(\theta, k_v)] \end{aligned} \tag{4.21}$$

となる．式(4.21)より，円筒面への物体光波分布は，$Q(\theta, k_v)$ を，k_v について 1 次元フーリエ逆変換することにより求められることがわかる．当該手法の計算オーダは，物体およびホログラム一辺のサンプリング点数を N ピクセルとすると，$O(N^2 \log_2 N)$ となり，球面波伝搬式による点光源法と比較して大幅に計算量を削減できる．また，本手法は強い近似を用いておらず計算結果は厳密解となるため，再生像に対する近似誤差の影響は限りなく少ない点も利点として挙げられる．しかし，冒頭で述べた通り，本手法は平面物体を対象とした計算法であるため，3 次元物体を対象とした CCGH 計算には適用できない．

以上の調査結果から，各手法の特徴を以下の表にまとめる．

表4.1 手法の特徴比較

手法 (引用番号)	近似の影響	物体形状	速度	物体表現	座標系変換
点光源法 (4.2.1)	○	○	×	△	○
円筒物体利用 (4.2.2)	○	×	○	×	○
円筒 WRP 利用 (4.2.3)	○	○	△	△	○
円筒近似計算 (4.2.4)	×	×	○	×	○
角柱型 CGH(4.2.5)	×	×	○	×	△
提案手法のベース (4.2.6)	○	×	○	×	○

これら過去の研究成果をもとに，我々は平面物体からの CCGH 高速計算手法 (4.2.6) を 3 次元物体からの CCGH 計算にも応用できるよう手法の拡張に取り組んできた．本研究におけるアプローチの詳細と実験結果については次章以降で説明する．

第 5 章

提案手法：3 次元物体からの CCGH 高速計算法

5.1　概要

本手法[68] は波面ベースの高速計算法 (4.2.6) の拡張で，3 次元物体から CCGH への物体光伝搬計算をフーリエ変換を用いて高速に処理する．前章で述べたように，CCGH における波面ベースの高速計算法 (4.2.6) を利用する場合，物体の形状は平面でかつ円筒中心に配置する必要がある．そこで，本手法では，3 次元物体をせん断面の集合体と見なし，各断面から円筒中心に物体光を逆伝搬させ重畳することで，3 次元の物体光波分布を 2 次元に縮約させる手法を提案する．本アプローチにより，3 次元物体からの CCGH 計算に当該手法の適用が可能となる．以降，提案手法によって生成された，円筒中心における 2 次元物体光波分布を平面集約物体光と称する．

5.1.1　原理

本手法の原理と計算量削減の仕組みについて説明する．

3 次元物体の点群が光波伝搬 z 軸に垂直な複数の面 $(u_m, v_m; z = z_m)$ 上に分布し，当該点群によって形成される物体光波分布が $g_m(u_m, v_m; z = z_m)$ で表されると仮定する．加えて，$g_m(u_m, v_m; z = z_m)$ を円筒中心に順伝搬あるいは逆伝搬し重畳したものすなわち平面集約物体光を $g_o(u, v; z = 0)$ とする．ここで，(u_m, v_m) ならびに (u, v) はいずれも z 軸に垂直な平面であるため，両平面は平行関係にある．平行平面間の物体光伝搬にはシフト不変性が成立するため，各面 m における光波分布 $g_m(u_m, v_m; z = z_m)$ の円筒中心へ

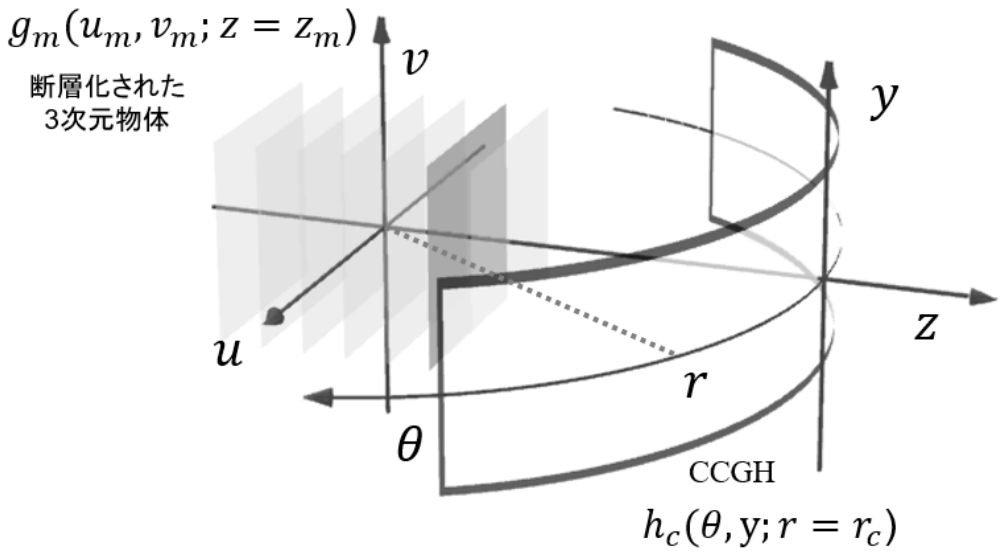


図5.1 提案手法による CCGH 計算の系

の光波伝搬計算には角スペクトル法の適用が可能となる．角スペクトル法も平面物体からの CCGH 高速計算法も波面ベースの手法であり，フーリエ変換を用いて物体光を空間周波数成分すなわち平面波に分解することによって計算量を削減する．さらに，平面集約物体光 $g_o(u, v; z = 0)$ は，円筒中心における 2 次元光波分布であることから，当該物体光の CCGH 面への光波伝搬計算に平面物体からの CCGH 高速計算法 (4.2.6) を適用できる．本手法における計算量は，その大部分がせん断面の 2 次元フーリエ変換が占めるため，物体のせん断数におおよそ比例して増大する．断面像の数を L とした場合，本手法の計算オ

表5.1 手法の特徴比較

手法 (引用番号)	近似の影響	物体形状	速度	物体表現	座標系変換
点光源法 (4.2.1)	○	○	×	△	○
円筒物体利用 (4.2.2)	○	×	○	×	○
円筒 WRP 利用 (4.2.3)	○	○	△	△	○
円筒近似計算 (4.2.4)	×	×	○	×	○
角柱型 CGH(4.2.5)	×	×	○	×	△
提案手法のベース (4.2.6)	○	×	○	×	○
3 次元物体利用 **(5.1.2)**	○	○	○	×	○

ーダは，物体および CCGH 一辺のサンプリング点数を N として $O(LN^2 \log_2 N)$ となる．

表4.1に当該手法の特徴を追加し表5.1に再掲する．平面物体からの CCGH 高速計算法 (4.2.6) と比較し，本手法では対象物体の形状に関する制約がなくなったことがわかる．

5.1.2 計算式

次に，本手法の計算式について説明する．

本手法は 3 次元物体光波分布を円筒中心の 2 次元物体光波分布に集約し，当該物体光から CCGH への伝搬に高速計算法 (3.6.2) を用いる．式(4.15)より，CCGH 上の物体光波分布 $h_c(\theta, y; r = r_c)$ は下記の式で表される．

$$h(\theta, y; r = r_c) = \mathrm{C} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{k_0^2 - k_v^2} \exp(-ivk_v) \int_{-\pi}^{\pi} G_o(k_u, k_v; z = 0) \cos\varphi \sqrt{k_0^2 - k_v^2} \exp\{-ir\sqrt{k_0^2 - k_v^2} \cos(\theta - \varphi)\} d\varphi dk_v \quad (5.1)$$

ここで，$G_o(k_u, k_v; z = 0)$ は各せん断面から円筒中心に集約された物体光のフーリエスペクトルを表す．また，φ は物体光平面波が伝搬する水平方向の角度を，r は円筒中心からの水平方向の伝搬距離すなわち円筒半径を表す．

式(4.14)より，r は u, z, θ と以下の関係がある．また，y と v ならびに v_m はいずれも平行であるとする．

$$\begin{cases} u = r\sin\theta \\ z = r\cos\theta \\ u \parallel u_m \\ y \parallel v \parallel v_m \end{cases} \quad (5.2)$$

式(5.1)にて，$G_o(k_{u_m}, k_{v_m}; z = 0)$ は各断面上の物体光波を円筒中心に順伝搬あるいは逆伝搬し，2 次元フーリエ変換を適用したものに相当する．ここで，せん断面が存在する (u_m, v_m) 平面と円筒中心における順伝搬あるいは逆伝搬先の (u, v) 平面は平行関係にあり，光波伝搬におけるシフト不変性が成立するため，当該計算には平行平面間の角スペクトル法の式(3.57)を適用できる．なお，式(3.57)に従えば，伝搬後の物体光フーリエスペクトルを実空間上の光波分布に戻すため，k_u, k_v についての 2 次元フーリエ逆変換を用いるが，式(5.3)では，後続処理のために物体光フーリエスペクトルのままとする．

$$G_o(k_u, k_v; z=0) = \mathrm{C}\sum_m \mathcal{F}_{u_m,v_m}\Big[g_o(u_m, v_m; z=z_m)\Big] P_o(k_{u_m}, k_{v_m}; z=-z_m) \quad (5.3)$$

ここで，$P_o(k_{u_m}, k_{v_m}; z=-z_m)$ はスペクトル応答関数で，式(3.58)に従い以下の式で表される．

$$P_o(k_{u_m}, k_{v_m}; z=-z_m) = -\exp(ik_z z_m) \quad (5.4)$$

なお，式(3.53)に示すように，k_z と k_{u_m}, k_{v_m} の間には以下の関係が成り立つ．

$$k_z = \sqrt{{k_0}^2 - {k_{u_m}}^2 - {k_{v_m}}^2} \quad (5.5)$$

ここで，k_0 は波数を表し，光源波長を λ とした場合，$k_0 = 2\pi/\lambda$ となる．

式(5.3)を式(5.1)に代入し，さらに式(4.20)と(4.21)に従い，(5.1)をフーリエ変換記号 $\mathcal{F}$ ならびにフーリエ逆変換記号 $\mathcal{F}^{-1}$ を用いて表すと以下の式となる．なお，表記の煩雑さを避けるため，$G_o(\varphi, k_v, r=0)$ については別式としている．

$$h(\theta, y; r=r_c) = \mathrm{C}\mathcal{F}_{k_v}^{-1}\left[\mathcal{F}_{k_\varphi}^{-1}\Big[\mathcal{F}_\varphi\{G_o(\varphi, k_v)\}\mathcal{F}_\varphi\{P_c(\varphi, k_v; r=r_c)\}\Big]\right] \quad (5.6)$$

$$G_o(\varphi, k_v; r=0) = X\Big\{\mathrm{C}\sum_m \mathcal{F}_{u_m,v_m}\Big[g_o(u_m, v_m; z=z_m)\Big] P_o(k_{u_m}, k_{v_m}; z=-z_m)\Big\} \quad (5.7)$$

ここで，k_φ は φ の空間周波数成分を，$P_c(\varphi, k_v; r=r_c)$ は円筒中心から CCGH 円筒面へのスペクトル応答関数を表し，以下の式で表される．

$$P_c(\varphi, k_v; r=r_c) = \exp\Big\{i\sqrt{{k_0}^2 - {k_v}^2}\, r_c \cos(\theta - \varphi)\Big\}, \quad (5.8)$$

また，$X\Big\{\cdots\Big\}$ は以下の条件に従った $(k_{u'}, k_{v'})$ から (φ, k_v) への座標系変換関数を表す．

$$\begin{cases} \varphi = \cos^{-1}\left(\dfrac{k_{u_m}}{\sqrt{{k_0}^2 - {k_{v_m}}^2}}\right) \\ k_v = k_{v_m} \end{cases} \quad (5.9)$$

式(5.7)が本手法のメインとなる計算式であり，これにより本来 3 次元に分布する物体光波分布が 2 次元に集約されることで，波面ベースの CCGH 高速計算法が適用可能になる．

5.2　処理フロー

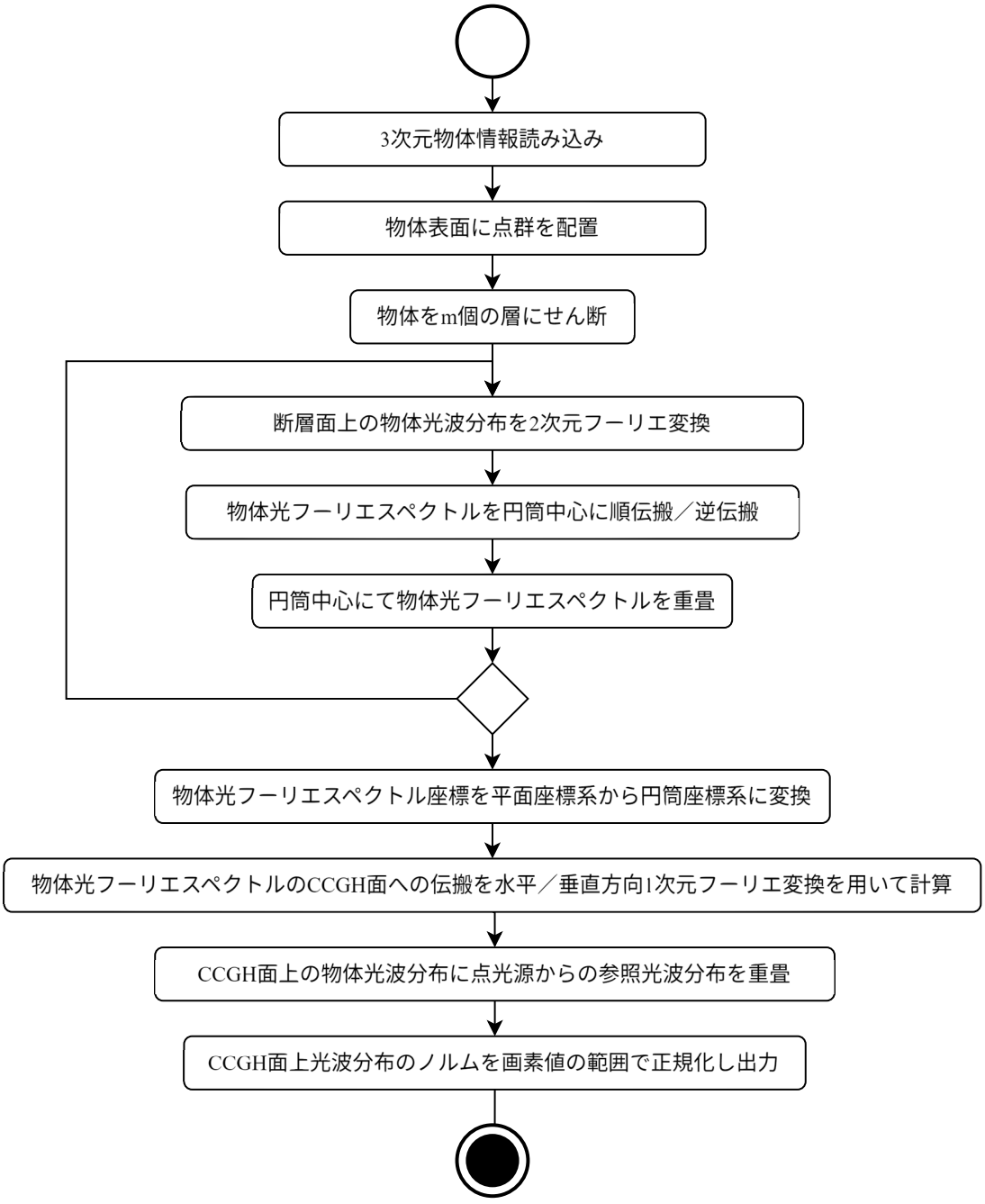


図5.2 提案手法の処理フロー

本手法の処理フローについて図5.2を用いて説明する．まず，3 次元物体情報をファイ

ルから読み込む．一般的には，頂点情報と情報を含む.obj ファイルを対象とする．次に，読み込んだ情報と予め設定した条件をもとに物体面上に点群を配置する．続いて，光波伝搬正方向に垂直な面で物体をせん断する．厳密には，該当せん断面の伝搬方向の座標を $z = z_m$ とすると，$z = z_m$ である点群が選択され，選択された点群が 1 枚の平面上にある物体光波分布を形成する．当該物体光波分布に 2 次元フーリエ変換を適用し，物体光フーリエスペクトルに変換した後，角スペクトル法を用いて円筒中心への伝搬計算を行う．ただし，物体光フーリエスペクトルに対する伝搬後の 2 次元フーリエ逆変換は行わず，フーリエスペクトルのまま次の工程に進む．本処理はせん断面ごとに実施する．すべてのせん断面からの物体光波を円筒中心で重ね合わせた後，当該物体光波分布の座標系を平面から円筒面に変換する．座標系変換後，波面ベースの CCGH 高速計算法を用いて，円筒中心平面から CCGH 面までの物体光波伝搬計算を行う．当該計算は，円筒中心の物体光フーリエスペクトルに対し，水平方向の 1 次元フーリエ変換適用ならびに同様に水平方向 1 次元フーリエ変換が適用されたスペクトル応答関数との乗算を行った後，垂直方向 1 次元フーリエ逆変換を適用することによって計算する．CCGH 面への物体光伝搬計算後，当該物体光波分布に対し，参照光の CCGH 面への伝搬計算を行う．一般的に参照光が平行光の場合は，CCGH 面への入射角度に応じた位相と振幅値の乗算値を当該光波分布とする．参照光が球面波の場合は，球面波伝搬式を用いて点源 1 点から CCGH 面上各記録点への伝搬計算を行う．最後に，本手法は CCGH を振幅ホログラムの画像データとして出力するため，CCGH 面上の光波分布に対しノルムすなわち複素振幅の実数値の 2 乗と虚数値の 2 乗の和の平方根を計算した後，当該値が画素値の範囲に収まるよう正規化する．

5.3 実験

本節では，提案手法についての実験内容と結果について説明する．本実験では，まず提案手法の有効性を確認するため，光学像再生実験を行い，視点位置に応じて適切な像観察ができることを証明する．続いて，本手法の高速計算法としての有用性を，同様の計算を従来手法を用いて行った場合の時間と比較することで検証する．

5.3.1 実験環境について

光学系

光学像再生実験のためのシステムを表5.2，図6.10ならびに6.11に示す．

光源には赤色発光ダイオード (LED) を使用した．光学系は，提案手法によって作成さ

表5.2 光学系パラメータ

対象	項目	値
光源	波長	632 [nm]
LCD	サイズ (W × H)	416[mm] × 13 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	65536 × 2048

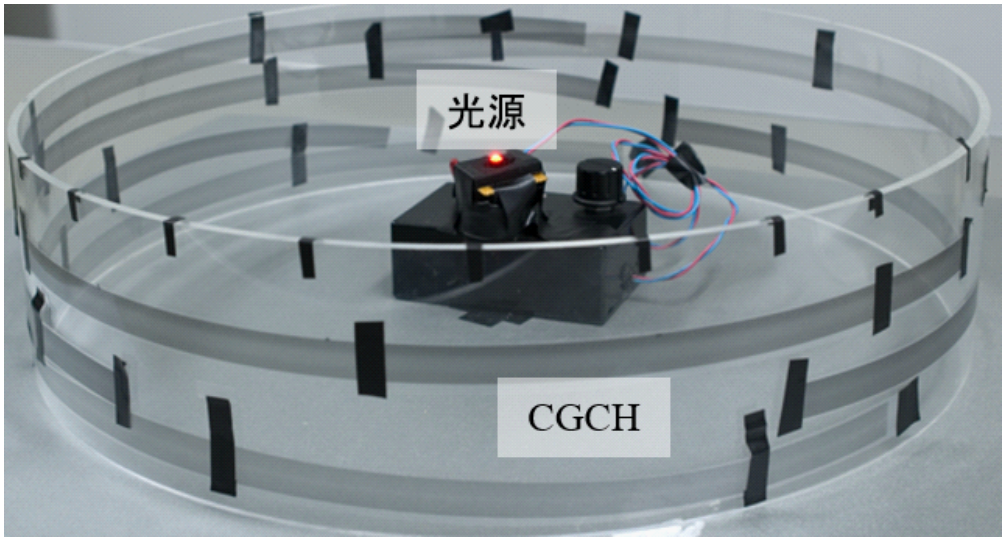


図5.3 フィルムにオフセット印刷した CCGH と LED 点光源を用いた光学像再生装置

れた CCGH をイメージセッタを用いて解像度 4000dpi のポジフィルムにオフセット印刷し，円筒型のアクリル板に貼り付けた装置と円筒中心物体上部に配置した点光源で構成される．点光源から発せられた再生照明光は円筒面に対して均等に入射し，CCGH 面を通過する際に回折現象を起こし，回折後の再生照明光は物体光と等価となる．該当物体光が観察者の視界に到達することで像観察がなされる．なお，アクリル板の厚みはおよそ 3mm で，屈折による像再生への影響はないものとする．

計算機のスペック

CCGH 計算に用いた計算機のスペックを表5.3に記載する．本実験では手法の有効性を確認するため，GPU による並列計算は行わず，CPU ベースの計算アルゴリズムのみでの計算量削減を試みた．

表5.3 計算機のスペック

Item	Detail
CPU	Itanium 2 @ 1.3GHz
Memory	2GiB × 8

5.3.2 再生品質を評価するための実験

本手法によって CCGH を作成し，光学像再生を行った．本実験ではまず仮想光学系による結像シミュレーションを実施し，外部環境によるノイズがない状態での像観察を行った．続いて，実際の光学系にて光学像再生を行い，シミュレーション像との差異や再生像の品質などを確認した．

対象物体

実験には下記 2 種類の物体を用いた．

1. 奥行きの異なる 2 つの平面物体
2. 複雑な形状の 3 次元物体

ここで，各々の画像は，右列が正面，左列が正面から左に 45° から見える物体の像を表している．

計算パラメータ（シミュレーション用）

続いてシミュレーション用の計算パラメータについて表5.4に記載する．

対象物体は 0.8[mm] 四方に収まる大きさとし，断面数を 17 とした．ただし，円と三角形で構成される物体については，それぞれの点群が 1 枚の断面に収まるため，実際に計算を行った断面数は 2 となる．断面のピクセル数は 4096×128，CCGH のピクセル数は 8192×256 とし，16[mm] 先に凸レンズを配置，32[mm] 先に結像する設計で計算を行った．なお，いずれのパラメータも周波数制限の範囲内に収まることを考慮した設定値となっている．

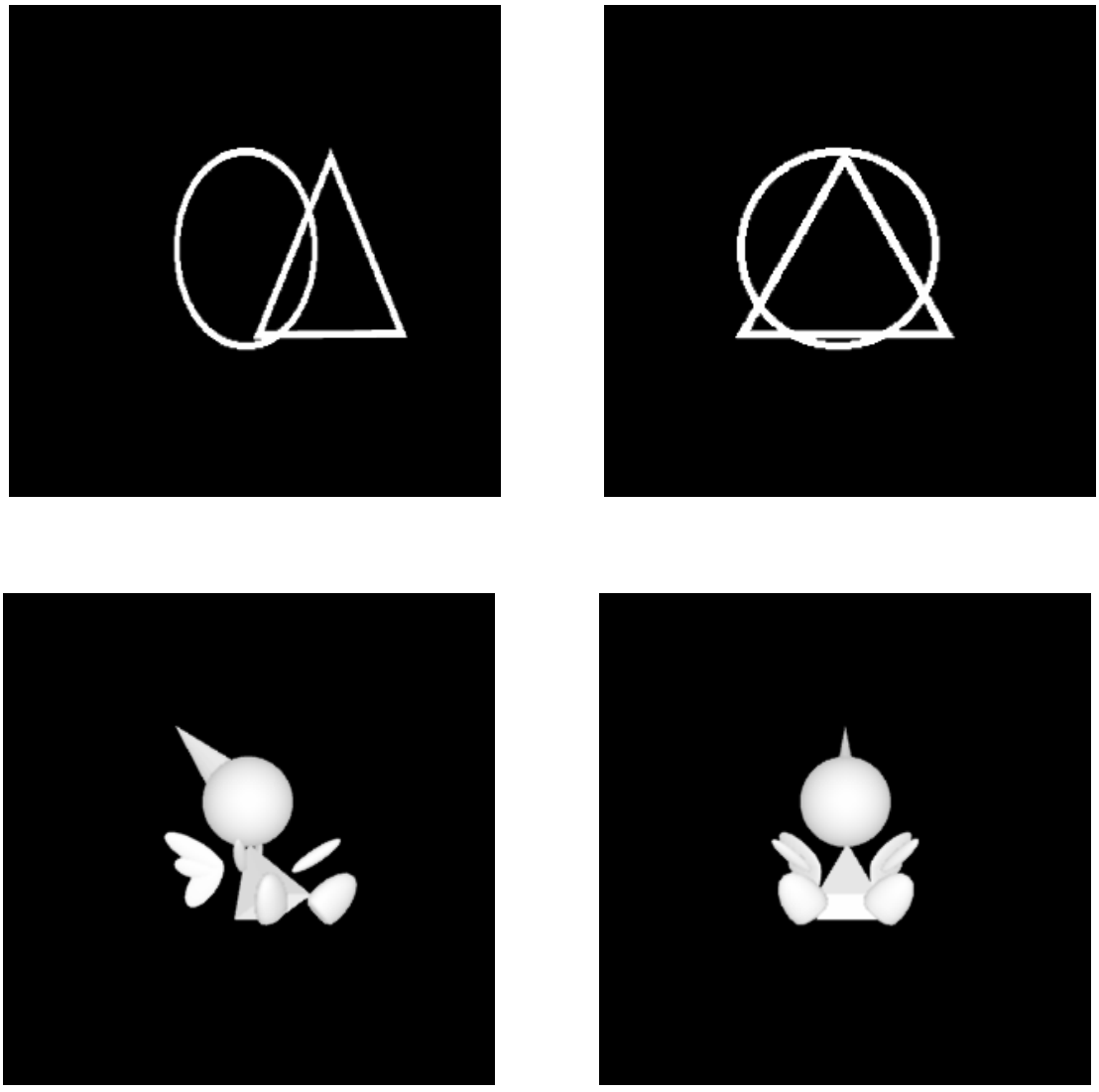


図5.4 対象物体：円と三角形ならびに複雑な形状の 3 次元物体
Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

シミュレーションによる像再生機能評価

それぞれの物体について，シミュレーション像が元の物体を忠実に再現しているかの確認ならびに視点位置を変更した際に像の見え方が変わることの確認を行った．シミュレーション像は，物体正面から左右に 15° ずつ視点移動した位置に眼の代わりとなるレンズな

表5.4 計算パラメータ（シミュレーション用）

対象	項目	値
物体	サイズ (W × H × D)	0.8 [mm] × 0.8 [mm] × 0.8 [mm]
	断面数	17
	ピクセル (W × H)	4096 × 128
CCGH	サイズ (W × H)	51.2 [mm] × 1.6 [mm]
	ピクセル (W × H)	8192 × 256
	半径	16 [mm]

らびにスクリーンを設置し，投影した像を画像として出力した．図5.5，図5.6に『円と三角形』を対象物体としたイメージならびにシミュレーション像を，図5.7，図5.8に複雑な形状の 3 次元物体を対象物体としたイメージならびにシミュレーション像を掲載する．なお，各図において，左上が正面から左に 60°，中心が正面，右下が正面から右に 60° の位置における観察像とする．実験の結果，提案手法によって作成された CCGH から再生されたシミュレーション像は期待するイメージと同等の形状をしていることが確認された．また，視点位置によって異なる像の見え方をしていることから，提案手法によるシミュレーション像は視差をもつことが確認された．視点を横に移動しながら観察した際には，再生像の見え方も滑らかに変化したことから，本手法による像再生が連続的な視差をもつことも併せて確認された．

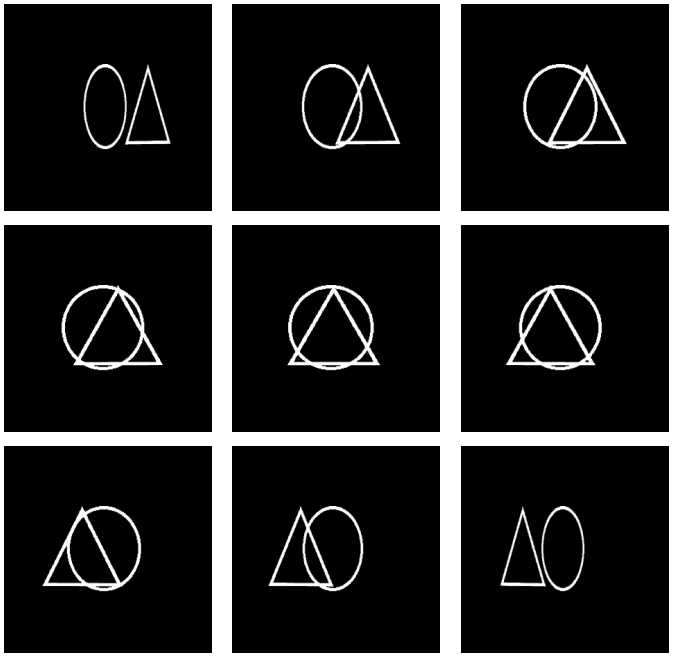


図5.5 期待する出力イメージ：円と三角形

Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

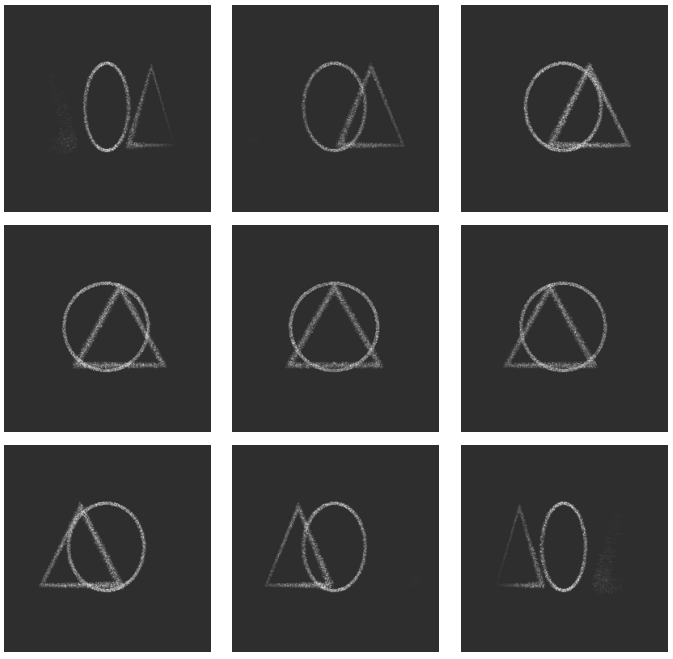


図5.6 シミュレーション像：円と三角形

Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

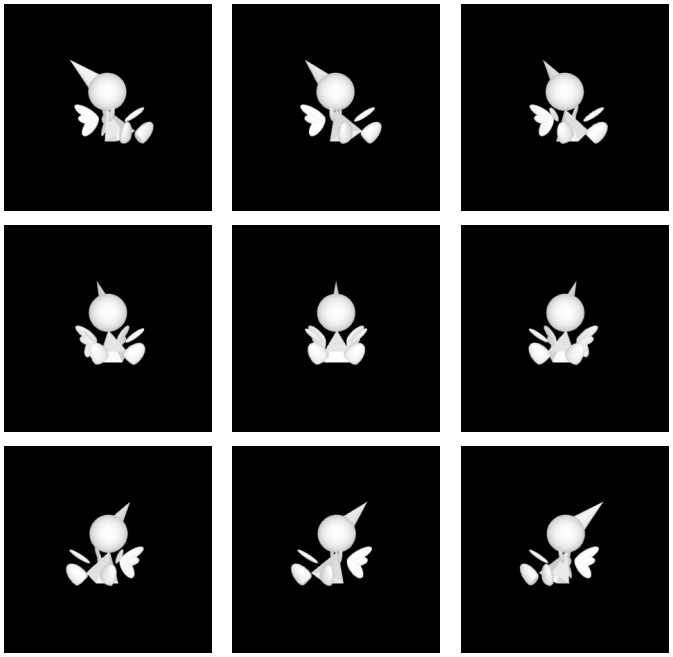


図5.7 期待する出力イメージ：複雑な形状の 3 次元物体
Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

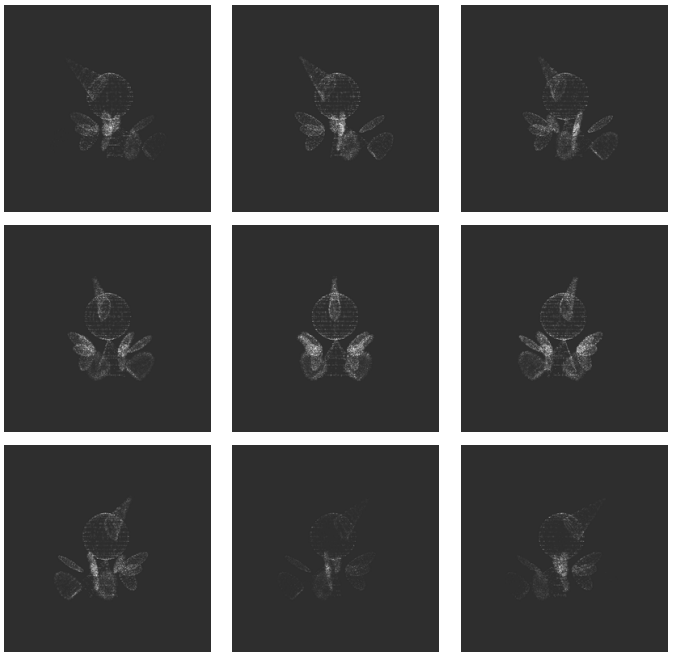


図5.8 シミュレーション像：複雑な形状の 3 次元物体
Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

さらに，本手法によって作成された CCGH と光学系を用いた像再生を行い，シミュレーション像と同様に期待する像が得られるかの実験を行った．

計算パラメータ（光学再生用）

シミュレーション用の計算パラメータについて表5.5に記載する．

表5.5 計算パラメータ（光学再生用）

対象	項目	値
物体	サイズ (W × H × D)	6.5 [mm] × 6.5 [mm] × 6.5 [mm]
	断面数	129
	ピクセル (W × H)	32768 × 1024
CCGH	サイズ (W × H)	416 [mm] × 13 [mm]
	ピクセル (W × H)	65536 × 2048
	半径	200 [mm]

対象物体は 6.5[mm] 四方に収まる大きさとし，断面数を 129 とした．ただし，円と三角形で構成される物体については，シミュレーションと同様に断面数は 2 となる．断面のピクセル数は 32768×1024，CCGH のピクセル数は 65536×2048 とし，円筒半径は 200[mm] に設定した．なお，いずれのパラメータも周波数制限の範囲内に収まることを考慮した設定値となっている．

光学系を用いた像再生機能評価

それぞれの物体について，光学再生像が元の物体を忠実に再現しているかの確認ならびに視点位置を変更した際に像の見え方が変わることの確認を行った．光学再生像は，物体正面から左右に 15° ずつ視点移動した位置から一般的なカメラを使って写真を撮影することで観察した．図5.9，図5.10にそれぞれ『円と三角形』と複雑な形状の 3 次元物体の光学再生像を掲載する．なお，各図において，左上が正面から左に 60°，中心が正面，右下が正面から右に 60° の位置における観察像とする．

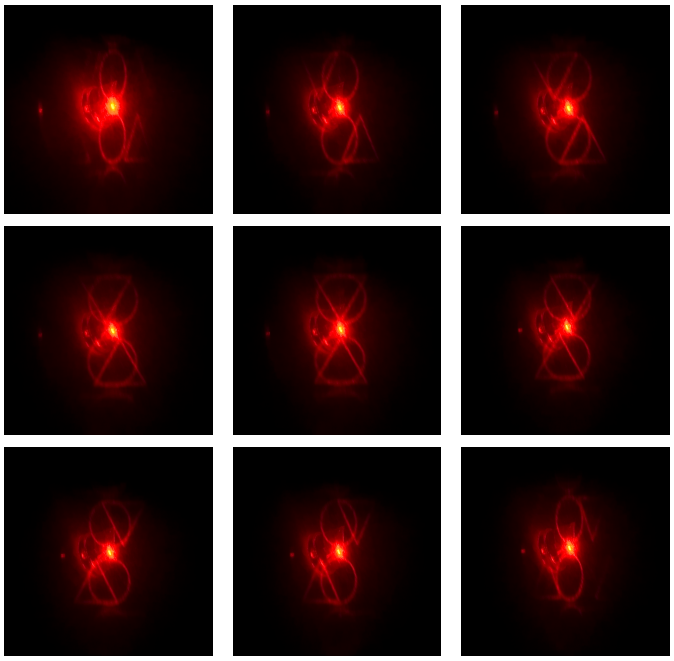


図5.9 光学再生像：円筒三角形

Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

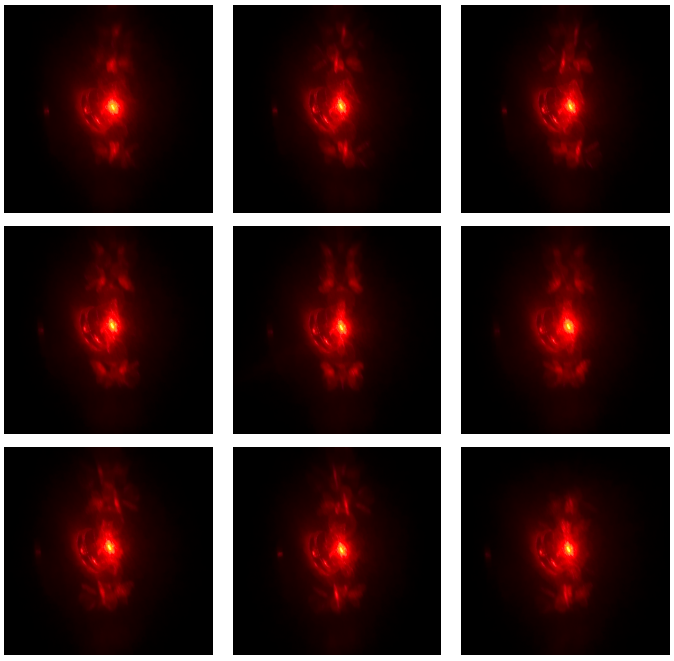


図5.10 光学再生像：複雑な形状の 3 次元物体

Reprinted with permission from [68] © Optical Society of America.

実験の結果，提案手法によって作成された CCGH から再生された光学再生像は期待するイメージと同等の形状をしていることが確認された．また，視点位置によって異なる像の見え方をしていることから，提案手法によるシミュレーション像は視差をもつことが確認された．

5.3.3 高速計算法としての計算量削減効果検証実験

最後に，3 次元物体を対象とした CCGH 計算において，本手法利用の有効性を調査するための計算時間計測および比較実験を行った．

計算時間の測定方法

提案手法の計算量削減効果を評価するために，提案手法と点光源法で計算時間を測定し比較した．各々の計算時間は 5 回の測定の平均値であり，極端に大きいあるいは小さい値が含まれないことが保証されている．点光源法は，WRP から CCGH への物体光の伝搬を，球面波伝搬式を使って逐一計算するが，当該手法で実用レベルの CCGH を手元の計算機で計算するには，実時間で計算が終了しないため，サイズが小さい CCGH を計算させ，計算オーダに従い所望サイズの CCGH 計算にかかる見込みの時間で代用する．なお，本手法提案時点では WRP を用いた手法は存在していなかったため，該当する手法群は比較の対象外とする．

計算パラメータ（計算時間比較用）

計算時間比較用の計算パラメータについて表5.6に記載する．

表5.6 計算パラメータ（計算時間比較用）

対象	項目	値
物体	サイズ (W × H × D)	6.5 [mm] × 6.5 [mm] × 6.5 [mm]
	断面数	129
	点源数	2113536
	ピクセル (W × H)	1024 × 1024
CCGH	サイズ (W × H)	13〜416 [mm] × 13 [mm]
	ピクセル (W × H)	2048〜65536 × 2048
	半径	200 [mm]

対象物体は 6.5 [mm] 四方の立方体で，眼の分解能 0.05[mm] に合わせて点充填したモデルとする．断面数もまたすべての点群を対象とする 129 に設定した．断面のピクセル数は 1024×1024 とし，CCGH の水平方向ピクセル数を 2048 から 65536 まで 2 倍ずつ増やしながら計算時間を計測比較した．結果を表5.7ならびに図5.11に示す．

表5.7 計算時間比較（点光源法　対　提案手法）

CCGH 水平方向ピクセル数	計算時間		提案手法の高速化率
	(a) 点光源法 [秒]	(b) 提案手法 [秒]	(a) / (b)
2048	71×10^5	24×10^2	2974
4096	14×10^6	44×10^2	3292
8192	29×10^6	85×10^2	3374
16384	58×10^6	17×10^3	3393
32768	11×10^7	36×10^3	3250
65536	23×10^7	71×10^3	3246

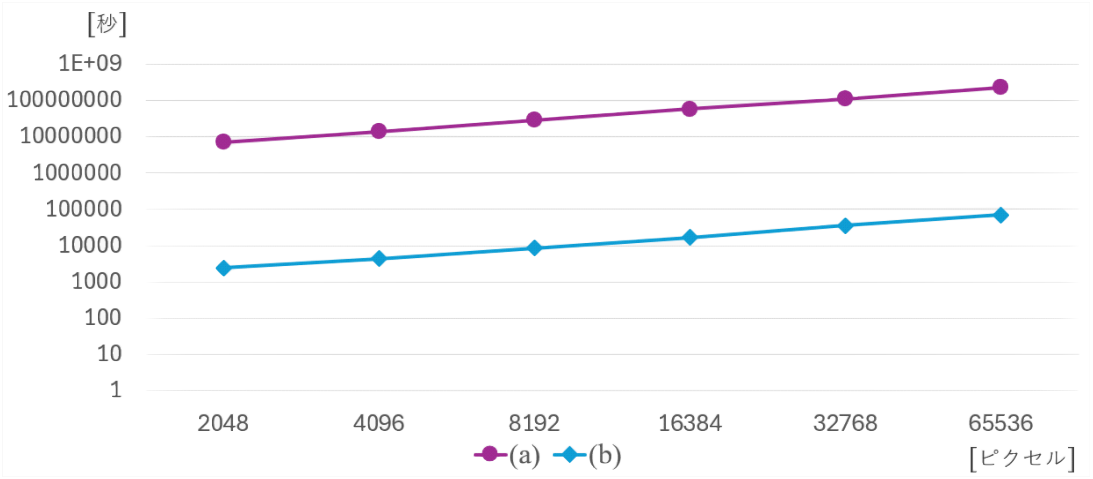


図5.11 計算時間比較 (a) 点光源法 (b) 提案手法

得られた結果から，本手法は点光源法と比べて 3000 倍近く高速に CCGH を計算できることが確認された．

5.3.4　課題

提案手法により，3 次元物体を対象とした CCGH 高速計算が実現された．実験の結果，点光源法のおよそ 3000 分の 1 の時間まで計算時間を短縮することができた．提案手法の点光源法に対する優位性は，より多くの点群を有しかつより少ない断面数でそれらの点群を賄えるような構造の物体を扱う場合に高まる．一方で，点群が少なくかつ伝搬方向に対し，配置がばらつく物体についてはその優位性が下がり，点群が 1 つしかない場合など物体によっては点光源法のほうが優位になるケースも考えられるため，使い分けが必要となる．また，物体表現に関しては，本来物体の構造上隠面に当たる部分がすべて透けて見えてしまうという大きな問題が残る．これは，本手法が物体を断面で切り取り，その輪郭を重ね合わせるような処理を施していることに起因する．不透明な物体から本手法で CCGH を計算した場合，再生像は元物体とかけ離れた見え方となりリアリティのないユーザ体験を生じかねない．本手法を波面ベースの物体表現技法である影伝搬法と組み合わせることによって，正面方向に対する光学像に隠面消去を施せる可能性はあるが，視点を横に移動させた場合に断面の層が目立つ不自然な像が観察されることが予想される．加えて，像再生の光学系についても 3 つの課題がある．1 つ目がゼロ次光の問題，2 つ目が共役像の問題，3 つ目が動画像実現不可の問題である．本光学系は，物体の真上に点光源を配置した像再生を行っており，再生照明光の一部が CCGH を通過時に回折せず真っ直ぐ進むゼロ次光となる．このゼロ次光からの強い光が直接視界に入ってしまい，比較的明るさの低い再生像が観察しにくくなっている．また，光源に対し，点対象の位置に反転したようなもう 1 つの再生像が観測される．これは，CCGH に再生照明光が入射した際に回折が発生し，我々は主に 1 次回折光を再生像として観察するが，この時，ゼロ次光を挟んで点対称の方向に回折現象が発生しており，これを－（マイナス）1 次回折光と呼ぶ．－1 次回折光による再生像は 1 次回折光による像の位相が反転したものとなる．これが視界に入ることにより，本来観察したい像とは別の像までが見えてしまい再生品質を下げてしまう．最後に，CCGH の出力先であるが，現在円筒型の SLM が存在しないため，CCGH を出力し像観察するには，高解像度フィルムなどの物理媒体にオフセット印刷する以外に像再生方法がない．そのため，CCGH を高速に切り替えるなどの処理により実現するホログラフィック動画像の実現が困難となる．昔の映画フィルムのように，物理的に長いフィルムに時系列の CCGH を並べて高速切替をすることにより，ホログラフィック動画像の実現は可能であるが実用性と利便性において望ましくはない．これらの課題を解決するため，次章の提案手法を考案した．

第 6 章

提案手法：種々の物体表現技法に適用可能な円筒型計算機ホログラムの高速計算法

6.1　概要

前章の提案手法では，課題としてホログラフィック動画像への適応ができないこと，点光源を用いた像再生によって共役像が視界に入ってしまうこと，背面透過問題により物体表現に制限があることが挙げられた．上記を鑑みて，次の手法ではこれらの課題を解決するための別のアプローチを検討した．

6.1.1　平面 WRP と平面物体からの CCGH 高速計算法の組み合わせ

前の手法と同様，本手法[61, 69] も波面ベースの高速計算法 (4.2.6) の拡張であり，3 次元物体から CCGH への物体光伝搬計算をフーリエ変換を用いて高速に処理する．ただし，本手法では，3 次元物体と CCGH の間に伝搬物体光を一時記録する平面を仮定する．このアプローチは WRP(3.5.2) の概念に基づいており，以降当該平面上の物体光を WRP 物体光と称する．WRP を導入することにより，3 次元物体から平面 CGH を計算する過程において，過去に提案された種々の物体表現技法 (3.6.1, 3.6.2) が利用可能となる．例えば，さまざまな物体特性を表現するリアリスティックレンダリング手法 [38] と組み合わせることで，提案手法は物体の複雑な形状を扱うだけでなく，CCGH による隠面消去や鏡面反射を表現することもできる．さらに，WRP 物体光を円筒中心に逆伝搬すること

によって，本手法は前の提案手法と同様に平面物体から CCGH 円筒面への高速計算法を適用可能にする．

6.1.2　本手法利用のメリット

本手法を用いるメリットとしては以下が挙げられる．

1. 任意の形状ならびに物体表現が可能になる．
2. 平面 CGH に対する物体表現技法を改変なく利用することができる．
3. 平面 WRP と CCGH を独立かつ非同期に計算することができる．
4. 計算過程に強い近似を含まない．
5. 任意視点に対する平面 CGH を高速に出力可能．

第1のメリットについて，提案手法 1 では不可能であった隠面消去や鏡面反射などの物体表現が可能となり，物体表現に関する課題が解決される．第2のメリットについては，平面 CGH に対する既存の物体表現技法をそのまま CCGH にも適用できることを意味する．なお，この特徴は，提案手法が従来の平面 CGH における種々の物体表現技法に対して容易に CCGH を作成するための，平面 CGH から CCGH への拡張プラグインとして機能する汎用性を持っているとも言える．第3のメリットについては，異なるパラメータで CCGH を計算するために平面 WRP を再計算する必要がないことを意味する．つまり，計算済みの平面 WRP を再利用できる点で実用性が高まる．第4のメリットについては，本手法においては，強い近似を使用しないため，計算エラーによる画像再構成の品質の低下や，計算エラーが画像再構成に与える影響を防ぐための制約はないことを示す．第5のメリットについては，後述する CCGH からの平面 CGH 変換の手法と組み合わせることにより，求められる視点位置に対する平面 CGH を都度計算することなく，計算済みの CCGH からの座標系変換により所望の平面 CGH を僅かな計算量で作成できることを表す．

上記に加えて，前の提案手法では CCGH をフィルムに印刷していたが，CCGH データを液晶ディスプレイに出力することによって，時分割でホログラムを切替えることで立体動画像への対応も可能にする．これにより，従来手法で課題となっていたホログラフィック動画像表示への対応も可能となる．ただし，SLM としての高解像度液晶ディスプレイは平面状であり，CCGH の出力に適した円筒型の液晶ディスプレイは未だこの世に存在しない．そのため，何の工夫もなく CCGH を液晶ディスプレイに表示した場合，干渉縞が歪み，適切な再生像が得られない．そこで，本問題については，既存手法を用いて CCGH

を平面 CGH に変換した上で液晶ディスプレイへのホログラム出力ならびに像再生を行うこととする．液晶ディスプレイを利用するために CCGH を平面 CGH に変換することで，当然ながら本来 CCGH が与えうる広い視域は失われるが，近年のホログラフィック HMD（Head Mounted Display）のようなニアアイディスプレイと組み合わせることにより，ジャイロセンサーや加速度センサーから得られる姿勢角や観察位置の変化に応じて出力する平面 CGH を切り替えることで適切な像観察を継続的に行える．このような状況においても，CCGH を予め計算しておくことで，各視点位置に応じた平面 CGH を都度計算するよりも高速かつ効率的に表示像切替が可能となる．なお，再生照明光については，当実験室で用いている光学系装置もまた光源に LED を使用しているが，点光源としてではなく，平行光に変換したものを利用している．これにより，再生像の共役像は CCGH 面に対して実像と同じ側ではなく，反対側に結像されるため，バリアによって共役像が視界に入るのを防ぐことができ，前の提案手法における残り 1 つの課題も解決される．

表5.1に当該手法の特徴を追加し，表6.1に再掲する．従来手法 (4.2.6) や前の提案手法 (5.1.2) と比較し，本手法では，対象物体の形状に関する制約がなくなったことに加えて，任意の物体表現技法を適用可能となったことがわかる．なお，円筒 WRP を利用する手法 (4.2.3) と同様，組み合わせる物体表現技法によって，CCGH 計算全体にかかる時間は流動的となる．

表6.1 手法の特徴比較

手法 (引用番号)	近似の影響	物体形状	速度	物体表現	座標系変換
点光源法 (4.2.1)	○	○	×	△	○
円筒物体利用 (4.2.2)	○	×	○	×	○
円筒 WRP 利用 (4.2.3)	○	○	△	△	○
円筒近似計算 (4.2.4)	×	×	○	×	○
角柱型 CGH(4.2.5)	×	×	○	×	△
提案手法のベース (4.2.6)	○	×	○	×	○
3 次元物体利用 (5.1.2)	○	○	○	×	○
提案手法 **(6.2.1)**	○	○	△	○	○

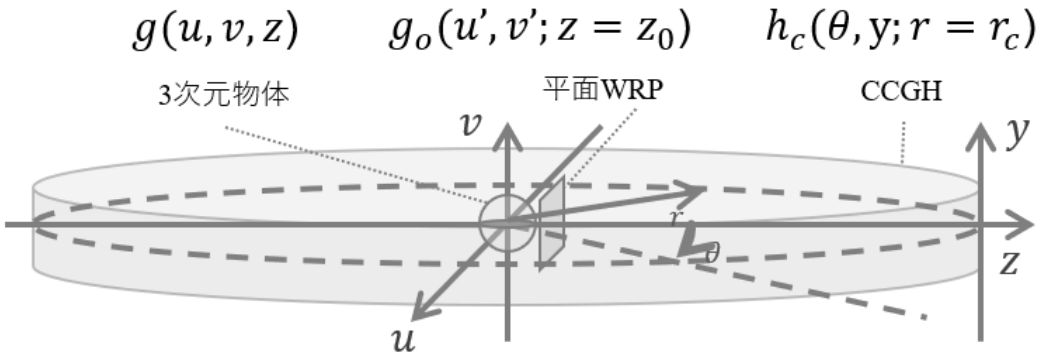


図6.1 提案手法による CCGH 計算の系
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

6.2 原理

提案手法の計算の系を図6.1に示す．物体は CCGH の中心から一定の範囲内に配置され，物体を構成する点群の座標は (u,v,z) 空間で表現される．ここで物体光は z 軸正の方向に伝搬すると定義する．WRP は，物体と CCGH の間に位置し，(u,v) 平面に平行な (u',v') 平面上にあり z 軸に垂直な平面領域とする．CCGH は，$(u,v,z)=(0,0,0)$ を中心とし，$(\theta,y,r=r_c)$ で表される円筒座標系に位置すると定義する．ここで，θ は CCGH の中心からの角度を表し，z 軸との交点を 0 度とし，正の方向は u と同じとする．WRP 上と CCGH 上の物体光波分布はそれぞれ $g_o(u',v';z=z_0)$, $h_c(\theta,y;r=r_c)$ とする．

6.2.1 計算式

本手法は円筒中心に逆伝搬された WRP 物体光から CCGH への伝搬に高速計算法 (3.6.2) を用いる．式(4.15)より，CCGH 上の物体光波分布 $h_c(\theta,y;r=r_c)$ は下記の式で表される．

$$h(\theta,y;r=r_c)=\mathrm{C}\int_{-\infty}^{\infty}\sqrt{k_0^2-k_v^2}\exp\{-i(y-v)k_v\}$$
$$\int_{-\pi}^{\pi}G_o(k_{u'},k_{v'};z=0)\cos\varphi\sqrt{k_0^2-k_v^2}\exp\{-ir\sqrt{k_0^2-k_v^2}\cos(\theta-\varphi)\}d\varphi dk_v \quad (6.1)$$

ここで，$G_o(k_{u'},k_{v'};z=0)$ は円筒中心に逆伝搬した WRP 物体光のフーリエスペクト

ルを表す．また，φ は物体光平面波が伝搬する水平方向の角度を，r は円筒中心からの水平方向の伝搬距離すなわち円筒半径を表す．

式(4.14)より，r は u, z, θ と以下の関係がある．また，y と v ならびに v' はいずれも平行であるとする．

$$\begin{cases} u = r\sin\theta \\ z = r\cos\theta \\ u \parallel u' \\ y \parallel v \parallel v' \end{cases} \tag{6.2}$$

式(6.1)にて，$G_o(k_{u'}, k_{v'}; z = 0)$ は WRP 物体光を円筒中心に逆伝搬し，2 次元フーリエ変換を適用したものに相当する．ここで，WRP が存在する (u', v') 平面と円筒中心における逆伝搬先の (u, v) 平面は平行関係にあり，光波伝搬におけるシフト不変性が成立するため，当該計算には平行平面間の角スペクトル法の式(3.57)を適用できる．なお，式(3.57)に従えば，伝搬後の物体光フーリエスペクトルを実空間上の光波分布に戻すため，$k_{u'}, k_{v'}$ についての 2 次元フーリエ逆変換を用いるが，式(6.3)では，後続処理のために物体光フーリエスペクトルのままとする．

$$G_o(k_{u'}, k_{v'}; z = 0) = \mathrm{C}\mathcal{F}_{u',v'}\Big[g_o(u', v'; z = z_0)\Big] P_o(k_{u'}, k_{v'}; z = -z_0) \tag{6.3}$$

ここで，$P_o(k_{u'}, k_{v'}; z = -z_0)$ はスペクトル応答関数で，式(3.58)に従い以下の式で表される．

$$P_o(k_{u'}, k_{v'}; z = -z_0) = -\exp(ik_z z_0) \tag{6.4}$$

なお，式(3.53)に示すように，k_z と $k_{u'}, k_{v'}$ の間には以下の関係が成り立つ．

$$k_z = \sqrt{{k_0}^2 - {k_{u'}}^2 - {k_{v'}}^2} \tag{6.5}$$

ここで，k_0 は波数を表し，光源波長を λ とした場合，$k_0 = 2\pi/\lambda$ となる．

式(6.3)を式(6.1)に代入し，さらに式(4.20)と(4.21)に従い，(6.1)をフーリエ変換記号 $\mathcal{F}$ ならびにフーリエ逆変換記号 $\mathcal{F}^{-1}$ を用いて表すと以下の式となる．なお，表記の煩雑さを避けるため，$G_o(\varphi, k_v, r = 0)$ については別式としている．

$$h(\theta, y; r = r_c) = \mathrm{C}\mathcal{F}_{k_v}^{-1}\Big[\mathcal{F}_{\phi}^{-1}\Big[\mathcal{F}_{\varphi}\{G_o(\varphi, k_v)\}\mathcal{F}_{\varphi}\{P_c(\varphi, k_v; r = r_c)\}\Big]\Big] \tag{6.6}$$

$$G_o(\varphi, k_v; r=0) = X\Big\{\mathcal{F}_{u',v'}\Big[G_o(u', v'; z=z_0)\Big] P_o(k_{u'}, k_{v'}; z=-z_0)\Big\} \tag{6.7}$$

ここで，$P_c(\varphi, k_v; r=r_c)$ は円筒中心から CCGH 円筒面へのスペクトル応答関数を表し，以下の式で表される．

$$P_c(\varphi, k_v; r=r_c) = \exp\Big\{i\sqrt{{k_0}^2 - {k_v}^2} r_c \cos(\theta - \varphi)\Big\}, \tag{6.8}$$

また，$X\Big\{\cdots\Big\}$ は以下の条件に従った $(k_{u'}, k_{v'})$ から (φ, k_v) への座標系変換関数を表す．

$$\begin{cases} \varphi = \cos^{-1}\left(\dfrac{k'_u}{\sqrt{{k_0}^2 - {k'_v}^2}}\right) \\ k_v = k_{v'} \end{cases} \tag{6.9}$$

式(6.6)ならびに式(6.7)が本手法のメインとなる計算式であるが,物体から $G_o(u', v'; z = z_0)$ を計算する過程については，要件に応じて既存の平面 CGH 計算法を選択することが可能となる．

6.2.2 処理フロー

本手法の処理フローについて図6.2を用いて説明する．

まず，奥行きのある物体を対象として計算された平面 CGH を読み込み，平面 CGH を計算したときと同じ参照光の複素値を加算することで，2 次元物体光波分布を再構成する．なお本アプローチでは，計算済みの伝搬物体光を平面 CGH から抽出しているが，該当の CGH が手元にない場合は任意の手法を用いてゼロベースで計算することで代替可能である．次に，当該物体光を CCGH の中心に向かって逆伝搬計算する．当該伝搬計算には角スペクトル法 (3.5.2) を適用することで高速計算を実現する．ただし，後段の伝搬計算を空間周波数領域で行うために，伝搬前には物体光波分布に対する実空間領域についての 2 次元フーリエ変換を行う一方で，伝搬計算後の物体光フーリエスペクトルに対しては，空間周波数領域についての 2 次元フーリエ逆変換を適用しないことを注記する．続いて，円筒中心の 2 次元物体光フーリエスペクトルに対し，平面座標から円筒座標への座標系変換を行う．円筒座標系に変換された物体光フーリエスペクトルに対し，円筒中心から CCGH 円筒面までの空間周波数領域における伝搬計算を行う．当該計算はまず円筒水平方向に対し，物体光フーリエスペクトル各要素すなわち物体光を構成する平面波と当該物体光フー

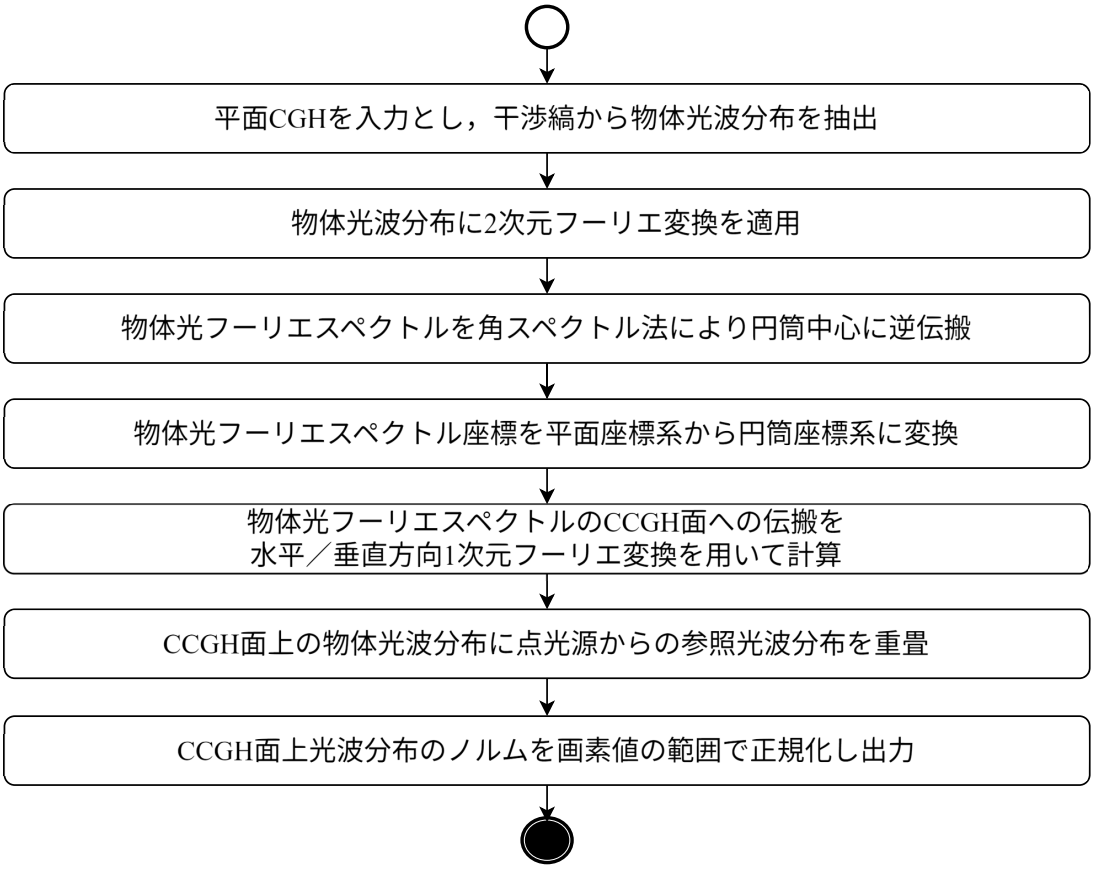


図6.2 提案手法の処理フロー

リエスペクトルに対するスペクトル応答関数との畳み込み積分から行われる．円筒中心にある平面と中心を同じくする円筒面との間には光波伝搬のシフト不変性が成立するため，当該畳み込み積分は，平面物体からの CCGH 高速計算法 (4.2.6) に従い，物体光フーリエスペクトルとスペクトル応答関数それぞれに空間周波数領域についての水平方向 1 次元フーリエ変換適用と，要素ごとの乗算，計算結果に対する水平方向 1 次元フーリエ逆変換によって計算する．CCGH 面への物体光伝搬計算後，当該物体光波分布に対し，参照光による光波分布を重ね合わせる．一般的に参照光が平行光の場合は，CCGH 面への入射角度に応じた位相と振幅値の乗算値を当該光波分布とする．参照光が球面波の場合は，球面波伝搬式を用いて点源 1 点から CCGH 面上各記録点への伝搬計算を行う．最後に，本手法は CCGH を振幅ホログラムの画像データとして出力するため，CCGH 面上の光波分布に対しノルムすなわち複素振幅の実数値の 2 乗と虚数値の 2 乗の和の平方根を計算した後，当該値が画素値の範囲に収まるよう正規化する．

6.2.3　視野・視域に関するパラメータ設計

本節では，提案手法による CCGH 計算アルゴリズムの確立に加え，必要な視野・視域を確保するためのパラメータ設計についても提唱する．WRP による再構成画像の視野と視域は，使用する光源の波長，WRP のピッチサイズ，WRP と対象物体との距離によって決まる．ここで，視野とは固定視点から見える視界の範囲 (3.4.2節) を，視域とは視点を移動しながら再生像を観察できる範囲 (3.4.1節) を指す．光源波長を λ，WRP ピッチサイズを Δl とすると，ブラッグの回折条件 (式(3.32)) によって物体光の最大回折角 θ は次式で求められる．なお，提案手法で CCGH に記録する物体光は 1 次回折光のみとする．

$$\theta = \sin^{-1} \frac{\lambda}{2\Delta l}, \tag{6.10}$$

上記の条件式に従って記録された物体光を，再生照明光を用いて再構成すると，再生像の水平方向の視野角ならびに水平方向の視域角は WRP と垂直に交わる視点位置を正面として左右に θ の広がりをもつ．

6.3　パラメータ設計

6.3.1　再生像水平方向の視野

本節では，提案方法における水平方向の視野の算出方法ならびに再生像が最大視野を得るために必要なパラメータ設定条件について説明する．

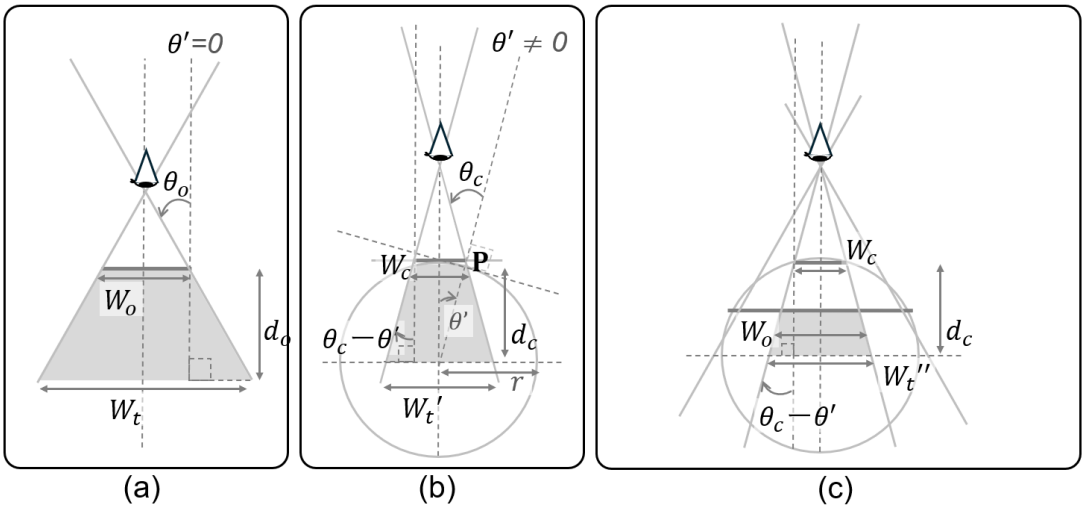


図6.3 CCGH 計算における視野計算の系

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

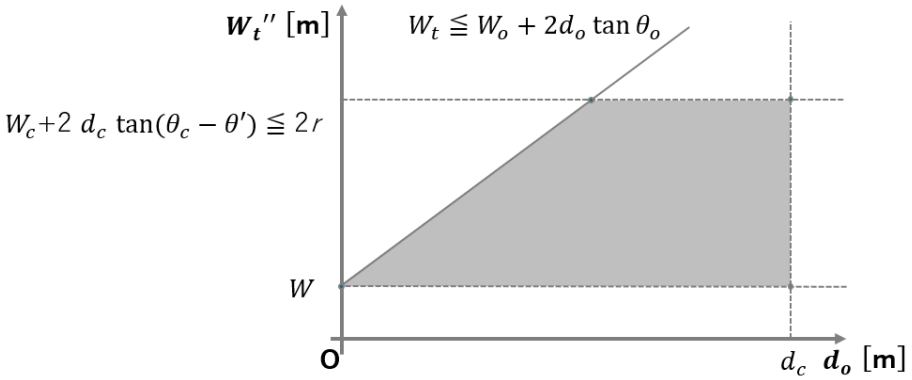


図6.4 CCGH 計算における WRP の円筒中心からの距離に対する視野の変化

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

物体光の最大回折角を θ_o，WRP の開口幅を W_o，物体端点と WRP 間の最短距離を d_o とすると，記録可能な物体の最大幅 W_t は次の式で求められる．

$$W_t = W_o + 2d_o \tan\theta_o \tag{6.11}$$

図6.3 (a) にて，視野を灰色で塗りつぶした領域で示している．一方，物体光の最大回折角を θ_c，CCGH 開口幅を W_c，物体端点とホログラム間の最短距離を d_c とすると，記録可能な物体の最大水平幅 W_t' は次の式で計算される．

$$W_t{}' = W_c + 2d_c \tan(\theta_c - \theta') \tag{6.12}$$

ここで，θ' は CCGH の中心から見た点 $\mathbf{P}$ の角度である．$\mathbf{P}$ は CCGH が物体端点から θ_c で進行する物体光と交差する点である．また，W_c は円柱半径 r と θ' を用いて以下のように表される．

$$W_c = 2r \sin\theta' \tag{6.13}$$

なお，図6.3 (b) にて，(a) と同様に，視野を灰色で塗りつぶした領域で示している．本手法において，物体光は WRP を媒介して CCGH に伝搬する．したがって視野は上記 (a) と (b) 双方の灰色がかった領域が重なる領域 (c) に相当する．これらの条件をもとに，WRP の円筒中心からの距離に対する視野の変化について図6.4に掲載する．当該図の灰色がかった領域が視野の範囲内となる．なお，CCGH は SLM 上に表示されるため，θ_c は SLM のピッチサイズによって変化する．また，WRP は物体と CCGH の間にあるため，$d_c > d_o$ となる．WRP は計算の都合上定義された仮想平面であり，WRP のピッチサイズと幅は任意の値に設定可能であるため，より広い視野を得るには，$\theta_o > \theta_c$ と $W_o > W_c$ を満たすパラメータを設定すればよいことがわかる．上記の条件を考慮すると，物体の最大幅すなわち視野 $W_t{}''$ は次の式を使用して計算できる．

$$W_t{}'' = W_c + 2d_c \tan(\theta_c - \theta') \tag{6.14}$$

なお，上記の式が成り立つためには，W_o が次の条件を満たす必要がある．

$$W_o \geqq W_c + 2(d_c - d_o) \tan(\theta_c - \theta') \tag{6.15}$$

W_o が式 (6.15) の条件を満たさない場合，視野 W_t は式 (6.11) の領域に制限される．

以上が本手法における視野の導出過程となるが，CCGH では理論上全周からの像観察が可能であることから，水平方向任意の視点位置からの視野についても同様の条件が適用される．このことから，全周からの再生像観察を前提とした場合，円筒中心から一定の半径をもつ円の範囲内が円筒水平方向の最大視野であり，物体表示可能領域となることが言える．

図6.5において，物体表示可能領域の半径 r_t は $W_t{}''$, θ_c, θ を用いて以下の式で表される．

$$r_t = \frac{W_t{}''}{2} \cos(\theta_c - \theta') \tag{6.16}$$

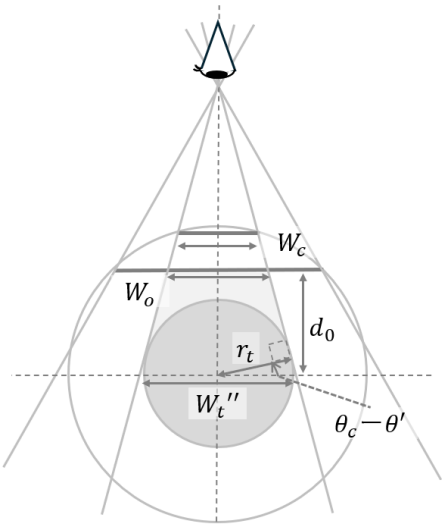


図6.5 CCGH 計算における全周観察を考慮した上での視野計算の系
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

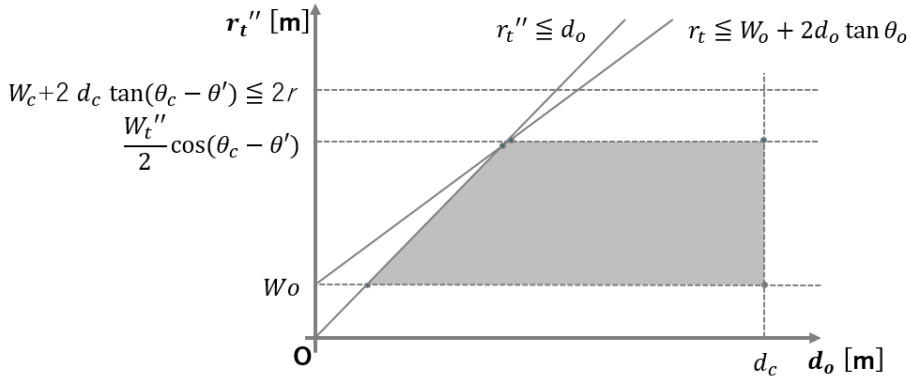


図6.6 CCGH 計算における全周観察を考慮した上での WRP の円筒中心からの距離に対する物体表示領域の変化
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

なお，式(6.16)において，円筒中心から WRP までの距離を d_o とすると，r_t は d_o を最大値とする範囲に制限される．

$$d_o \geqq r_t \tag{6.17}$$

以上のことから，全周からの像観察を見据えた場合の視野は，図6.4に式6.16ならびに式6.17を条件として加えた図6.6の範囲となる．

6.3.2　再生像水平方向の視域

この節では，提案方法における再生像水平方向の視域の算出方法と，再生像が最大視域を得るために必要なパラメータ設定条件について説明する．WRP の開口幅が W_o，ピッチサイズが Δl_o，物体端点と WRP 間の最短距離が d_o，光源の波長が λ の場合，固定視点からの対象物体の最大視域角 $\pm\theta_t$ は視野と同様に式(6.10)で求められる．ただし，ここでの視域は WRP によるものとして，CCGH による追加の視域制限については言及しないものとする．図6.7 (a) にて，灰色で塗りつぶした領域が WRP による視域である．一方，CCGH の開口幅が W_c で，物体端点とホログラム間の最短距離が d_c の場合，記録可能な物体の最大視域角 $\theta_t{}'$ は次の式で求められる．

$$\theta_t{}' \geqq \theta_c + \theta' \tag{6.18}$$

ここで，θ' は CCGH の中心から見た点 $\mathbf{P}$ の角度を表す．$\mathbf{P}$ は，物体端点から θ_c で進行する物体光と CCGH が交差する点である．図6.7（b）にて，CCGH による視域を灰色で塗りつぶした領域で表している．CCGH の円筒半径が r の場合，W_c と θ' の間には次の関係が成り立つ．ただし，θ' は $\pm\frac{\pi}{4}$ より小さくなる．

$$W_c \geqq 2r\sin\theta', \tag{6.19}$$

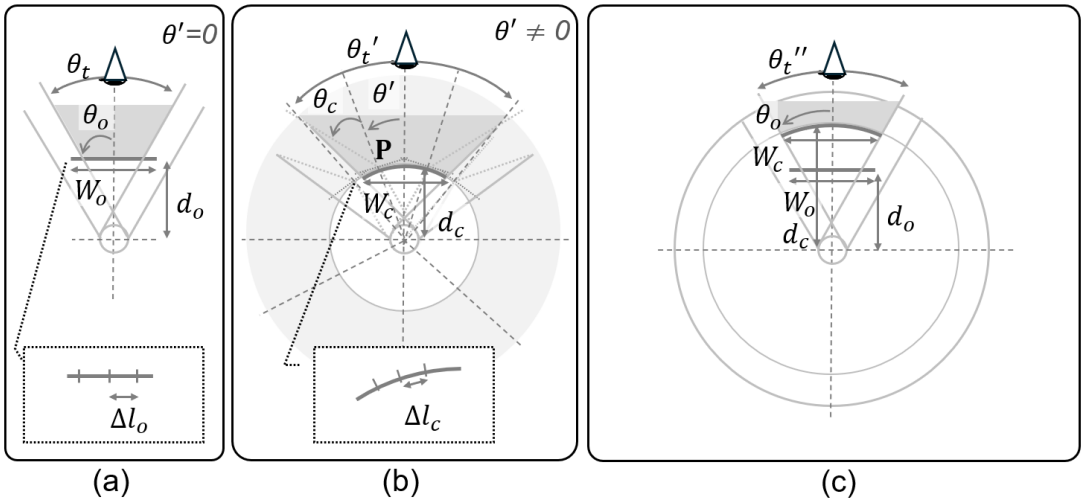


図6.7 CCGH 計算における視域計算の系

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

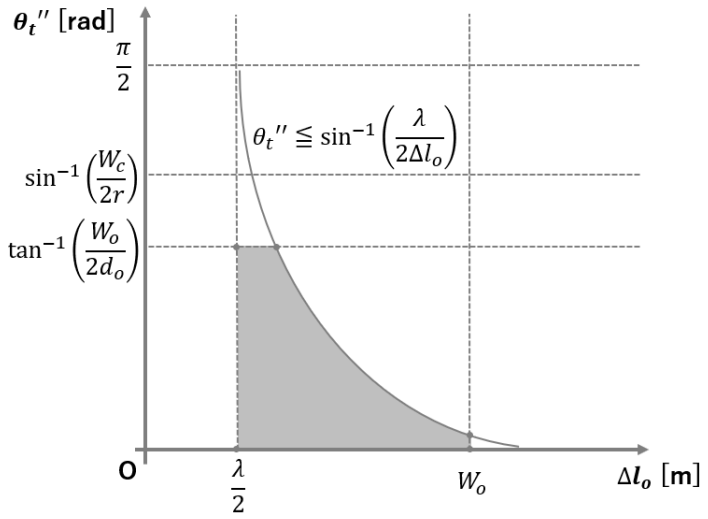


図6.8 CCGH 計算における視域計算の系
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

本手法において，視域は図6.7 (a) と (b) 双方の灰色がかった領域が重なる領域 (c) に相当する．また，これらの条件をもとに，WRP のピッチサイズに対する視域の変化について図6.8に掲載する．なお，視域角 θ_t'' は θ_t と θ_t' のいずれか小さい方に一致する．また，CCGH は SLM 上に表示されるため，θ_c は SLM のピッチサイズ Δl_o によって変化する．

ここで，円筒中心から WRP を通じての物体光最大回折角と，CCGH 円筒幅との関係について説明する．物体光観察において，θ_t'' が θ_t と θ_t' のいずれか小さい方に一致するのは，WRP による物体光の最大回折角と CCGH 円筒幅端点と円筒中心がなす角度のいずれか小さいほうによって制限されることを意味する．すなわちより広い視域を得るには物体光の最大回折角を広げると同時に必要となる CCGH 円筒幅を計算対象として定義する必要がある．なお，ここでは円筒中心における点の最大視域角について述べるため，$\theta_c = \theta'$ すなわち $\theta_c = 0$ として計算する．前者 θ_t は式(6.10)より WRP のピッチサイズ Δl_o に依存して決定される．ただし，WRP 幅 W_o がこれを制限しないほど十分に大きいことを前提とする．一方で，後者 θ_t については，式(6.19)より θ' が CCGH の幅 W_c と円筒半径 r に依存することが言える．さらに両者について，発生した物体光を余すことなく記録再生するためには $\theta_t <= \theta_t'$ となる必要がある．これらのことから，WRP ピッチサイズ Δl_o と CCGH 円筒幅 W_c は下記の条件を満たすように設定することが重要となる．

$$\Delta l_o \leqq \frac{\lambda r}{W_c} \tag{6.20}$$

なお，本手法では，WRP は計算の都合上定義された仮想平面であり，WRP のピッチサイズと幅は任意の値に設定可能であるため，求められる CCGH 円筒幅に応じて WRP のパラメータを調整するのが一般的なアプローチと考える．

6.4　CCGH からの平面 CGH 高速出力

前述の通り，電子ホログラフィによる光学像再生において，使用可能な SLM はいずれも平面型であり，CCGH を出力できるような円筒型のホログラムディスプレイは存在しない．そのため，本手法を用いた CCGH を既存の SLM で表示し光学像再生した場合，座標系の不一致により像が歪んでしまう．本対策として，今回は CCGH から平面 CGH を高速に変換出力する手法を用いて，視点位置ごとの光学像を別々に再生し，本手法の正当性を確認する．当該変換手法について説明する．

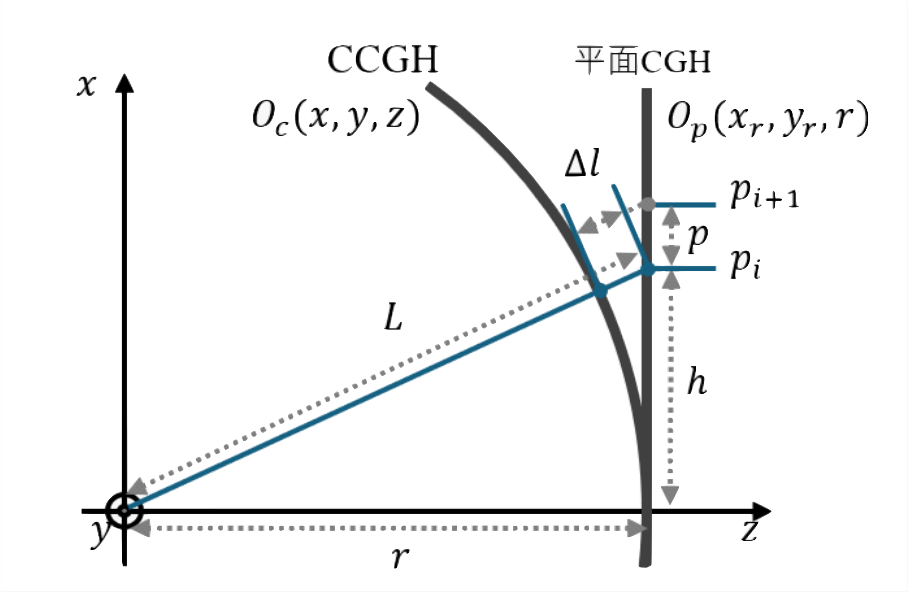


図6.9 CCGH を平面 CGH に変換する手法

本手法は，CCGH の 1 点と接する平面（近接平面）を仮定し，CCGH 面上の物体光波分布に対し位相付与をすることで近接平面上の物体光波分布を作り出す．CCGH 面上の物体光波分布を $O_c(x,y,z)$ とすると，近接平面上の物体光波分布 $O_p(x_r,y_r,r)$ は以下の式で求められる．

$$O_p(x_r,y_r,r) = O_c(x,y,z)\exp(-ik\Delta l) \tag{6.21}$$

なお，本計算によって得られた $O_p(x_r, y_r, r)$ は SLM に出力される平面 CGH に該当する．上記計算が適用可能な範囲 h については，光源波長 λ，円筒半径 r，SLM のピッチサイズ p を用いて以下の条件式が与えられる．

$$h < \frac{r}{2p}\lambda \tag{6.22}$$

当該処理については，参照光が重ね合わされたままでは計算ができないため，提案手法と同じく，計算済み CCGH から物体光のみを取り出した上で適用し，平面 CGH に変換した後で改めて参照光を重畳する必要がある．もしくは，CCGH としてでなく，独自フォーマットを定義した上で CCGH 面上の物体光波分布のみを出力することで，参照光の除去手順を省いたり，あるいは CCGH 面への物体光伝搬計算をした後，参照光を重畳する前に本処理を適用し，最初から平面 CGH として出力することも可能である．なお，本加工処理については近似を含むため再生像への影響や変換範囲に対する制限はあるものの，予め計算した CCGH から高速に平面 CGH を出力できるため，今回のような実験用途で用いるだけでなく，Holo-HMD のように視点移動に伴った平面 CGH の高速切替が求められる像再生環境には有用と考える．

6.5 実験

本節では，提案手法についての実験内容と結果について説明する．本実験では，まず複数の既存手法と組み合わせた場合にそれぞれ適切な光学像が再生されるかを確認する．続いて，再生された光学像が，設定されたパラメータに従い適切な水平方向の視野と視域をもつかを確認する．最後に，WRP から CCGH までの伝搬計算に本手法を用いた場合の計算量削減効果について他の手法と比較し確認する．

6.5.1 実験環境について

光学系

光学像再生実験のためのシステムを表6.2，図6.10ならびに6.11に示す．

光源には緑色発光ダイオード (LED) を使用した．光学系は 4f 光学系を実現する構成となっており，光源から発せられた再生照明光はコリメータレンズにより球面波から平行波に変換され，ハーフミラーを通過し，反射型 SLM としての LCD に入射する．LCD には CCGH から変換された平面 CGH が表示されており，LCD に入射した再生照明光は当該平面 CGH によって反射すると同時に回折現象を起こす．回折した再生照明光は CCGH

表6.2 光学系パラメータ

対象	項目	値
光源	波長	512 [nm]
LCD	サイズ (W × H)	8.6[mm] × 4.9 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	1920 × 1080

に記録された物体光と等価となる．当該反射光はハーフミラーで再度反射した後，2 枚の凸レンズを経て観察者の視界に到達する．さらに，当該光学系では 2 枚の凸レンズの間に光を遮断する開口付きのバリアを配置しており，これにより光学像の視認を妨げる 0 次光を除去している．

計算機のスペック

CCGH 計算に用いた計算機のスペックを表6.3に記載する．本実験では手法の有効性を確認するため，GPU による並列計算は行わず，CPU ベースの計算アルゴリズムのみでの計算量削減を試みた．

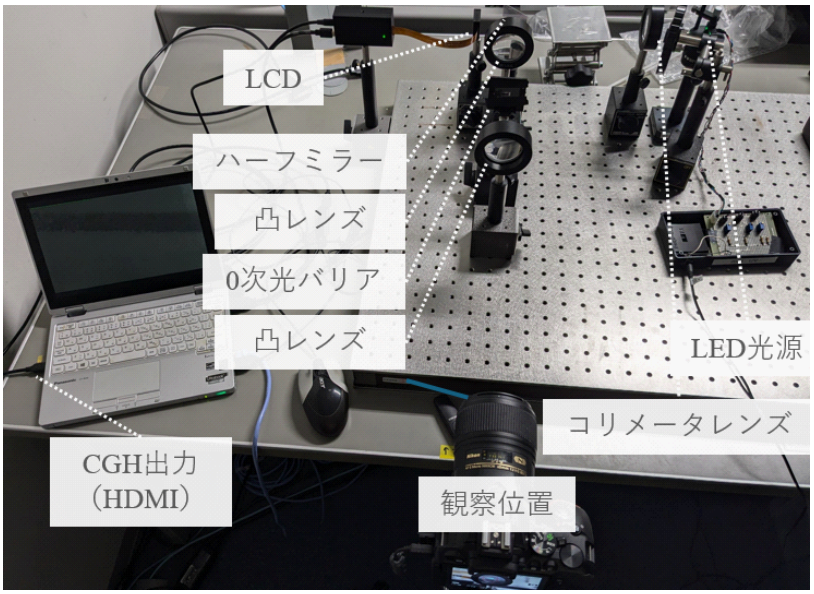


図6.10 液晶ディスプレイと平行光源を用いた光学再生装置
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

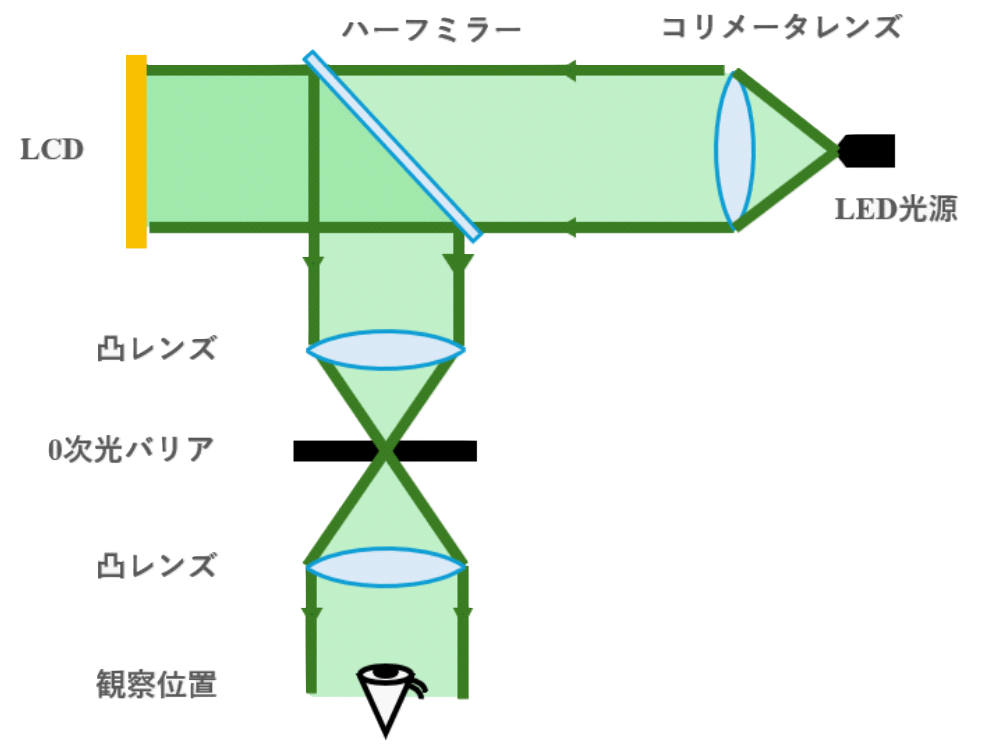


図6.11 光学系図解

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

表6.3 計算機のスペック

Item	Detail
CPU	Intel(R) Core(TM) i9-10980XE CPU @ 3.00GHz
Memory	DDR4-2933MHz SDRAM 32GiB × 4

光学再生像観察における前提

本実験では，CCGH の一部を平面 CGH として変換出力し，光学再生像を観察する．そのため，視点位置に応じた再生像の観察はそれぞれの平面 CGH を順番に LCD に切替表示し撮影することとした．

6.5.2　光学像再生品質と汎用性を評価するための実験

本手法による光学像の再生品質ならびに本手法の汎用性を確認するため，光学像再生実験を行った．実験には 3 次元物体から WRP までの物体光伝搬計算に下記 2 種類の物体表現技法を用いた．

1. 球面波伝搬式による点光源法
2. レイトレーシングによる隠面消去法

対象物体

対象物体としては，3 次元構造をもつうさぎとより視界に近い位置にある平面上の三角形の組み合わせを採用した．なお，対象物体群は三角形の集合で表現されるポリゴンモデルとする．以下に物体に向かって左・正面・右の 3 視点から見た見え方を示す．今回は隠面消去の効果を確認するため，三角形の内部は点充填せず，一方で隠面消去処理が施される2. の手法においては，背面からの光は通さない構造として定義した．

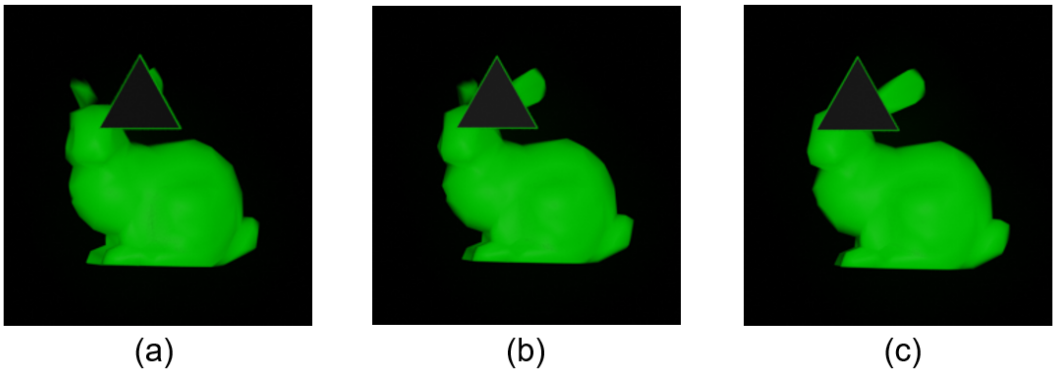


図6.12 対象物体（うさぎと三角形）
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

計算パラメータ

続いて計算パラメータについて表6.4に記載する．

対象物体は 6[mm] 四方に収まる大きさとし，パッチ 1 枚当たり平均 100 点ほどの点群が充填された構造とした．WRP と CCGH サイズは両方とも 8192×2048 ピクセルで計算するが，必要な視域を確保するため，WRP のピッチサイズは CCGH のピッチサイズの

表6.4 計算パラメータ

対象	項目	値
物体	サイズ (W × H × D)	5.7 [mm] × 6.0 [mm] × 5.4 [mm]
	パッチ数	577
	点源数	58620
WRP	サイズ (W × H)	9.2 [mm] × 9.2 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	8192 × 2048
	円筒中心からの距離	40 [mm]
CCGH	サイズ (W × H)	147.2 [mm] × 9.2 [mm]
	ピクセル (W × H)	8192 × 2048
	半径	80 [mm]

16 倍高精細化させている．これは，WRP のピッチサイズを高精細化することで，WRP 上の物体光フーリエスペクトルがもつ周波数帯域を広げ，高周波成分をもつ物体光平面波をより大きな角度で回折させることを目的としている．CCGH の円筒半径は 80[mm] とし，平面 CGH に変換後 1920×1080 ピクセルの LCD に合わせてクリッピングして出力する．なお，いずれのパラメータも周波数制限の範囲内に収まることを考慮した設定値となっている．

像再生機能評価

像再生機能については以下 2 つの観点で評価を行った．まず再生品質評価実験では，物体表現技法のみを用いて計算した平面 CGH に比べて，提案手法によって計算された CCGH から変換して作成した平面 CGH が再生像の品質を劣化させないかの評価を行った．続いて汎用性評価では，それぞれの物体表現技法と提案手法を組み合わせて CCGH を計算し，光学像再生を行った結果，いずれにおいても視差がありかつ各視差像において，適用した技法が遜色なく適用されているかの評価を行った．

再生品質評価

以下にそれぞれの手法による光学再生像の観察結果を掲載する．なお，掲載の像はいずれも物体の正面から観察したものとする．

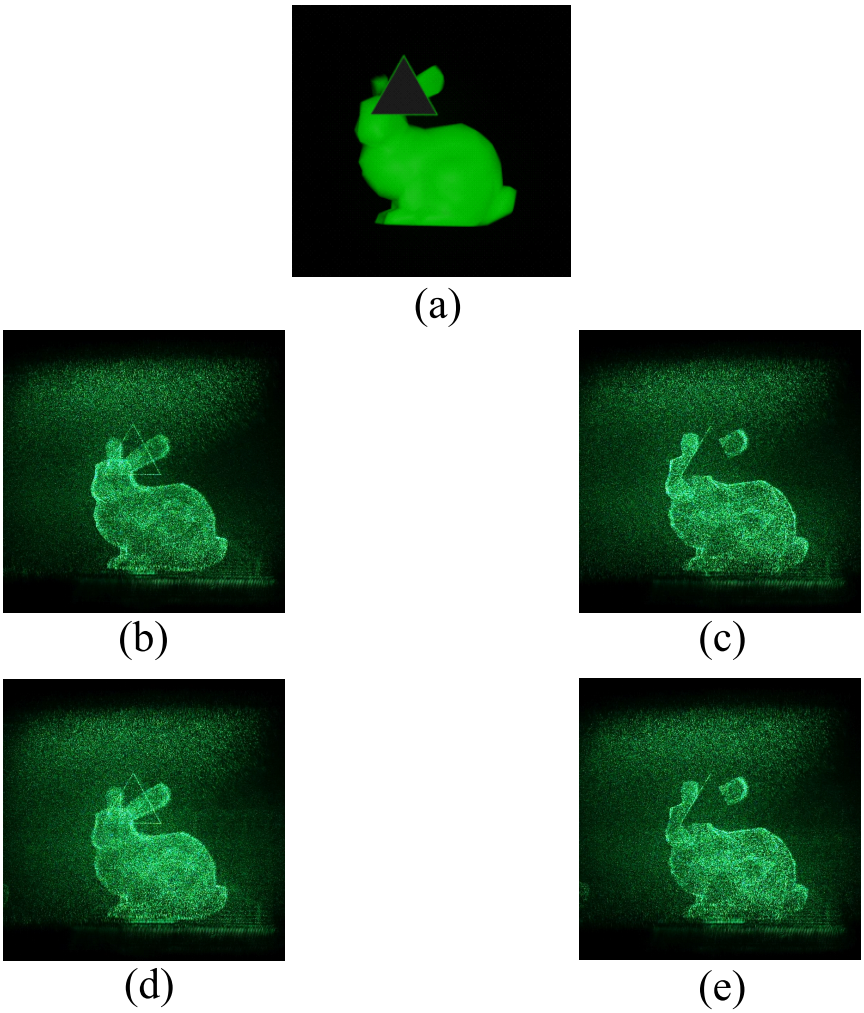


図6.13 再生品質評価実験結果

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

図6.13において，それぞれの写真は下記によるものとする．

- (a) シミュレーション像
- (b) 1. の手法（点光源法）のみによる像
- (c) 2. の手法（陰面消去法）のみによる像
- (d) 1. の手法と提案手法の組み合わせによる像
- (e) 2. の手法と提案手法の組み合わせによる像

実験の結果，(b) と (d) ならびに (c) と (e) を比較して，提案手法を介した場合も再生品質に目立った損失は見られないことを確認した．

汎用性評価

続いて，2 つの物体表現技法を用いた場合のそれぞれの再生像について，各視点位置から観察された像を以下に掲載する．なお，縦 × 横 =3×3 で表示している再生像について，横列にシミュレーション像または各物体表現技法と提案手法との組み合わせによる再生像を，縦列に観察位置を再生像の正面，正面から左へ 12 度，正面から右へ 12 度の位置から撮影したものを配置している．

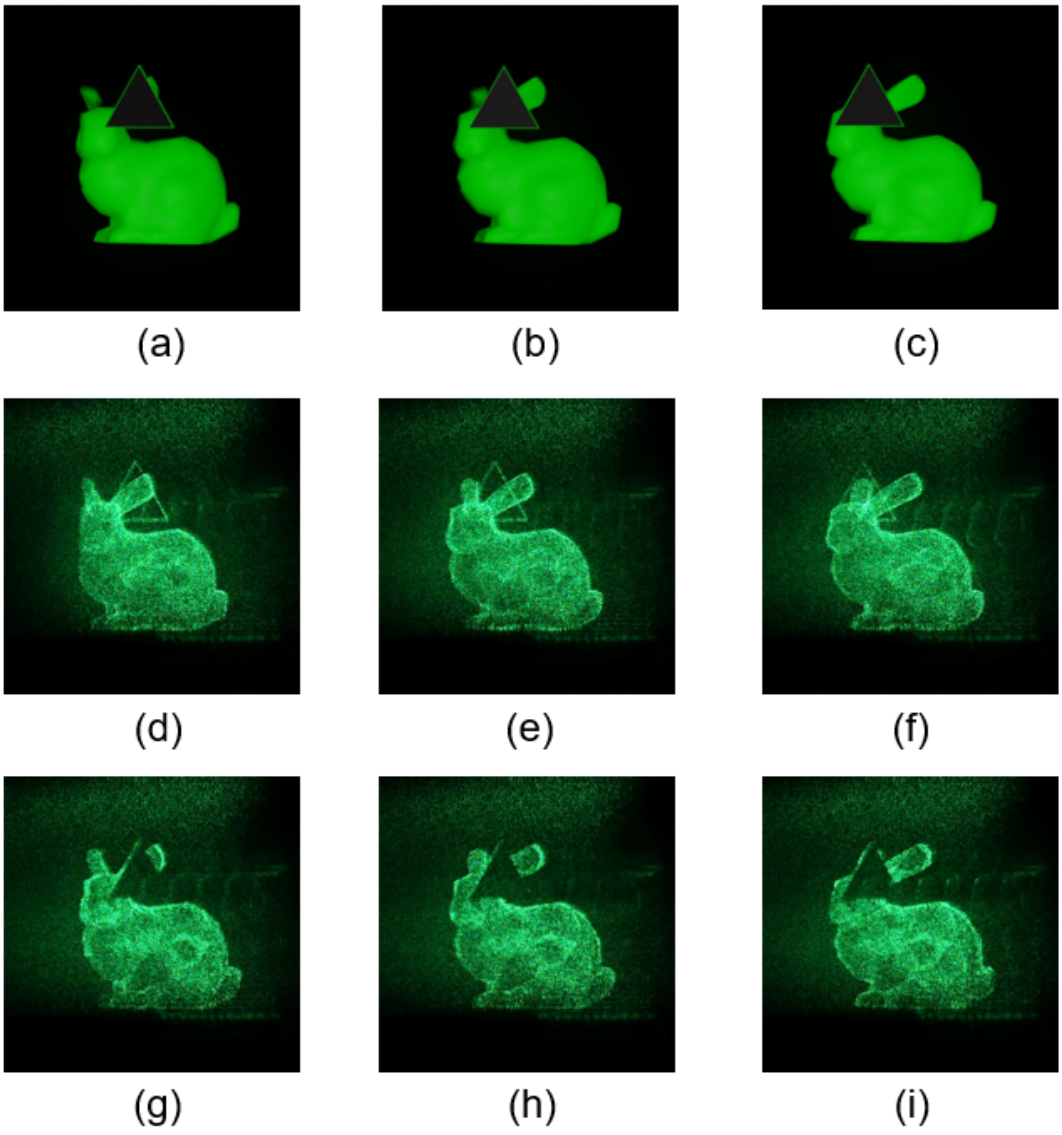


図6.14 光学再生像 2

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

図6.14において，それぞれの写真は下記によるものとする．

- (a) 像正面に向かって左に 12 度からのシミュレーション像
- (b) 像正面からのシミュレーション像
- (c) 像正面に向かって右に 12 度からのシミュレーション像
- (d) 像正面に向かって左に 12 度からの1. 点光源法＋提案手法による像
- (e) 像正面からの1. 点光源法＋提案手法による像
- (f) 像正面に向かって右に 12 度からの1. 点光源法＋提案手法による像
- (g) 像正面に向かって左に 12 度からの2. 陰面消去法＋提案手法による像
- (h) 像正面からの2. 陰面消去法＋提案手法による像
- (i) 像正面に向かって右に 12 度からの2. 陰面消去法＋提案手法による像

実験の結果，(d)〜(f) ならびに (g)〜(i) は視点位置に応じた視差像を観察でき，かつシミュレーション像と比較してうさぎと三角形の位置関係に相違がないことが確認された．また，組み合わせた物体表現技法についても，手前の三角形を透過させる点光源法と三角形の隠面が非表示になる隠面消去法のそれぞれについて，視点位置が変わっても適切な像表現が維持されていることが確認できた．以上の結果から，提案手法は，物体から WRP までの物体光伝搬計算について特定の物体表現技法に依存することなく汎用的に CCGH 計算ができることが示された．

6.5.3　視野に関する理論証明のための実験

次に，本手法による再生像の視野ならびに視域について前述の理論が正しいかを，まずは視野について光学像再生実験を行い検証した．

対象物体

対象物体としては，円筒中心に理論上の最大視野の幅をもつ平面物体（内部に「CCGH」と書かれた星マーク）を採用した．前章で述べた理論が正しければ，WRP が円筒中心に近づくほど像の視野は狭くなり，逆に WRP が円筒中心から離れるほど像の視野が拡がることが確認されるはずである．

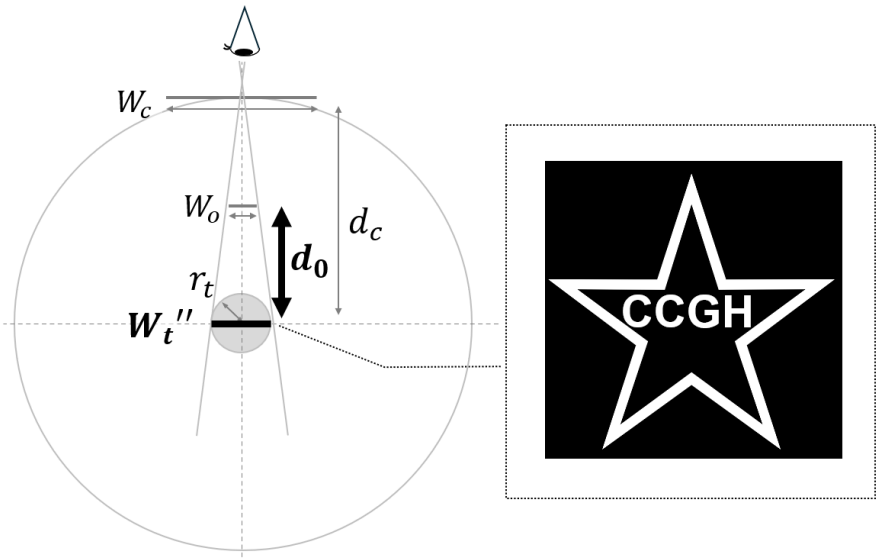


図6.15 対象物体と WRP の位置関係
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

計算パラメータ

続いて計算パラメータについて表6.5に記載する．

表6.5 計算パラメータ

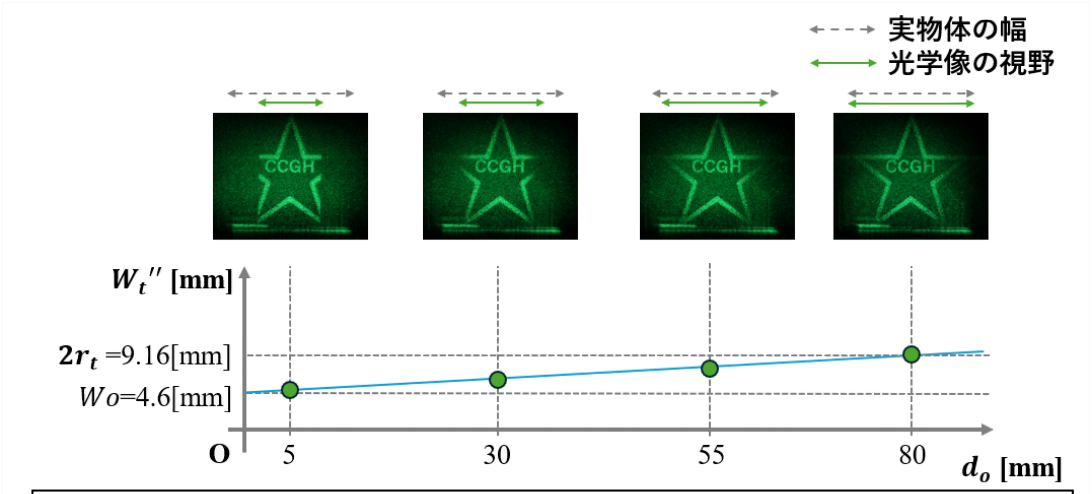
対象	項目	値
物体	サイズ (W × H × D)	9.2 [mm] × 9.2 [mm] × 0.0 [mm]
	形状	平面
	パッチ数	1
WRP	サイズ (W × H)	4.6 [mm] × 9.2 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	1024 × 2048
	円筒中心からの距離 d_o（可変）	5 〜80 [mm]
CCGH	サイズ (W × H)	9.2 [mm] × 9.2 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	2048 × 2048
	半径	160 [mm]

対象物体は当該パラメータセットに対し，式(6.14)によって求めた W_t'' の最大幅である 9.2[mm] を幅と高さに持つよう設定した．WRP 水平方向のピクセル数は CCGH の半分の 1024 ピクセルとし，垂直方向のピクセル数はいずれも同じ 2048 ピクセルとした．

WRP の円筒中心からの距離 d_o は，再生像の垂直方向の視野が WRP によって切り取られない再近隣の 5[mm] を最小値とし，円筒半径 d_c の半分に当たる 80[mm] まで変化させるものとし，d_o の値に応じて再生像の水平方向の視野 W_t'' がどのような値をとるかを確認した．

CCGH 水平方向の視野に関する理論値の正当性評価

以下に，d_o を特定の値に設定した場合の光学再生像の見え方ならびに W_t'' の計測結果を掲載する．なお，図6.16において，青い線は d_o に関連する水平方向の理論的な視野を示し，緑の点は実際に観測された再生像の視野を表す．



理論値 W_t'' [mm]	4.88	6.30	7.73	9.16
実測値 W_t'' [mm]	4.80	6.26	7.74	9.16

図6.16 提案手法による物体と WRP との距離に対する視野変化観察の結果
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

実験の結果，各 d_o について観察された再生像の水平方向の視野 W_t'' が概ね理論値と一致していることが確認された．このことから，前章で述べた CCGH における WRP の距離 d_o と再生像の視野 W_t'' との関係性について正当性が示された．

6.5.4　CCGH 水平方向の視域に関する理論証明のための実験

視野に続いて，視域についても光学像再生実験を行いその理論の正しさを検証した．

対象物体

対象物体としては，円筒中心に四角枠を，さらに円筒中心から円筒面寄りの位置に「CCGH」という文字を配置した．前章で述べた理論が正しければ，WRP のピッチサイズが細かくなるほど像の視域が広がることが確認されるはずである．

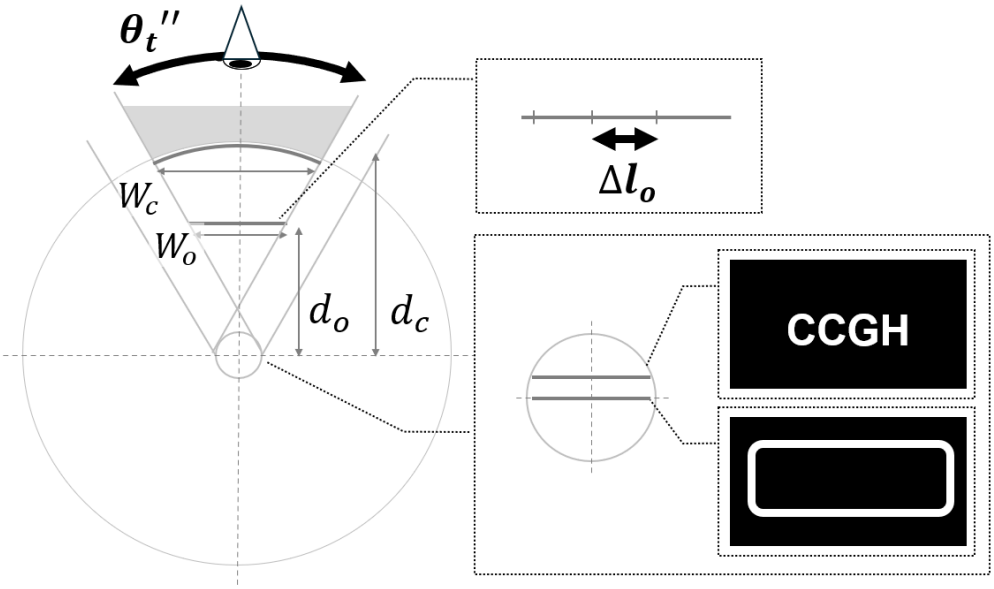


図6.17 提案手法による物体と WRP との距離に対する視域変化観察の系

Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

計算パラメータ

次に，計算パラメータについて表6.6に記載する．

対象物体は当該パラメータセットに対し，式(6.14)によって求めた W_t'' の最大幅である 9.2[mm] を幅と高さに持つよう設定した．2 枚の平面は 4[mm] の距離を置いて配置した．これは，視点移動の際に 2 平面の位置変化を視差の手掛かりとすることを目的としている．WRP の円筒中心からの距離 d_o は，WRP の幅 W_o によって視域を遮らない十分な距離 80[mm] で固定した．WRP について，サイズを固定し，垂直方向のピクセル数はいずれも同じ 2048 ピクセルとした上で，水平方向のピクセル数を CCGH の 4 分の 1 から同数の最大 8192 ピクセルまで変えることにより，WRP 水平方向のピッチサイズ Δl_o を変化させるものとし，Δl_o の値に応じて再生像の水平方向の視域角 θ_t'' がどのような値をとるかを確認した．

表6.6 計算パラメータ

対象	項目	値
物体	サイズ (W × H × D)	9.2 [mm] × 9.2 [mm] × 4 [mm]
	形状	2 平面
	パッチ数	2
WRP	サイズ (W × H)	9.2 [mm] × 9.2 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	2048 × 2048〜8192 × 2048
	円筒中心からの距離 (d_o)	40 [mm]
CCGH	サイズ (W × H)	36.9 [mm] × 9.2 [mm]
	ピクセル数 (W × H)	8192 × 2048
	半径	80 [mm]

CCGH 水平方向の視域に関する理論値の正当性評価

以下に，Δl_o を特定の値に設定した場合の光学再生像の見え方ならびに $\theta_t{}''$ の計測結果を掲載する．なお，図6.18において，上部左側に縦に振られた数値は再生像正面から左に視点移動した角度を表す．また，青い線は $\theta_t{}''$ に関連する水平方向の理論的な視域を示し，緑の棒グラフは実際に再生像が観察された範囲を角度で表している．

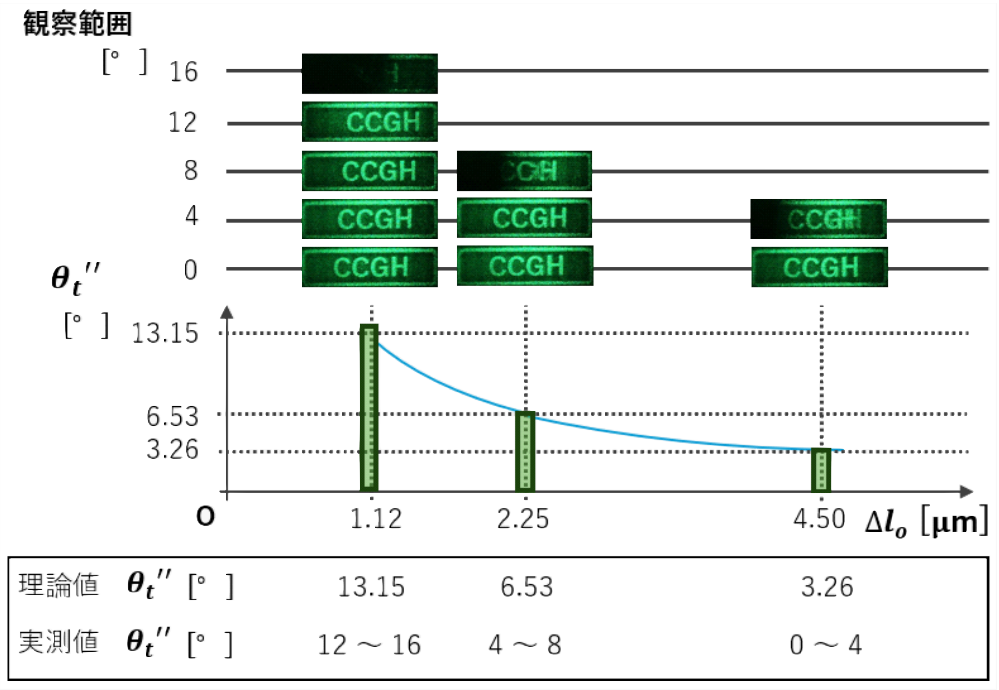
実験の結果，各 Δl_o について観察された再生像の水平方向の視域 $\theta_t{}''$ が概ね理論値と一致していることが確認された．このことから，前章で述べた CCGH における WRP のピッチサイズ Δl_o と再生像の視域 $\theta_t{}''$ との関係性について正当性が示された．

6.5.5 高速計算法としての計算量削減効果検証実験

最後に，任意物体からの CCGH 計算が可能な点光源法を使用した場合の計算時間と本手法の計算時間をそれぞれ計測し，本手法の高速計算法としての有効性を図るための比較を行った．

計算時間の測定方法

提案手法の計算量削減効果を評価するために，提案手法と点光源法で計算時間を測定し比較した．各々の計算時間は 5 回の測定の平均値であり，極端に大きいあるいは小さい値が含まれないことが保証されている．なお，時間は WRP から CCGH への物体光の伝搬



理論値	θ_t'' [°]	13.15	6.53	3.26
実測値	θ_t'' [°]	12 ～ 16	4 ～ 8	0 ～ 4

図6.18 提案手法による物体と WRP との距離に対する視域変化観察の結果
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

プロセスのみを対象し，物体から WRP までの任意手法を用いた伝搬計算にかかる時間やデータの入出力に関する時間は含まない．点光源法は，WRP から CCGH への物体光の伝搬を，球面波伝搬式を使って逐一計算するが，当該手法で実用レベルの CCGH を手元の計算機で計算するには，1 回の実行につき数日から数週間かかるため，サイズが小さい CCGH を計算させ，計算オーダに従い所望サイズの CCGH 計算にかかる見込みの時間で代用する．

サイズの小さい CCGH 計算における実測値の比較

まずはサイズの小さい CCGH を点光源法と提案手法を用いてそれぞれ計算し，WRP から CCGH までの伝搬計算に要した時間を測定した．結果を図6.19に示す．なお，本実験において，WRP のピクセル数は 2048 × 2048 ピクセルで固定化し，CCGH のピクセル数は垂直方向を 2048 ピクセルで固定した状態で，水平方向のピクセル数のみを小さないくつかの値で変化させた．グラフの横軸には CCGH 水平方向のピクセル数を，縦軸には計算時間（秒）を設定した．

実測の結果，サイズの小さな CCGH においても，提案手法は点光源法と比べて 1000 倍～50000 倍短い計算で伝搬計算を行えることがわかった．また，CCGH 水平方向ピク

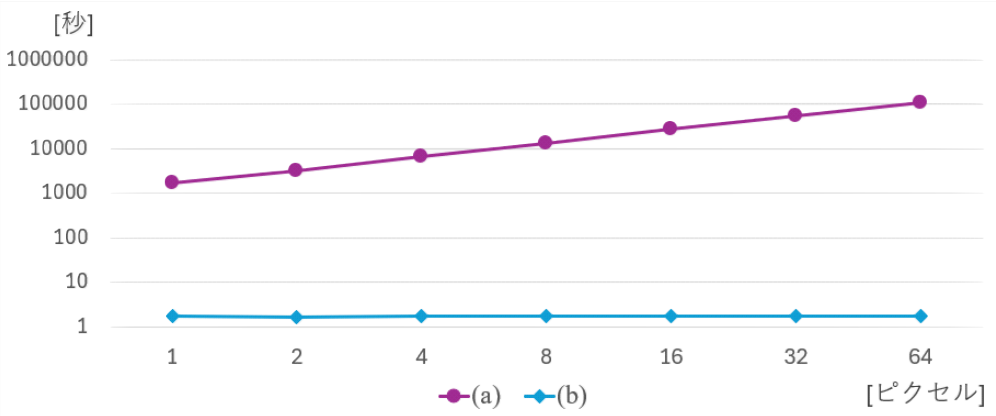


図6.19 小規模 CCGH 計算における点光源法と提案手法の計算時間比較
(a) 点光源法 (b) 提案手法
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

セル数が増えるにつれ，両者の計算時間の差が大きくなることが確認された．なお，提案手法の計算プロセスの中では物体光波の 2 次元フーリエ変換にかかる時間が支配的であり，計算時間の大半を WRP 上物体光波の 2 次元フーリエ変換に消費していたことがわかった．

実用的なサイズの CCGH 計算にかかる計算時間の比較

次に，より大きな実用サイズの CCGH を計算する場合にかかる時間を比較した．前述の通り，提案手法による計算時間には実測値を，点光源法による計算時間には，図 6.19 に示す実験の結果と計算オーダをもとに見込みの時間を机上で算出した値を使用した．それぞれの計算時間を図 6.20 に示す．なお，各測定の WRP と CCGH は，水平方向のピクセル数を同じ値に設定している．また，垂直方向のピクセル数は 2048 に固定した．グラフの横軸には CCGH 水平方向のピクセル数を，縦軸には計算時間（秒）を設定した．

実験の結果，より大きな CCGH の場合でも，提案手法は点光源法よりも各段に高速に物体光波伝搬を計算できることが示された．また，提案手法による計算時間の，各種パラメータに対する計算時間の増加量について調査した結果，WRP と CCGH がもつピクセル数の増加に伴って提案手法による計算時間が増えやすくなることがわかった．これは，CCGH サイズの大小に関わらず，提案手法による光波伝搬計算過程の中で，WRP 上物体光波の 2 次元フーリエ変換にかかるコストが大きいことを示している．

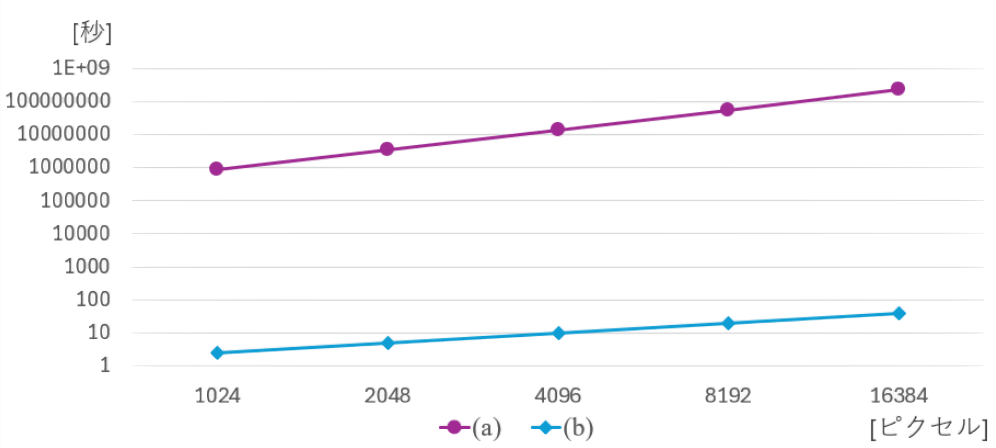


図6.20 実用サイズの CCGH 計算における点光源法による計算時間試算値と提案手法による計算時間実測値の比較
(a) 点光源法 (b) 提案手法
Reprinted with permission from [69] © Optica Publishing Group.

6.5.6 考察

前節で述べたように，CCGH の水平方向の視域は理論上 360° となる．一方，CCGH 面に伝搬する物体光の範囲は WRP の配置位置とピッチサイズに依存する．また，参照光は観測位置から見て物体の背後から照射されるため，物体光の最大回折角ならびに一度に計算可能な CCGH の水平方向視域角は理論的には $\pm\pi/4$[rad] を超えることはない．WRP のピッチサイズを Δl_o，WRP 水平 u 軸方向の空間周波数成分を f_u，光源波長 λ の逆数すなわち周波数を f_0 とすると，物体光の最大回折角 θ は空間周波数成分 f_u と f_0 を用いて以下のように表される．

$$\theta = \sin^{-1}\frac{|f_u|}{f_0} \tag{6.23}$$

ここで，$f_0 = 1/\lambda$，$|f_u| = 1/(2\Delta l)$ とする．なお，$|\sin\theta| \leqq 1$ かつ $|f_u| \leqq f_0$ であることは明白である．さらに提案手法では，物体光の伝搬計算を WRP が仲介するため，WRP の幅や CCGH の中心からの WRP の距離に応じて物体光の回折範囲が狭くなる．これらの理由から，全周からの像観察が可能な CCGH を計算する場合は，少なくとも 2 つの WRP を用意し，それぞれの WRP を使用して部分 CCGH を計算し，最終的に CCGH を組み合わせる必要がある．

第 7 章

結論

本論文では円筒型計算機合成ホログラムにおける課題の創出から解決法を提案し、提案手法の正当性と効果を実験によって証明するまでに必要となった知識を整理し，順を追って説明した．加えて，自身が取り組んだ 2 つの提案手法について先行研究との違いと優位性を示しながら，原理詳細と計算式，パラメータ設計や光学像再生実験の結果について詳解した．第 1 章では，今日の映像表現と現実感を作り出す様々なデバイス，技法，アプローチについて紹介するとともに，立体像表示技術の存在について示した．第 2 章では，ヒトが立体を知覚するために必要な生理的要因について説明した．また，生理的要因を満たす立体像表示技術の種類と発展の流れについて概要を示し，完全な立体像表示が可能な技術であるホログラフィと電子的光学像再生を行うための電子ホログラフィを紹介した．第 3 章では，物体の 3 次元情報を記録する計算機合成ホログラム（Computer-Generated Hologram;CGH）の存在と記録再生の仕組みについて説明し，CGH 計算に必要な物体光伝搬計算式についてマクスウェルの方程式からの導出課程を記載した．加えて，CGH や再生装置のスペックに依存した再生像の視野・視域と周波数制限や，種々の CGH 計算手法についてその特徴の違いを示しながら紹介した．第 4 章では，円筒型計算機合成ホログラム（Cylindrical Computer-Generated Hologram; CCGH）の一般的な平面 CGH に対する優位性と課題を示し，先行研究とそれぞれの特徴について性能比較の図を用いて示した．第 5 章では，3 次元物体からの CCGH 高速計算法について提案した．光学像再生実験の結果，円筒水平方向に広い視域をもつ立体像の観察が確認され，3 次元物体からの波面ベース CCGH 計算法として本手法の正当性が示された．また，計算時間比較実験により，本手法が従来手法の点光源法と比べて，計算時間が 3000 分の 1 程度であることが確認され，高速計算法としての有用性が示された．本手法は当時，波面ベースの CCGH 計算法としては初めて平面以外の物体からの高速計算を可能にした画期的なものであっ

た．一方で，物体をせん断画像の集合体として扱ったために，本手法によって再生される光学像は背面が透けてしまう問題を抱えていた．第 6 章では，任意形状の物体を対象としながら，さらに隠面消去や鏡面反射，表面材質などあらゆる物体表現技法を取り入れられる手法を確立するため，物体と CCGH の間に仮想の波面記録面（Wavefront Recording Plane; WRP）を組み込んだ計算法を提案した．光学像再生実験の結果，組み合わせた物体表現技法による効果が適切に再生像に反映されていることが確認された．このことから，種々の物体表現技法に対する本手法の汎用性ならびに CCGH 計算法としての正当性が示された．また，CCGH において従来明確に示されていなかった視野ならびに視域についても，本提案の中で立てた仮説が正しいことが視野・視域に対する境界調査実験によって確認された．最後に，本手法による CCGH 計算時間を従来手法の点光源と比較した結果，本手法が従来手法の 1000 倍〜50000 倍程度高速に計算できることが明らかになった．また，従来手法に対する本手法の計算時間短縮効果は CCGH のサイズが大きくなるほど高まることも確認された．

円筒平面変換手法との組み合わせによる平面 CGH からの再生像についても正当性が確認されたことによって，Holo-HMD などのニアアイディスプレイデバイスに対する姿勢変化に応じた立体像の提供も可能であることが立証された．AR/VR ブームに後押しされる形で，今後のアイディスプレイテクノロジー市場規模は 2030 年までには 214 億米ドルに達すると予測されており，メタをはじめとした世界中のテック企業がスマートグラスを開発している．これらの企業はスマートグラスを通じてユーザーに対し，日常生活に馴染む自然な形での情報提示技術を求めている．このような世界情勢に照らし合わせても，今回の研究の成果は十分に親和性と有用性の高いものとなると確信している．

一方で，CCGH の計算コストはいまだに膨大で，計算機の性能向上によって次第に改善する方向にはあるもののリアルタイムとは程遠い状況にある．計算コストの問題については，点光源ベースの手法が GPU を用いた並列計算によって計算時間を劇的に短縮できている点と，波面ベースの手法においても，光波伝搬計算で使用される FFT のバタフライ演算や空間周波数領域でのスペクトル応答関数乗算については並列化可能である．このことから，今回の提案手法についても GPU による並列計算を適用することによってその実用性を高められると期待する．

また，CGH ないし CCGH の隔地伝送については，次世代無線通信技術である Beyond 5G の活用が期待される．当該通信技術は，現在の最新通信技術である 5G の 100 倍に当たる 1Tbps の通信速度を有するとされている．ホログラムデータは 1 枚あたり数 MB から数十 MB のデータ容量を有するが，Beyond 5G が利用可能になれば，理論上は 10MB のホログラムデータを 60fps で伝送し，隔地にてホログラフィック動画像の再生も可能に

なると予想される．具体的な実現方法としては，クラウドコンピューティングによる大規模計算機で作成した CGH ないし CCGH がリアルタイムで隔地のウェアラブルデバイスに伝送され，視点位置に応じた立体動画像が再生される世界を想像する．ウェアラブルデバイスに限らず，SLM についても将来非平面の表示ディスプレイが開発され円筒型の表示デバイスが利用可能になれば，複数人による水平全周方向からの同時像観察も実現可能となり，市街地のデジタルサイネージや音楽ライブの実施方式にも幅が広がると予想される．その際には本手法を用いて計算された CCGH がそれらのニーズに貢献できると期待する．

謝辞

本論文をまとめるにあたり，研究を行う貴重な機会を与えてくださり，様々な助言とご指導をいただきまし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メディア創生学研究室の坂本雄児教授ならびに情報メディア環境学研究室の土橋宜典教授，澤山正貴准教授に深く感謝いたします．また，様々な場面で学生生活を支援いただいた情報メディア環境学研究室の姜錫助教に深く感謝いたします．研究を進めるに当たっては，CGH に関する情報共有や課題について共に考えご協力くださったメディア創生学研究室 OB ならびに元メディア創生学研究室学生の皆様に深く感謝いたします．

参考文献

[1] M. Tanaka, C.-Y. Chan, H. Nakanotani, and C. Adachi, “Simultaneous control of carrier transport and film polarization of emission layers aimed at high-performance oleds,” *Nature Communications*, vol. 15, 2024.

[2] Y. DOBASHI and S. SATO, “Efficient simulation of smoke with 2d turbulence transfer,” *IEICE Transactions on Information and Systems*, vol. advpub, 2024EDL8078, 2025.

[3] Y. Shunsuke, “Fvision: 360-degree viewable glasses-free tabletop 3d display composed of conical screen and modular projector arrays,” *Optics Express*, vol. 24, no. 12, p. 13 194, 2016.

[4] G. M. Thomas, *Advanced CUDA Programming : High Performance Computing with GPUs*, Burst Books, 2025.

[5] T. Jung, M. C. t. Dieck, and P. A. Rauschnabel, *Augmented reality and virtual reality : changing realities in a dynamic world* (Progress in IS), Springer, 2020.

[6] 光. 宏行, “両眼視：輻輳眼球運動，対応問題，網膜像差の関係,” 認知心理学研究, vol. 19, no. 2, pp. 59–69, 2022.

[7] C. WHEATSTONE, “Contributions to the physiology of vision part the first. on some remarkable and hitherto unobserved phenomena of binocular vision.,” *Philosophical Transactions of the Royal Society*, vol. 128, pp. 371–394, 1838.

[8] Pál Imre and 増田祥三, ステレオ・グラフィックス*:* 理工学モデルに見る空間幾何, 森北出版, 1983.

[9] 田崎新二 and 安東哲也 and 合志和洋 and 古賀広昭 and 和田親宗, “３次元ステレオ映像の感性向上表示サイズと左右映像の大きさずれによる疲労特性,” 映像情報メディア学会誌, vol. 57, no. 12, pp. 1717–1726, 2003.

[10] 日本バーチャルリアリティ学会 and 舘, 暲 and 佐藤誠 (工学) and 広瀬通孝, バーチャルリアリティ学, 工業調査会, 2010.

[11] 渡邉優太 and 佐藤康明 and 坂下善彦, “2 面 l 型ディスプレイによる立体表示システムの試作,” 第 *75* 回全国大会講演論文集, vol. 2013, no. 1, pp. 85–86, 2013.

[12] K. S. H., “Theory of parallax barriers,” *J. SMPTE*, vol. 59, no. 7, pp. 11–21, 1952.

[13] P. Daechul, K. Kyungtae, L. Cheonhee, S. Jungyoung, and L. Yongbeom, “Lenticular stereoscopic imaging and displaying techniques with no special glasses,” *Proceedings., International Conference on Image Processing*, vol. 3, pp. 137–140, 1995.

[14] 苗村健, “Layered light-field rendering with focus measurement,” *Eurasip Signal Processing : Image Communication (accepted)*, 2006.

[15] 久保田敏弘, ホログラフィ入門*:* 原理と実際, 朝倉書店, 1995.

[16] G. D., “A new microscopic principle,” *Nature*, vol. 161, no. 4098, pp. 777–778, 1948.

[17] 福島肇, “教材としてのホイヘンスの原理の再検討: ホイヘンスの主張とフレネルの主張の相違,” 物理教育, vol. 36, no. 2, pp. 99–102, 1988.

[18] 左貝潤一, 原理から学ぶ光学, コロナ社, 2025.

[19] 石﨑喜治, “物理マイクロ波の実験 (2) 透過と反射・偏光・波長の測定・ブラッグの法則,” 視覚障害教育ブックレット, vol. 31, pp. 30–36, 2016.

[20] 大類重範, ディジタル信号処理, 日本理工出版会, 2001.

[21] 伊藤智義 and 下馬場朋禄, ホログラフィ入門*:* コンピュータを利用した *3* 次元映像・*3* 次元計測 (Introduciton to holography : three-dimensional image and three-dimensional measurement using computer), 東京, Japan: 講談社, 2017.

[22] T. Sakakihara and Y. Sakamoto, “Holographic head-mounted display capable of displaying ar in accordance with user’s attitude angle,” in *Optica Digital Holography and Three-Dimensional Imaging 2024 (DH)*, Optica Publishing Group, 2024, W4A.4.

[23] 坂本雄児, “Computer generated cylindrical hologram,” *FIT 2003*, pp. 393–394, 2003.

[24] V. Maxwell, “Viii. a dynamical theory of the electromagnetic field,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 155, pp. 459–512, 1865.

[25] C. F. Gauss, *Werke*, Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften, 1870.

[26] C. F. Gauss, *Theoria motus corporum coelestium in sectionibus conicis solem ambientium*, Frid. Andr. Perthes, 1877.

[27] M. Faraday, *Chemical manipulation, being instructions to students in chemistry, on the methods of performing experiments of demonstration or of research, with accuracy and success*, New edition, John Murray, 1830.

[28] A.-M. Ampère, *Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électro-dynamiques uniquement déduite de l'expérience, dans lequel se trouvent réunis les mémoires que M. Ampère a communiqués à l'Academie royale des Sciences, dans les séances des 4 et 26 décembre 1820, 10 juin 1822, 22 décembre 1823, 12 septembre et 21 novembre 1825*, [s.n.], 1820.

[29] H. T. (T. Flint, *Wave mechanics : being one aspect of the new quantum theory* (Methuen's monographs on physical subjects), Methuen, 1929.

[30] H. H. v., "Ueber die bewegungsglei-chungen der electrizitat fur ruhende leitende korper," *J. Reine Angwntdte. Math.*, vol. 72, pp. 57–129, 1870.

[31] 小形正男, 物性物理のための場の理論・グリーン関数*:* 量子多体系をどう解くか*?* (臨時別冊・数理科学), サイエンス社, 2018.

[32] J. P. Waters, "Holographic image synthesis utilizing theoretical methods," *Applied Physics Letters*, vol. 9, no. 11, pp. 405–407, 1966.

[33] Y. Ogihara and Y. Sakamoto, "Fast calculation method of a cgh for a patch model using a point-based method," *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 1, A76–A83, 2015.

[34] S. Matsuda, T. Fujii, T. Yamaguchi, and H. Yoshikawa, "Fast generation of computer-generated hologram by graphics processing unit," in *Practical Holography XXIII: Materials and Applications*, H. I. Bjelkhagen and R. K. Kostuk, Eds., International Society for Optics and Photonics, vol. 7233, SPIE, 2009, p. 72330I.

[35] H. Sakata, K. Hosoyachi, C.-Y. Yang, and Y. Sakamoto, "Calculation method for computer-generated holograms with cylindrical basic object light by using a graphics processing unit," *Appl. Opt.*, vol. 50, no. 34, H306–H314, 2011.

[36] S. Hayato and S. Yuji, "Autotuning gpu code for acceleration of cgh calculation," *Optical Engineering*, vol. 61, no. 02, p. 023 102, 2022.

[37] N. Masuda, T. Ito, T. Tanaka, A. Shiraki, and T. Sugie, "Computer generated holography using a graphics processing unit," *Opt. Express*, vol. 14, no. 2, pp. 603–608, 2006.

[38] K. Watanabe, K. Yamauchi, and Y. Sakamoto, "Realistic rendering method for specular reflections with continuous motion parallax in a computer-generated hologram," *Appl. Opt.*, vol. 63, no. 7, B126–B133, 2024.

[39] H. Arai, K. Ono, and Y. Sakamoto, "Cgh calculation algorithm for expressing reflection on a curved mirror surface," *Opt. Express*, vol. 32, no. 21, pp. 36 469–36 488, 2024.

[40] K. G., "Ueber das verhältniss zwischen dem emissionsvermögen und dem absorptionsvermögen der körper für wärme und licht," *Annalen der Physik*, vol. 185, no. 2, pp. 275–301, 1860.

[41] A. J. Fresnel and F. Ritter, *Abhandlungen über die Beugung des Lichts* (Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften), Akademische Verlagsgesellschaft, 1926.

[42] H. Crew, J. v. Fraunhofer, and D. B. (W. B. Brace, *The Wave theory, light and spectra* (The development of science : sources for the history of science), Arno Press, 1981.

[43] S. A., "Mathematische theorie der diffraction," *Mathematische Annalen*, vol. 47, no. 2-3, pp. 317–374, 1896.

[44] 飯塚啓吾, 光工学, 共立出版, 1977.

[45] K. Matsushima, S. Hagen, and W. Frank, "Fast calculation method for optical diffraction on tilted planes by use of the angular spectrum of plane waves," *Journal of the Optical Society of America. A*, vol. 20, no. 9, pp. 1755–1762, 2003.

[46] T. Shimobaba, N. Masuda, and T. Ito, "Simple and fast calculation algorithm for computer-generated hologram with wavefront recording plane," *OPTICS LETTERS*, vol. 34, no. 20, pp. 3133–3135, 2009.

[47] X. Zhang, K. Tu, G. Lv, Z. Wang, and Q. Feng, "Fast generation of 360-degree cylindrical photorealistic hologram using ray-optics based methods," *Opt. Express*, vol. 29, no. 13, pp. 20 632–20 648, 2021.

[48] J. Lee, J. Jeong, J. Cho, D. Yoo, B. Lee, and B. Lee, "Deep neural network for multi-depth hologram generation and its training strategy," *Opt. Express*, vol. 28, no. 18, pp. 27 137–27 154, 2020.

[49] R. H.-Y. Chen and T. D. Wilkinson, “Computer generated hologram with geometric occlusion using gpu-accelerated depth buffer rasterization for three-dimensional display,” *Applied Optics*, vol. 48, no. 21, p. 4246, 2009.

[50] 高瀬雅文 and 坂本雄児 and 青木由直, “３次元映像情報メディア技術光線の到来方向を考慮したｚバッファによる計算機合成ホログラムの高速隠面処理法,” 映像情報メディア学会誌, vol. 57, no. 4, pp. 483–489, 2003.

[51] B. David, C. Maksymilian, K. Tomasz, and S. Peter, “Photorealistic computer generated holography with global illumination and path tracing,” *Optics Letters*, vol. 46, no. 9, p. 2188, 2021.

[52] L. Shuangting, W. Hui, L. Ni, L. Zihan, and Z. Jiaqi, “Occlusion calculation algorithm for computer generated hologram based on ray tracing,” *Optics Communications*, vol. 443, pp. 76–85, 2019.

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

[54] T. AOYAMA, Y. SAKAMOTO, and Y. AOKI, “Volume-rendering method for computer-generated-holograms,” *ITE Technical Report*, vol. 26.8, pp. 7–12, 2002.

[55] K. Matsushima, M. Nakamura, and S. Nakahara, “Silhouette method for hidden surface removal in computer holography and its acceleration using the switch-back technique,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 20, pp. 24 450–24 465, 2014.

[56] K. Yamaguchi and Y. Sakamoto, “Computer generated hologram with characteristics of reflection: Reflectance distributions and reflected images,” *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 34, H203–H211, 2009.

[57] F. Qingyang, Z. Yaping, Z. Bing, Q. Wenlong, G. Xianfeng, and P. Ting-Chung, “Efficient rendering by parallelogram-approximation for full analytical polygon-based computer-generated holography using planar texture mapping,” *Optics Express*, vol. 31, no. 15, p. 24 537, 2023.

[58] D. Jiaqi, Y. Bo-Ru, and Q. Zong, “Fast shadow casting algorithm in analytical polygon-based computer-generated holography,” *Optics Express*, vol. 31, no. 9, p. 14 821, 2023.

[59] W. Fan, S. Harutaka, I. Tomoyoshi, K. Takashi, and S. Tomoyoshi, "Fully analytic shading model with specular reflections for polygon-based hologram," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 160, p. 107 235, 2023.

[60] K. Matsushima, "Computer-generated holograms for three-dimensional surface objects with shade and texture," *Applied Optics*, vol. 44, no. 22, pp. 4607–4614, 2005.

[61] A. Kashiwagi, K. Ono, and Y. Sakamoto, "Implementation of cylindrical computer-generated hologram using object light with hidden surfaces removed," in *Optica Digital Holography and Three-Dimensional Imaging 2024 (DH)*, Optica Publishing Group, 2024, M1B.6.

[62] T. Yamaguchi, T. Fujii, and H. Yoshikawa, "Computer-generated cylindrical hologram," in *Adaptive Optics: Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM*, Optica Publishing Group, 2007, DTuB10.

[63] B. J. Jackin and T. Yatagai, "Fast calculation method for computer-generated cylindrical hologram based on wave propagation in spectral domain," *Optics express*, vol. 18, pp. 25 546–55, 2010.

[64] Y. Zhao, M.-l. Piao, G. Li, and N. Kim, "Fast calculation method of computer-generated cylindrical hologram using wave-front recording surface," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 13, pp. 3017–3020, 2015.

[65] R. Kang, J. Liu, D. Pi, and X. Duan, "Fast method for calculating a curved hologram in a holographic display," *Opt. Express*, vol. 28, no. 8, pp. 11 290–11 300, 2020.

[66] Y. Sakamoto, A. Kashiwagi, and Y. Murarya, "Computer-generated holograms allowing 360-degree viewing," in *Practical Holography XXI: Materials and Applications*, R. A. Lessard and H. I. Bjelkhagen, Eds., International Society for Optics and Photonics, vol. 6488, SPIE, 2007, 64880U.

[67] Y. Sakamoto and M. Tobise, "Computer generated cylindrical hologram," in *Practical Holography XIX: Materials and Applications*, T. H. Jeong and H. I. Bjelkhagen, Eds., International Society for Optics and Photonics, vol. 5742, SPIE, 2005, pp. 267–274.

[68] A. Kashiwagi and Y. Sakamoto, "A fast calculation method of cylindrical computer-generated holograms which perform image-reconstruction of volume

data," in *Adaptive Optics: Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM*, Optica Publishing Group, 2007, DWB7.

[69] A. Kashiwagi, K. Ono, and Y. Sakamoto, "Fast calculation method for ccghs applicable to various planar computer-generated hologram computation methods," *Appl. Opt.*, vol. 64, no. 7, B38–B48, 2025.

研究業績

論文

- A. Kashiwagi, K. Ono, and Y. Sakamoto, ”Fast calculation method for CCGHs applicable to various planar computer-generated hologram computation methods,” Appl. Opt. 64, B38-B48 (2025)

国際学会

- A. Kashiwagi and Y. Sakamoto, ”A fast calculation method of cylindrical computer-generated holograms which perform image-reconstruction of volume data,” in Adaptive Optics: Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM, OSA Technical Digest (CD) (Optica Publishing Group, 2007), paper DWB7.
- A. Kashiwagi, K. Ono, and Y. Sakamoto, ”Implementation of Cylindrical Computer-generated Hologram using Object Light with Hidden Surfaces Removed,” in Optica Digital Holography and Three-Dimensional Imaging 2024 (DH), paper M1B.6.

共著者としての論文

- Yuji Sakamoto, Akifumi Kashiwagi, Yoshimi Muraya, ”Computer-generated holograms allowing 360-degree viewing,” Proc. SPIE 6488, Practical Holography XXI: Materials and Applications, 64880U (2007 年 2 月 20 日論文誌投稿)

共著者としての国内学会

- 山内啓瑚，柏木暁史，坂本雄児,”計算機合成ホログラムにおけるクラウドサーバ群を用いた計算負荷の分散および処理時間に対する効果の測定,”映情学技報，vol. 47，pp. 29-32(Sep. 2023)
- 山内啓瑚，柏木暁史，坂本雄児,”クラウドサーバ群による写実的なホログラフィック動画像の生成,”映情学技報，vol. 47，no. 38，ME2023-103，pp. 37-40(Dec. 2023)
- 山内啓瑚，柏木暁史，坂本雄児,”クラウドサーバ群によるホログラフィック動画像生成を用いたゲームシステムの提案,”映情学技報，vol. 48，no. 1，IDY2024-12，pp. 45-48(Jan. 2024).
- 梅内飛翔，柏木暁史，坂本雄児,”様々な電子ホログラフィ表示装置に対応するための物体光変換手法の提案”, HODIC 1-2(Mar. 2025)