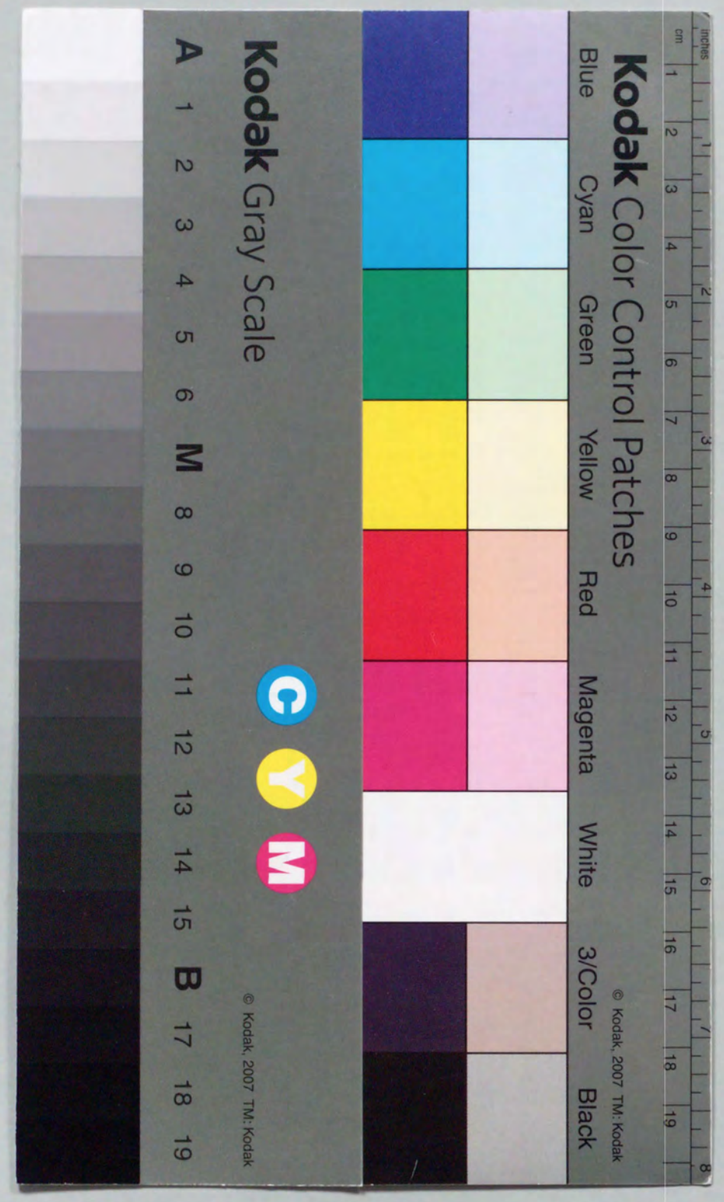
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	3次元結像光学に基づく光記録と光微細加工に関する研究
Author(s)	田中, 拓男
Citation	大阪大学, 1996, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3110049
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka



OSAKA UNIVERSITY

3次元結像光学に基づく光記録と光微細加工に関する研究

Three-dimensional Optics for Optical Memory and Microfabrication

田中　拓男

Takuo Tanaka

December, 1995

Department of Applied Physics,
Osaka University

①

3次元結像光学に基づく光記録と光微細加工に関する研究

Three-dimensional Optics for Optical Memory and Microfabrication

田中　拓男
Takuo Tanaka

Dedicated to my family

目　次

第１章　序論　1
　１－１　研究の背景　1
　１－２　研究の目的　3
　１－３　３次元物体の構造の観察　3

第２章　光学系における３次元像形成理論　9
　２－１　はじめに　9
　２－２　光学モデル　9
　２－３　部分コヒーレント照明下におけるボルン近似　10
　２－４　３次元像形成理論　12
　２－５　３次元光学的伝達関数を用いた結像特性の評価　15
　２－６　考察　22

第３章　走査型３次元多層光メモリ　25
　３－１　研究の背景　25
　３－２　記録方法の検討　26
　　３－２－１　記録媒体　26
　　３－２－２　記録光学系　27
　３－３　３次元記録方法の解析－屈折率分布の形成過程　28
　３－４　３次元再生方法の解析－屈折率分布の読み出し　32
　　３－４－１　インコヒーレント照明の明視野顕微光学系による再生　32
　　３－４－２　コヒーレント照明の明視野顕微光学系による再生　32
　　３－４－３　位相差顕微光学系による再生　32
　　３－４－４　微分干渉顕微光学系による再生　35
　　３－４－５　各再生光学系の特性の比較　37

第４章　３次元光メモリシステムの試作　39
　４－１試作システムの光学系　39
　　４－１－１　記録光学系　39
　　４－１－２　記録媒体　39
　４－２　３次元光メモリ記録・再生実験　45
　　４－２－１　位相差顕微鏡による再生実験（乾燥系対物レンズ）　45
　　４－２－２　油浸対物レンズによる収差補正　45
　　４－２－３　レーザー走査型位相差顕微光学系による再生実験　49
　　４－２－４　共焦点レーザー走査位相差顕微光学系による再生実験　50
　　４－２－５　レーザー走査型微分干渉顕微光学系による再生実験　53
　４－３　３次元光メモリカードの試作　55
　　４－３－１　光メモリカードについて　55
　　４－３－２　記録実験・再生実験　55
　４－４　収差の解析・実験　60
　　４－４－１　収差のコンピュータシミュレーション　60
　　４－４－２　収差補正方法の検討　63
　４－５　考察　66

第５章　３次元多層記録光メモリと３次元ホログラフィクメモリの比較　68
５－１　研究の背景　68
５－２　光学系の比較　68
５－３　周波数帯域を用いた記録密度の理論的比較　73
５－４　記録密度の解析的導出と比較　79
５－４－１　ビット型光メモリの記録密度　79
５－４－２　ホログラフィックメモリの記録密度　81
５－４－３　数値計算結果，ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較　85
５－５　記録媒体のダイナミックレンジの利用効率の比較　86
５－５－１　ホログラフィックメモリのダイナミックレンジ　86
５－５－２　ビット型光メモリのダイナミックレンジ　87
５－５－３　ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較　90
５－６　考察　90

第６章　０次ベッセルビームを用いた走査型３次元超長焦点深度光学系　93
６－１　研究の背景　93
６－２　０次ベッセルビーム（J_0ビーム）　93
６－２－１　ベッセルビームの解析的導出　93
６－２－２　エアリーディスクスポットとの比較　97
６－３　アキシコンによる０次ベッセルビームの生成とその伝播特性　99
６－３－１　０次ベッセルビームの生成　99
６－３－２　アキシコンによる０次ベッセルビームの生成　100
６－３－３　J_0スポットのプロファイル　104
６－３－４　スポットの伝播特性　106
６－３－５　考察　109
６－４　走査光学系における０次ベッセルスポットの特性　110
６－５　アキシコンの収差に関する実験　114
６－６　収差スポットの解析　116
６－６－１　スカラー場での回折理論を用いた解析　116
６－６－２　幾何光学による収差の解析　125
６－６－３　２次元結像理論とザイデルの収差論を用いた解析　126
６－７　アキシコン・グレーティング　132

第７章　０次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用　137
７－１　研究の背景　137
７－２　光リソグラフィーシステムの試作，パターン記録実験　137
７－３　光リソグラフィーシステムにおける収差の解析　143
７－４　考察　145

総括　146
謝辞　148
Appendicies　149
参考文献　153
著者発表論文　158

第１章　序論

１－１　研究の背景

光学系を用いて物体からの光を検出し，物体の特性や形状を測定する手法は，非常に有効な計測法の一つである．このことは，我々が普段，目から得た情報に頼って生活していることからもわかる．実際，光を用いた計測法は，非接触でリモートセンシングが可能なので，測定対象を傷つけず，生体試料も殺さずに観察できたり，離れた場所の情報を得ることができるなどの，優れた特徴を持っている．それゆえ，工学，医学，生物学，天文学や，一般の産業界などの非常に多くの分野において，物体の形状測定や物質の同定など様々な目的で利用されている．

このように光計測法は多くのメリットを持っているため，当然の事ながら，物体表面の情報だけでなく，３次元物体の内部構造を外側から観察したいという要求が出てくる．ところが，いくらリモートセンシングが可能な光計測法でも，観察できるのは厚みのない試料のみであり，厚みのある３次元構造を計測することはできない．それは，物体の内部にレンズの焦点を合わせても，Fig. 1-1-1(a)のように前後にある物体の像がボケて重畳してくるため，焦点を合わせた部分のみが分離されないからである．物体の表面を観察する場合も同じで，物体の凹凸が大きい場合は，その表面全てにピントを合わせることはできず，どこかがボケてしまう．つまり，レンズを用いて３次元物体の像を結像しようとしても，Fig. 1-1-1(b)のように３次元物体の内部構造を完全に空間分離して観察したり，Fig. 1-1-1(c)のように奥行き方向すべてにピントのあった像を得ることはできない．この，像がボケる問題は，光学系の開口数が高いほど顕著になるので，高N.A.レンズを使用する顕微光学系や光リソグラフィー光学系などにおいて特に大きな問題となる．

このように，レンズを用いて物体を観察するだけでは，３次元物体の像を形成することはできないので，物体内部の３次元構造を解像するためには，光ＣＴ法[1-1, 1-2]などのようにコンピュータを用いて膨大なデータ処理を行うか，Fig. 1-1-1(d)に示すように試料をあらかじめ薄くスライスして，２次元切片にしてから観察しなければならなかった．従って実際には，光計測法の非破壊，非接触というメリットは，物体が薄く２次元物体であるか，または凹凸が少なく奥行き方向の構造を計測する必要がないときのみに活かせるものであって，３次元物体の内部を観察する場合には，このメリットをすべて捨てて，試料を破壊して観察しなければならない．

このような理由から，光学系の結像理論も長い間，物体面から結像面つまり２次元平面から２次元平面への結像についてしか解析されていなかった．３次元物体の結像理論が議論され始めたのは，1955年のH. H. Hopkinsよるデフォーカス光学系の空間周波数応答の研究が最初である[1-3]．この後，1967年にR. Freidenが３次元光学的伝達関数の概念の導入した．そして，N. Streiblが，1984年にインコヒーレント照明物体について，さらに1985年に，コヒーレント照明から部分コヒーレント照明を経てインコヒーレント照明下における物体の結像理論を１次のボルン近似のもとで示した[1-4, 1-5, 1-6]．

これらの解析によって，通常の光学系で３次元物体を結像できない原因が明らかにされていった．また，この時期と相前後して，ＣＴ法のようにコンピュータを使うのではなく，純粋な光学系のみで３次元的な解像を可能とする光学系がいくつか開発された．

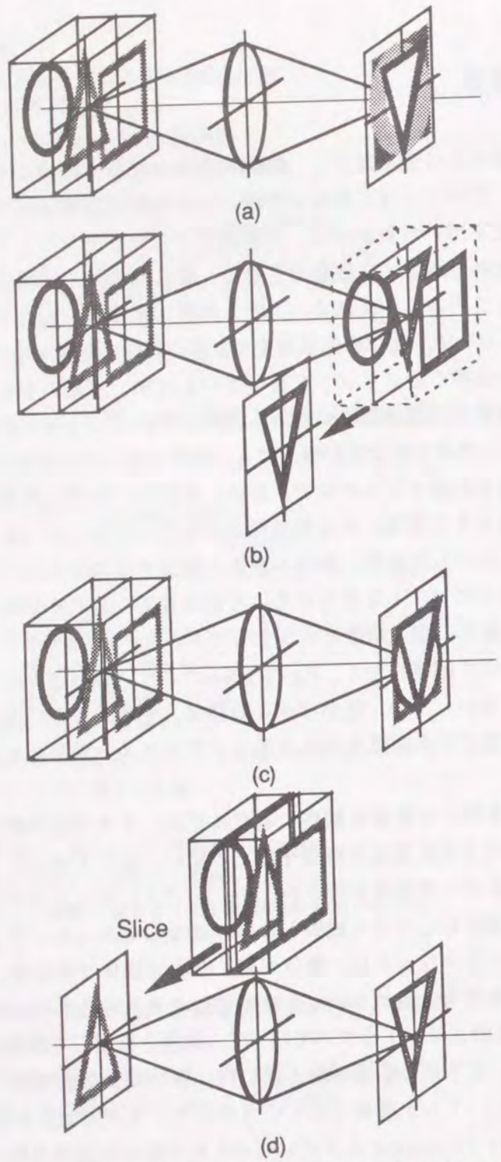


Fig. 1-1-1　Imaging of three-dimensional object: (a) When a lens focuses on a particular plane inside the 3D object, the corresponding image plane contains not only the sharp image of the inner structure but also blurred images of structures in the out-of-focus planes, (b) shows perfect 3D imaging,(c) For a lens with a very depth of focus, the image plane contains sharp images of the various structures in the 3D object, and (d) To observe a 3D object using conventional imaging, the object must be sliced physically into a series of 2D planes.

1－2　研究の目的

本研究では，第1章1節で述べた背景のもとで，本研究では光学における結像理論を3次元に拡張して，光学系が有する3次元的な像形成能力を解析し，その特性を議論する．そして，CT法のようにコンピュータ処理によって3次元物体の像を再構成するのではなく，光学系のみで直接3次元物体の構造を解像するための手法を検討する．

さらに，これらの解析結果の応用として，従来の光学系では実現できなかった，光メモリの3次元化や光リソグラフィーシステムの長焦点深度化の提案を行い，実際のシステムを試作して，その有効性を示す．

本論は第2章以降で述べるが，この章ではその前に，通常の光学系が，3次元分解能を持たない原因と，3次元解像が可能な光学系に必要とされる特性を簡単に述べる．そしてその後，近年発表されている3次元結像能力を持つ光学系について述べる．

1－3　3次元物体の構造の観察

結論から述べると，通常の光学系で3次元物体を結像できないのは，焦点面外にある物体の像がボケるからである．Fig. 1-3-1(a)は，点光源をレンズで結像した際に生成される像の光強度分布を示している[1-7]．Fig. 1-3-1(a)から，物体空間で点である物体も，像空間に生成される像は，有限の大きさd_0に広がってしまう．これは光の回折現象によって制約される現象である．次に，レンズの焦点面からz_1離れた位置をみると，光強度はd_1の大きさに広がっている．つまり，結像系が等倍系であるとすると，逆に焦点面からz_1離れた位置にある物体は，像面上でやはりd_1の大きさに広がって結像されることになり，これがいわゆるボケた像になる．従って，物体の各点が焦点面と同じように結像されるのは，焦点深度と呼ばれる焦点面の前後のわずかな範囲のみであり，前後に広がりをもつ3次元物体では必ずボケた像が発生してしまう．

3次元物体の内部をボケた像に邪魔されずに結像するには，（1）Fig. 1-3-1(b)のようにボケた像をカットして焦点面からの光のみを検出できる光学系か（Fig. 1-1-1(b)に対応），（2）Fig. 1-3-1(c)のようにスポットが広がらないようにして，ボケた像が発生しない光学系（Fig. 1-1-1(c)に対応）を考案しなければならない．

そこでまず（1）の方法について，ボケた像の3次元分解能に対する影響と，Fig. 1-1-1(b)のように3次元物体を解像するための具体的な方法について述べる．

ここでは，3次元吸収物体を透過型光学系を用いて観察する場合を例に挙げる．Fig. 1-3-2に透過型の光学系を用いて薄膜吸収物体を観察する光学系を示す．この光学系は，レンズ1によって試料を照明する．そして，透過してきた光をレンズ2を用いて集光し，検出器で光強度を検出する．また，薄膜吸収物体は，面内方向に一様な膜で面内構造を持たず，また光の吸収量は光強度に比例するとする．この光学系では，物体の3次元的な空間分布を分解して観察できるということは，この薄膜を光軸方向に動かした場合に，その位置が結像面において検出できるということと等価である．

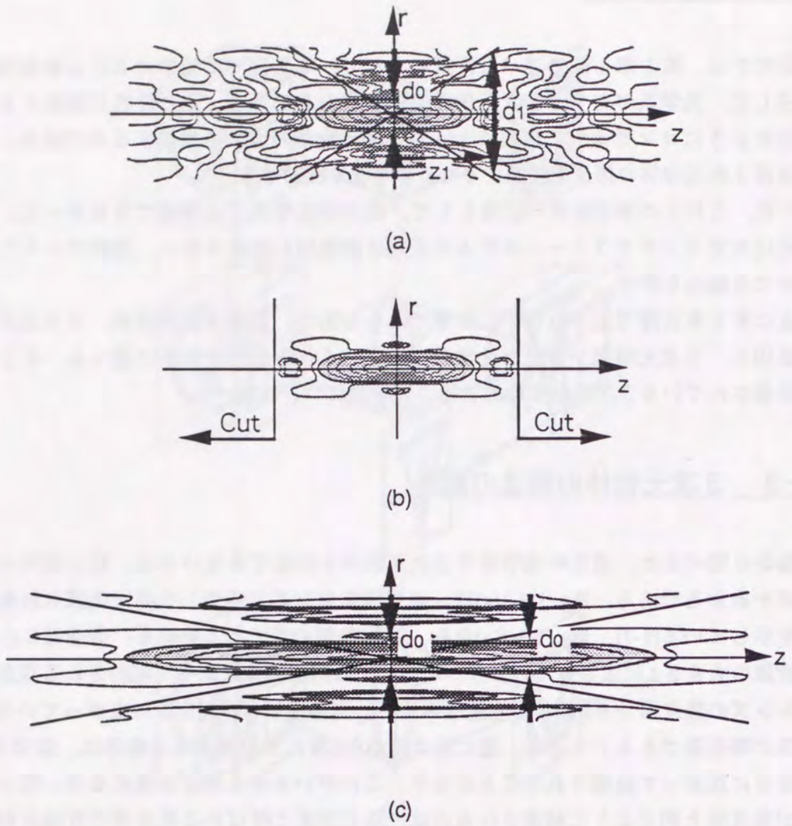


Fig. 1-3-1 Light intensity distribution of the focused lens spot (unit magnification): (a) image of a point in the object plane that is focused by the lens has a corresponding spread of diameter d_0, while a point from an out-of-focus plane located a distance z_1 from the focus plane is imaged as a spot of diameter d_1; (b) achieving perfect 3D imaging by reducing the contribution of defocused light, (c) images of points in different object planes have the same spot diameters by increasing the depth of focus.

いま，薄膜がFig. 1-3-2の位置aにあるとして，この時の照明光の平均強度をI_0，照明されている面積をS_0とする．薄膜で吸収される光は，光強度と照明されている面積に比例する．そこでその比例係数をαとすると，吸収される光量は$\alpha I_0 S_0$となる．次に，薄膜を位置aよりも集光点に近い位置bに移動したとする．この時に，光で照明されている面積が$S_0/2$になったとすると，逆に光の平均強度は$2I_0$になる．従って，この時に薄膜で吸収される光量は，

$$\alpha \times 2I_0 \times S_0/2 = \alpha I_0 S_0 \qquad (1\text{-}3\text{-}1)$$

となり，薄膜が位置aにあった時と等しくなる．これは，位置c，d，eにおいても同様であり，どの位置においても吸収される光量は等しい．

従って，Fig. 1-3-2のように検出器からの信号は，薄膜の位置を動かしても常に一定値をとり，この信号からでは薄膜の位置を検出することができない．それゆえに，この系は，光軸方向に分解能を持っていない．

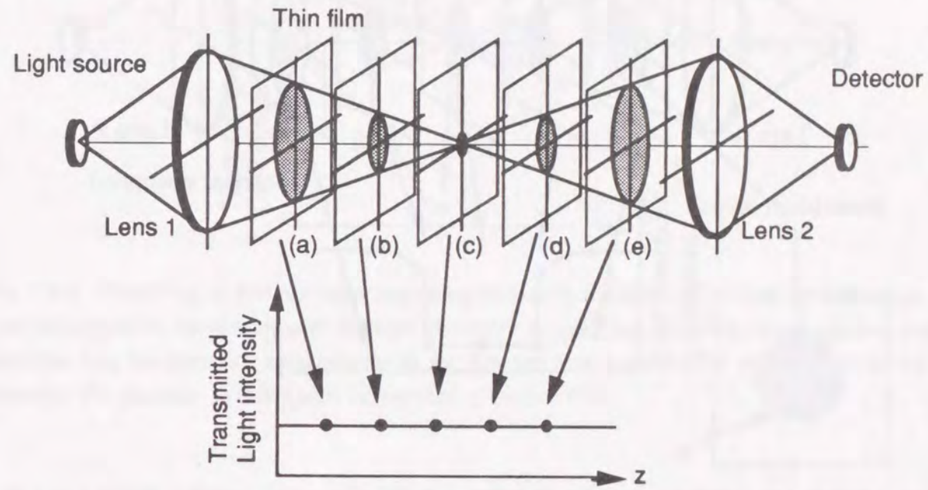


Fig. 1-3-2 Observing an absorbing thin film using a transmission-type optical setup. The signal of the photodetector does not change with the position of the thin film along the z-axis.

次に，吸収薄膜物体が面内方向に一様ではなく，Fig. 1-3-3のように構造（円形の吸収体がありその面積をS'とする．ただし$S_0/2 \leq S' \leq S_0$である）を持っている場合を考える．

薄膜が位置aにある場合，照明光の平均強度はI_0であるが，光の吸収が起こる領域の面積は，光が照明されている面積S_0ではなく，吸収体の面積S'となる．従って，光の吸収量は$\alpha I_0 S'$となる．次に，薄膜が位置bに来ると，照明光の平均強度は$2I_0$となり，光が照明されている領域は$S_0/2$となる．この領域は吸収体の面積S'より小さいので，光が照明されている領域すべてで光の吸収が起こる．従って吸収量は$\alpha I_0 S_0$となり，この値は薄膜が位置aにある場合と異なる．従って，薄膜を位置a～eまで移動させた場合の検出器の信号は，Fig. 1-3-3のように変化する．Fig. 1-3-3より，薄膜が面内方向の構造を持つ場合は，Fig. 1-3-2の場合と異なり，その薄膜の光軸方向の位置をおおまかにではあるが検出できる．しかし当然のことながら，その分解能は物体が持つ面内方向の構造に依存しており，面内方向に構造があったとしても，分解できない場合もあり得る．つまり，面内構造の空間周波数が低い場合や，逆に光学系の分解能を越えるような高周波数成分ばかりでも，面内に構造がないのと等価になり解像できない．（どのような空間周波数帯域の時に，3次元分解可能かは2章以降で述べる）

以上より，透過型光学系では，面内方向に構造を持つ物体であれば，その光軸方向の位置を分解して検出することができるが，面内に一様な物体は分解できないと結論できる．

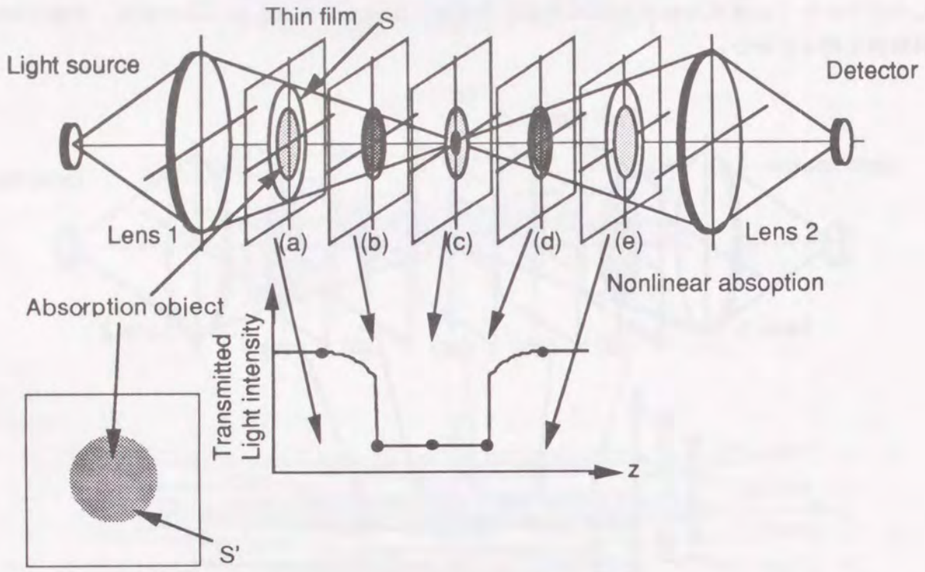


Fig. 1-3-3 Observing a thin absorbing film using a transmission-type optical set-up. The film has a characteristic lateral structure. In this case the photodetector signal changes with the particular axial location of the film and from the behavior of the detected light intensity, it is possible to distinguish the position of the thin film.

上記の結論より，透過型光学系では3次元物体を分解して結像できるかどうかが，物体の構造に依存することになる．物体の構造に依存せずに3次元分解能を得るには，吸収量が，物体の構造によって変化を受けるのではなく，他の要因によって変化するようにしなければならない．その答えの一つは，光の吸収量が，照明光の光強度に比例するのではなく，非線形に応答するようにする方法である．Fig. 1-3-4に示すように，例えば薄膜の光吸収が光強度に線形ではなく，2乗に比例して起こるとすると，面内に構造がない物体であっても，平均光強度が大きくなる集光点付近（位置c）のほうが，光吸収量が大きくなる．従って，検出器からの信号は，Fig. 1-3-4のように，集光点付近で大きく変化し，この信号の変化から薄膜の光軸方向の位置を検出することが可能となる．

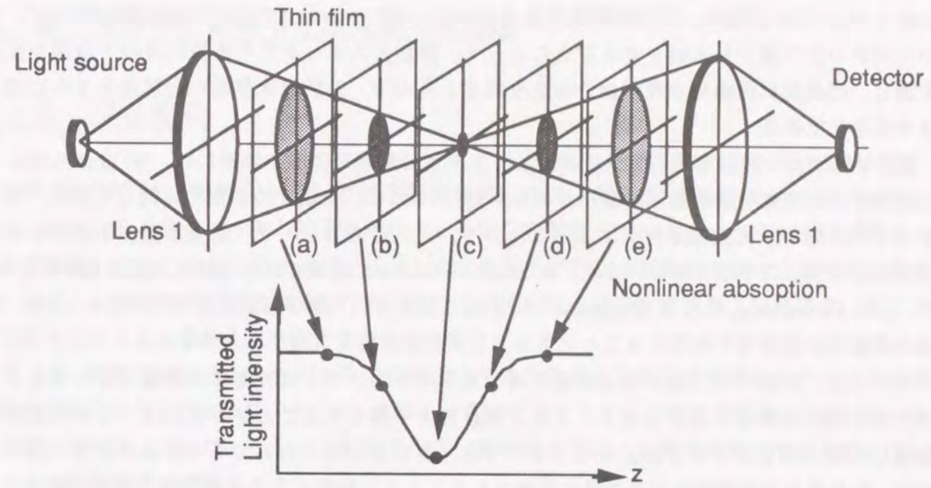


Fig. 1-3-4 Observing a thin nonlinear absorbing film using a transmission-type optical set-up. The film responds nonlinearly with the light intensity. In this case the photodetector signal also changes with the particular axial location of the film and from the behavior of the detected light intensity, it is possible to distinguish the position of the thin film.

以上から最終的な結論として，3次元構造を空間分離するには，光強度に対して非線形な応答特性を持つ光学系を作れば良いことがわかる．そして実際に，近年発表されている，3次元分解能を持つ光学系ではすべて，このような非線形な応答特性を光学系に持たせることによって3次元分解特性を実現させている．

光強度に対して非線形な応答特性をもつ光学系は，大きく二つに分類できる．一つは光学系そのものが非線形特性をもつ場合であり，もう一つは観察物体が光強度に対して非線形に応答する場合である．

光学系の結像特性を非線形にする手法としては，1977年T. Wilson, C. J. R. Sheppardらによって発表された共焦点光学系（コンフォーカル光学系）がある[1-8]．これは，レーザー走査顕微光学系において，検出器の前にピンホールを置いた点検出器を用いることにより，光学系の応答特性を2乗特性にするものである．彼らは，理論解析だけでなく，1978年に反射型共焦点顕微鏡で深さ方向の分解ができることを実験によって示し，これを応用して，焦点深度をいくらでも深くできる反射顕微鏡や3次元物体の表面形状を定量的に測定できる顕微鏡を考案した[1-9, 1-10]．また，共焦点蛍光顕微鏡においては，1988年S. Kawata, O. Nakamuraらによって完全な3次元分解能を有することが解析的に，またS. Fujitaらによって実験的に証明された[1-11]．このように，これらの共焦点顕微光学系では，試料をスライスすることなく直接内部を観察できる能力，つまり，3次元構造を空間分離して観察できるという従来の光学系にはない特性を持っている．

また，1992年に，S. Hellらによって提案された4π共焦点光学系も3次元分解能を持つ[1-12,

1-13, 1-14]．この方法は，蛍光顕微光学系において，コヒーレントな励起光を試料に対して，互いに向かい合う側から入射させることによって，励起光スポットを半波長程度の干渉縞で強度変調し，空間的に非線形な光強度分布を生成するもので，共焦点光学系の分解能をさらに向上させる手法である．

観察物体が持つ非線形応答特性を利用して3次元分解能を得る光学系には，W. Denkらによって提案された2光子励起蛍光顕微鏡がある[1-15]．これは，光強度の2乗に比例して励起・発光する2光子励起蛍光過程を利用することにより，非共焦点型レーザー走査顕微光学系で3次元分解能を実現した手法である．また，K. Sasakiらによって提案された過渡吸収顕微光学系[1-16]や，J. N. Cannaway, C. J. R. Sheppardらによって提案された第2高調波顕微光学系[1-17]も，媒体の非線形応答特性を利用することによって3次元分解能を実現するものである．

次に（2）で述べた，深い焦点深度を持つ光学系を用いた3次元物体の結像方法を考える．光学系の面内分解能を低下させることなく焦点深度を深くすることができれば，3次元物体を結像した時に生じるボケを除去することができ，奥行き方向に分布をもつ物体の像を一度に得たり，凹凸の大きな物体もボケた像に邪魔されることなく観察することが可能となる．従って，いかにして光学系の焦点深度を深くするかという研究も長い間続けられてきた．ところが，一般に使われるような円形瞳のレンズでは，面内の分解能と焦点深度とは互いにトレードオフの関係にあるので，高分解能と深い焦点深度を同時に実現することは不可能であり，そのためには特殊な光学系を用いなければならなかった．その光学系の一つが，輪帯瞳を用いる光学系であるが，この光学系は本来，面内の分解能を向上させるための手法として，使用されてきたものである．

1987年になって，J. Durninが，円形開口のスポットよりも小さな中心スポットを持ちながら無限の焦点深度をもつ，言い換えれば，小さなスポットを保ったまま回折せずに伝播する光波が存在することを解析的に導いた．そしてさらに，非常にスリット幅の細い輪帯瞳光学系を用いることにより，実際にこの光波を生成できることを実験的にも示した[1-18, 1-19, 1-20]．このビーム生成法は，高い面内分解能と深い焦点深度を同時に実現できる技術として，物体の3次元結像にとって新しい可能性を示唆するものであった．

第2章　光学系における3次元像形成理論

2－1　はじめに

光学系の特性は，電気システムの伝達関数に対応する光学的伝達関数（Optical-Transfer Function），もしくはインパルス応答に対応する点像分布関数（Point Spread Function）で表すことができる．そしてこれらを3次元に拡張した3次元光学的伝達関数や3次元点像分布関数を用いれば，3次元物体が持つ構造のうち，どの空間周波数の構造を像空間へ伝達でき，そして像空間でどのような像が生成されるのかを知ることができる．

そこで，本章ではまず，1次ボルン近似のもとでの3次元光学的伝達関数と3次元点像分布関数を導出する[2-1, 2-2, 2-3]．そして，これらを用いてコヒーレント照明光学系，部分コヒーレント照明光学系，インコヒーレント照明光学系，輪帯瞳光学系，共焦点蛍光光学系などについて，その結像特性を議論する．

2－2　光学モデル

第1次ボルン近似のもとでの3次元結像理論を，ブラッグ条件，アッベの結像条件を用いて導出する．

モデル光学系をFig. 2-2-1に示す．この光学系は，照明系と観察系の二つに分かれている．照明系はケラー照明系であり，その瞳は，光源の大きさ$\tilde{S}(\mu)$で制限されている．そしてこの照明系によって$z = -4f$近傍に置かれた3次元物体$V(x, z)$を照明する．従って瞳関数$\tilde{S}(\mu)$が$\delta(\mu)$で示される場合は物体はコヒーレント照明され，逆に$\tilde{S}(\mu)$が無限に大きい場合は，インコヒーレント照明されることになる．物体によって回折された光は，観察光学系を用いて像面に伝達され，光電場E_{IMG}をもつ像が形成される．この観察光学系は，テレセントリック光学系で，その瞳は，$\tilde{P}(\mu)$で制限されている．

まず，基本となる3次元物体として3次元空間周波数が$\rho_0(\mu_0,\eta_0)$の3次元格子を考える．ここでμ_0は，面内方向の空間周波数$\mu_0=(\nu_x,\nu_y)$を，またη_0は，光軸方向の空間周波数を表わす．この物体が，波数

$$\rho_s = \left[\mu_s, \left(\lambda^{-2} - \mu_s^2\right)^{1/2}\right] \tag{2-2-1}$$

をもつ光により照明されると，入射光の波数ベクトルρ_sは，物体の空間周波数ρ_oと相互作用を起こし回折光を生じる．この回折光の波数を

$$\rho_D = \left[\mu_D, \left(\lambda^{-2} - \mu_D^2\right)^{1/2}\right] \tag{2-2-2}$$

として，回折がブラッグ回折のみであるとすると，ρ_D, ρ_s, ρ_oの間には，ブラッグ条件，

$$\rho_D = \rho_s + \rho_o \tag{2-2-3}$$

が成立する．

生じた回折光ρ_Dのうち結像に寄与できるのは，半径ρ_pの瞳を通過するもののみである．従って，結像に寄与できる回折光の面内方向成分μ_Dの条件は，

$$|\mu_D| = |\mu_s - \mu_o| \le \rho_p \tag{2-2-4}$$

と表せる．

もし，光源の大きさが有限であり，その半径をρ_sとすると，照明光の波数ベクトルの面内方向成分は，

$$|\mu_s| \le \rho_s \tag{2-2-5}$$

の範囲をとる．

式(2-2-3), (2-2-4), (2-2-5)より，アッベの結像条件を面内方向に適用すると，

$$|\mu_o| = |\mu_D - \mu_s| \le \rho_s + \rho_p \tag{2-2-6}$$

となり，３次元物体がもつ面内空間周波数のうち式(2-2-6)を満たす成分のみが像面へ伝達される．また光軸方向の周波数は，ブラック条件式(2-2-3)を用いることにより，

$$\eta_o = \left[\lambda^{-2} - (\mu_o + \mu_s)^2\right]^{1/2} - \left(\lambda^{-2} - \mu_s^2\right)^{1/2} \tag{2-2-7}$$

で与えられる．

従って，式(2-2-7)より，物体の空間周波数μ_Dと，光源と瞳の半径ρ_s，ρ_pが決まれば，光軸方向の周波数η_oが決まることがわかる．

２－３　部分コヒーレント照明下におけるボルン近似

物体は，３次元的な屈折率分布$n(\mathbf{r})$によって一意に表現できる．物体に吸収がある場合は，この屈折率分布$n(\mathbf{r})$は複素数にして虚数成分を加える．もし物体の構造が準単色光の波長λに比べてゆるやかに変化するとすると，物体中を伝播する光波の振幅$u(\mathbf{r})$は，スカラー・ヘルムホルツ方程式によって

$$\left[\nabla^2 + n^2(\mathbf{r})k^2\right]u(\mathbf{r}) = 0 \tag{2-3-1}$$

と表せる．この$u(\mathbf{r})$は，物体の散乱ポテンシャル$V(\mathbf{r})$を用いれば，

$$V(\mathbf{r}) = \begin{cases} k^2(1 - n^2(\mathbf{r})) & \text{物体の内部} \\ 0 & \text{物体の外部} \end{cases} \tag{2-3-2}$$

$$\left(\nabla^2 + k^2\right)u(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})u(\mathbf{r}) \tag{2-3-3}$$

のように表される．

準単色の部分コヒーレント場は，相互強度関数(mutual-intensity function)によって，

$$J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = \langle u(\mathbf{r}_1)u^*(\mathbf{r}_2)\rangle \tag{2-3-4}$$

のように一意に表現できる．そこで式(2-3-4)を式(2-3-3)に代入すると，$J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2)$に関する二つの微分方程式

$$(\nabla_1^2 + k^2)J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = V(\mathbf{r}_1)J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) \tag{2-3-5-a}$$

$$(\nabla_2^2 + k^2)J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = V^*(\mathbf{r}_2)J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) \tag{2-3-5-b}$$

が得られる．ここで，∇_jは，$\mathbf{r}_j$ $(j = 1,2)$に関する微分を表わす．

もし物体がなければ（つまり$V \equiv 0$であれば），得られるのは，照明光の相互強度$J_{IN}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2)$（式2-3-5-c)）のみである．

$$(\nabla_j^2 + k^2)J_{IN}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = 0 \qquad j = 1,2 \tag{2-3-5-c}$$

次に，(2-3-5-c)式を積分し解を求める．このために，まずヘルムホルツ方程式のグリーン関数を求める．

$$(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \tag{2-3-6}$$

このグリーン関数は，$\mathbf{r} = \mathbf{r}'$から生ずる球面波になる．

オペレータ$(\nabla_j^2 + k^2)$, $j = 1,2$と(2-3-5), (2-3-6)式を用いることにより，相互強度関数(mutual intensity function)が

$$\begin{aligned} J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = J_{IN}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) + \iint [&G(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1')V(\mathbf{r}_1')\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2') \\ &+ \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1')G^*(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2')V^*(\mathbf{r}_2') \\ &+ G(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1')V^*(\mathbf{r}_1')G(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2')V^*(\mathbf{r}_2')] \\ &\times J(\mathbf{r}_1';\mathbf{r}_2')\, d^3\mathbf{r}'_1 d^3\mathbf{r}'_2 \end{aligned} \tag{2-3-7}$$

の積分方程式に従うと導ける．この積分方程式は，相互強度Jについてセルフコンシステント（Self-consistent）な方程式であり，解析的に相互強度関数を導出することはできない．そこで，物体として弱散乱物体のみを仮定して，$V(r) \ll 1$と近似し，この物体に関する２次項を無視する．さらに，積分の中にある$J(\mathbf{r}_1';\mathbf{r}_2')$を$J_{IN}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2)$で置き換えて，物体による１回の散乱のみを取り扱

う（1次ボルン近似）．すると，相互強度関数$J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2)$は，

$$J(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) = J_{IN}(\mathbf{r}_1;\mathbf{r}_2) + \iint [G(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1')V(\mathbf{r}_1')\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2') + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1')G^*(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_2')V^*(\mathbf{r}_2')] \times J_{IN}(\mathbf{r}_1';\mathbf{r}_2')\, d^3r'_1 d^3r'_2 \tag{2-3-8}$$

で与えられる．

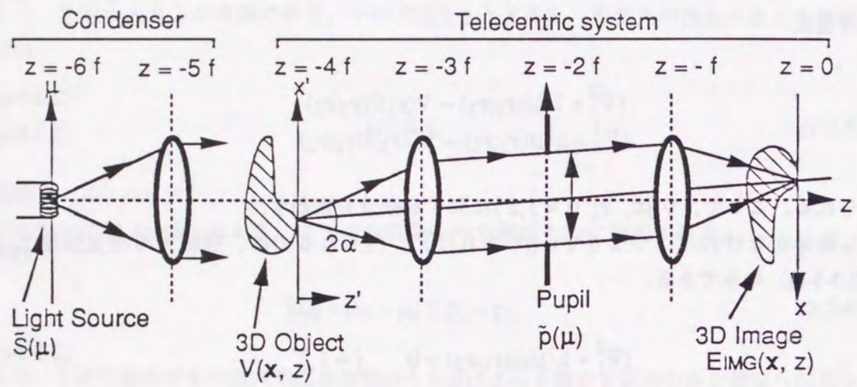


Fig. 2-2-1 Schematic diagram for analyzing the 3D imaging of the 3D object V(**x**, z). The object V(**x**, z) is illuminated with light from a light source of size $\tilde{S}(\mu)$. Diffracted light from the object is transmitted into the image space by the imaging optics having a pupil $\tilde{p}(\mu)$ and a 3D image $E_{IMG}(\mathbf{x}, z)$ is produced.

2－4　3次元像形成理論

物体とFig. 2-2-1のテレセントリック光学系により生成される3次元光強度分布$E_{IMG}(x, z)$を導出する．順序としては，まずvan Cittert-Zernikeの定理を用いて，z = - 6fにある照明光の物体位置での相互強度$J_{IN}(\mathbf{r}_1, z_1; \mathbf{r}_2, z_2)$を求める．次にボルン近似の式(2-3-8)を用いて相互強度の伝播$J(\mathbf{r}_1, z_1; \mathbf{r}_2, z_2)$を求める．このとき光波は，+z方向のみに伝播すると近似する．光の場は，一つの独立した平面内の相互強度により一意に表現できるので，物体のすぐ後ろでの相互強度

$$J_{OBJ}(\mathbf{x}_1; \mathbf{x}_2) = J(\mathbf{x}_1', z_1 = -4f; \mathbf{x}_2', z_2 = -4f) \tag{2-4-1}$$

を求める．そして次に，フーリエ光学を用いてz=0の平面での相互強度$J_{IMG}(\mathbf{x}_1; \mathbf{x}_2)$を求めて，3

次元的な光強度分布を決定する．

van Cittert-Zernikeの定理は，照明光の相互強度とその相互強度の伝播則との関係を記述するもので，

$$J_{IN}(\mathbf{x}_1', z_1; \mathbf{x}_2', z_2) = \int \bar{S}(\mu)\exp\left\{2\pi i\left[(z_1 - z_2)\times\left(\lambda^{-2} - \mu_D^2\right)^{1/2} + (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)\mu\right]\right\} d^2\mu \tag{2-4-2}$$

で表される[2-4]．ここで，$\bar{S}(\mu)$は，z= - 6fにあるインコヒーレント光源の強度スペクトルを表わす．この式をボルン近似，式(2-3-8)に代入すると

$$H = \int G(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_1')V(\mathbf{r}_1')J_{IN}(\mathbf{r}_1';\mathbf{r}_2)d^3r_1 \tag{2-4-3}$$

の形をした積分が得られる．ここでグリーン関数$G(\mathbf{r})$は，その角度スペクトルが

$$\bar{G}(\mu, z) = \frac{1}{4\pi i\left(\lambda^{-2} - \mu^2\right)^{1/2}}\exp\left[2\pi i|z|(\lambda^{-2} - \mu^2)^{1/2}\right] \tag{2-4-4}$$

で表わせるような球面波である．式(2-4-4)を用いて，式(2-4-3)を書き直すと

$$H = \int V(\mathbf{x}_1', z)\frac{\bar{S}(\mu_2)}{4\pi i\left(\lambda^{-2} - \mu^2\right)^{1/2}}\exp\{2\pi i[(z_1' - z_2) \times (\lambda^{-2} - \mu_2^2)^{1/2} + (\mathbf{x}_1' - \mathbf{x}_2)\mu_2 + |z_1 - z_1'|(\lambda^{-2} - \mu_1^2)^{1/2} + (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_1')\mu_1]\} d^2\mu_1 d^2\mu_2 d^2x_1' dz_1' \tag{2-4-5}$$

となる．

物体の大きさは有限であるので，$z_1' \geq -4f$ なるz_1'に対しては，

$$V(\mathbf{x}_1'; z_1') \equiv 0 \tag{2-4-6}$$

とできる．さらに，この光学系では，z > - 4fの領域のみを伝播する光のみを扱うため，物体内での反射は無視し，

$$|z_1 - z_1'| = z_1 - z_1' \geq 0 \tag{2-4-7}$$

をみたす積分のみが有効であるとしてよい．さらに，興味があるのは，$z_1 = z_2 = -4f$ の平面における相互強度のみであるから，強度に変換した際に消滅する位相項は無視する．従って式(2-4-5)は，

$$H = \int \frac{\overline{S}(\mu_2)}{4\pi i\left(\lambda^{-2} - \mu^2\right)^{1/2}} \exp 2\pi i\left[(x_1 \cdot \mu_1 - x_2 \cdot \mu_2)\right] \tag{2-4-8}$$
$$\times \int V(x_1', z_1') \exp\{-2\pi i[x_1' \cdot (\mu_1 - \mu_2)$$
$$+ z_1' \{(\lambda^{-2} - \mu_1^2)^{1/2} - (\lambda^{-2} - \mu_2^2)^{1/2}\}]\}$$
$$\times d^2x_1' dz_1' d^2\mu_1 d^2\mu_2$$

となる．式(2-4-8)において，内側の(x_1', z_1')に関する積分は，物体のフーリエ変換である．また外側の積分もフーリエ変換の形をしている．従って，この式を計算すると，物体の直後の相互強度の面内スペクトルは，

$$\overline{J}_{OBJ}(\mu_1;\mu_2) = \overline{S}(\mu_1)\delta(\mu_1 - \mu_2) + \frac{\overline{S}(\mu_2)}{4\pi i(\lambda^{-2} - \mu_1^2)^{1/2}} \tag{2-4-9}$$
$$\times \overline{V}\left[\mu_1 - \mu_2, (\lambda^{-2} - \mu_1^2)^{1/2} - (\lambda^{-2} - \mu_2^2)^{1/2}\right]$$
$$- \frac{\overline{S}(\mu_1)}{4\pi i(\lambda^{-2} - \mu_2^2)^{1/2}} \overline{V}^*\left[\mu_2 - \mu_1, (\lambda^{-2} - \mu_2^2)^{1/2} - (\lambda^{-2} - \mu_1^2)^{1/2}\right]$$

で与えられる．ここで，$\overline{V}(\mu, \eta)$は，物体の散乱ポテンシャルの3次元フーリエスペクトルである．この散乱ポテンシャル$V(\mathbf{r})$を実数項と虚数項に分ける．これは，各々位相と吸収に対応する．

$$V(\mathbf{x}, z) = P(\mathbf{x}, z) + iA(\mathbf{x}, z) \tag{2-4-10}$$

さらに，簡単化のために平方根をテイラー展開する．すると，式(2-4-9)は，

$$\overline{J}_{OBJ}(\mu_1 - \mu_2) = \overline{S}(\mu_1)\delta(\mu_1 - \mu_2) \tag{2-4-11}$$
$$+ \frac{\lambda}{4\pi i}\left[\overline{S}(\mu_2) - \overline{S}(\mu_1)\right]\overline{P}\left[\mu_1 - \mu_2, \frac{\lambda}{2}(\mu_2^2 - \mu_1^2)\right]$$
$$+ \frac{\lambda}{4\pi}\left[\overline{S}(\mu_2) - \overline{S}(\mu_1)\right]\overline{A}\left[\mu_1 - \mu_2, \frac{\lambda}{2}(\mu_2^2 - \mu_1^2)\right]$$

となる．結像光学系の像面での相互強度$J_{IMG}(\mathbf{x}_1; \mathbf{x}_2)$は，物体直後の相互強度スペクトル$\overline{J}_{OBJ}$と瞳関数の積になるので，

$$\overline{J}_{IMG}(\mu_1;\mu_2) = \overline{p}(\mu_1)\overline{J}_{OBJ}(\mu_1; \mu_2)\overline{p}^*(\mu_2) \tag{2-4-12}$$

と表せる．また，観測される強度$E_{IMG}(\mathbf{x}, z)$は，相互強度の対角要素$J_{IMG}(\mathbf{x}, z; \mathbf{x}, z)$である．従って，像の強度分布の3次元スペクトルは，以下の式(2-4-13)を用いて計算できる．

$$\overline{E}_{IMG}(\mu_1,\eta) = \int \overline{J}_{IMG}(\mu' + \tfrac{1}{2}\mu; \mu' - \tfrac{1}{2}\mu) \tag{2-4-13}$$
$$\times \delta(\eta + \lambda\mu \cdot \mu')d^2\mu'$$

式(2-4-11), (2-4-12), (2-4-13)より，像空間に生成される像の空間周波数は，

$$\overline{E}_{IMG}(\mu_1,\eta) = B\delta(\mu, \eta) + \overline{P}(\mu, \eta)\overline{T_p}(\mu, \eta) + \overline{A}(\mu, \eta)\overline{T_A}(\mu, \eta) \tag{2-4-14}$$

となる．ここで，Bは，物体と相互作用を起こさなかった0次光つまり，透過光であり，

$$B = \int \overline{S}(\mu')\left|\overline{p}(\mu')\right|^2 d^2\mu' \tag{2-4-15}$$

で表わせる．式(2-4-14)における$\overline{T_P}$ならびに$\overline{T_A}$が，物体の吸収情報ならびに位相情報の伝達を表す二つの3次元光学的伝達関数であり，それらは，

$$\overline{T}_A(\mu, \eta) = \frac{\lambda}{4\pi}\int p\left(\mu' + \tfrac{1}{2}\mu\right)\left[\overline{S}\left(\mu' + \tfrac{1}{2}\mu\right) + \overline{S}\left(\mu' - \tfrac{1}{2}\mu\right)\right] \tag{2-4-16}$$
$$\overline{p}^*\left(\mu' - \tfrac{1}{2}\mu\right)\delta(\eta + \lambda\mu \cdot \mu')d^2\mu'$$
$$\overline{T}_p(\mu, \eta) = \frac{i\lambda}{4\pi}\int p\left(\mu' + \tfrac{1}{2}\mu\right)\left[\overline{S}\left(\mu' + \tfrac{1}{2}\mu\right) - \overline{S}\left(\mu' - \tfrac{1}{2}\mu\right)\right] \tag{2-4-17}$$
$$\overline{p}^*\left(\mu' - \tfrac{1}{2}\mu\right)\delta(\eta + \lambda\mu \cdot \mu')d^2\mu'$$

である．この式(2-4-16), (2-4-17)をみると，どちらの伝達関数も，照明光学系と結像光学系の瞳関数を3次元空間でコンボリューションしたもので表されていることがわかる．

また生成される像の強度分布は，式(2-4-14)をフーリエ変換することにより，

$$E_{IMG}(\mathbf{r}) = B + P(\mathbf{r}) *** T_P(\mathbf{r}) + A(\mathbf{r}) *** T_A(\mathbf{r} \tag{2-4-18}$$

で与えられる．ここでT_P，T_Aはそれぞれ$\overline{T_P}$，$\overline{T_A}$を3次元フーリエ変換したものであり，それぞれの点像分布関数を表している．また記号***は，3次元コンボリューションを表す．従って式(2-4-18)は，像面に生成される像が，物体の吸収ならびに位相分布と3次元点像分布関数T_A, T_Pとのコンボリューションにより与えられることを示している．

2－5　3次元光学的伝達関数を用いた結像特性の評価

以下のような光学系に対して，第2章4節で得られた式(2-4-16), (2-4-17)を評価することにより3次元光学的伝達関数（3D-OTF）を，またそれらを3次元フーリエ変換することにより3次元点像分布関数（3D-PSF）を求めた．座標軸はFig. 2-5-1のように，実空間では面内方向にx-y軸，

光軸方向にz軸をまた，周波数空間では面内方向にξ-μ軸，光軸方向にη軸をとった．

a)　コヒーレント照明光学系　$\rho_s/\rho_p = 0.02$

b)　部分コヒーレント照明光学系　$\rho_s/\rho_p = 0.55$

c)　インコヒーレント照明光学系　$\rho_s/\rho_p = 1.0$

d)　輪帯瞳結像光学系　$\rho_s/\rho_p = 1.0$，スリット幅=0.02

e)　共焦点蛍光顕微鏡光学系　$\rho_s/\rho_p = 1.0$

計算結果をFig. 2-5-2～Fig. 2-5-6に示す．

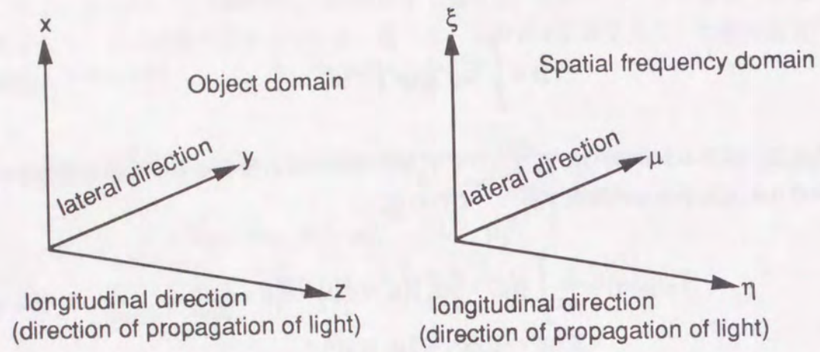


Fig. 2-5-1 Coordinates used in the simulation: z and η indicate the direction of the optical axis while both the x-y and ξ–μ planes are perpendicular to the optical axis.

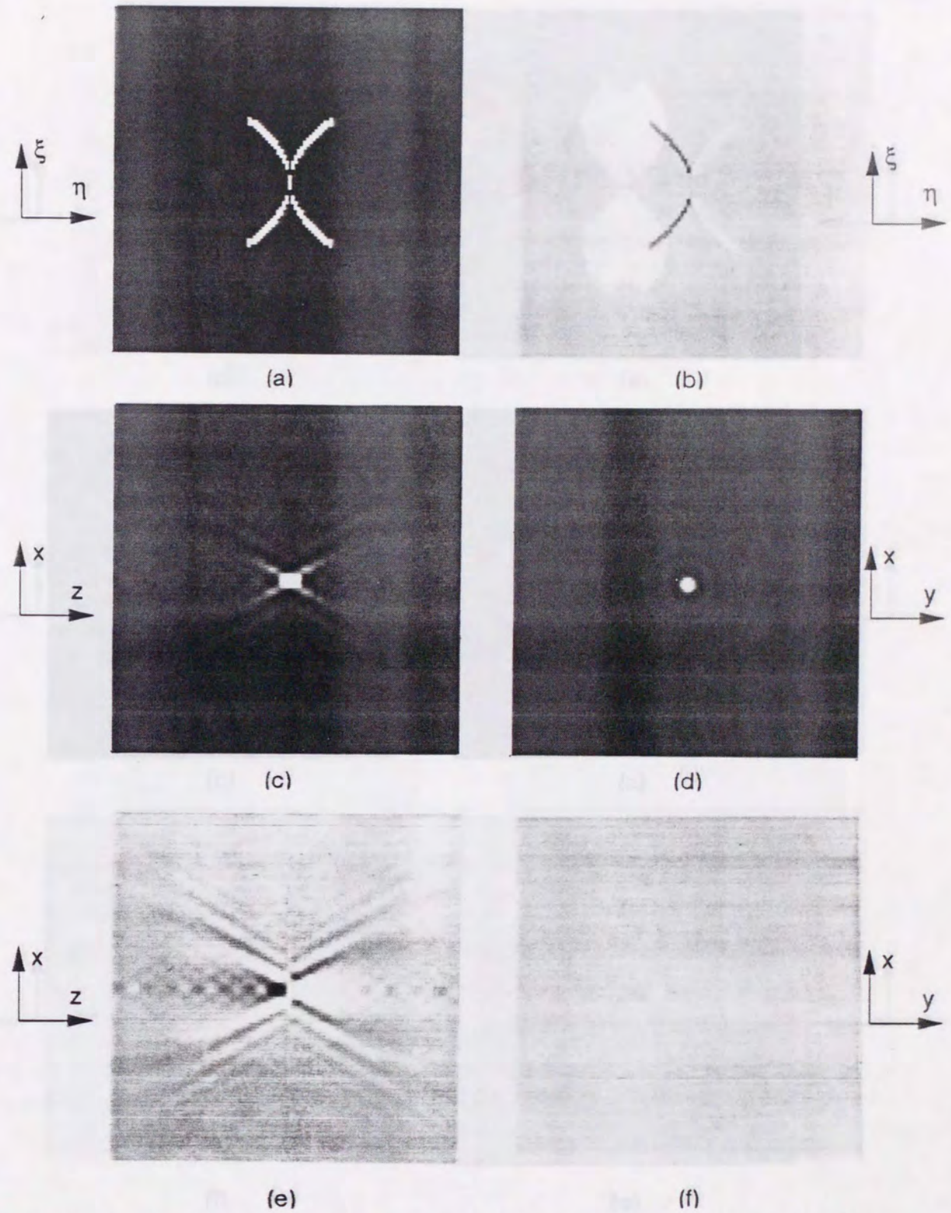


Fig. 2-5-2 Imaging characteristics of a coherent optical system (ρ_s/ρ_p = 0.02): (a) 3D-OTF for the absorptive parts ($\overline{T}_A$), (b) 3D-OTF for the phase distribution ($\overline{T}_P$), (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$, (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$.

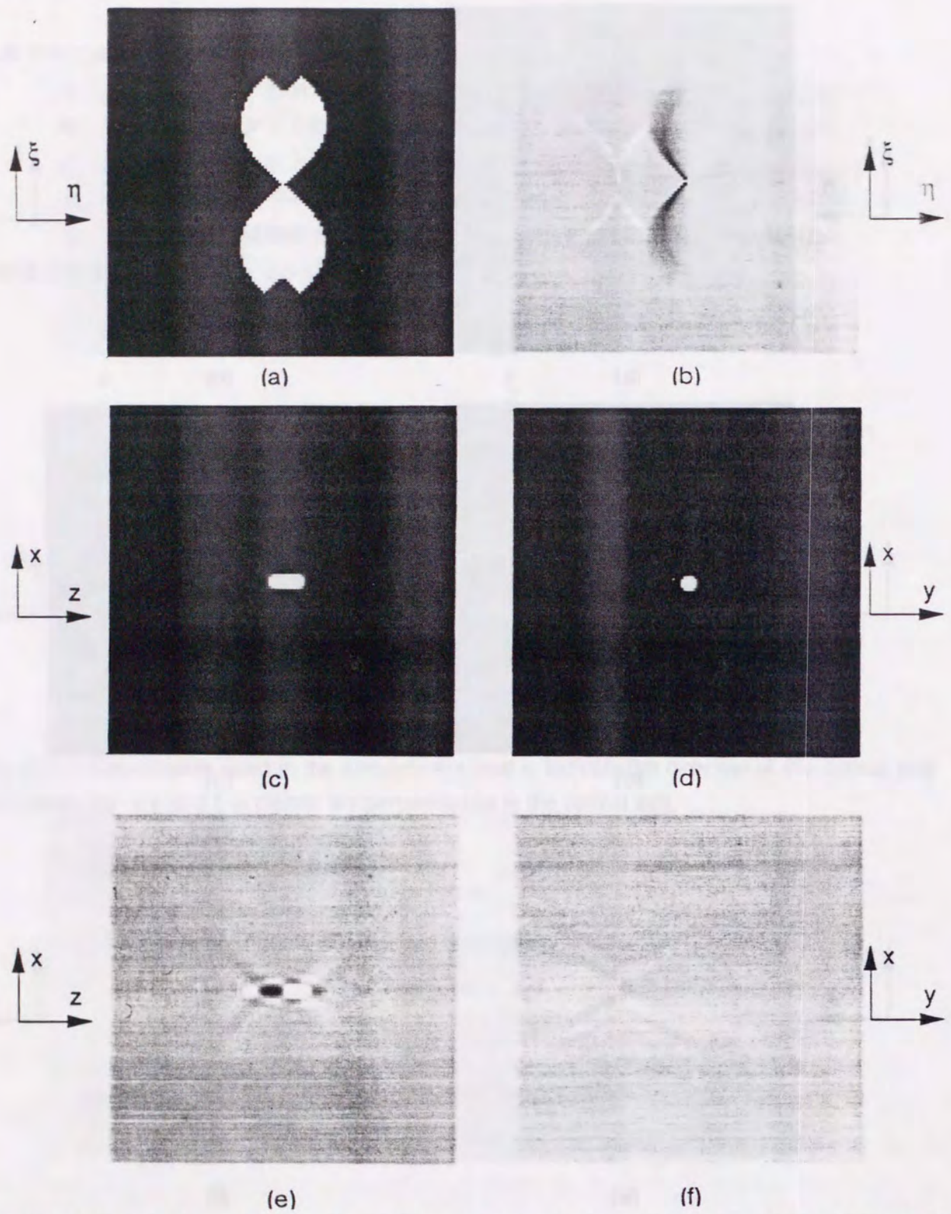


Fig. 2-5-3 Imaging characteristics of a partially coherent optical system ($\rho_s/\rho_p = 0.55$): (a) 3D-OTF for the absorptive parts ($\overline{T}_A$), (b) 3D-OTF for the phase distribution ($\overline{T}_P$), (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$, (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$.

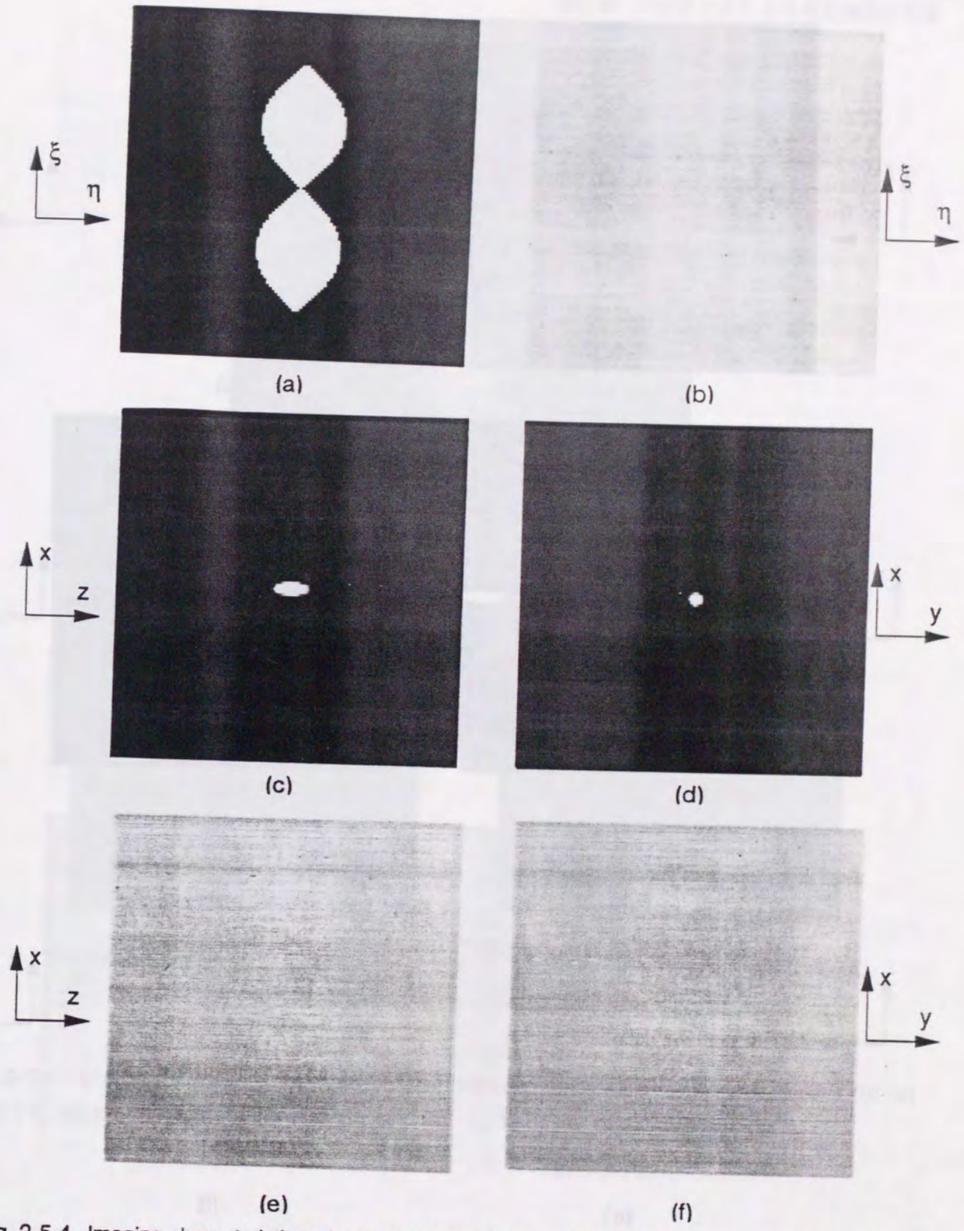


Fig. 2-5-4 Imaging characteristics of a incoherent optical system ($\rho_s/\rho_p = 1.0$): (a) 3D-OTF for the absorptive parts ($\overline{T}_A$), (b) 3D-OTF for the phase distribution ($\overline{T}_P$), (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$, (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$.

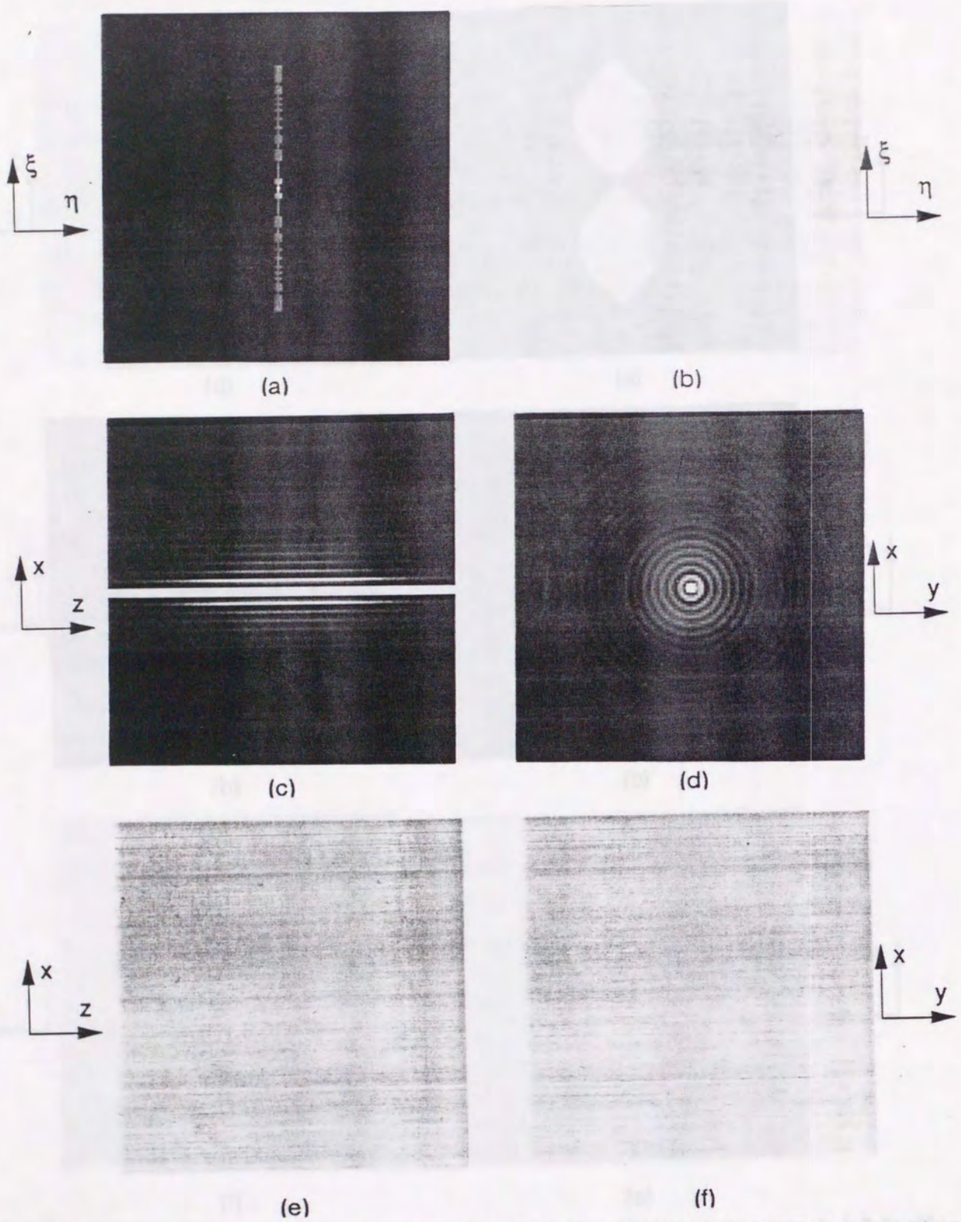


Fig. 2-5-5 Imaging characteristics of an optical system that uses incoherent illumination and an annular pupil (ρ_s/ρ_p = 1.0, slit-width=0.02): (a) 3D-OTF for the absorptive parts ($\overline{T}_A$), (b) 3D-OTF for the phase distribution ($\overline{T}_P$), (c) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (d) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_A$, (e) x-z behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$, (f) x-y behavior of the 3D-PSF corresponding to $\overline{T}_P$.

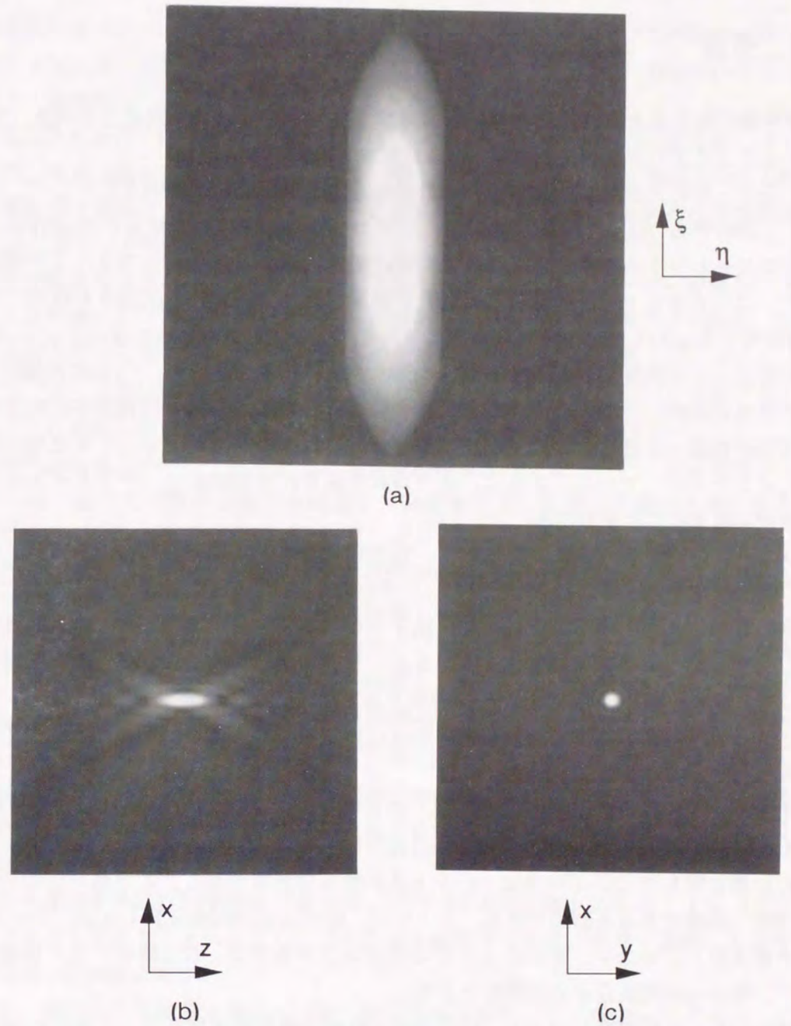


Fig. 2-5-6 Imaging characteristics of a confocal fluorescence imaging system (ρ_s/ρ_p = 1.0): (a) 3D-OTF, (b) x-z behavior of the 3D-PSF, and (c) x-y behavior of the 3D-PSF.

2－6　考察

第2章5節で得られた，3次元光学的伝達関数（3D-OTF）と3次元点像分布関数（3D-PSF）を比較することにより，それらの結像特性を比較する．

コヒーレント照明光学系の3D-OTFは，吸収物体ならびに位相物体の両方に対して，伝達帯域を持つことがわかる（Fig. 2-5-2）．しかし，このコヒーレント照明光学系の3D-OTFは，後で述べる部分コヒーレント系やインコヒーレント系の3D-OTFと比較して，伝達される空間周波数帯域が狭く，この光学系では，非常に限られた空間周波数しか像空間に伝達されない．さらに，位相物体に対するOTFは，η軸に対して奇関数であり，ξ-μ面内の値がすべて0になっている．従って，これをフーリエ変換した3D-PSFもやはりz軸に対して奇関数であり，x-y面内の値が0で，その前後で明暗の反転した光強度分布が得られている．これは，点状の位相物体に焦点を合わせると像面上には像（光強度分布）が生成されず，逆に前後にデフォーカスさせた場合に，像が生成されることを示している．さらに，その時に生成される光強度は，デフォーカスの方向でその明暗が反転することがわかる．

部分コヒーレント照明光学系の3D-OTFも，吸収物体ならびに位相物体の両方に対して，空間周波数の伝達帯域を持っている（Fig. 2-5-3）．その帯域幅は，面内方向，光軸方向共に，コヒーレント系のものよりも広がっているので，部分コヒーレント系では，コヒーレント系よりもより広い空間周波数を持つ物体の像を生成できる．しかしながら，位相物体に対する特性では，コヒーレント系と同様に，η軸に対して奇関数であり，ξ-μ面上の値がすべて0である．従って，部分コヒーレント系においても点状の位相物体に焦点を合わせると，結像面には光強度分布が生成されないことがわかる．

インコヒーレント照明光学系の3D-OTFは，コヒーレント系や部分コヒーレント系のものと比較すると，吸収物体に対しては，最も広い伝達帯域幅を持っている（Fig. 2-5-4）．従って，吸収物体の結像に関しては，インコヒーレント系が最も分解能が高く，より高い空間周波数成分まで像空間へ伝達できると結論できる．ところが，位相物体の結像に関しては，その3D-OTFは全て0で値を持っていない．それゆえインコヒーレント系では，位相物体の像を結像することはできず，物体の位相成分は全く検出できない．

インコヒーレント照明系において，結像側の光学系を輪帯瞳光学系にした場合の3D-OTFが，Fig. 2-5-5(a), (b)である．この光学系では，吸収物体に関する帯域のうち特に光軸（z軸）方向の帯域が失われ，伝達関数が値を持っているのはξ-μ面内のみであることがわかる．従って，点像分布関数は，Fig. 2-5-5(c)のように，光軸方向に細長く伸びる．ここで特徴的なのは，中心スポットがその幅を変えずに光軸方向に広がっていることであり，インコヒーレント系の3D-PSF（Fig. 2-5-4）と比較すると，その特徴がより明確になる．これは，光軸方向に焦点を移動させてもスポット径が変化しないことを示しており，輪帯瞳光学系の焦点深度が，インコヒーレントの円形瞳光学系と比較して深くなることを示している．これに加えて，中心スポットの面内方向の径も円形瞳光学系のそれと比較して細くなっていることがわかる．これは，輪帯瞳光学系の面内分解能が円形瞳光学系に対して，高くなることを示しており，結論として輪帯瞳光学系では，円形瞳光学系よりも高い面内分解能と深い焦点深度が同時に得られることになる．この輪帯光学系の問題点は，スポットのサイドローブが，大きくなっていることである．一方，

位相物体に関しては，インコヒーレント系と同様に，3D-OTFが値を持っていない．従って，輪帯光学系においても，位相物体に対する結像特性は，インコヒーレント照明の円形瞳光学系と等価であり，位相物体の像を結像することはできないことがわかる．

以上の光学系においては，いずれの3D-OTFにおいても原点以外のη軸上に値を持っていなかった．従って，面内方向に構造を持たない物体，例えば薄膜が光軸方向に層構造を成したような物体は，その像を結像することはできない．これに対して，次に述べる共焦点蛍光顕微光学系の3D-OTFは，異なった特徴を持っている．

共焦点蛍光顕微光学系は，Fig. 2-6-1に示すように，点光源であるレーザー光源を対物レンズで集光し，その集光レーザースポットで試料を照明する．そしてその照明光で励起・発光した蛍光を，結像光学系で検出する．結像光学系の光検出器には，点検出器を用いる[2-5, 2-6]．実際の光学系では，点検出器の代わりとして通常の光検出器の前にピンホールを置くことが一般的である．この点検出器で光を検出するところが，共焦点光学系の特徴である．

共焦点蛍光顕微光学系では，励起された蛍光が励起光とインコヒーレントに発光するため，その3D-PSFは，励起光学系の点像分布関数と，結像光学系の点像分布関数の積で与えられる[2-5, 2-6]．従って，この光学系の3D-OTFは，インコヒーレント照明光学系の3D-OTFの自己相関関数で与えられる．この共焦点蛍光顕微光学系の3D-OTFと3D-PSFを示したものが，Fig. 2-5-6である．この光学系の3D-OTFの特徴は，まずη軸上にも値を持つことである．つまり共焦点顕微光学系は，完全な3次元分解能を有しており，インコヒーレント照明光学系では解像できないような，面内方向に構造を持たない3次元物体も，その空間分布を3次元的に解像できる．これは，(b), (c)に示した3D-PSFのうち光軸方向のサイドローブがインコヒーレント系のものと比較して小さくなっていることからもわかる．別の言い方をすれば，共焦点蛍光顕微光学系の3次元分解特性は，励起光学系の点像分布関数に比例して発光した蛍光を，さらに結像光学系の点像分布関数の重みを掛けた状態で検出するために，システム全体が2乗特性を示すことから生じるものであるといえる．

共焦点蛍光顕微光学系の3D-OTFの帯域幅は，面内，光軸両方向に対して，インコヒーレント光学系のそれの2倍ある．それゆえに，共焦点蛍光顕微光学系は，本章で議論した光学系の中では，最も高い分解能を有する．

本章では，次のような結論を得た．（1）吸収物体を観察するには，コヒーレント光学系よりもインコヒーレント光学系の方が，面内分解能の上で優れている．（2）サイドローブの大きさを無視すれば，輪帯瞳光学系を用いた方が，面内の分解能を保ったまま，焦点深度を深くすることができる．（3）物体の蛍光像を観察する場合は，共焦点蛍光光学系を使用すれば，完全な3次元分解能が得られると共に，その面内分解能も約2倍に向上する．（4）位相物体を，インコヒーレント光学系で観察することは不可能であり，コヒーレント照明光学系を用いるか，もしくは，全く異なった手法を用いる必要がある．ただし，コヒーレント照明法を用いても，物体に焦点を合わせた部分は結像されず，前後にデフォーカスしてはじめて信号が得られるため，奥行き方向に拡がりを持つ3次元物体を結像することは困難である．

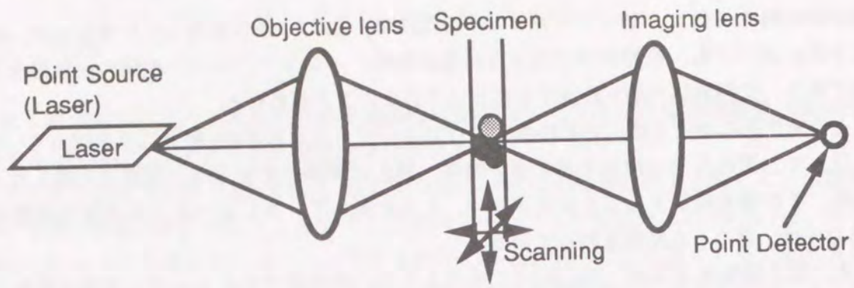


Fig. 2-6-1　Schematic diagram of the confocal microscope system (transmission or fluorescence type). The light from a point source is focused onto a specimen using an objective lens and the transmitted light or emitted fluorescent light is imaged into the point detector. The entire image of the specimen is obtained by scanning the laser beam spot along the three possible dimensions.

第3章　走査型3次元多層光メモリ

3－1　研究の背景

光メモリシステムは，データの記録密度が高く，大容量のメディアを容易に実現できるといったすぐれた特色を持つ．従って，光メモリシステムは，近年オーディオ・ビジュアルシステムの記録メディアや，コンピュータのサブストレージシステム，さらには医療データなどの個人情報の記録などの非常に幅広い分野で利用されている．

しかしながら，光メモリは磁気ディスクなどと比較すると，その記録密度の限界がはっきりしている．それは，光メモリの記録密度が光の回折限界で制限されているからである．つまり，いくら高い開口数を持つ対物レンズをピックアップに用いたとしても，光学系の分解能は使用する光源の波長で制限されてしまい，記録するピットの間隔を波長の半分以下にすることができない．しかも現在の光メモリの記録密度はすでにこの回折限界近くにまで達している．

光メモリの記録密度を上げるには，レーザービームスポットを微小化すれば良く，そのための一つの方法は，短波長光源を開発することである．すなわち，緑色や青色の短い波長をもつ半導体レーザーが開発できれば，それだけ光メモリの記録密度が向上することになる．従って，いかに短い波長の光源を開発するかという研究が，近年さかんに行われている．ところが，現時点では青色や紫外の半導体レーザーの開発は非常に困難であり，室温で安定して，しかも長時間発振可能な素子は存在しない．しかも，仮に波長を現在の１／４(約200nm)にできたとしても，そのような紫外波長域の光に対しては，透過率の高いレンズが存在しない．つまり，短波長化による光メモリの記録密度の向上は，仮に波長200nmの光を使用できたとしても，高々１６倍程度が限界である．

スポットを微小化するためのその他の手法としては，ニアフィールド光学を用いて，エバネッセント波で光の回折限界を越えた微小スポットを記録する手法も提案されているが[3-1]，この手法においても，未だ解決されていない問題が多い．

本研究では，現在の光メモリがデータを２次元平面内にしか記録していないことに着目し，光メモリにおける記録密度の問題を克服するための手法として，光メモリの３次元化を考案した．この方法は，現在のコンパクトディスクのように，２次元平面内にのみデータを記録するのではなく，光軸方向に次元を１次元増やすことによってデータを記録する空間を増やし，データの記録密度を向上させる手法である．この手法の概念をFig. 3-1-1に示す．

この３次元光メモリを実現するためには，３次元空間内へデータを記録する技術と３次元的に記録されたデータを解像して再生する技術が必要になる．本章では，第２章で述べた３次元像形成理論を用いて，種々の光学系についてその結像特性の解析を行い３次元光メモリを実現するために必要な光学系とその具体的な手法を検討する．

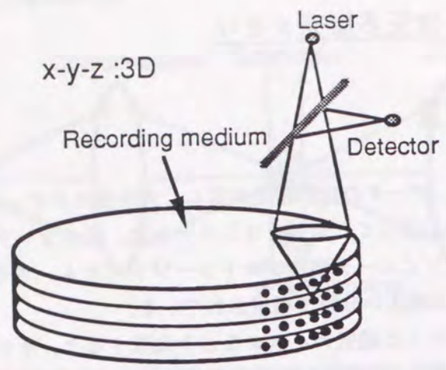


Fig. 3-1-1 Schematic diagram of a three-dimensional optical memory device.

3－2　記録方法の検討

ここでは，ビットデータを3次元的に記録する手法を記録媒体と記録光学系の二つに分けて検討する．

3－2－1　記録媒体

データを媒体に記録するには，記録媒体の中で何らかの物理量が変化しなければならない．この物理量には，

(1)　吸光度の変化
(2)　屈折率の変化
(3)　偏光
(4)　旋光性
(5)　複屈折性
(6)　蛍光の励起・発光

等が考えられる．これらの中で，現在の光ディスクでは，(2)屈折率変化（媒体の凹凸情報）（Compact Disk, Phase Change Optical Disk）と，(3)偏光の変化（Magneto-Optical Disk）がデータ記録の物理量として使用されている．上に挙げた(1)～(6)の中で，(3), (4), (5)は，2次元の光ディスクでは使用できるが，データを3次元に記録する光メモリでは，記録・再生しているデータ層以外のデータから，影響を受けるため3次元的に解像できない．また，現在のコンパクトディスクのように金属をコーティングしたり，吸光度の変化でデータを記録すると，データ層数を１００層，１０００層と増やした時に，媒体表面近くのデータ層によって，光が反射または吸収されてしまい，光が媒体の奥深くまで届かなくなる．3次元光メモリでは媒体の奥深くまで光が届かなければならないため，使用する光源の波長域で記録媒体が透明でなければ

ならない．従って，(1)の吸光度の変化を記録物理量として使用することは不適切であると判断し，本研究では，データは媒体の屈折率分布によって記録する手法を用いた．

蛍光励起・発光過程を記録・再生に用いる方法(6)では，第2章で述べたように，共焦点光学系を使用することにより完全な3次元分解が可能である．従って，光学系の結像特性のみから判断すると，この手法が3次元光メモリにとって最も適当である．しかし，この手法では吸収による記録(1)の場合と同様に，励起光が上の層で吸収され，アクセスしようとしているデータ層にまで届かないといった問題が生じる可能性がある．この問題を防ぐには，2光子励起蛍光などのような非線形な吸収プロセスを利用すれば良い．しかし現在のところ，非線形効果を発生させるためには，大出力のパルスレーザーが必要になるといった問題がある．従って，本研究では，蛍光によるデータの記録・再生については，議論しない．

屈折率の変化によってデータを記録するには，光の強度分布に応じて屈折率が変化する媒体が必要になる．このような媒体としては，位相型ホログラムの記録材料として開発された媒体を使用することができる．位相型ホログラムの記録材料には，フォトリフラクティブ性フォトポリマー（以下これをフォトポリマーと呼ぶ）や，重クロム酸ゼラチン，フォトリフラクティブ結晶などが挙げられる．これらはいずれも媒体内部に集光したレーザービームの光強度分布に応じて，その屈折率が変化し，内部に屈折率分布が生じる媒体である．

これらの記録媒体の中で，フォトポリマーと重クロム酸ゼラチンでは，一度記録された屈折率分布は固定されてしまい，可逆的に元の状態へ戻すことはできない．一方，フォトリフラクティブ結晶では，屈折率分布は固定されないので，異なった光強度分布の照射や，温度を上げることにより，その屈折率分布を消去することが可能である．従って，フォトポリマーや重クロム酸ゼラチンは，Read only memoryもしくはWrite once memory用の記録媒体に，またフォトリフラクティブ結晶は，Re-writable memory用の記録媒体に使用できる．

フォトポリマーと重クロム酸ゼラチンとを比較すると，どちらの媒体もほぼ同じ分解能を持っている[3-2]．両媒体の相違点は，重クロム酸ゼラチンでは，現像処理などのウエットプロセスが必要なのに対し，フォトポリマーは自己現像型で，データ（本来はホログラム）を記録した後に白色光で一様に照明するだけで，記録した屈折率分布を固定することが可能である点である．本研究では現像プロセスの不要なフォトポリマーを記録媒体として使用した．

3－2－2　記録光学系

光メモリでは，光を回折限界まで集光する必要があるため，光源には波面のそろった，強度の高いレーザー光源を使用する．ところが，光源にレーザーを使用すると，レーザー光のコヒーレンスが高いために，スペックルノイズなどのコヒーレントノイズの影響が大きくなる．そこでこのコヒーレントノイズの影響を取り除くために，必然的に光学系を走査型光学系にした[3-3]．そしてデータは，時系列データとして順次記録・再生する．この光学系の模式図をFig. 3-2-1に示す．

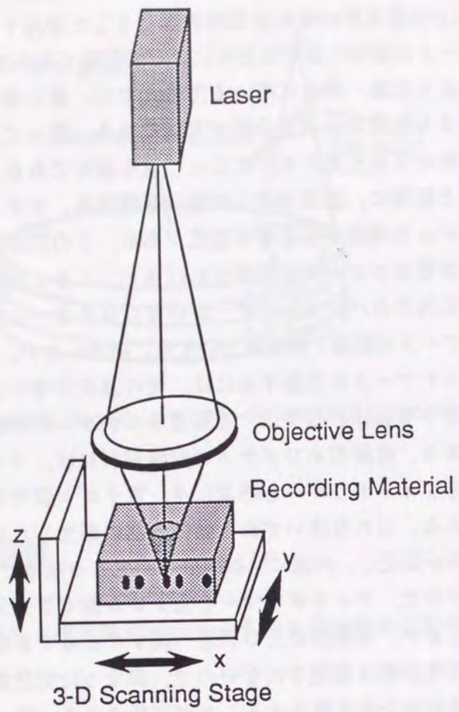


Fig. 3-2-1 An optical setup of the recording system for three-dimensional memory.

3－3　3次元記録方法の解析－屈折率分布の形成過程

ここでは，フォトポリマー内部へレーザービームを集光した場合に生成される屈折率分布を理論的に求める．計算の手順は，まずフォトポリマー内部に生成されるレーザービームスポットの光強度分布を求める．つぎに，これを3次元フーリエ変換して空間周波数分布を求める．そして，この周波数分布にフォトポリマーの空間周波数応答を掛け合わせ，再度逆フーリエ変換する．

レンズによる集光レーザースポットの強度分布は，第2章で述べたように円形瞳光学系の点像分布関数で与えられる．そこで，この点像分布関数を求めるために，対物レンズが生成する収束球面波を，波数が同じで波数ベクトルの方向が異なる平面波に展開する．これをFig. 3-3-1に示す．そして，レーザースポットの集光点において，各平面波の位相をそろえて積分する．つまり，レーザースポットの光強度分布は，

$$I(x, y, z) = |u|^2 = \left| \iiint \exp[-i(k_x x + k_y y + k_z z)]\, dk_x dk_y dk_z \right|^2 \qquad (3\text{-}3\text{-}1)$$

$$\approx \left| \sum \exp[-i(\Delta k_x x + \Delta k_y y + \Delta k_z z)] \right|^2 \qquad (3\text{-}3\text{-}2)$$

で与えられる．式(3-3-2)を数値計算によって計算し，フォトポリマー中に生成される光強度分布を計算した．計算は，波長488nmで，対物レンズのN.A.を0.75として計算した．計算結果をFig. 3-3-2(a)に示す．さらに，これを3次元フーリエ変換して，光強度分布の周波数特性を求めた．その結果をFig. 3-3-2(b)に示す．

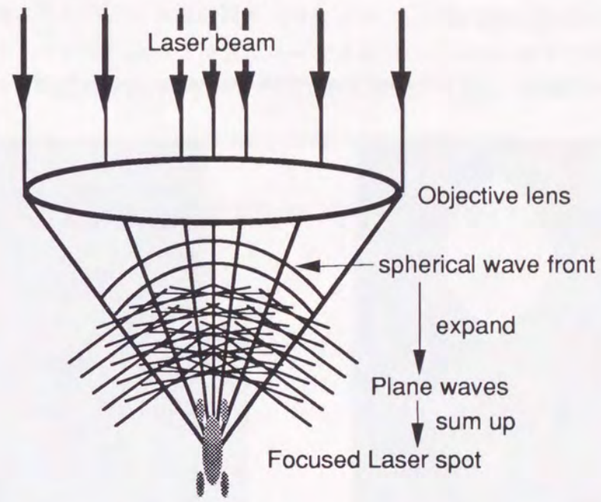


Fig. 3-3-1 Approach for calculating the distribution of the focused laser beam spot. The spherical wavefront produced by the objective lens is decomposed into components of plane waves. The direction of each plane wave is different and the plane waves are synthesized such that their phase contributions are all the same at the focal point.

次に，求めた光強度分布に対して，フォトポリマーの応答特性を掛け合わす．フォトポリマーは，光強度に対して線形に屈折率変化を起こすが，光強度分布の空間周波数に対しては，周波数特性を持つ．つまり，光強度が2倍になると，生成される屈折率変化量も2倍になるが，光強度分布がそのまま屈折率分布になるわけではなく，光強度分布が持つ空間周波数それぞれに対して応答特性が異なる．これを数式で表すと，

$$\Delta n(x, y, z) = a\, I(x, y, z) = a \sum_i b_i \cdot \exp[-i\, \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}] \qquad (3\text{-}3\text{-}3)$$

となる．ここで，係数aは，光強度に対する線形応答を表す係数であり，b_iは，光強度分布の空間周波数それぞれに応じた応答を表す係数である．従って，各空間周波数については，ab_iの係数が掛かっていることになる．

代表的なフォトポリマーとして，Du Pont社のフォトポリマーの空間周波数応答特性をFig. 3-3-3に示す．この図のようにホログラムの記録用に設計されているフォトポリマーは，ものによってわずかな違いはあるものの，高い空間周波数と直流成分付近の低い空間周波数に対する応答が悪く，おおそ1000line/mm (1μm pitch)付近で最も高い応答を示すように設計されている[3-4, 3-5]．以下の計算ではFig. 3-3-3で与えられる値を用いて計算を行った．

Fig. 3-3-2(b)で示される光強度分布の空間周波数に，フォトポリマーの空間周波数応答特性をかけ合わせた後の周波数分布をFig. 3-3-4(a)に示す．また，これを逆フーリエ変換して求めた屈折率分布をFig. 3-3-4(b)に示す．Fig. 3-3-4(a)を光強度の空間周波数分布（Fig. 3-3-2(b)）と比較すると，高周波数成分はほとんど変化していないが，低周波域とくにバイアス成分付近は，フォトポリマーの応答特性が無いため，0に落ちていることがわかる．従って，フォトポリマー中に生成される屈折率分布は，もとの光強度分布に比べてわずかに高周波強調されたものになる．

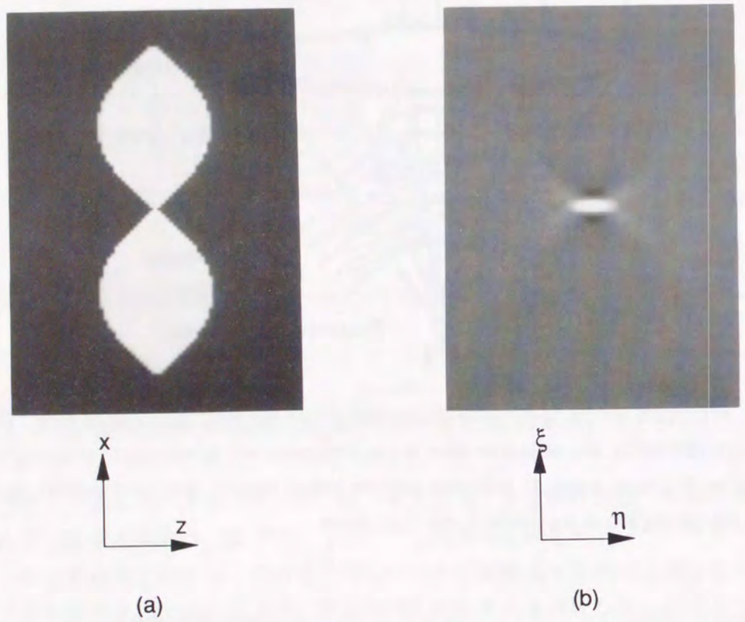


Fig. 3-3-2 Characteristic of the focused laser beam spot inside the photopolymer : (a) Intensity distribution and (b) spatial frequency distribution in k-space.

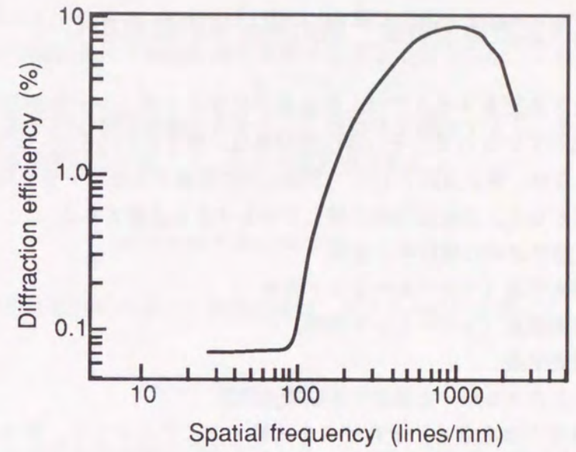


Fig. 3-3-3 Spatial frequency response of photopolymer when plane wave gratiings are recorded on the material.

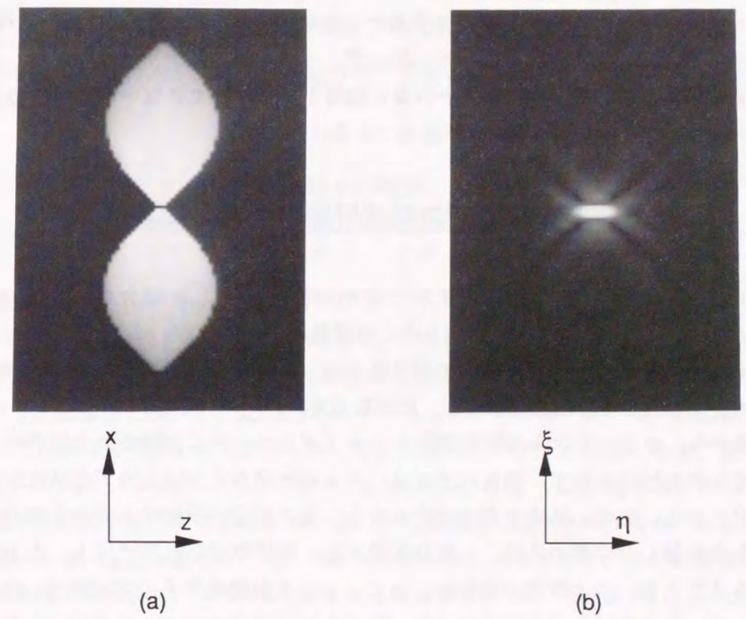


Fig. 3-3-4 Refractive index distribution generated inside the photopolymer: (a) refractive index distribution where bright regions indicate higher refractive index values and (b) spatial frequency distribution of refractive index change.

３－４　３次元再生方法の解析ー屈折率分布の読み出し

本研究で提案した３次元光メモリでは，記録媒体にフォトポリマーを使用して，データを屈折率分布として記録しているので，その再生光学系は，第１点目としてこの屈折率分布を可視化できなければならない．第２点目として，３次元的に記録されたデータを周りにある他のデータの影響を受けることなく，３次元的に分解して再生できる必要もある

そこで，第３章３節で求めた屈折率分布を，

(1)　明視野顕微光学系（インコヒーレント照明）

(2)　明視野顕微光学系（コヒーレント照明）

(3)　位相差顕微光学系

(4)　瞳分割ディテクタを用いた微分干渉顕微光学系

を用いて再生した場合の像を求め，それぞれを比較することによって，再生光学系に適当なシステムを検討する．

３－４－１　インコヒーレント照明の明視野顕微光学系による再生

インコヒーレント照明の明視野顕微光学系で位相物体を観察した場合の３次元OTFは，Fig. 2-5-4(b)に示したように，すべて０になる．従って，インコヒーレント光学系では，どのような屈折率分布をもつ物体を観察しても，その像を観察することはできないので，この光学系は３次元メモリの再生システムとしては，不適当である．

３－４－２　コヒーレント照明の明視野顕微光学系による再生

コヒーレント照明の明視野顕微光学系で位相物体を観察した場合の３次元OTFは，Fig. 2-5-2(b)で示したものであり，これはη軸方向に奇関数になっている．

この3D-OTFと，媒質中の屈折率分布の周波数帯域（Fig. 3-3-4(a)）とを掛け合わせた後，３次元フーリエ変換を行って再生像を求めた．計算結果をFig. 3-4-1に示す．

計算結果から，コヒーレント照明光学系でフォトポリマー中に記録された屈折率分布に焦点をあわせても何も検出されず，前後にデフォーカスした場合に，はじめて光強度分布が検出されることがわかる．また，焦点を前後にずらすと，像の明暗が反転することも確認できる．つまりピットを記録した位置の奥深くへ焦点を移すと，屈折率分布は黒く見え，手前側に焦点を移すと明るく見える．この明暗の反転は，コヒーレント照明光学系の3D-OTFがη軸に対して奇関数になっているために生じるものであり，焦点を屈折率分布の中心に合わせた場合に何も検出されないのも，3D-OTFがη軸に対して奇関数であるからである．

３－４－３　位相差顕微光学系による再生

位相差顕微光学系は，Fig. 3-4-2に示すように，結像レンズの瞳面に位相板を配置し，０次透

過光と位相物体によって回折された±１次回折光との間の位相を(1/2)πずらすことによって，結像面において波面の位相変化を強度分布に変換する手法である[3-6]．この手法を簡単に述べる．

点光源から出た平面波が屈折率分布のみをもつ位相物体を通過すると，その波面が物体の屈折率分布に応じて変調を受ける．例えば，物体の屈折率分布を，

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos 2\pi px \qquad (3\text{-}4\text{-}1)$$

とすると，この物体を通過直後の光波の複素振幅は，バイアス成分を除いて，

$$u(x) = e^{i\Delta n \cos 2\pi px} \qquad (3\text{-}4\text{-}2)$$

で表せる．ここで，位相変化の振幅Δnが小さいとき，Δn<<1とおくと，式(3-4-2)は，

$$\begin{aligned} u(x) &= 1 + i\Delta n \cos 2\pi px \\ &= 1 + \frac{\Delta n}{2} e^{\frac{\pi}{2}i + 2\pi ipx} + \frac{\Delta n}{2} e^{\frac{\pi}{2}i - 2\pi ipx} \end{aligned} \qquad (3\text{-}4\text{-}3)$$

と近似できる．

一方，物体が吸収分布のみを持ち，この物体を平面波が透過した場合，物体直後の光波の複素振幅は，

$$\begin{aligned} u(x) &= 1 + \Delta a \cos 2\pi px \\ &= 1 + \frac{\Delta a}{2} e^{2\pi ipx} + \frac{\Delta a}{2} e^{-2\pi ipx} \end{aligned} \qquad (3\text{-}4\text{-}4)$$

で与えられる．

式(3-4-3)と式(3-4-4)を比較すると，式(3-4-4)では，±１次回折光（第２項，第３項）と０次透過光（第１項）の位相が等しいのに対し，位相物体を透過後の光波の複素振幅式(3-4-3)では，±１次回折光が０次透過光に対して，π/2だけ進んでいることがわかる．従って，位相物体を可視化するには，位相物体を通過した光波のうち，±１次回折光の位相をπ/2進めるか，遅らせるかして式(3-4-3)を式(3-4-4)と同じ形にすれば良い．具体的には，Fig. 3-4-2の光学系のように，対物レンズの瞳面に位相板を挿入することによって，０次透過光の位相を操作する．光源の波長がλの場合，(3λ/4)(n-1)（π位相板の屈折率）の厚みの位相板を挿入すると，この位相板によって０次透過光の位相は3π/2遅れる（０次透過光が±１次回折光に対してπ/2進む）．この方法は，物体の屈折率分布の中で屈折率が高い部分が，暗く結像されるため，ダークコントラスト法と呼ばれる．一方，位相板の厚みを(λ/4)(n-1)とすると，明暗が逆転し，屈折率の高い部分が明るく結像される．これをブライトコントラスト法と呼ぶ．

位相差顕微光学系で位相物体を観察した場合の3D-OTFは，コヒーレント光学系で吸収物体を観察した場合のものと同じになる．従ってこれは，Fig. 2-5-2(a)で示される．

この3D-OTFと，Fig. 3-3-4(a)とを掛け合わせた後，３次元フーリエ変換を行い再生像を求めた．

計算結果をFig. 3-4-3に示す．Fig. 3-4-3より，フォトポリマー内部の屈折率分布を位相差顕微光学系で観察した場合は，焦点面において明るいスポット像が形成される．

Fig. 2-5-2(a)で示される3D-OTFは，ブライトコントラスト法を用いた場合のOTFであり，ダークコントラスト法を用いた場合は，3D-OTFの符号が±反転する．従って，再生像はFig. 3-4-3の明暗が反転する．

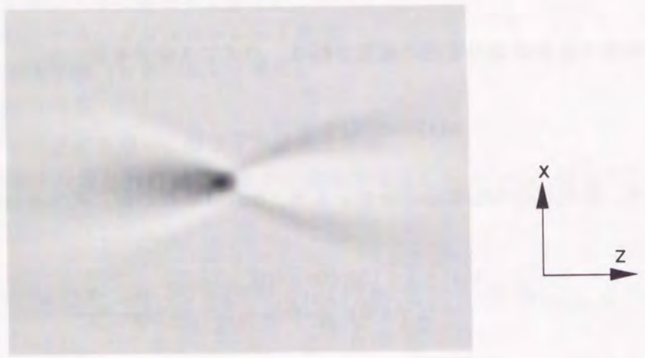


Fig. 3-4-1 Readout image of refractive index change using a coherent optical system.

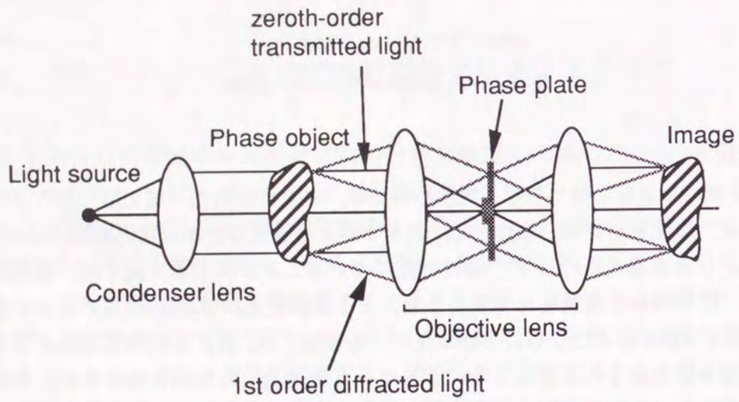


Fig. 3-4-2 Schematic optical setup of phase-contrast microscope system.

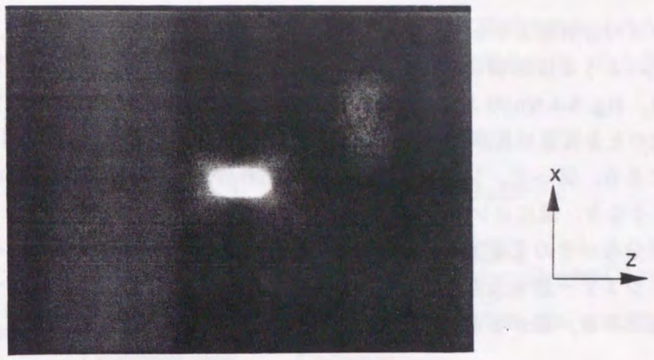


Fig. 3-4-3 Readout image of the refractive index distribution using phase-contrast microscope.

3－4－4　微分干渉顕微光学系による再生

位相物体中を光波が伝播すると，光強度は変化しないが，波面が位相変調を受ける．微分干渉法は，この波面の変形を2光束干渉法を用いることにより，強度分布に変換する手法である[3-7]．原理をFig. 3-4-4に示す．

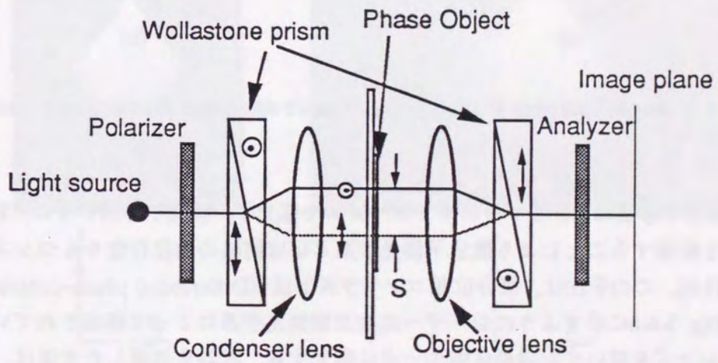


Fig. 3-4-4 Schematic optical setup of Nomarski's differential interferometric contrast imaging (DIC).

光源から出た光は，偏光子とウォラストンプリズムを通過することにより，常光線と異常光線に分けられる．この二つの光波は，一定のシェアー量だけ横ずれしており，偏光状態は互いに垂直な状態で，位相物体に入射される．そして，位相物体を透過した後に，再びウォラストンプリズムを通過して，楕円偏光となる．この光波を検光子に通すと，結像面で二つの光波が干渉する事により，光の強度分布として像が生成される．この時，二つの光波のシェアー量S

が，対物レンズの分解能よりも小さいと，像は単独像に見え，逆に大きいと二重像に見える．

Fig. 3-4-5(a)のような位相物体を，微分干渉法によって観察すると，像面に到達する二つの光波の位相差は，Fig. 3-4-5(b)のようになる．Fig. 3-4-5(b)において，Δ_0は，背景色を決める光路差であり，Δ_0=0のとき背景は真黒になる．Δ_1は，シェアー量S及び，物体の位相の勾配によって決まる光路差である．従って，シェアー量が一定であれば，屈折率分布の勾配が大きくなるほど光路差が大きくなり，像にコントラストがつく．つまり，微分干渉法では，位相差法と異なり，物体の屈折率分布がそのまま強度分布に変換されるわけではなく，屈折率分布の微分像が得られる．一方，シェアー量を大きくしてもコントラストは高くなるが，シェアー量が対物レンズの分解能を越えると，像が2重になってしまうため，シェアー量はあまり大きくすることができない．

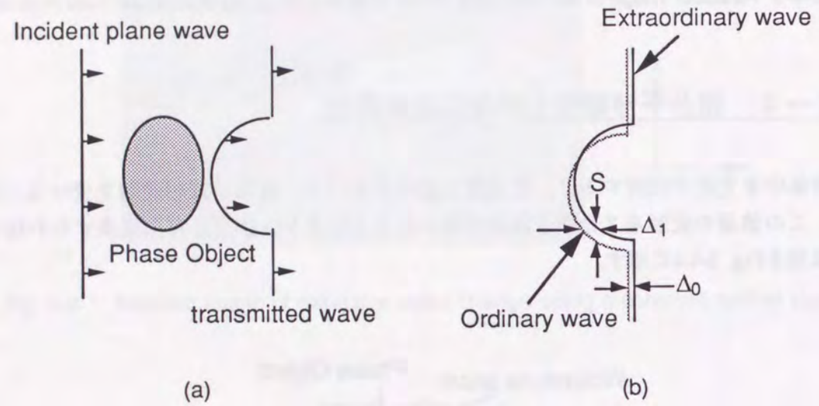


Fig. 3-4-5 Imaging process involved in Nomarski's differential interferometric contrast method.

また，微分干渉法には，ウォラストンプリズムや偏光子，検光子を用いずに，瞳面に分割ディテクターを配置することにより微分干渉光学系とほぼ同様の結像特性をもつシステムが提案されている[3-8]．この手法は，微分位相コントラスト法（Differential phase-contrast method）と呼ばれ，Fig. 3-4-6に示すようにレーザー走査型顕微光学系によって構成されている．レーザー光を対物レンズを用いて記録媒体中の一点に集光する．試料を透過した光波は，集光レンズで集められた後に，集光レンズの瞳面におかれた2分割ディテクタで検出される．二つの検出素子で検出された信号は，差動アンプで差分がとられた後，コンピュータで測定される．物体の像は，集光レーザービームスポットを試料に対して，3次元的に走査することにより検出する．

瞳分割ディテクタを用いた微分位相コントラスト顕微光学系の3D-OTFをFig. 3-4-7に示す．この光学系はFig. 3-4-6で示したように，瞳面に置かれた2分割ディテクタのそれぞれで検出した信号の差を用いて画像を構成するため，3D-OTFは分割ディテクタの分割方向と垂直な方向に明暗が反転したものとなる．

この3D-OTFと，Fig. 3-3-4(a)とを掛け合わせた後，3次元フーリエ変換を行い再生像を求めた．計算結果をFig. 3-4-8に示す．

微分位相コントラスト顕微光学系は，物体の像が面内方向に微分されたような像を与える．従って，Fig. 3-4-8のようにフォトポリマー中に記録された屈折率分布は，白と黒の隣接する二つの像に分かれて結像されている．

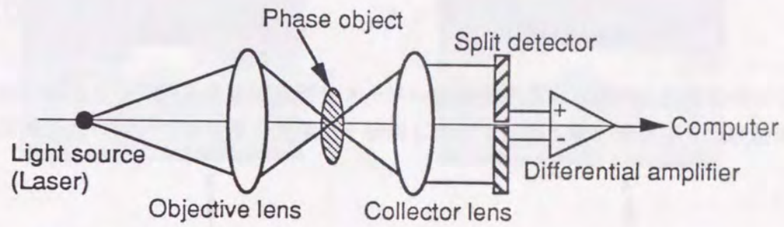


Fig. 3-4-6 Schematic diagram of differential phase-contrast scanning microscope.

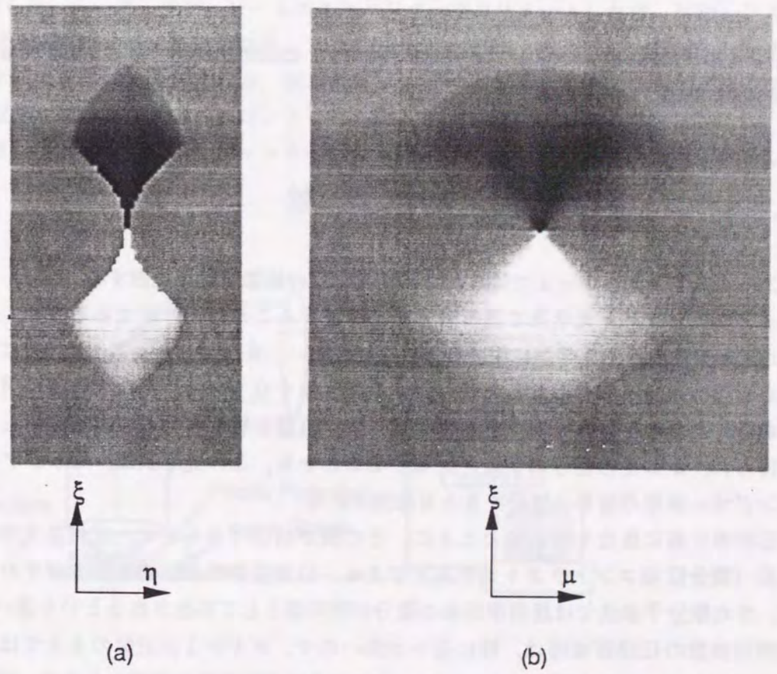


Fig. 3-4-7 3D-OTF of laser scanning differential phase-contrast microscope.

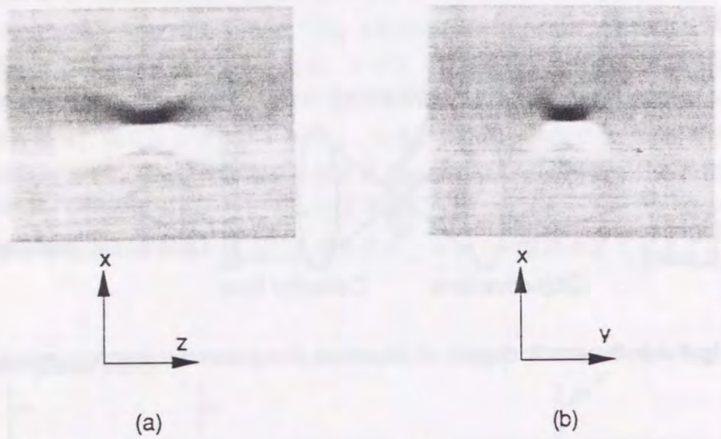


Fig. 3-4-8 Readout image of the refractive index distribution using a laser scanning differential phase-contrast microscope

3－4－5　各再生光学系の特性の比較

3－4－1～3－4－4で得られた各種光学系の結像特性を比較する．

インコヒーレント光学系で屈折率分布を観察することは不可能であるので，この光学系を3次元光メモリの再生光学系に用いることはできない．またコヒーレント光学系による再生像も，焦点を屈折率分布に合わせると信号が検出できなくなるので，再生光学系に用いるのは不適切である．ただし，コヒーレント光学系は，焦点位置を屈折率分布の前後にずらした場合に信号が得られ，かつその信号の明暗が反転することから，この光学系は，ピックアップのフォーカシングサーボ用の信号に使用できる可能性がある．

屈折率分布に焦点を合わせたときに，その像が検出できるのは，位相差光学系と微分干渉光学系（微分位相コントラスト光学系）である．位相差法では屈折率分布がそのまま明暗像として，また微分干渉法では屈折率分布の微分が明暗像として再生されるという違いがあるものの，空間周波数の伝達帯域幅は，特に違いが無いので，ボルン1次近似のもとではその特性に優劣をつけがたい．厳密な議論のためには，光波の多重回折効果を考慮した上で，結像特性を求め，信号のS/N比などを議論しなければならない．

以上の議論より，3次元光メモリの再生光学系には，位相差顕微光学系と微分干渉顕微光学系（微分位相コントラスト光学系）を使用することが適切であると結論した．

第4章　3次元光メモリシステムの試作

4－1試作システムの光学系

この節では，試作した3次元多層記録型光メモリの記録光学系ならびに，記録媒体について述べる．再生光学系については各種の光学系を使用したので，第4章2節以降で実験結果と共に述べる．

4－1－1　記録光学系

3次元多層記録光メモリの記録光学系をFig. 4-1-1に示す．光源には，Ar^+レーザー（波長488nm）を使用した．レーザー光は，ビームエキスパンダーでコリメートした後，対物レンズに入射され，記録媒体中の一点に集光される．また，レーザー光は，コンピュータからの信号に応じてシャッターにより強度変調される．記録媒体は，x－y－zの3軸モータードライブステージの上に配置され，コンピュータコントロールにより，x－y－z方向に走査される．そして，データは，ステージの走査とシャッターによるレーザー光の強度変調を同期させることにより1ビットずつ記録した．

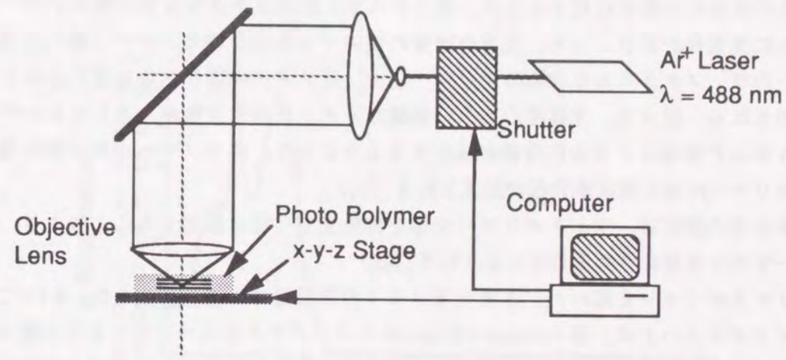


Fig. 4-1-1 Schematic diagram of recording system for three-dimensional optical memory. The Ar^+ laser beam is focused onto the photopolymer by an objective lens. Data are recorded bit-by-bit by scanning the x-y-z stage in three dimensions.

4－1－2　記録媒体

記録材料には，第3章2節で述べたように，フォトポリマーを使用した．使用したフォトポ

リマーは，大阪工業技術研究所で開発されたもので，光重合速度と屈折率が異なる２種類のモノマーの混合体である[4-1, 4-2]．Table 4-1-1にこのフォトポリマーの組成を示す．

主成分となる２種類のモノマーのうちメタクリル基を持つ化合物は，他方のアリル基を持つモノマーに比べ，光重合速度が速く屈折率が高いという特徴を持っている．それぞれのモノマーが単独で重合したときの屈折率は，1.60と1.50である．フォトポリマーには，これら二つのモノマーの他に，光重合開始剤としてベンジル(Benzil)が，また光重合促進剤としてミヒラースケトン(Michler's Ketone)がそれぞれ1%ずつ入っている．このフォトポリマーの吸光度スペクトルをFig. 4-1-2に示す．Fig. 4-1-2より，このフォトポリマーは，波長440nm以下の光に対して大きな吸収を持ち，逆に600nm付近の赤色光には感度がないことがわかる．

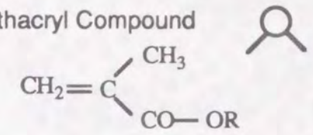
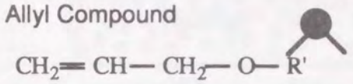
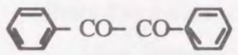
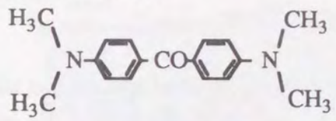
このフォトポリマーの光重合プロセスをFig. 4-1-3に示す．フォトポリマーにレーザー光を照射すると，まずベンジルが，ミヒラースケトンから水素を一つ引き抜き，共に，モノマーの光重合を促進させるラジカルになる．そして，これらのラジカルがメタクリル基ならびにアリル基にある二重結合を切り離し，モノマーを光重合させる．重合したモノマーの端は新たなラジカルになるので，このラジカルが他のモノマーの２重結合を切り離して，次の重合が起こる．このようにして連鎖的に光重合が進む．

次にこのフォトポリマー中で屈折率分布が形成されるメカニズムをFig. 4-1-4に示す．フォトポリマーは，最初液体である．そこでまず，流動性を低下させるために白色光により一様に露光して，モノマーのいくらかをポリマー化させる（(b)）．データを記録するために，このフォトポリマー中にレーザー光を集光すると，光強度が大きな焦点位置において，光重合速度の速いメタクリル化合物（○）のみが光重合を起こす．光重合によりモノマーがポリマーに変化すると，その領域の体積が収縮するため，周りから未反応のメタクリル化合物モノマーが流れ込み，さらに光重合が進む．一方，光重合速度の遅いアリル化合物モノマー（●）は光重合を起こさないので，メタクリル化合物のポリマー化や，モノマーの周りからの流れ込みとともに外へ押し出される．従って，光強度の大きい領域にメタクリル化合物が，そしてレーザー光で露光されなかった領域にアリル化合物が局在するようになり，両モノマーの屈折率の違いから，フォトポリマー内部に屈折率分布が形成される（(c)）．

屈折率分布の固定は，フォトポリマー全体を白色光で一様に露光することにより，未反応のモノマーすべてを重合させることにより行う（(d)）．

このフォトポリマーを用いた，３次元光メモリの記録媒体の作成方法をFig. 4-1-5に示す．まずスライドガラスの上に，厚さ200μm～500μmのカバーガラスをスペーサーとして置く（(a)）．フォトポリマーは液体であるため，最終的に作成される記録エリアの厚みは，このスペーサーの厚みで制御可能であるが，体積が大きいとデータの露光後の体積変化が大きく，媒体の扱いが困難であった．実験では，スペーサーの厚みは200μm～500μmが適当であった．次に，この中にフォトポリマーを流し込み（(a)），その後で，厚さ170μmのカバーガラスを被せてシーリングする（(b)）．カバーガラスによるシーリングは，フォトポリマーが嫌気性であるために酸素から遮断するという目的と，対物レンズの収差を防ぐという二つの目的のために必要である．カバーガラスでシーリングした媒体は，フォトポリマーの流動性を低下させるために，顕微鏡のタングステンランプを用いて前露光される（(c)）．露光時間は，30～40分が適当であった．

Table 4-1-1 Ingredients of photopolymer

Methacryl Compound 	63 %	Fast photo-polymerization	1.60
Allyl Compound 	35 %	Slow photo-polymerization	1.50
Benzil 	1 %	Initiator	
Michler's Ketone 	1 %	Dye Sensitizer	

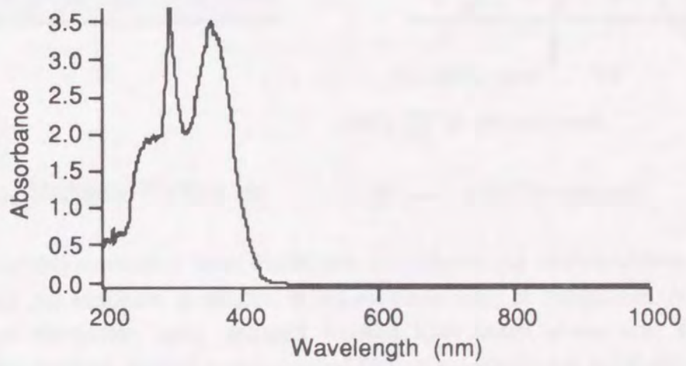


Fig. 4-1-2 Absorbance of photopolymer

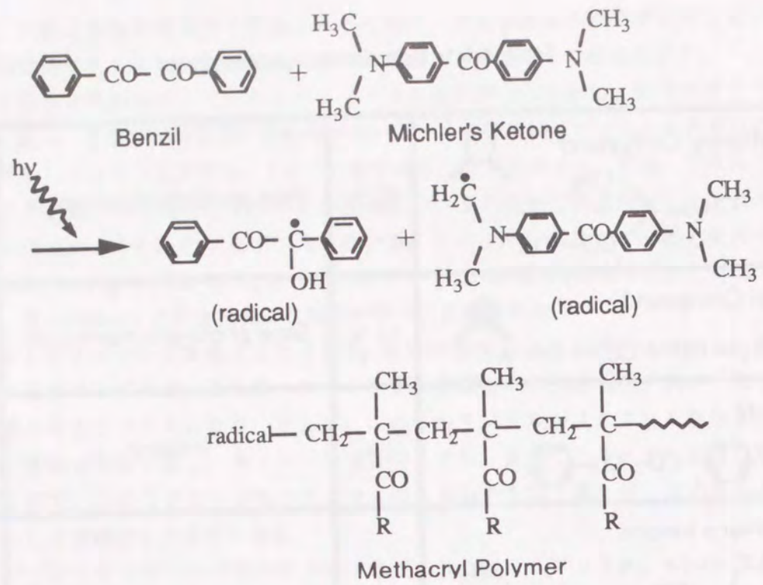


Fig. 4-1-3 Photopolymerization process is realized when the initiator Benzil and the dye sensitizer Michler's Ketone are photoexcited to become radicals through direct illumination. By chemical reaction, the radicals then polymerize the methacryl and allyl compounds.

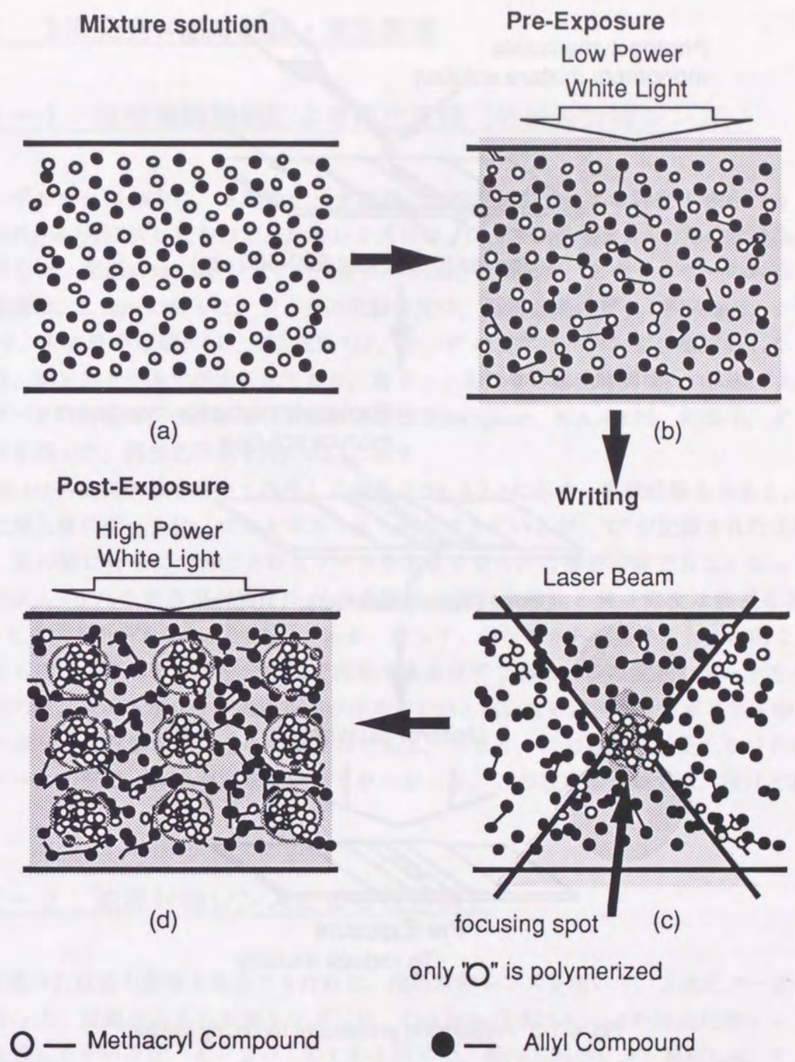


Fig. 4-1-4 Recording a refractive index distribution in a polymer: (a) Mixture of methacryl and allyl compounds, (b) pre-exposure of solution to reduce the mobility of compounds, (c) recording of refractive index distribution using chopped focused laser beam where only the methacryl compound is polymerized, and (d) post-exposure fixing of recorded index distributions.

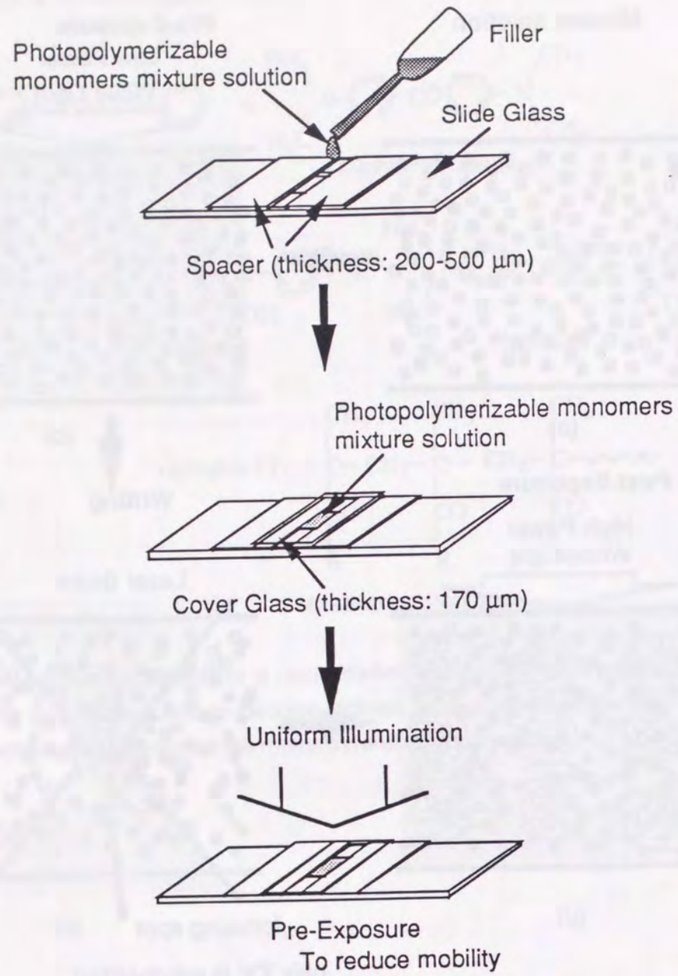


Fig. 4-1-5 Preparation process of recording medium

4－2　3次元光メモリ記録・再生実験

4－2－1　位相差顕微鏡による再生実験（乾燥系対物レンズ）

フォトポリマー媒体中に，6層のデータ記録と位相差顕微鏡による再生実験を行った．記録光学系はFig. 4-1-1に示したもので，対物レンズには，Carl Zeiss社製N.A.=0.75の乾燥系対物レンズを使用した．光源には，Ar^+レーザー（波長488nm)を使用した．このレーザーの対物レンズ下での光強度は，2.7mwであった．データの記録密度は，面内方向のビット間隔3μm，データ層間隔15μmで，上の層から順に"A", "B", "C", "D", "E", "F"の文字パターンを6層記録した．各層のデータは，24×24ドットで構成されており，各ドットあたりの露光時間は，11msecである．

記録データの再生は，Carl Zeiss社製位相差顕微鏡Axiophoto，N.A.=0.75，乾燥系，ダークコントラストを用いた．再生光学系をFig. 4-2-1に示す．

Fig. 4-2-1の再生光学系を用いて再生した結果をFig. 4-2-2に示す．実験結果をみると，"A"が記録された最上層のデータは，コントラスト良く再生できているが，"C"が記録された3層目あたりから，奥の層に行くにつれてクロストークが大きくなり，各層が分解できなくなっている．使用したN.A.=0.75の乾燥系対物レンズの理論的な面内分解能と焦点深度は波長を記録時の488nmとして，それぞれ0.4μmと1.3μmである．従って，分解能から判断すると，面内ならびに光軸方向ともに，各層のデータを分離して再生できるはずである．この実験でデータを再生できなかったのは，フォトポリマーの屈折率が平均で1.53と高いために，フォトポリマー中で対物レンズのスポットに収差が発生しているためである．つまり，この収差を補正しなければ，3次元的なデータの記録・再生が出来ないことがわかった．この収差については，後ほど詳しく解析する．

4－2－2　油浸対物レンズによる収差補正

先ほど述べた収差の影響を除去するために，油浸対物レンズを用いて，3次元データの記録・再生を行った．記録光学系の対物レンズには，Carl Zeiss社製N.A.=1.0の油浸対物レンズを使用した．記録したデータは，4－2－1のものと同じで，面内方向のビット間隔3μm，データ層間隔15μmで，上の層から"A", "B", "C", "D", "E", "F"の文字を6層記録した．

記録データの再生光学系にもN.A.=1.0の油浸位相差対物レンズ，ダークコントラストを用いた．

再生結果をFig. 4-2-3に示す．油浸対物レンズを使用したこの実験では，最上層の"A"から最下層の"F"まで，全6層すべてにわたってそれぞれの層が分離されて再生できていることがわかる．また，乾燥系対物レンズを用いた場合の実験結果（Fig. 4-2-2）にあったクロストークも見られず，各ビットの再生像のコントラストも高い．用いた油浸対物レンズの理論的な分解能と焦点深度は，それぞれ0.3μmと0.7μmであり，焦点深度に関しては，N.A.=0.75の乾燥系対物レンズの約半分しか向上していない．にもかかわらず，油浸対物レンズを用いると，最下層のデータを再生した場合においてもクロストークが発生しないのは，4－2－1に問題となった収差が除

去されたからである．

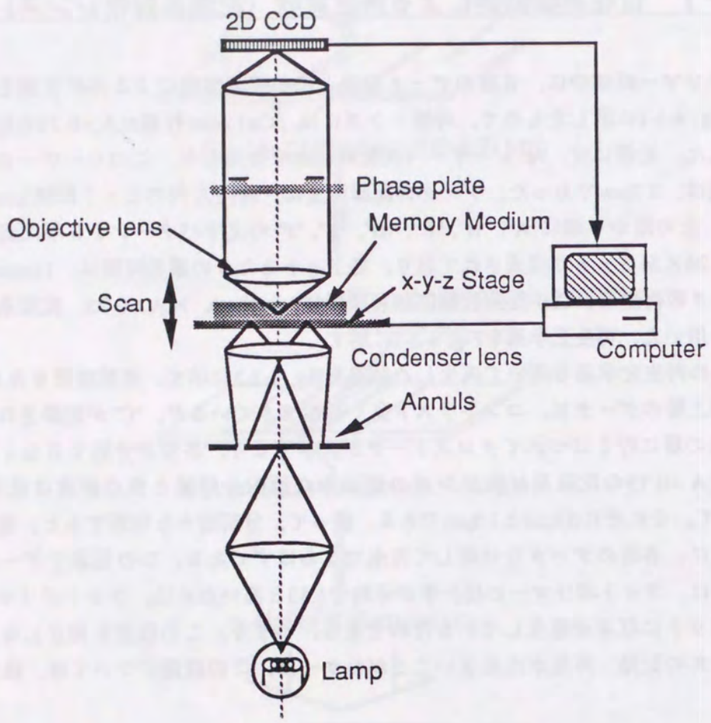


Fig. 4-2-1 Schematic diagram of read-out system for 3D-optical storage. The system is equivalent to the phase-contrast microscope. The memory medium was uniformly illuminated and the transmitted light is imaged by phase-contrast objective lens into the detection plane of the CCD camera.

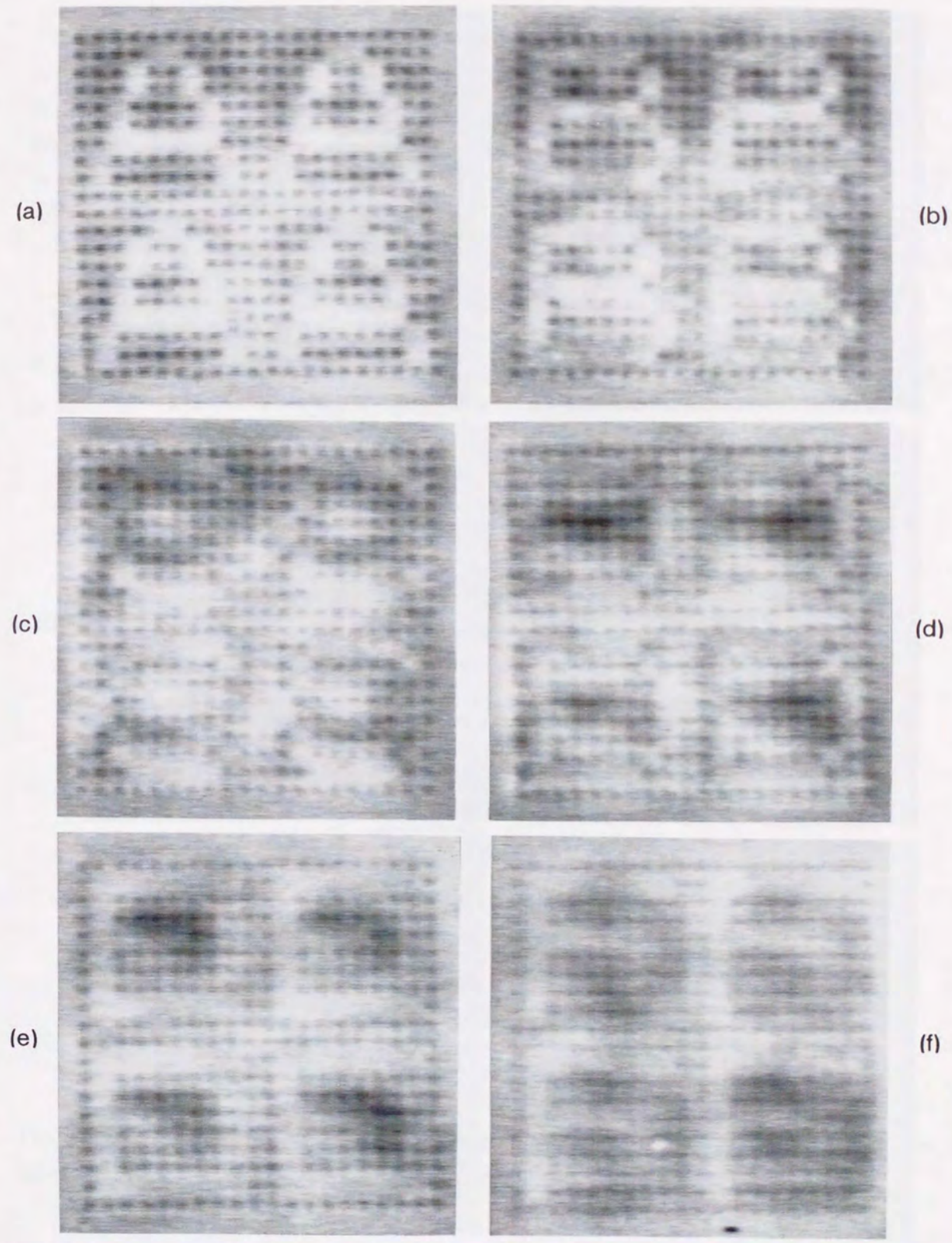


Fig. 4-2-2 Low quality read-outs obtained using the optical set-up shown in Fig. 4-2-1 where a phase contrast objective lens (**dry-type** , N.A. = 0.75, 40X, Carl Zeiss) was utilized. The high index dots recorded inside the photopolymer mediumis seen dark because of the effect of dark contrast imaging.

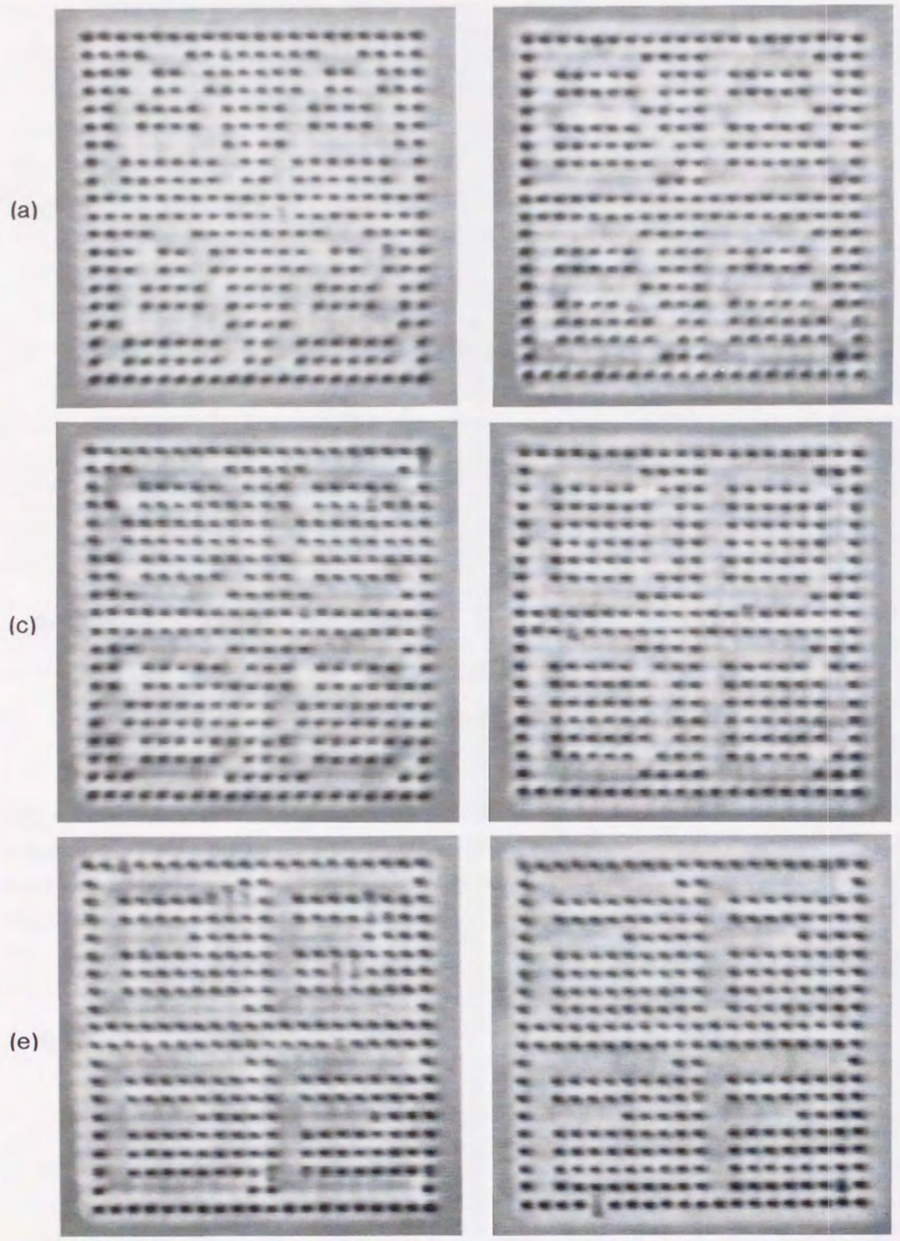


Fig. 4-2-3 High quality read-outs obtained using the optical set-up shown in Fig. 4-2-1 where a phase contrast objective lens (**oil-immersion type** , N.A. = 1.0, 40X, Carl Zeiss) was utilized. The high index dots recordedinside the photopolymer mediumis seen darkbecause of the effect of darkcontrast imaging.

4－2－3　レーザー走査型位相差顕微光学系による再生実験

オリンパス社製レーザー走査顕微鏡LSM-GB200を用いて3次元光メモリの再生実験を行った．このレーザー走査顕微鏡は，本来試料の蛍光像を共焦点で検出するように設計されているが，本実験では，非共焦点の透過型位相差顕微光学系に改造して使用した．この再生光学系をFig. 4-2-4に示す．光源には，Ar^+レーザー（波長514.5nm）を使用した．レーザー光は，ガルバノスキャナーを通った後，位相差対物レンズで光メモリ媒体中に集光する．集光レーザースポットは，ガルバノスキャナーにより記録媒体中で2次元走査する．光軸方向の走査は，記録媒体をピエゾステージにのせて行う．記録媒体を透過したレーザー光は，コンデンサーレンズに入射した後，コンデンサーレンズの瞳位置に置かれた輪帯を通過する．輪帯を透過した光は，コレクターレンズにより集められ，光検出器で検出される．試料の3次元像は，ガルバノスキャナーならびにピエゾステージによるビームの3次元走査と，検出器からの信号とを同期させることにより，コンピュータで再構成して検出する．

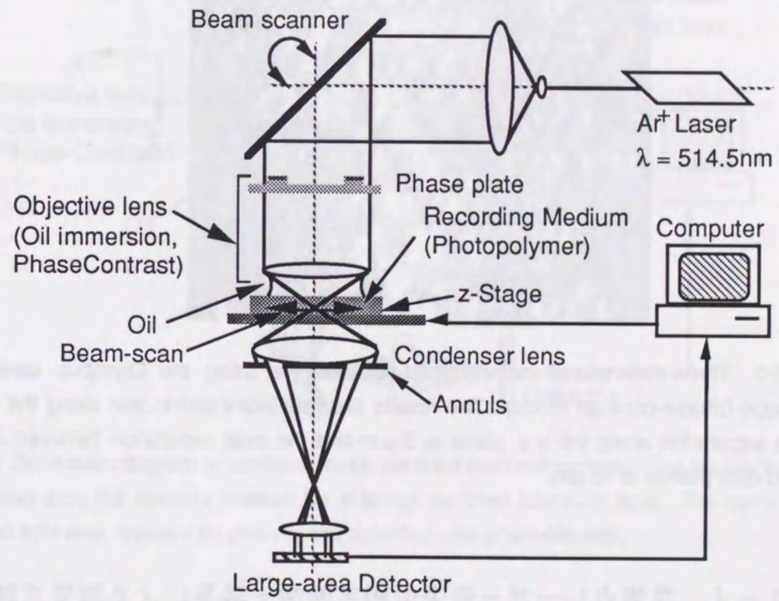


Fig. 4-2-4 Schematic diagram of laser scanning phase contrast microscope system (Olympus LSM-GB200) operated in the nonconfocal, transmission phase contrast mode.

この実験では特に，レーザービームスポットを面内で一軸方向に走査しながら，同時にメモリ媒体を光軸方向に走査することにより，光軸方向の断面像（x-z断面）を測定した．再生したメモリ媒体は，あらかじめN.A.=1.0の油浸対物レンズを用いて，全6層のデータが面内方向の

ドット間隔2μm，データ層間隔15μmで記録されている．また再生光学系には，N.A.=1.25，100倍の油浸ダークコントラスト位相差対物レンズを使用した．実験結果をFig. 4-2-5に示す．実験結果より，光軸方向の断面像において，各々のビットデータは黒いドットとして分離されて検出されていることがわかる．従って，この3次元メモリでは，データのアクセスは光軸に垂直な平面方向のみならず，光軸と垂直な方向や斜め方向など，あらゆる方向からアクセス可能であることが確認できた．また実験結果を見ると，黒く再生されたドットの上下に明るいサイドローブが観察されている．この明るいサイドローブが上下の層にあるビットの像と重なると，これがクロストークとなって再生像のS/N比を落とすことになるが，実験結果では，このサイドローブと，その上下のビットの像とがまだ充分離れていることが確認できる．従って，油浸の対物レンズを用いた記録・再生では，さらにデータ層間隔を縮めることが可能であることがわかる．

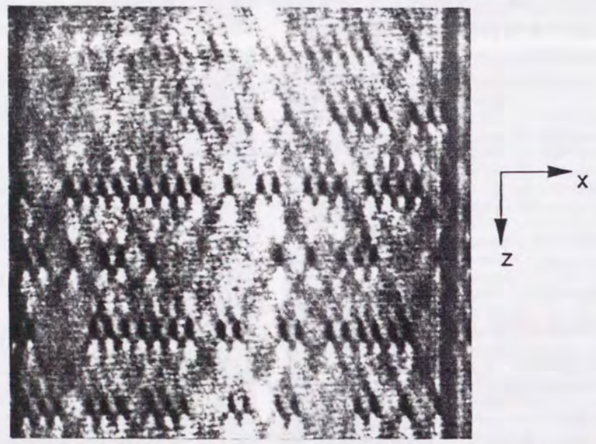


Fig. 4-2-5 Three-dimensional memory read-out obtained using the Olympus laser scanning microscope (phase-contrast mode). The results illustrate index distribution along the x-z plane. Bit data separation along the x-y plane is 2 μm and the axial separation between successive recorded data planes is 15 μm.

4－2－4　共焦点レーザー走査位相差顕微光学系による再生実験

透過型光学系では，反射型光学系や蛍光光学系と異なり，レーザー走査型共焦点光学系を用いても光学系の伝達帯域は広がらず，分解能は従来の一様照明の透過型光学系と変わらない．しかしながら実際には，厚みのある3次元物体を観察すると，一様照明の透過光学系では，観察面以外も照明光で照明されているため散乱光が生じやすく，それらの散乱光が検出器に入射する．これに対して，レーザー走査型共焦点光学系では，まずレーザー光が観察点付近のみに集光されるため，発生する散乱光が少なく，さらに，散乱光が生じたとしても，その大部分は，

検出器の前に置かれたピンホールでカットされる．従って，共焦点光学系では，信号光のみが検出器で検出されることになり，得られる像のコントラストが高くなる．

そこで，共焦点型のレーザー走査位相差顕微光学系を試作し，これを用いて3次元光メモリの再生実験を行った．試作した再生光学系をFig. 4-2-6に示す．この光学系では，光源にHe-Neレーザー（波長632.8nm）を使用した．レーザー光は，ビームエキスパンダーでコリメートした後，位相差対物レンズに入射し，メモリ媒体中の一点に集光する．メモリ媒体中を透過した光はコンデンサーレンズにより集められた後，その瞳面に置かれた輪帯に入射する．輪帯瞳を透過した光は，さらにコレクターレンズで集光された後，ピンホール上に集光される．そして，ピンホールを透過した光だけを検出器によって検出する．メモリ媒体は，x-y-z 3軸モータードライブステージ上に設置し，コンピュータコントロールで3次元走査する．

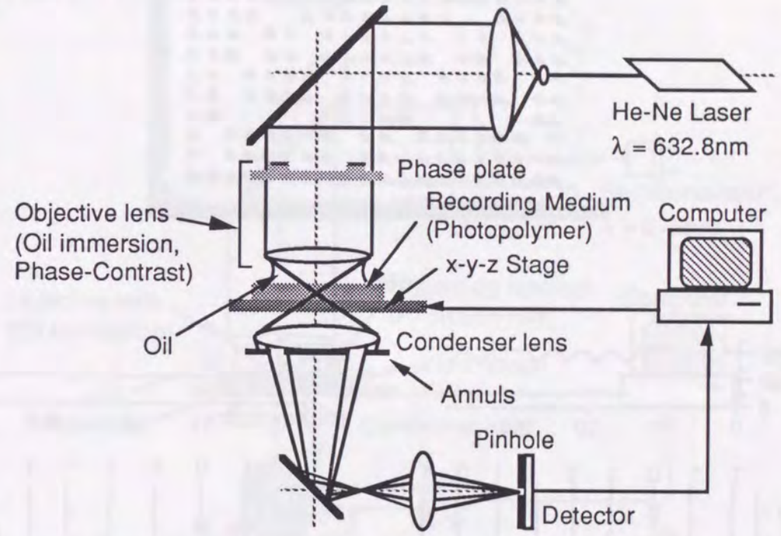


Fig. 4-2-6 Schematic diagram of confocal phase-contrast read out system. The He-Ne laser beam was focused onto the memory medium by a phase-contrast objective lens. The corresponding transmitted light was focused on pinhole and detected with photodetector.

試作した光学系を用いて，3次元メモリのデータを再生した．メモリ媒体には，Fig. 4-1-1の光学系にN.A.=1.0の油浸対物レンズを用いて，面内2μm，データ層間隔15μmで，6層のデータを記録したものを用いた．データの再生結果をFig. 4-2-7に示す．Fig. 4-2-7(a)は，第1層目のデータを再生した結果である．検出した信号は，各層が128点×128点から構成される2次元画像であり，各点は約0.3μm間隔でサンプリングしたものである．その中のx方向の1ラインの強度変化をFig. 4-2-7(b)に，また比較のために一様照明の位相差顕微光学系で再生した結果を(c)に示す．

共焦点型光学系による再生結果（Fig. 4-2-7(b)）と，一様照明光学系による再生結果（(c)）と

を比較すると，共焦点光学系による再生結果のビジビリティは，0.18であるのに対し，一様照明系を用いた場合の再生結果のビジビリティは，0.04であった．従って，共焦点レーザー走査型光学系を用いることによる再生データのコントラストの向上が実験によっても確認できた．

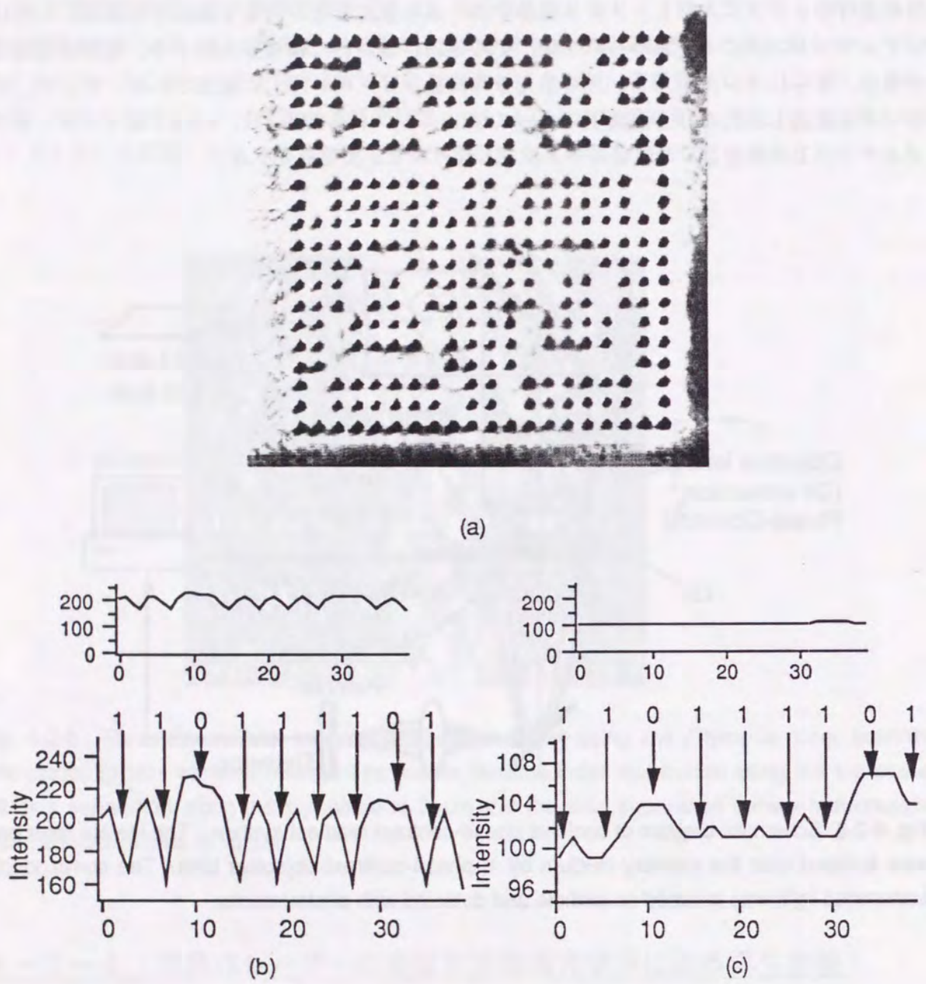


Fig. 4-2-7 Read-outs of recorded bit data obtained using the confocal phase contrast microscope system shown in Fig. 4-2-6: (a) Single plane image readout where the dot separation distance is 2 μm and the axial separation distance between two successive planes is 15 μm, (b) Corresponding intensity profile of read-out data, and (c) intensity profile for read-outs obtained using a conventional phase contrast microscope. Dark regions represent high refractive index values. It can be seen that the confocal microscope yields read-out images of higher contrast.

4－2－5　レーザー走査型微分干渉顕微光学系による再生実験

瞳分割型ディテクタを用いたレーザー走査微分位相コントラスト顕微光学系を用いて，3次元光メモリの再生実験を行った．使用した光学系をFig. 4-2-8に示す．光源には，波長670nmの半導体レーザーを使用し，このレーザー光を対物レンズによってメモリ媒体中に集光した．用いた対物レンズは，N.A.=1.3, 100倍の油浸対物レンズである．メモリ媒体を透過した光は，記録媒体の下に置かれた2分割ディテクターで検出した．分割ディテクターの各素子からの信号は，差動アンプにより差分をとった後，コンピュータに取り込んだ．分割ディテクタは，記録したドットに対して，45度方向に取り付けてあり，斜め方向の微分像が得られるようにしてある．メモリ媒体は，3次元ステージ上に配置し，コンピュータコントロールにより3次元走査した．このメモリ媒体には，面内方向2μm，データ層間隔15μmで，"O", "P", "T", "I", "C", "S"と言う文字を24×24のビットパターンで6層記録した．

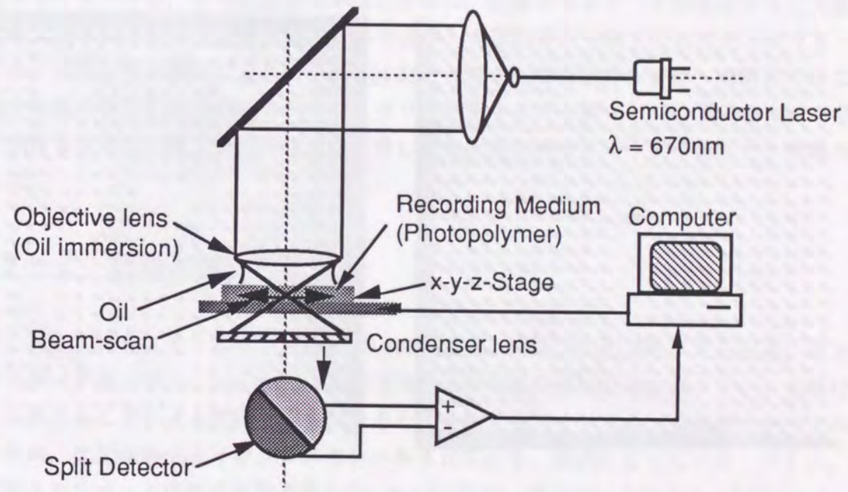


Fig. 4-2-8 Schematic diagram of differential phase contrast microscope system. Semiconductor laser beam is focused onto memory medium and transmitted light is detected by split detector. Each signal that is detected split detector are subtracted from each other by a differential amplifier and the signal is transferred to computer.

実験結果をFig. 4-2-9に示す．Fig. 4-2-9(a), (b), (c)はそれぞれ，第1層目，第4層目，第6層目のデータの再生結果である．この結果より，微分位相コントラスト顕微光学系でもそれぞれの層が光軸方向に分解して再生出来ていることがわかる．また各ビットの再生像は，微分をとった方向に明暗となって分かれており，これは第3章4節における解析結果（Fig. 3-4-8）と良く一致している．

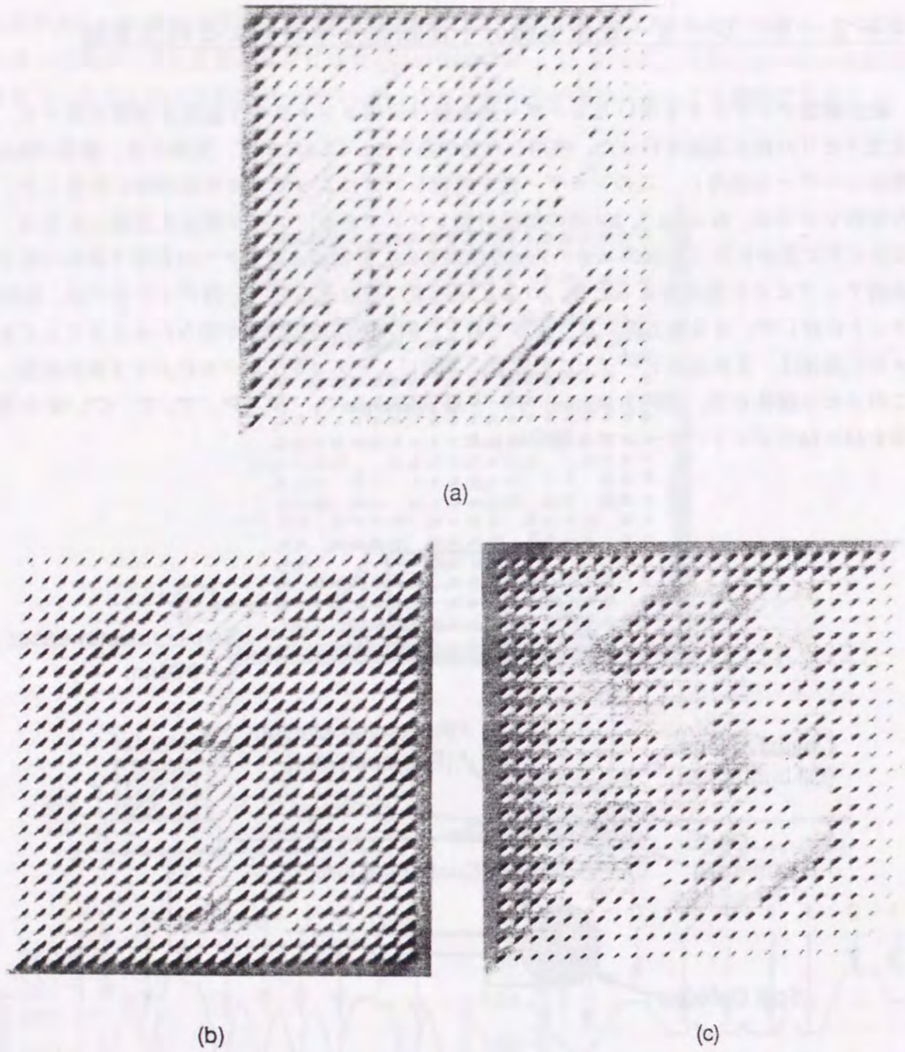


Fig. 4-2-9 Data read-outs obtained using a laser scanning differential phase contrast microscope system: (a) 1st layer, (b) 4th layer, and (c) 6th layer. Bit data were written at uniform intervals of 2 μm, and two successive data planes are separated by 15 μm.

4－3　3次元光メモリカードの試作

4－3－1　光メモリカードについて

光メモリの長所は，磁気媒体などと比較するとその記録密度が高いという点にある．高い記録密度は，小さな媒体でも大きな記憶容量を実現できることを意味するので，光メモリは媒体の大きさに制限があるような用途に最適な記録方式であるといえる．

媒体の大きさに制限のあるメモリの一つとして，クレジットカードのようなカード型メモリ媒体が挙げられる．これは8cm×5cm程度のプラスチックカードにデータの記録媒体を貼り付け，データの記録を行うメモリ媒体である．このようなコンパクトなカード型メモリに大量の情報を記録することができれば，個人の貯蓄データ，医療データなどあらゆるプライベートデータを一枚のカードに記録することができることになり，そのメリットは大きい．

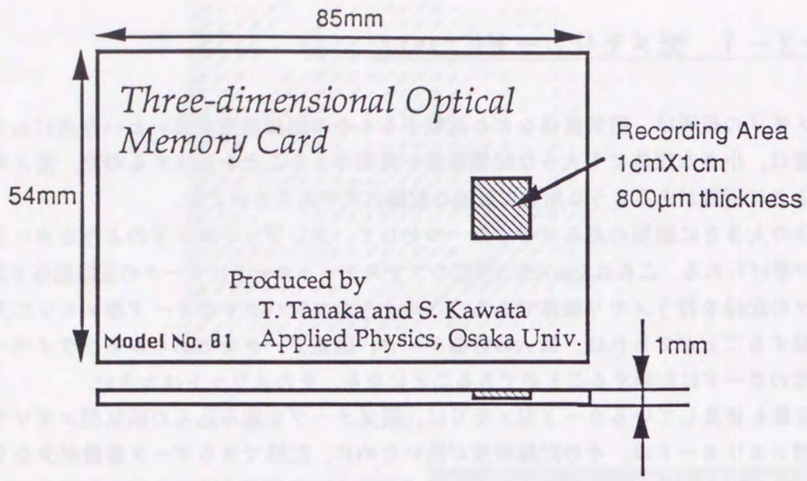
現在最も普及しているカード型メモリは，磁気テープを組み込んだ磁気型メモリであるが，磁気型メモリカードは，その記録密度が低いために，記録できるデータ容量が少なく大量の情報を記録できないという問題がある．そこで近年，光記録方式を取り入れた光メモリカードも開発され，実際に実用段階に入りつつある[4-3]．このような背景のもとで，本研究ではこれまで述べた3次元多層記録方式をカード型メモリに応用することによって，現在のカード型メモリの記録容量を大幅に向上させることを考案し，3次元光メモリカードの提案と，実際の試作を行った．

4－3－2　記録実験・再生実験

試作した3次元光メモリカードをFig. 4-3-1に示す．この3次元光メモリカードは，厚さ1mmのプラスチックカードに，1cm×1cm，深さ約800μmの光記録部（フォトポリマー）を設け，この中に3次元的にデータを記録するものである．3次元光メモリでは，透過型でデータの再生を行うため，光記録部は上下がガラスでシールされており，透明になっている．つぎに，この3次元光メモリカード媒体の作製過程をFig. 4-3-2に示す．厚さ1mmのアクリル板に1cm×1cmの穴を開け，厚さ200μmのカバーガラスで片側をシールする．そしてこの中に，フォトポリマーを流し込む（Fig. 4-3-2(a)）．次に白色光で一様露光を行い，フォトポリマーの流動性を低下させる（Fig. 4-3-2(b)）．そしてその後，上から200μmのカバーガラスでシールする（Fig. 4-3-2(c)）．

3次元光メモリカードの記録部に50×50ドットのデータを30層記録した．記録したデータの記録密度は，面内方向2μm，データ層間隔10μmである．記録光学系はFig. 4-1-1と同じもので，対物レンズには，N.A.=1.0の油浸対物レンズを使用した．また再生光学系には，位相差顕微光学系（対物レンズN.A.=1.0，油浸）を使用した．

記録したデータの再生結果をFig. 4-3-3(a)～(f)に示す．Fig. 4-3-3(a)～(f)はそれぞれ，第1，7，15，19，24，29層目のデータの再生結果である．Fig. 4-3-3から，それぞれのデータ層を分離して再生出来ていることがわかる．



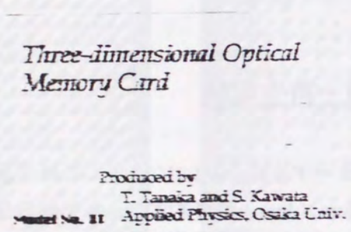


Fig. 4-3-1 Three-dimensional Optical Memory Card. The card is as large as the standard credit card. Three-dimensional optical recording is made over an area 10 x 10mm with 800μm thickness.

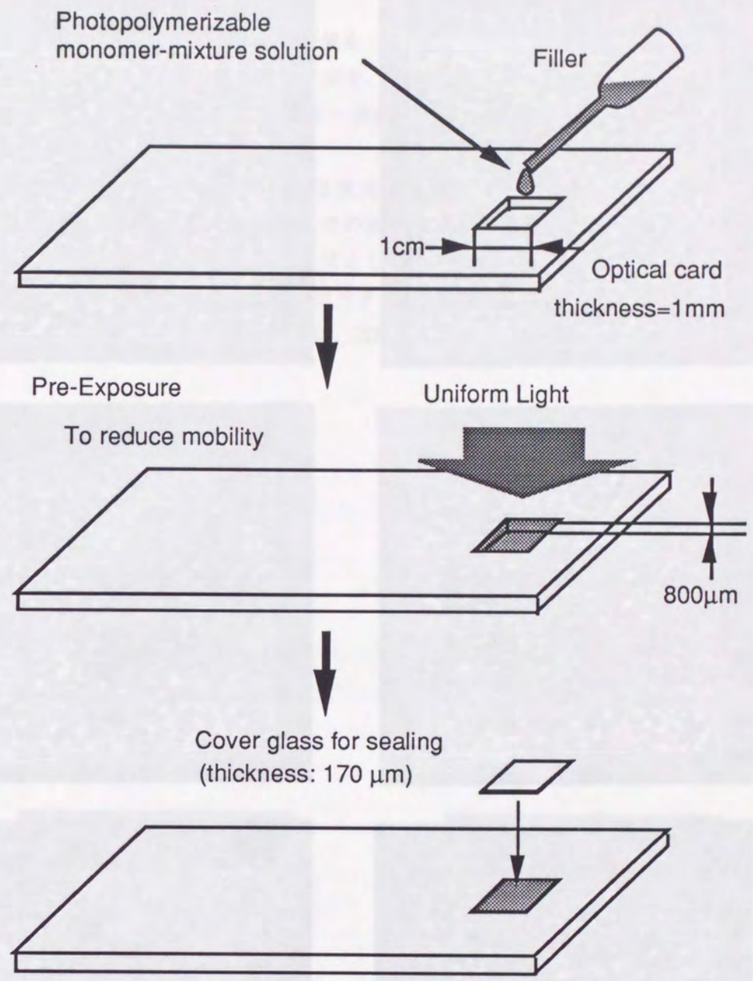


Fig. 4-3-2 Preparation process of 3D-optical memory card. The hole is made on the plastic card was filled with photopolymerizable monomer-mixture solution (photopolymer). Photopolymer was then pre-exposed with uniform light to reduce mobility of the photopolymer and then covered with cover glass of thickness 170μm to protect the medium as well as to allow reading using a biological objective.

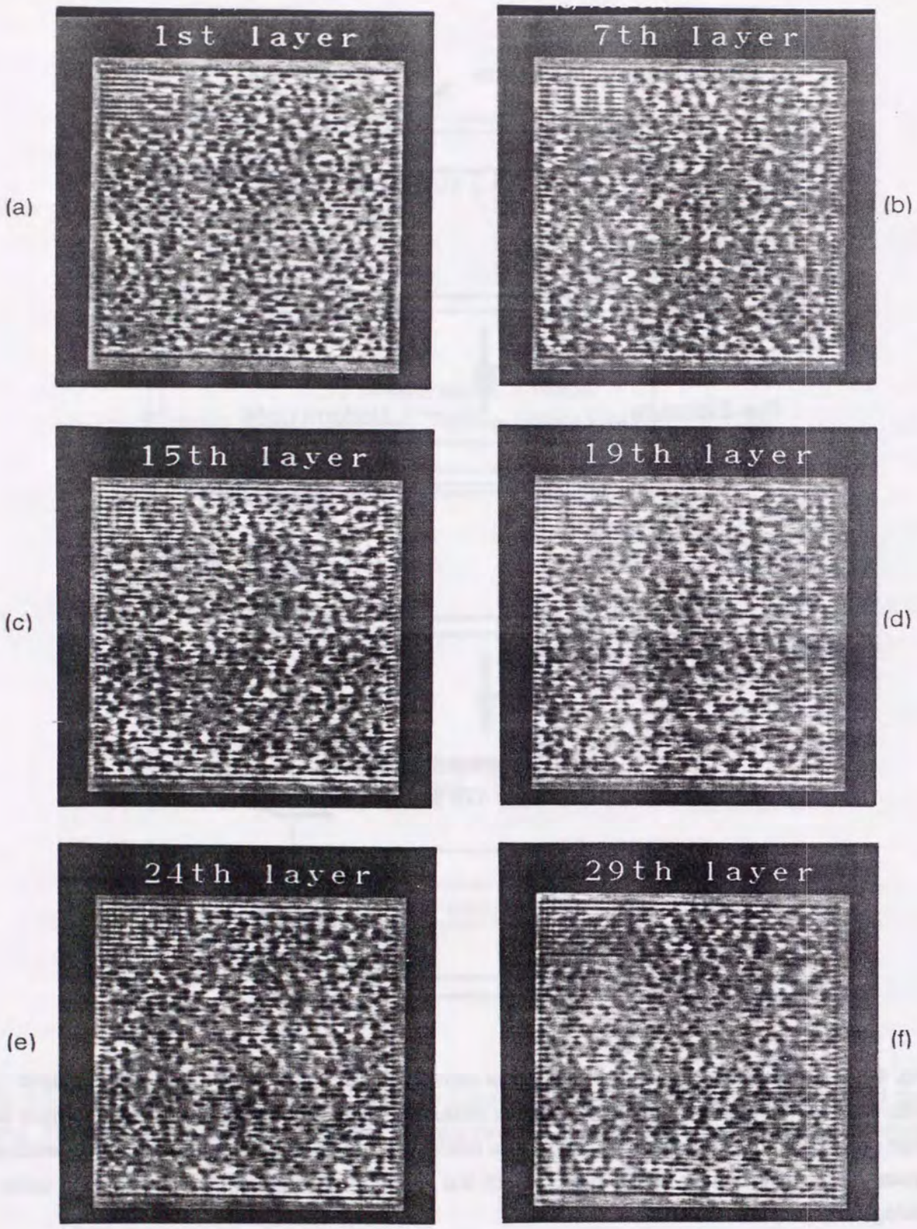


Fig. 4-3-3 Data read outs of recorded data in the 3D optical memory card using conventional phase-contrast microscope: (a) 1st, (b) 7th, (c) 15th, (d) 19th, (e) 24th, and (f) 29th layer. Bit density on a recorded plane is 2.5×10^5 bits/mm^2 and the axial separation of two successive planes is 10 μm.

また，第１層目と，第２９層目の再生結果をコンピュータで２値化処理し，バイナリーデータにコード化した．この結果をFig. 4-3-4に示す．この結果，それぞれのデータ層でのビットエラー率は，2.08%と5.4%であった．このエラー率は，エラー訂正符号などのデータの符号化を全く行っていない状態での値である．

本研究で試作した光メモリの面内方向の２次元記録密度は，25MBit/cm^{2}で，ほぼ現在の光メモリのものと同じ値である．また，現時点での実効的な記録密度は，３０層の多層記録に成功したことから，面内方向の記録密度の３０倍として，750MBit/cm^{2}と算出できる．また記録されたビット間隔から算出される３次元的なデータの記録密度は，250GBit/cm^{3}である．従って，本研究で試作した３次元光メモリカードには，20GBitの情報を記録することが可能である．

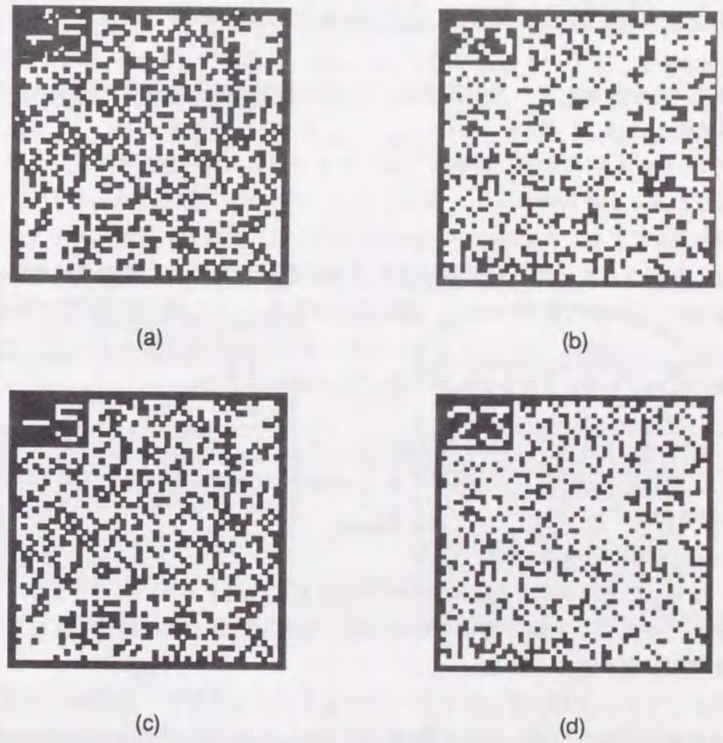


Fig. 4-3-4 Accuracy of recorded data in the 3D optical memory card. Reconstructed logic signals (a) and (b) corresponding to the 1st and 29th recorded layer. The corresponding original computer bit patterns are shown in (c) and (d), respectively. The error rates for the 1st and 29th layer are 2.08% and 5.4%, respectively.

4－4　収差の解析・実験

4－2－1で述べたように，3次元光メモリ光学系において，記録媒質中にレーザー光を集光したり，媒体内部の屈折率変化を再生しようとすると収差が発生する．そして，データを再生した場合に，像に各データ層間でクロストークが発生したり，再生像のコントラストが低下するなどの問題が生じた．この収差は，メモリ媒体であるフォトポリマーの屈折率が平均1.53程度と高いことから，ポリマーとガラス（もしくは空気）の境界面で光波が屈折する際に位相ずれが生じ，その位相ずれのために発生するものである．そこで，本節ではこの収差についての解析を行い，その補正方法の提案を行う．

4－4－1　収差のコンピュータシミュレーション

フォトポリマー中にレーザー光を集光したときに生じる球面収差をコンピュータシミュレーションで求めた．

計算モデルをFig. 4-4-1に示す．対物レンズとメモリ媒体の間の屈折率をn_1，カバーガラスの屈折率，ならびに厚みをそれぞれn_2とc，そしてフォトポリマーの屈折率をn_3とする．また対物レンズの差動距離をwとする．まずFig. 4-4-1(a)に示すように，対物レンズは，カバーガラスの直下で収差が完全に補正されており，収束球面波を平面波展開した時に，集光点においてすべての波面の位相が揃っているとする．次に，記録媒体が対物レンズ側へ距離dだけ移動したとする（Fig. 4-4-1(b)）．この時，カバーガラスとフォトポリマーの境界面において，入射角θ_1で入射する平面波の位相ずれ量Δと波面の入射位置rはそれぞれ，

$$\Delta = \frac{2\pi d}{\lambda}\left\{-\frac{n_1}{\cos\theta_1}+\frac{n_3}{\cos\theta_3}\right\} = \frac{2\pi d}{\lambda}\left\{-\frac{n_1}{\cos\theta_1}+\frac{n_3}{\cos\left(\sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_3}\sin\theta_1\right)\right)}\right\} \qquad (4\text{-}4\text{-}1)$$

$$r = d\tan\theta_1 \qquad (4\text{-}4\text{-}2)$$

と導ける．従って，式(4-4-1)と式(4-4-2)を用いて試料に入射するすべての平面波についてその位相ずれを求め，それらを振幅で足し合わせた後，強度を計算すれば媒体中に生成される収差スポットの光強度分布が求められる．

以上のアルゴリズムを用いて，レーザービームをフォトポリマー媒体中に集光した場合の収差スポットの強度分布を計算した．対物レンズは，N.A.=0.75，作動距離340μmの乾燥系対物を仮定した．媒体3にはフォトポリマーを仮定し，その屈折率を1.53とした．媒体2（カバーガラス）の屈折率は1.515とし，その厚みは170μmとした．また光源の波長は488nmとした．この条件のもとで，対物レンズの直下d=0にビームを集光した状態から，d=15, 30, 45, 60, 75μm奥に集光した場合について計算を行った．計算結果をFig. 4-4-2，Fig. 4-4-3に示す．Fig. 4-4-2は，それぞれの条件下における収差スポットの光軸方向の強度分布をプロットしたものであり，Fig. 4-4-3は，カバーガラス直下にスポットを生成した場合と，75μm奥に集光した場合の面内方向の光強度分布をそれぞれの中心強度で規格化してプロットしたものである．試料の奥深くにビームを集光するにつれ，集光スポットが光軸方向に広がっており，集光スポットの最大強度位置も，

媒体の移動量dと同じ位置ではなく，さらに媒体の奥へ大きくずれていることがわかる．またスポットの最大強度も媒体の奥深くになるにつれて小さくなっている．無収差の時(a)の光強度を100%とすると，(b)～(f)ではそれぞれ，87.7%，59.8%，55.6%，47.2%，42.8%である．ところが，Fig. 4-4-3の(a)と(b)を比較すると，中心スポットの大きさはほとんど変化していない．以上より，媒体の屈折率が異なることによって生じる球面収差は，主に光軸方向にデフォーカスし，面内の分解能にはあまり影響しないことがわかった．

次に，油浸対物レンズを用いることによる収差補正方法の有効性を，同じ数値計算によって解析した．フォトポリマーならびにカバーガラスの屈折率は，先の計算条件と同じ1.53と1.515にした．対物レンズをN.A.=1.0の油浸対物とし，対物レンズとフォトポリマーの間の媒体の屈折率をマッチングオイルの屈折率n_1=1.515とした．そして，先ほどと同じように，対物レンズの直下d=0から，d=15, 30, 45, 60, 75μm奥にレーザーを集光した場合について計算を行った．計算結果をFig. 4-4-4に示す．

Fig. 4-4-4から，油浸対物レンズを用いると，75μm奥にレーザー光を集光した場合でも，スポットは光軸方向にデフォーカスしておらず，ほとんど収差が生じていないことがわかる．またスポットの最大強度位置も媒体の移動量dと一致している．従って，媒体間の屈折率差が0.01～0.02程度になるとほとんどその影響がなくなり，収差が発生しないことが確認できた．

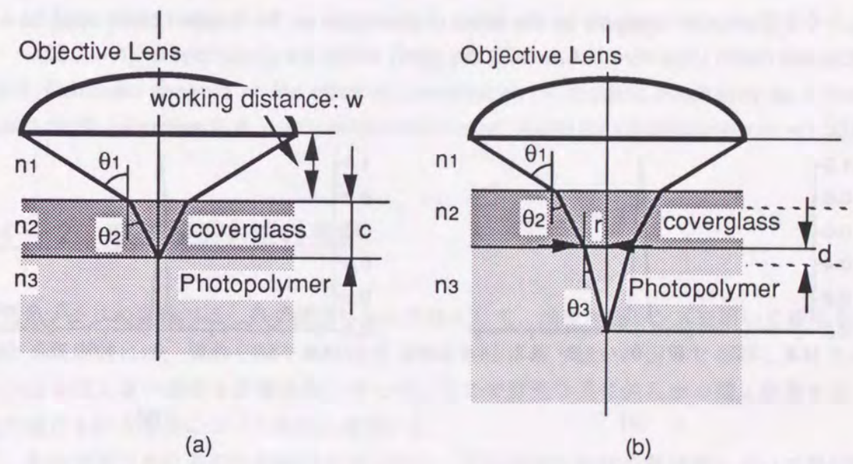


Fig. 4-4-1 Model used to calculate the intensity distribution of the focused spot. (a) Aberration is corrected under the cover glass, and (b) Spherical aberration occurs when beam is focused inside the photopolymer.

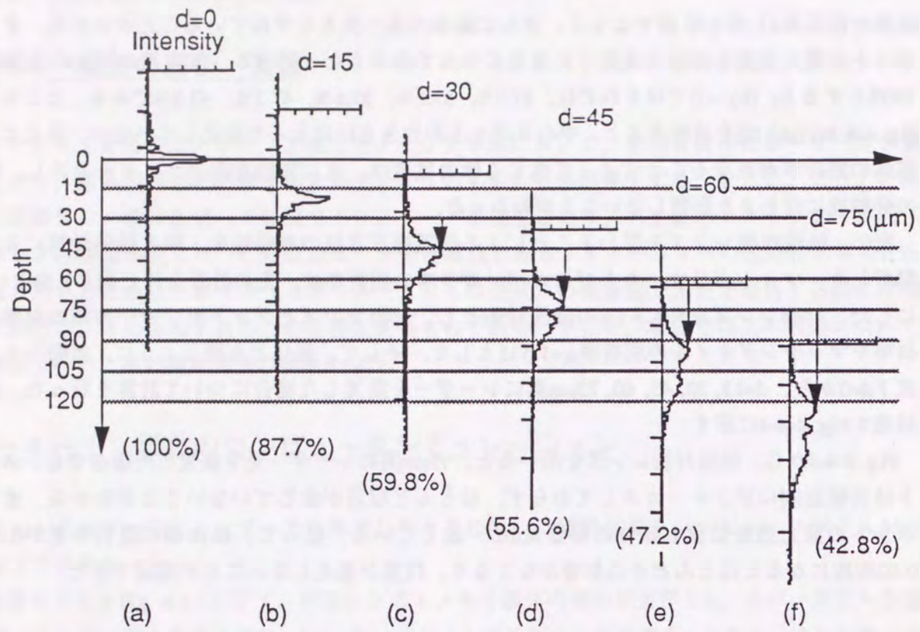


Fig. 4-4-2 Computer analysis on the effect of aberration on the focused beam spot as a function of focused depth (objective N.A. = 0.75, dry type) within the photopolymer (n = 1.53).

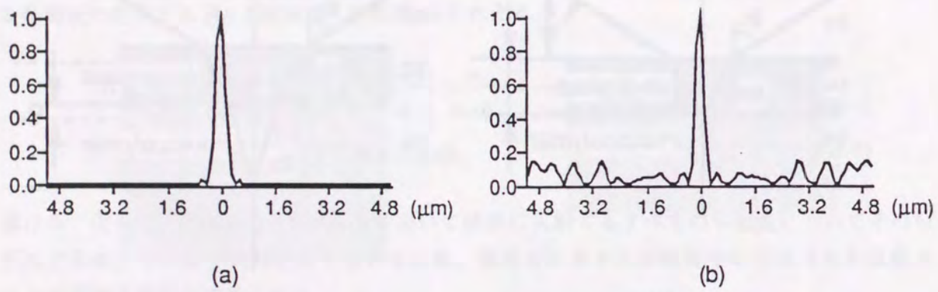


Fig. 4-4-3 Intensity distribution of focused beam spot along the lateral direction: (a) at axial position d = 0, the spot is aberration-free, (b) at d = 75 μm, only the central spot still remains free from aberration.

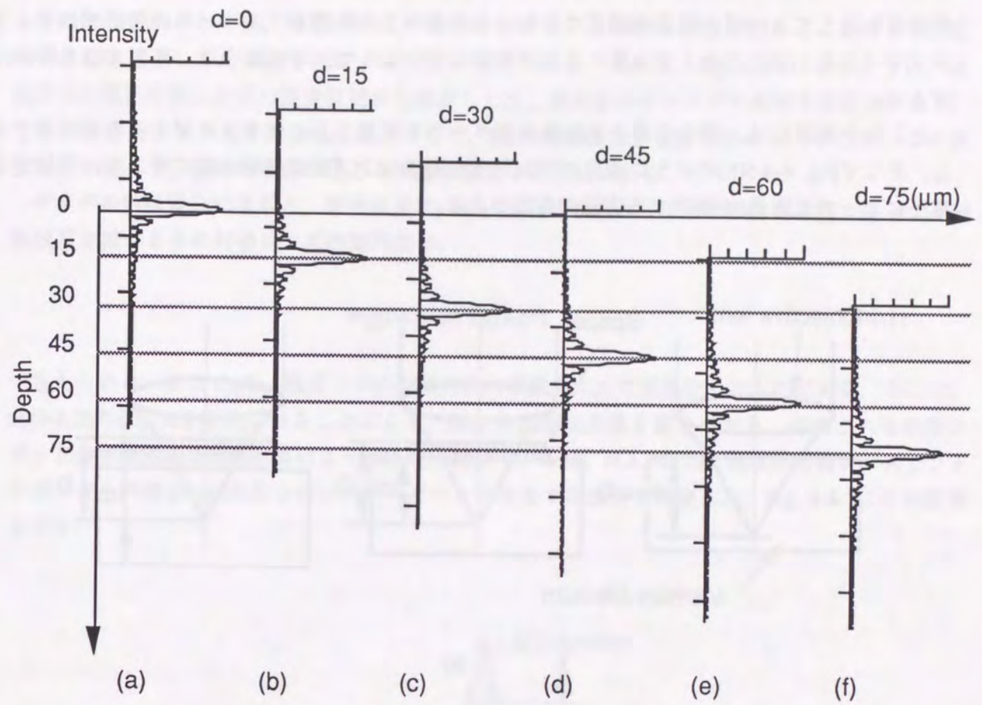


Fig. 4-4-4 Computer analysis on the effect of aberration on the focused beam spot as a function of focused depth (objective N.A. = 1.0, oil-immersion type) within the photopolymer (n = 1.53).

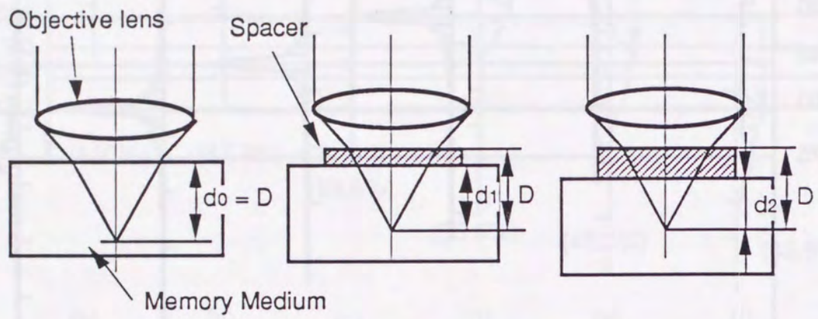
4－4－2　収差補正方法の検討

3次元光メモリの実験では，その収差の補正方法として，油浸対物レンズを用いて補正を行った．しかし現実的には，媒体を油や水に浸すような手法は取り扱いが困難であるし，またそういった手法が使えない場合も多数ある．そこで，ここでは光学系に何らかの補正機構を導入して収差の補正を行う手法について検討し考察する．

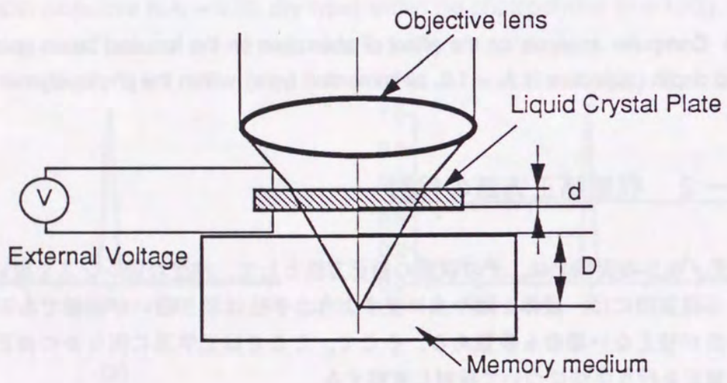
まず，本節で述べた収差の発生原因を考えると，この収差は媒体の境界面において屈折率が異なるために位相ずれが生じて発生するものである．そして，この収差の補正が困難なのは，レーザービームを集光する深さに応じてその位相ずれ量が異なるためである．逆に言えば，レーザーを集光する深さをある位置に限定すれば，補正も可能である．そこで，最初に考案した収差補正方法は，媒体中でビームを集光する位置を変えたとしても，見かけ上の深さを変化させないという方法である．具体的には，Fig. 4-4-5(a)に示すように，対物レンズと記録媒体の間に媒体と同じ屈折率のスペーサを挿入し，記録媒体の移動と共に，スペーサーの厚みを変える．こうすれば，記録媒体中に集光されたビームスポットの位置がd_0, d_1, d_2のように変化しても，その変化分をスペーサによって補うので，深さDは変わらない．従って最初に設定した厚みDで収

差補正を施しておけば，収差は補正できる．4－4－1の結果よりスペーサの屈折率はフォトポリマーと全く同じでなくても良いことがわかっているので，この場合は，ガラス板を用いればよい．

ところが実際には，厚みの異なる多数のスペーサを用意し，それを入れ替えるのは困難である．そこでFig. 4-4-5(b)のように液晶のプレートを対物レンズ記録媒体の間に挿入し，印加する電圧によって光路長dを制御する方法が有効である．



(a)



(b)

Fig. 4-4-5 Techniques to compensate for the effects of aberration: (a) Insertion of spacer to maintain the total depth of focused spot even planes located at different axial positions in the medium, (b) maintaining the total depth for different focused planes by changing the refractive index of the liquid crystal plate.

その他の手法としては，対物レンズの瞳面において，逆の波面収差を加えることにより，位相ずれ量を補正して，収差を補正する方法が考えられる．これは，Fig. 4-4-6に示すように，点光源の位置を対物レンズの焦点位置から動かしたり，組み合わせレンズの間隔を変化させたり，もしくは適当なレンズを間に挿入したりして，故意に球面収差を発生させる．そして，この波面収差を使って，媒体の境界で生じる収差を補正する方法である．

ザイデルの収差論によると，球面収差はρ^4オーダーの収差として表せる[4-4, 4-5]．従って，球面収差を持つときの対物レンズの瞳関数は，

$$P(\rho) = \exp(2\pi j A \rho^4) \qquad (4\text{-}4\text{-}1)$$

で与えられる．ここでρは，瞳面上での動径方向の距離をN.A.で規格化したものである．そこで，式(4-4-1)の係数Aを変化させることにより，加える波面収差量を変えながら，生成される収差スポットの強度分布を数値計算により求めた．計算モデルは，N.A.=0.75の乾燥系対物レンズでフォトポリマー内部100μmの深さにレーザービームを集光する場合を仮定した．Fig. 4-4-7にその結果を示す．

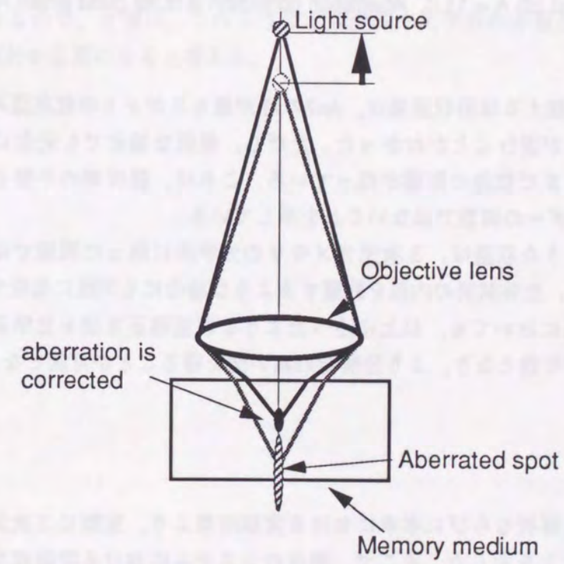


Fig. 4-4-6 Another method of compensating for the effect of aberration. The light source is moved axially resulting in the generation of spherical aberrated wavefronts that compensate for the aberration arising from refractive index mismatched at the interface between the recording and the surrounding media.

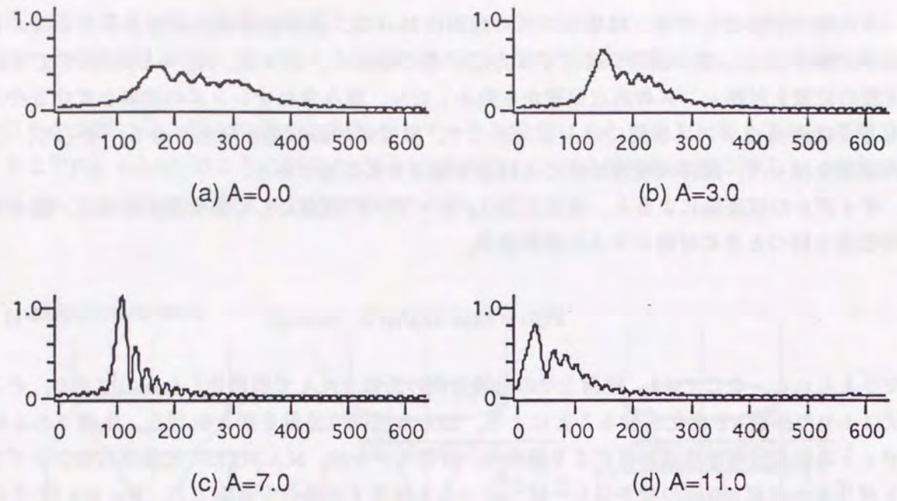


Fig. 4-4-7 Computer analysis showing partial correction of aberration when using the method shown in Fig. 4-4-6: (a) Seidel aberration constant A = 0.0 (no compensation present), (b) A = 3.0, (c) A = 7.0, and (d) A = 11.0. Aberration correction is quite good when A = 7.0.

計算結果より，加える球面収差量は，A=7の時が最もスポットの収差歪みが少なく，収差量が多くてもスポットが歪むことがわかった．ただし，最適な場合でも完全に収差が補正されているわけではなく，まだ収差の影響が残っている．これは，屈折率の不整合による収差が，球面収差と同じρ^4オーダーの関数ではないことを示している．

本節で述べたような収差は，3次元光メモリの光学系に限った問題ではなく，例えば，共焦点光学系を用いて，生体試料の内部を観察するような場合にも同様に発生するものである．従って，共焦点光学系においても，以上に述べたような収差補正方法を光学系に組み込めば，収差を補正することが可能となり，より分解能の高い像を得ることが可能となる．

4－5　考察

第3章における解析ならびに本章における実験結果より，実際に3次元多層記録型の光メモリが実現できることを示した．そこで，現在のシステムにおける問題点ならびに将来性について考察する．

現在生じている問題点は，まず4－4で述べた収差の問題である．先に解析したように，この収差は，スポットを主に光軸方向にデフォーカスさせる．この収差が発生すると，上下のデータ層からのクロストークが大きくなり，光軸方向の記録密度の低下や，ビット検出エラーの原因となる．従って，4－4－2で述べたような収差補正方法を実際に光学系に組み込む必要があると考える．

次に挙げられるのが，トラッキングの問題である．3次元光メモリにおいてもコンパクトディ

スクのように，レーザービームスポットを常にビットデータにフォーカシングするためのトラッキング手法が必要である．特に3次元光メモリでは，3次元空間内にデータが記録されているため，奥行き方向についてもトラッキングサーボ系を持たなければならない．従って，このような3次元空間内でビットデータを追跡できるようなトラッキング手法の開発が必要になる．それには，第2章5節で述べたコヒーレント光学系の点像分布関数が光軸方向のデフォーカスに対して，明暗反転した光強度分布を与えるという特性などを活用するのが適当ではないかと考える．

また，本研究で用いたフォトポリマー材料は，記録した屈折率変化を可逆的に元の状態に戻すことができないので，この記録媒体では，Read Only型もしくは，Write-Once型の形態しか実現することが出来ない．従って，将来的には，状態を可逆的に変化させられるような媒質を用いたRewritableな光メモリを実現する必要があると考える．これについては既に，$LiNbO_3$や$BaTiO_3$などの光強度に応じて屈折率変化を生じるフォトリフラクティブ結晶や，光照射により可逆的に色が変化するフォトクロミックポリマー，$B_{12}SiO_{20}$結晶で起こるフォトクロミック現象を用いることを検討し，基礎的な実験を行った．しかしながらこれらの媒体では，現時点では読み出し時に記録したデータが破壊されるなど問題が多く，数十層の3次元記録は実現できていない．このような問題は，媒体の非線形性や，2光子吸収過程などの非線形現象を利用することにより解決できるので，今後は，このような記録媒体や光学系の非線形性をうまく利用した解析とシステム設計が必要になると考える．

第５章　３次元多層記録光メモリと３次元ホログラフィクメモリの比較

５－１　研究の背景

第３，４章では，多層記録型３次元光メモリについて述べた．３次元記録媒体中にビットデータを多層に記録する光メモリは，本研究以外にも，RubinらIBM Almadenグループが近年，コンパクトディスクの基板を２～６層張り合わせた多層記録型メモリ[5-1]を，またParthenopoulos, RentzepisらのCalifornia大学Irvine校とStricklerとWebbらCornell大学のグループがそれぞれ独立に，２光子吸収過程を利用した３次元光をメモリ提案している[5-2, 5-3, 5-4]．一方，３次元的にデータを記録する光メモリには，ボリュームホログラムの多重記録性を利用して一つの記録媒体に多数のホログラムを記録する３次元ホログラフィックメモリが古くから提案されており，現在でも研究が続けられている[5-5, 5-6, 5-7, 5-8, 5-9]．そこで，本章では，これら二つの形式の３次元光メモリについて，各々の記録密度や，記録したデータの信号特性解析し，両者を比較する．

５－２　光学系の比較

Fig. 5-2-1に，本研究で提案した３次元ビット記録型光メモリの，記録光学系と再生光学系モデルを，併せて示す．記録媒体には，光強度に応じて屈折率が局所的に変化する物質，例えば，ボリュームホログラムの作製に使用されるフォトポリマーや，フォトリフラクティブ結晶などを使用する．そして，レンズL_2を用いてこの記録媒体中にレーザー光を集光すると，その集光点で，屈折率変化が記録される．データの３次元的な記録は，シャッタSによってレーザー光を強度変調しながら，記録媒体の３次元走査することにより，３次元空間内に１ビットずつ記録する．

記録されたデータは，透過型のレーザー走査顕微光学系によって再生される．屈折率ビットを読み出すために，再生光学系では，位相差コントラスト法を使用する．すなわち，フォーカスレンズには，位相板Ｐが入った位相差対物レンズを使用し，検出系には，輪帯瞳を設ける．これは，通常の顕微鏡システムの位相差法に対応しており，この光学系が走査系であるために，照明系と検出系が入れ替わっている[5-10].

３次元ホログラフィックメモリの光学系を，Fig. 5-2-2に示す．この図においても，記録光学系と再生光学系モデルを併せて示している．この光学系は，Fig. 5-2-1の光学系とほぼ同様の光学系であるが，データマスク（Spatial Light Modulator (SLM)が使用されることが多い）の位置が記録媒体に対してフーリエ変換の位置に配置されている点と，信号光以外に参照光を必要とする点がビット型メモリの光学系（Fig. 5-2-1）と異なっている．

データマスク(SLM)上のビットパターンは，レンズL_2によってフーリエ変換され，信号光B_sが生成される．信号光B_sは，各ビットに対応した平面波で構成されており，それぞれの平面波は，記録媒体内で参照光B_rと干渉する．そして，SLM上のデータは，記録媒体内部に干渉縞（ホログラム）として記録される．ホログラムを多重に記録するには，記録媒体に入射角の異なる参照

光を順次入射させながら，異なる信号光パターンを記録することにより行う．つまり，SLMとフーリエ変換レンズL_2を用いて，信号光$B_{s1}, B_{s2},\ldots, B_{sN}$を生成しながら，その信号光に対応させて，異なる入射角$\theta_{r1}, \theta_{r2},\ldots, \theta_{rN}$をもつ参照光$B_{r1}, B_{r2},\ldots, B_{rN}$を回転ミラー等を用いて生成する．そして，互いに対応する信号光B_{si}と参照光B_{ri}とを用いて順次ホログラムを記録する．従って，３次元ホログラフィクメモリでは，データの３次元記録にx-y-θの３次元空間を使用することになる．一方，多層記録型３次元メモリは，x-y-z空間を使用する．

記録されたホログラムからのビットデータの読み出しは，参照光$B_{r1}, B_{r2},\ldots, B_{rN}$をホログラム記録媒体に照射することによって行われる．それぞれの参照光によって再生された記録情報$B_{s1}, B_{s2},\ldots, B_{sN}$は，フーリエ変換レンズ$L_3$によって，ビットデータ列に変換されアレイ検出器上に結像される．

この光学系では，参照光を，信号記録用レンズL_2の外側で角度θを変えることによってスキャンするので，このためには，媒体とレンズL_2との間に間隔が必要となる．この間隔を確保するために，レンズL_2には，通常焦点距離が長いレンズを使用しなければならない．ところが実際には，焦点距離の長いレンズを使用しても参照光の入射角θ_rの走査範囲はレンズL_2の大きさによって物理的に制限を受ける．この問題の解決法として，Hesselinkらは立方体の記録媒体を使用し，信号光と参照光とを互いに90度方向から入射させる方法を提案しているが，本質的な解決法とはなっていない[5-11]．また，焦点距離の長いレンズが必要なことに加え，ホログラフィックメモリでは，１枚のホログラムに大容量のデータを並列に記録するため，レンズL_2，L_3は広視野をカバーしなければならない．従って，レンズL_2，L_3は焦点距離が長く，かつ開口径が大きいことが必要である．以上のような理由により，現実としてホログラフィックメモリに使用可能なレンズは，一般にＦナンバーの大きなレンズになる．一方，ビット型メモリ光学系のレンズには，焦点距離ならびに開口径に対するこのような制約がないため，顕微鏡の対物レンズのような，Ｆナンバーの小さな（開口数が大きく解像力の高い）レンズを使用することができる．

ホログラフィックメモリ光学系のホログラムの多重記録には，角度θ（Fig. 5-2-3(a)）に加え，動径角φ（Fig. 5-2-3(b)）も使用することが可能である[5-12]．さらに，原理的には，角度θならびにφの両方を使用する方法も考えられる（Fig. 5-2-3(c)）．しかし，(c)のようにθとφの両方向を走査するのは，実際の光学系において困難であり，また実際に，この方法を用いたホログラフィックメモリは著者が知る限り報告はない．そこで，本章では主に(a)の角度θ方向に多重記録を行うホログラフィックメモリと，(b)の動径角φ方向に多重記録を行うタイプについて議論する．

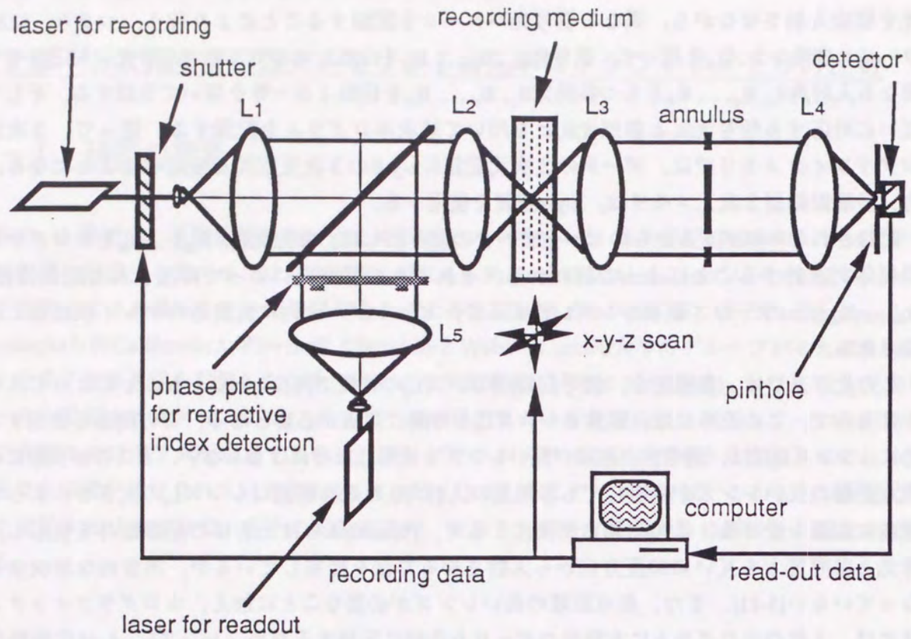


Fig. 5-2-1 Optical system for 3D multilayered bit-memory recording and reading.: In the recording process, the laser beam is modulated using shutter and is focused in a fixed point of the recording medium by lens L_2. A series of bit data is recorded bit-by-bit in the medium using a motorized 3D translation stage. Recorded bit information is read by using a transmission-type laser scanning confocal microscope. The phase contrast method is employed for reading bits recorded as refractive index distibutions.

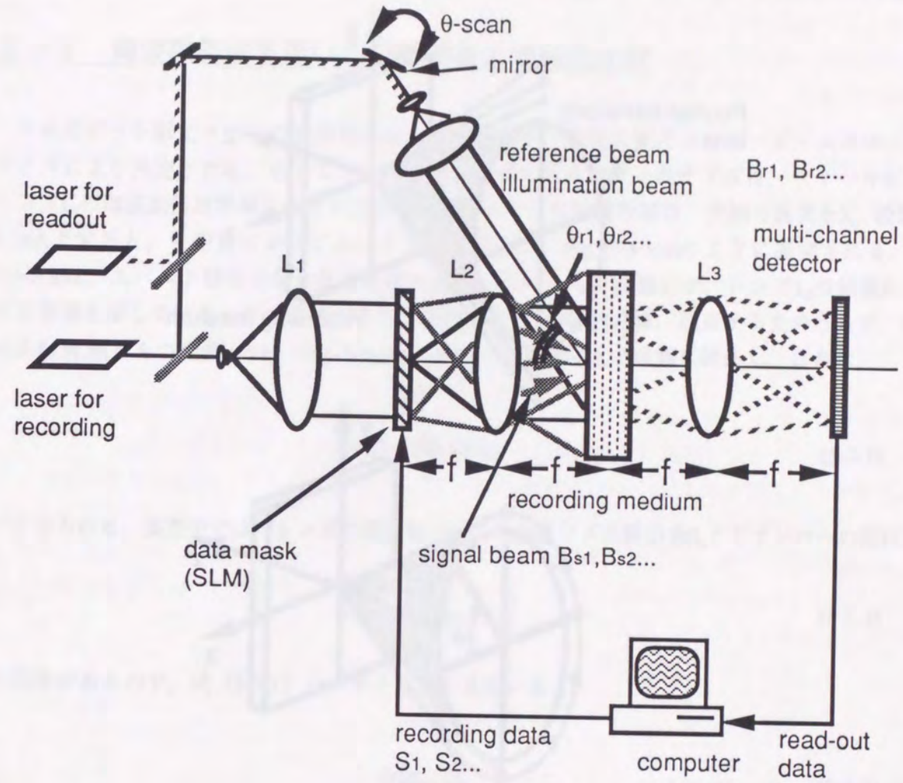


Fig. 5-2-2 Schematic optical setup of 3D holographic memory recording and reading.: In hologrpahic recording, signal beam B_s, that is the Fourier-transform image of the data mask, interferes with the reference beam B, and recorded as interference fringes. To record a multiple number of holograms, the medium is illuminated sequentially by the multiple numberes of reference beams at distinct incident angles using a rotating mirror. In reading the recorded holograms, recorded signals B_s are reconstructed by illuminating the medium with the appropriate reference beams B_r. The diffracted beams B_s are inverse Fourier-transformed by lens L_3 and detected by the array detector.

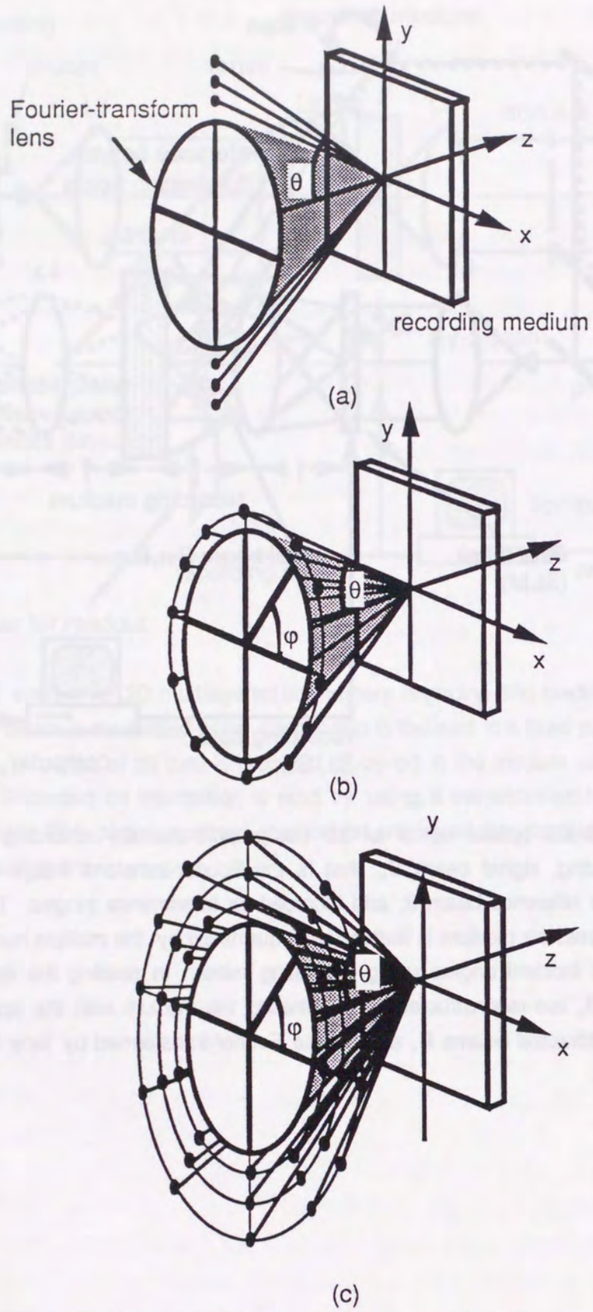


Fig. 5-2-3 Recording possibilities in multiplexed holography at different values of : (a) angle θ, (b) angle φ, (c) both angle θ and φ.

5－3　周波数帯域を用いた記録密度の理論的比較

3次元ビット形光メモリの記録密度は，記録媒体中へ集光されたレーザービームスポットのサイズにより決定される．そして，このレーザービームスポットのサイズは，フォーカシングレンズL_2の周波数伝達帯域によって決定される．レンズの伝達帯域は，光源の波長をλ，波数を$k = 2\pi/\lambda$とすると，k空間においてエバルト球を用いて，Fig. 5-3-1(a)のように表現される．Fig. 5-3-1(a)は，エバルト球の光軸を含む断面であり，このうち斜線部分が，レンズL_2の結像に寄与する帯域を示している．この帯域のうち，面内方向の帯域幅W_L^Bは，収束する光のうちで，最大の入射角$2\theta_0$をもつ光波k_1とk_2（Fig. 5-3-1(b)）がつくる干渉縞Kの波数に対応し，これは，

$$W_L^B = \frac{4\pi}{\lambda}\sin\theta_0 \tag{5-3-1}$$

で与えられる．真空中では，レンズの開口数（N.A.）とレンズの開口角θ_0とFナンバーの間には，

$$\mathrm{N.A.} = \sin\theta_0 = \frac{1}{2F} \tag{5-3-2}$$

の関係があるので，式（5-3-1）は，Fナンバーを用いると，

$$W_L^B = \frac{2\pi}{\lambda F} \tag{5-3-3}$$

と表せる．

一方，光軸方向の伝達帯域幅W_Z^Bは，Fig. 5-3-1(b)で示される収束光のうちで，媒体に垂直に入射する光波k_0と，入射角θ_0で入射する光波k_1がつくる干渉縞K'の光軸方向の波数に対応する．従って，W_Z^Bは，

$$W_z^B = \frac{2\pi}{\lambda}\left(1 - \cos\theta_0\right) \tag{5-3-4}$$

で与えられる．式(5-3-2)を用いて，W_Z^BをFナンバーで表すと，

$$W_z^B = \frac{2\pi}{\lambda}\left(1 - \frac{\sqrt{4F^2-1}}{2F}\right) \tag{5-3-5}$$

となる．

式(5-3-3)，(5-3-5)より，ビット型メモリの伝達帯域幅は，Fナンバーの小さな対物レンズを用いるほど（開口数の大きなレンズを用いるほど），面内方向並びに光軸方向ともに広がることがわかる．すなわち，記録密度が向上する．このことは，Fナンバーの小さなレンズほど，ス

ポットが面内，光軸両方向共に小さいことからも明らかである．

同様の方法で，ホログラフィックメモリ光学系についても，周波数伝達帯域を求めることができる．Fig. 5-3-2(a)は，ホログラフィックメモリの伝達帯域を示している．Fig. 5-3-2(a)もエバルト球の光軸を含む断面であり，斜線部分がフーリエ変換レンズL_2の帯域である．一枚のホログラムが占める，光軸に垂直な面内方向の帯域W_L^Hは，ビット型メモリの帯域と同様に，レンズL_2の面内方向の帯域と等しい．すなわち，W_L^Hは，

$$W_L^H = W_L^B = \frac{4\pi}{\lambda}\sin\theta_0 = \frac{2\pi}{\lambda F} \qquad (5\text{-}3\text{-}6)$$

で与えられる．従って式(5-3-6)より，ホログラフィックメモリにおいても，レンズのＦナンバーが小さいほど，１枚のホログラムに記録できるデータの記録密度は高くなる．

次にホログラムの多重記録に関する帯域を求める．ホログラムを多重記録するためには，多重記録するホログラムの枚数と同じ数の参照光が必要であり，しかもこれらの参照光は，すべてレンズL_2の瞳の外側から入射させなければならない．従って，参照光がしめる入射角の帯域W_θ^Hは，Fig. 5-3-2(a)に示すように，エバルト球の半空間のうち，信号光がしめる帯域を除いた角度領域W_θ^Hとなる．これは，レンズの開口角θ_0を用いて，

$$W_\theta^H = \frac{\pi}{2} - \theta_0 \qquad (5\text{-}3\text{-}7)$$

で与えられる．式(5-3-2)を用いて，このW_θ^HをレンズのＦナンバーで表すと，

$$W_\theta^H = \frac{\pi}{2} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right) \qquad (5\text{-}3\text{-}8)$$

となる．

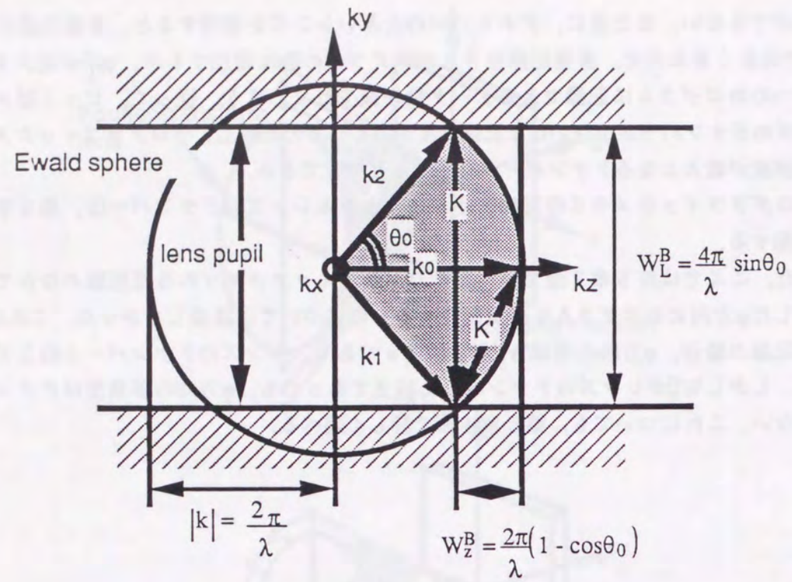
式(5-3-8)は，レンズL_2のＦナンバーが大きいほどW_θ^Hが大きくなる事を示している．従って，レンズL_2のＦナンバーが大きいほど，多重記録できるホログラムの数は増加することがわかる．しかしながら，式(5-3-6)が示すように，レンズL_2のＦナンバーを大きくすると，逆に一枚のホログラム当たりの記録密度は低下する．従って，３次元ホログラフィックメモリでは，ホログラム１枚あたりの記録密度と多重記録できるホログラムの枚数との間に，トレードオフの関係があると結論できる．

これら二つの方式の光学系の伝達帯域と，レンズのＦナンバーの関係をFig. 5-3-3に示す．Fig. 5-3-3(a)に示すようにビット型メモリでは，レンズのＦナンバーが小さくなるにつれて面内，光軸両方向の伝達帯域が広がる．そして，レンズのＦナンバーがＦ＝０．５（ＮＡ＝１．０）となった場合に，面内，光軸両方の帯域は最大値をとり，従って３次元記録密度が最大になる．これに対して，ホログラフィックメモリでは，Fig. 5-3-3(b)に示すように，レンズのＦナンバーが小さくなると，面内の伝達帯域は広がるが，参照光がしめる角度域は減少する．つまり，レンズのＦナンバーが０．５に近づくと，参照光の角度帯域がなくなり，従って，参照光の入射角θを変化させることによるホログラムの多重記録は不可能になる．すなわちこの場合，３次元

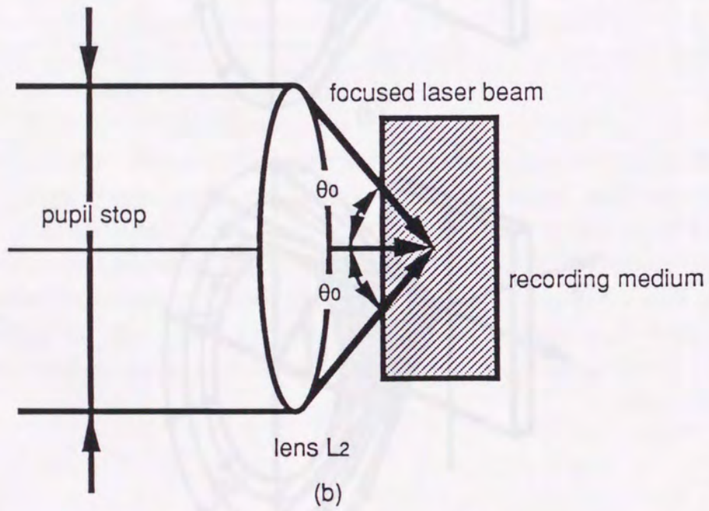
記録ができない．また逆に，Ｆナンバーの大きいレンズを使用すると，多重記録に関する帯域W_θ^Hが大きくなるので，多重記録できるホログラムの数は増加するが，W_L^Hが減少するので，１枚ずつのホログラムに記録できるデータ量が減少してしまう．従って，ビット型メモリでは，レンズのＦナンバーが小さいほど記録密度が高くなるのに対し，ホログラフィックメモリでは，記録密度が最大となるＦナンバーが存在すると推定できる．

ホログラフィックメモリの記録密度が最大となるレンズのＦナンバーは，第５章４節において議論する．

また，ここでは第５章２節で述べたホログラフィックメモリの各種形態のなかで，Fig. 5-2-3で示したφ方向にホログラムを多重記録するものについては議論しなかった．これは，φ方向の多重記録の場合，φ方向の帯域W_φ^Hが常に２πであり，レンズのＦナンバーと独立であるためである．しかしW_φ^HがレンズのＦナンバーと独立であっても，φ方向の多重度はＦナンバーと独立ではない．これについても，第５章４節で詳しく述べる．

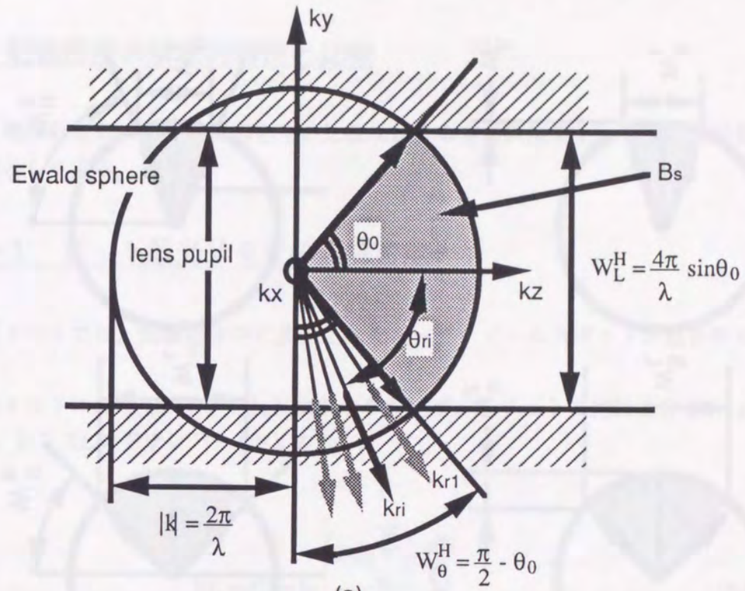


(a)

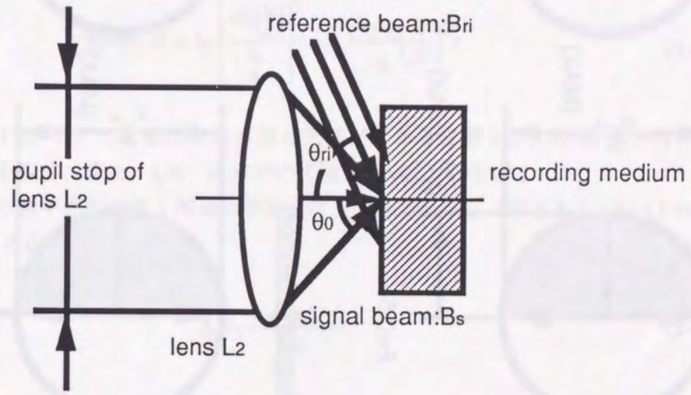


(b)

Fig. 5-3-1 Spatial-frequency bandwidth of bit-memory recording: (a) transmission bandwidth of lens L_2 using the Ewald sphere construction, and (b) orientation of signal beam during recording. θ_0 is the view angle of lens L_2. The transmission bandwidth of L_2 is shown as a highlighted region. W_L^B is the lateral bandwidth and W_Z^B is the longitudinal bandwidth.



(a)



(b)

Fig. 5-3-2 Spatial-frequency bandwidth of holographic memory recording: (a) Ewald sphere representation of transmission bandwidth of lens L_2, and (b) orientation of signal and reference beams during recording. W_L^H is the lateral bandwidth and W_θ^H is the angular bandwidth. The lateral bandwidth W_L^H is the same as that for bit recording W_L^B.

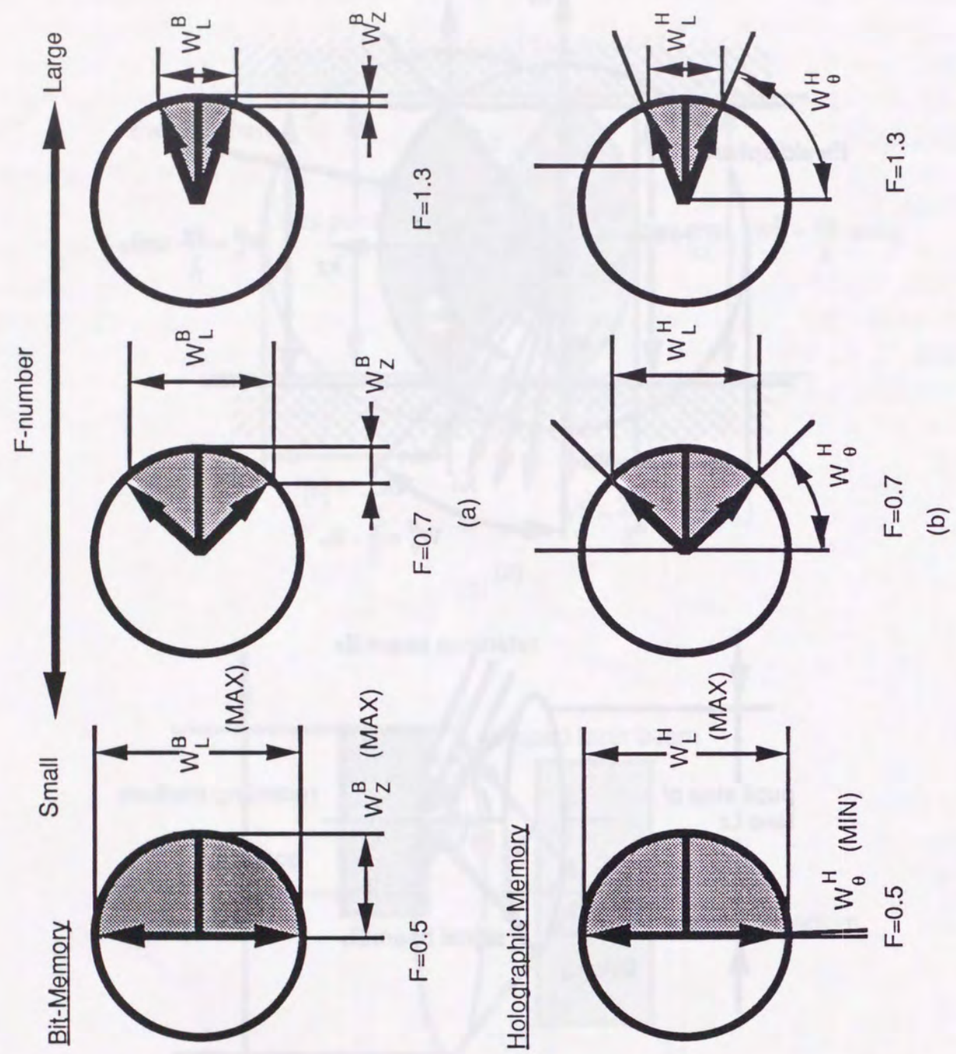


Fig. 5-3-3 Transmission bandwidth as a function of F-number in: (a) bit-memory recording, (b) holographic-memory recording. Both the lateral W_L^B and longitudinal W_Z^B bandwidths of bit-recording memory increase as the F-number decreases. In holographic recording, on the other hand, the lateral bandwidth W_L^H increases as the F-number decreases. The angular bandwidth W_θ^H of the reference beam decreases as the F-number decreases.

5－4　記録密度の解析的導出と比較

前節の，周波数空間における記録密度の比較に対する定性的説明を，具体的な記録密度の計算から数値として求る．

5－4－1　ビット型光メモリの記録密度

ビット型メモリでは，記録媒体中に集光されたレーザービームスポットが屈折率ビットを形成する．

ビット型メモリにおいて，レンズL_2が生成するレーザースポットの光強度分布I(r, z)は，光源の波長をλ，レンズL_2のFナンバーをFとすると，

$$I(r, z=0) = I_0 \left[\frac{2\, J_1\left(\frac{\pi}{\lambda}\frac{1}{F} r\right)}{\frac{\pi}{\lambda}\frac{1}{F} r} \right]^2 \tag{5-4-1}$$

$$I(r=0, z) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{u}{4}\right)}{\frac{u}{4}} \right]^2 \; ; u = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{2F}\right)^2 z \tag{5-4-2}$$

で与えられる[5-13]．ここで，原点を焦点面と光軸が交わる位置とし，rが動径方向の半径，zが光軸方向の距離を表す．また，I_0は，原点での光強度I(r=0, z=0)を示す．

このスポットの焦平面内の第１暗環の半径Δrは，式(5-4-1)＝０（すなわち$J_1(x=3.833)=0$）とするrで与えられ，それは，

$$\Delta r = \frac{3.833\,\lambda\, F}{\pi} \tag{5-4-3}$$

で与えられる．

スポットの広がりをこの半径Δrの円形と定義すると，各々のビットは，面積$\pi\Delta r^2$を占めることになる．従って，面内記録密度D_L^Bは，１ビットがしめる面積（$\pi\Delta r^2$）の逆数で与えられ，

$$D_L^B = \frac{1}{\pi\,\Delta r^2} = \left(\frac{\pi}{3.833\,\lambda\, F}\right)^2 \frac{1}{\pi} = \frac{6.8\times 10^{-2}\,\pi}{\lambda^2 F^2} \tag{5-4-4}$$

となる．

一方，スポットの光軸（ｚ軸）方向の広がりにおいて，原点と第一暗点までの距離をΔzと定義すると，これは，式(5-4-2)＝０（すなわちsin(u/4)=0）より，

$$\Delta z = 8\,\lambda\, F^2 \tag{5-4-5}$$

で与えられる．従って，光軸方向の記録密度D_Z^Bは，

$$D_z^B = \frac{1}{2\,\Delta z} = \frac{1}{16\,\lambda\,F^2} \tag{5-4-6}$$

となる．

3次元記録密度D_{3D}^Bは，面内の記録密度D_L^Bと，光軸方向の記録密度D_Z^Bの積で与えられるので，式(5-4-4)，(5-4-6)を用いて，

$$D_{3D}^B = D_L^B \times D_z^B = \left(\frac{\pi}{3.833\,\lambda\,F}\right)^2 \frac{1}{\pi} \times \frac{1}{16\,\lambda\,F^2} = \frac{4.25\times10^{-3}\,\pi}{\lambda^3\,F^4} \tag{5-4-7}$$

で与えられる．式(5-4-7)から，3次元ビット型光メモリの記録密度は，レンズL_2のFナンバーの4乗に反比例することがわかる．

実際的な例として，光源の波長が780nmの場合の，レンズのFナンバーと3次元記録密度D_{3D}^Bの関係をFig. 5-4-1に示す．Fig. 5-4-1より，Fナンバーの増加とともに記録密度は急激に減少することがわかる．また，例えば，F=0.7(N.A.=0.71)のレンズ（このレンズは，比較的Fナンバーの小さい，顕微鏡対物レンズ等に対応する）を用いた場合の記録密度は，1.17×10^{11}Bit/cm^{3}と算出できる．

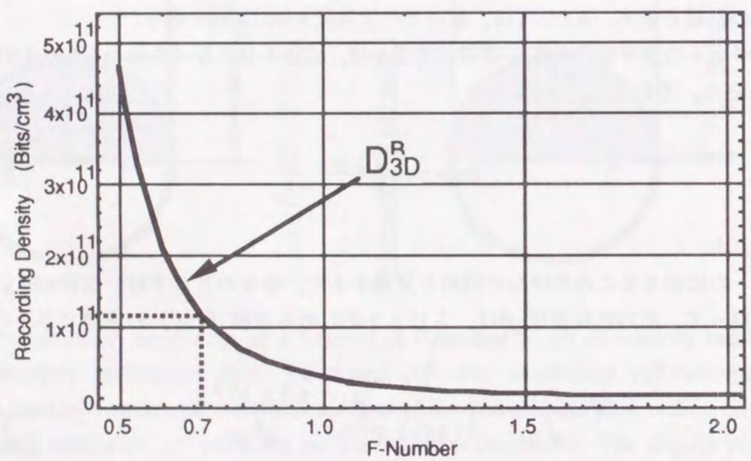


Fig. 5-4-1　Three-dimensional recording density of bit recording as a function of F-number (wavelength = 780 nm).

5－4－2　ホログラフィックメモリの記録密度

3次元ホログラフィックメモリの記録密度は，ビット型メモリの記録密度と同様に求めることができる．ホログラフィックメモリの場合，3次元記録密度は，1枚のホログラム当たりのデータ記録密度と，媒体の単位厚さあたりに多重記録できるホログラムの枚数の積となる．

ホログラフィックメモリでは，データはフーリエ変換されて記録されるが，記録媒体とフーリエ変換レンズの大きさがともに有限であるために，記録データの空間周波数は帯域制限をうける．そのために，再生されるビットデータは，像面においてボケを伴う．ここでは，記録媒体は充分な大きさを持つとして，記録データはフーリエ変換レンズの瞳によってのみ帯域制限されると仮定する．

レンズL_2，L_3の開口径をD，焦点距離をfとする．また，光源の波長をλとすると，それぞれのビットの再生像は，

$$I(r) = I_0 \left[\frac{2J_1\left(\pi\frac{D}{\lambda f}r\right)}{\pi\frac{D}{\lambda f}r}\right]^2 \tag{5-4-8}$$

で与えられる．ここでrはスポットの中心からとった動径距離で，I_0は原点での光強度である．また，レンズのFナンバーは，

$$F = \frac{D}{f} \tag{5-4-9}$$

で定義されるから，式(5-4-8)はFナンバーを用いて，

$$I(r) = I_0 \left[\frac{2J_1\left(\pi\frac{1}{\lambda F}r\right)}{\pi\frac{1}{\lambda F}r}\right]^2 \tag{5-4-10}$$

と表せる．

式(5-4-10)の光強度分布を，ビット型メモリにおける，各ビットの面内方向の光強度分布（式(5-4-1)）と比較すると，両者が全く等しい光強度分布を持っていることがわかる．従って，ビット型メモリと同様に，各々のビットの広がりを光強度分布の第1暗環までの円形と定義すると，ホログラフィックメモリの2次元記録密度D_L^Hは，ビット型光メモリの2次元記録密度と全く等しくなり，

$$D_L^H = D_L^B = \left(\frac{\pi}{3.833\,\lambda\,F}\right)^2 \frac{1}{\pi} = \frac{6.8\times10^{-2}\,\pi}{\lambda^2\,F^2} \tag{5-4-11}$$

と与えられる．

さて次に，このような密度で記録したホログラムを，厚みのある記録媒体に，何枚多重記録できるかを求める．多重記録は，第5章2節で述べたように，参照光の入射角(θ，φ）について，角度θを変えながら行うか，動径角φを変えて行うか，あるいは，その両方を変化させることによって実現できる．

まず，角度θを変えてホログラムを多重記録する場合の多重度を導出する．

ホログラフィックメモリでは，データは干渉縞として媒体に記録される．そして，各ビットは一つの信号光k_{si}の1成分k_{sij}と参照光k_{ri}とによって生成されるそれぞれの干渉縞に対応する．この信号光k_{sij}と参照光k_{ri}とによって生成された干渉縞の波数ベクトルをK_{ij}とすると，これはFig. 5-4-2(a)に示すように，それぞれの波数ベクトルk_{sij}，k_{si}の差ベクトルとして与えられる．このベクトルK_{ij}は，記録媒体の厚みが有限であるとき，エバルト球上の1点ではなく，k_z方向にsinc関数の分布にボケて広がる．そして，このように干渉縞の波数ベクトルが光軸方向に広がりを持つと，再生光学系において，ホログラム記録時に使用した参照光k_{ri}と異なる照明光k'_{ri}で照明しても，位相整合条件が満足され回折光k_{sij}が発生する．すなわち，k_{ri+1}もしくは，k_{ri-1}で媒体を照明しても再生像が生じ，これが他の角度で記録したホログラムと重なり，クロストークとなる．これをFig. 5-4-2(b)に示す．このクロストークを避けるためには，参照光の入射角は，互いに角度間隔を開けて入射させなければならない．そして，この参照光の入射角間距離の最小値が多重記録できるホログラムの最大枚数を決定する．ここで，波数ベクトルの広がりをsinc関数の±第1零点までと定義すると，Kogelnikの"Coupled Wave Theory"[5-14]より，参照光の最小分離角Δθが

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{T \sin\frac{\theta_B}{2}} \tag{5-4-12}$$

と求まる．ここでTは媒体の厚さ，θ_Bはブラッグ回折条件を満足する角である．このΔθを用いると，厚さTの記録媒体に記録できるホログラムの多重枚数N_θ^Hが求まり，これは

$$N_\theta^H = \left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{3\lambda} \times 4\,T \sin\left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right] \tag{5-4-13}$$

で与えられる．（式(5-4-13)の詳しい導出は，Appendix Aを参照）

式(5-4-11)，(5-4-13)より，角度θ方向にホログラムを多重記録するホログラフィックメモリの3次元記録密度$D_{3D(\theta)}^H$は，

$$D_{3D(\theta)}^H = \frac{D_L^H N_\theta^H}{T} = \frac{6.8\times10^{-2}\pi^2}{\lambda^2 F^2 T} \times \left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{3\lambda} \times 4\,T \sin\left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right] \tag{5-4-14}$$

で与えられる．

一方，φについてもθと同様に，クロストークが生じないという条件のもとで，記録枚数を求めると，

$$N_\varphi^H = \frac{\pi}{\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F\sin\theta}\right)} \tag{5-4-15}$$

となる（式(5-4-15)の導出は，Appendix Bに示す）．式(5-4-15)より，この値は，角度θによって異なり，θ＝π/2で最大値をとることがわかる．

式(5-4-11)，(5-4-15)から，φ方向に多重記録した場合の3次元記録密度$D_{3D(\varphi)}^H$は，

$$D_{3D(\varphi)}^H = \frac{D_L^H N_\varphi^H}{T} = \frac{6.8\times10^{-2}\pi^2}{\lambda^2 F^2 T} \frac{1}{\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F\sin\theta}\right)} \tag{5-4-16}$$

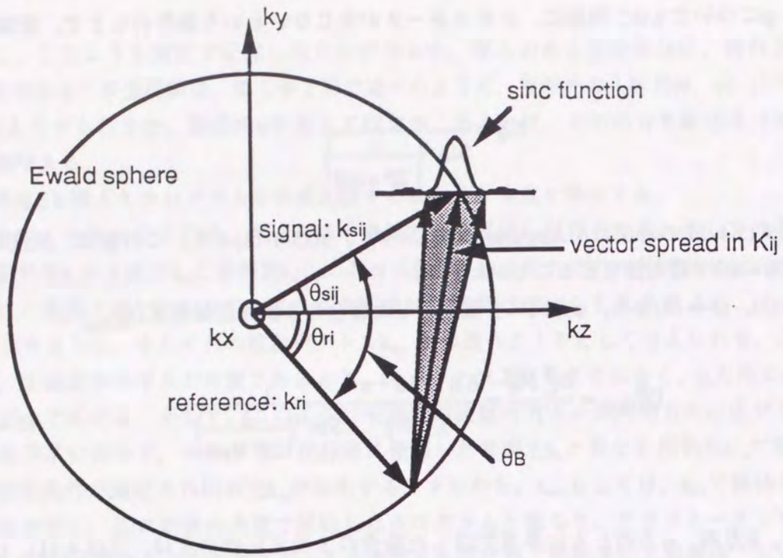
と求まる．

さらに，θ方向，φ方向ともに多重記録した場合の3次元記録密度は，式(5-4-11)，(5-4-13)，(5-4-15)を用いて，

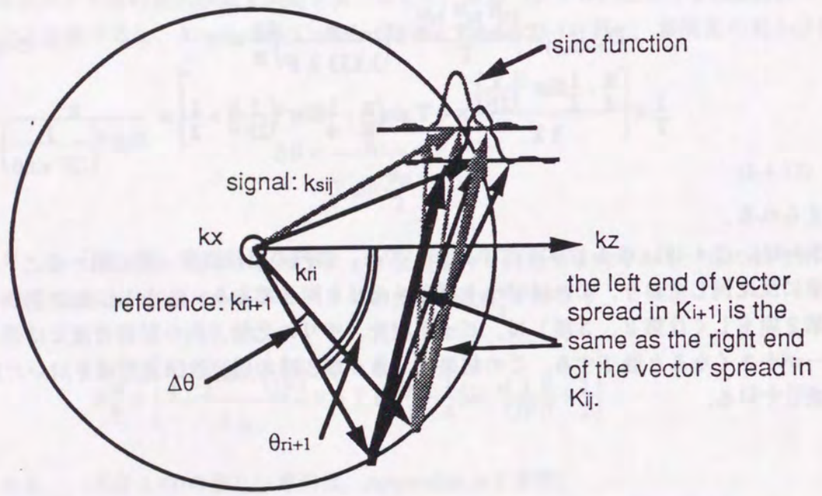
$$D_{3D(\theta,\varphi)}^H = \frac{D_L^H N_\theta^H N_\varphi^H}{T} = \left(\frac{\pi}{3.833\,\lambda F}\right)^2 \frac{1}{\pi} \times \frac{1}{T} \times \left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{3\lambda} \times 4\,T \sin\left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right] \times \frac{\pi}{\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F\sin\theta}\right)} \tag{5-4-17}$$

で与えられる．

式(5-4-14)，(5-4-16)，(5-4-17)のいずれにおいても，面内の記録密度（第1項）は，Fナンバーの2乗に反比例しており，これはビット型光メモリと同じである．しかし，ホログラムの多重度（第2項もしくは第2，3項）は，ビット型光メモリの光軸方向の記録密度とは逆に，Fナンバーが小さくなると低下する．この結果は，第5章3節の周波数伝達帯域を用いた解析結果と一致している．



(a)



(b)

Fig. 5-4-2 The grating vector K_{ij} and the effect of diffraction: (a) the position of K_{ij} along the optical axis is uncertain over the extent of the sinc function, (b) occurrence of unwanted diffraction due to reference beam illumination at a different incident angle θ_{ri+1}.

5－4－3　数値計算結果，ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

実際的な例として，光源の波長780nm，媒体の厚みT=100μmを仮定した場合の，レンズのＦナンバーと記録密度との関係を，Fig. 5-4-3に示す．

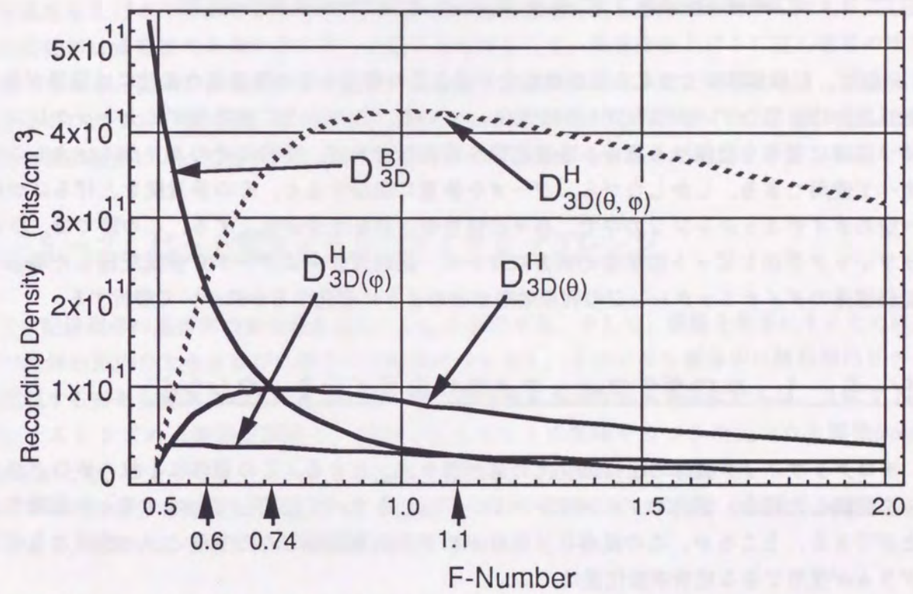


Fig. 5-4-3 Attainable 3D recording density in multiplexed holographic recording using angular variations in: θ, φ, and in both θ and φ. Also shown is the recording density of bit-memory recording memory. Wave length λ is 780nm and thickness T of recording medium is 100μm. The recording density of multilayered bit memory tops θ-multiplexing for F < 0.74, φ-multiplexing for F < 1.1, and θ-φ multiplexing for F < 0.6.

Fig. 5-4-3には，比較のため，同じ条件でのビット型メモリの記録密度も併せて示す．Fig. 5-4-3より，一般に使われているθ方向にホログラムを多重記録するホログラフィックメモリ（$D^{H}_{3D(\theta)}$）では，その記録密度はF=0.75で最大値をとり，Ｆナンバーが大きくなっても，小さくなっても低下している．F<0.75の領域で記録密度が低下しているのは，Ｆナンバーが小さくなるほどホログラムの多重記録ができなくなるからであり，またF>0.75の領域で記録密度が低下しているのは，Ｆナンバーが大きくなるほど面内の記録密度が低くなるからである．

これに対して，ビット型メモリの記録密度は，Ｆナンバーが小さくなるに従い，単調に増加している．そして，F=0.74でθ方向に多重記録するホログラフィックメモリの記録密度$D^{H}_{3D(\theta)}$と

等しくなり，F<0.74の領域では$D^{H}_{3D(\theta)}$より，また$D^{H}_{3D(\varphi)}$に対してはF<1.1で記録密度が高くなっている．

θ並びにφの両方を使用したホログラフィクメモリでは，F>0.60の範囲において最大の記録密度が得られており，この方法の有効性が示されている．しかしながら，このタイプのホログラフィックメモリは，光学系に高い精度が要求されたり，複雑になるなど，実現が困難であるという問題点がある．

5－5　記録媒体のダイナミックレンジの利用効率の比較

一般に，記録媒体中で生じる屈折率変化や吸収量の変化などの物理量の変化には限界があり，記録媒体は有限なダイナミックレンジをもっている．このように有限なダイナミックレンジを持つ媒体に信号を記録する場合，多重記録を行わなければ，信号はそのダイナミックレンジをすべて使用できる．しかしながら，データを多重に記録すると，その多重度を上げるにつれ，一定のダイナミックレンジの中で，各々の信号が占める割合が低下する．この節では，ホログラフィック手法とビット型手法の両方において，記録媒体中にデータを多重記録した場合に，記録媒体のダイナミックレンジの利用効率がどのように変化するかについて解析する．

5－5－1　ホログラフィックメモリのダイナミックレンジ

ホログラフィック媒体の屈折率変化の最大値をΔn_{max}とする．この媒体に1枚のホログラムのみを記録した場合，媒体のダイナミックレンジΔn_{max}をすべて使用してホログラムを記録することができる．ところが，この媒体にN枚のホログラムを記録したとすると，一枚当たりのホログラムが使用できる屈折率変化量は，

$$\frac{\Delta n_{max}}{N} \tag{5-5-1}$$

となり，1枚のホログラムを記録した場合の1/Nに低下する．

一方，Kogelnikの"Coupled Wave Theory"[5-14]によると，ホログラムの回折効率は，

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi \Delta n T}{\lambda \cos\theta_B}\right) \tag{5-5-2}$$

で与えられる．ここで，Tはホログラム記録媒体の厚み，Δnは屈折率振幅，λは波長，θ_Bはブラッグ角である．この式から，回折効率はΔnの2乗にほぼ比例することがわかる．従って，N枚のホログラムを記録した場合，各ホログラムの回折効率は，1枚のホログラムを記録した場合の回折効率η_0に対して，

$$\frac{\eta_0}{N^2} \tag{5-5-3}$$

となる．

式(5-5-3)より，ホログラフィックメモリでは，ホログラムの多重度を上げるにつれ，各信号光の強度が，急速に低下することがわかる．

第5章4節の結論より，ホログラフィックメモリはFナンバーの大きなレンズを用いた場合でも，高い記録密度，大きな記憶容量を実現することが可能であった．これは，Fナンバーの大きなレンズを用いると，ビット型メモリと同様に面内の記録密度は低下するが，ホログラムの多重度を上げることができるためにトータルの記録密度を高く維持できるからである．しかし回折効率は多重度の2乗に逆比例して低下してゆくので，多重度を上げるに従い信号の検出が難しくなる．従って，回折効率の変化による信号光強度の変化までを考慮すると，多重記録できるホログラムの数には，第5章4節で述べたような理論的な限界値よりも，読み出した信号光の検出限界によってもっと低い値に制限される可能性があることがわかる．

5－5－2　ビット型光メモリのダイナミックレンジ

まず記録媒体の屈折率の変化量を最大でΔn_{max}と仮定する．そして，議論を簡単にするために，この媒体の面内の大きさ並びに厚さには制限がないとし，このメモリ媒体中に無限個のビットを記録する多層記録メモリを考える．この時，媒体中に生成される光強度分布は，1ビットに対応するレンズの点像分布関数と，記録されるビットの間隔をもつ3次元コウム関数(comb function)とを，コンボリューションしたもので表せる．これをFig. 5-5-1に示す．

レンズの点像分布関数をPSF(x, y, z)，記録するビット間隔をもったコウム関数をcomb(x, y, z)とすると，媒体内に生成される光強度分布I(x, y, z)は，

$$I(x, y, z) = PSF(x, y, z) * comb(x, y, z) \tag{5-5-4}$$

となる．ただし*は3次元コンボリューションを表す．記録媒体の屈折率変化が光強度分布に線形に応答するとすると，記録媒体中の屈折率変化分布Δn(x, y, z)は，

$$\Delta n(x, y, z) = \alpha\, I(x, y, z) \tag{5-5-5}$$

で表せる．今，比例定数αを1としても一般性は失われないので，式(5-5-5)を

$$\Delta n(x, y, z) = I(x, y, z) = PSF(x, y, z) * comb(x, y, z) \tag{5-5-6}$$

と表す．このとき，式(5-5-6)で表される屈折率変化分布Δn(x, y, z)の最大値が，記録媒体の最大屈折率変化量Δn_{max}にならないといけないから，

$$\Delta n_{max} \geq \Delta n(x, y, z) \tag{5-5-7}$$

であり，

$$\Delta n_{max} = \mathrm{Max}\left[\Delta n(x, y, z)\right] \tag{5-5-8}$$

のとき，記録媒体のダイナミックレンジを最大限に利用して情報を記録したことになる．

ここで，式(5-5-9)，(5-5-10)に示すように，PSF(x, y, z)のフーリエ変換をOTF(fx, fy, fz)，comb(x, y, z)のフーリエ変換をCOMB(fx, fy, fz)とする．

$$\mathrm{OTF}(fx, fy, fz) = \mathscr{F}\,[\,\mathrm{PSF}(x, y, z)] \tag{5-5-9}$$

$$\mathrm{COMB}(fx, fy, fz) = \mathscr{F}\,[\,\mathrm{comb}(x, y, z)] \tag{5-5-10}$$

式(5-5-6)，(5-5-9)，(5-5-10)と，フーリエ変換の公式より，式(5-5-6)は，

$$\Delta n(x, y, z) = \mathscr{F}^{-1}\left[\mathrm{OTF}(fx, fy, fz) \times \mathrm{COMB}(fx, fy, fz)\right] \tag{5-5-11}$$

となる．従って，式(5-5-11)で導出された$\Delta n(x, y, z)$が，記録媒体中に無限層のデータ層を記録した場合の，屈折率分布を示している．

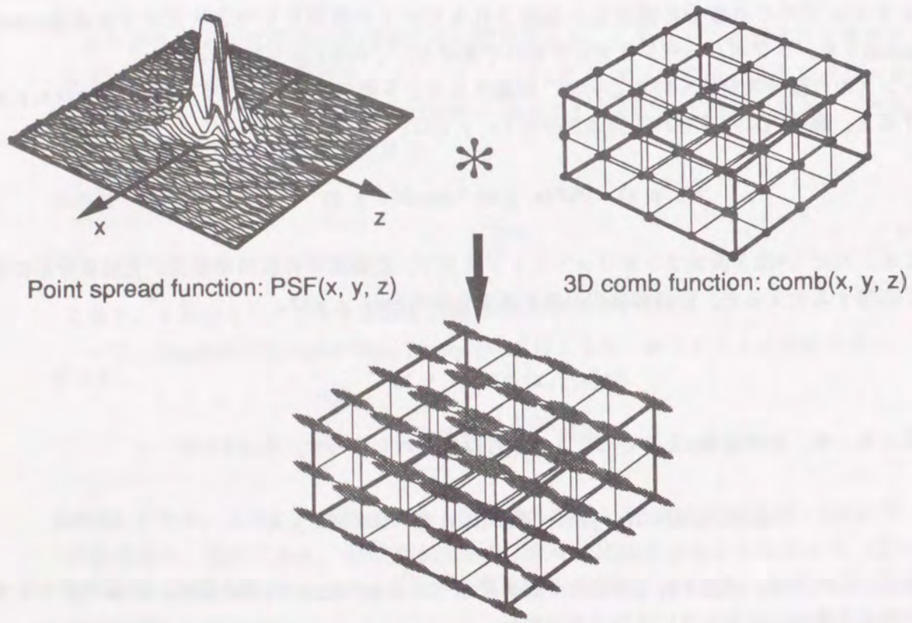


Fig. 5-5-1 Intensity distribution I(x,y,z) that results from the convolution of the point spread function and the 3D comb function.

式(5-5-11)を用いて，コンピュータシミュレーションを行った結果をFig. 5-5-2に示す．Fig. 5-5-2より，ビット型３次元メモリでは，無限枚数のデータ層を記録した場合でも，他のビットの記録の影響によるバイアス成分は４０％程度であり，記録された各屈折率ビットは，記録媒体の最大屈折率変化量の約６０％を使用することができていることがわかる．

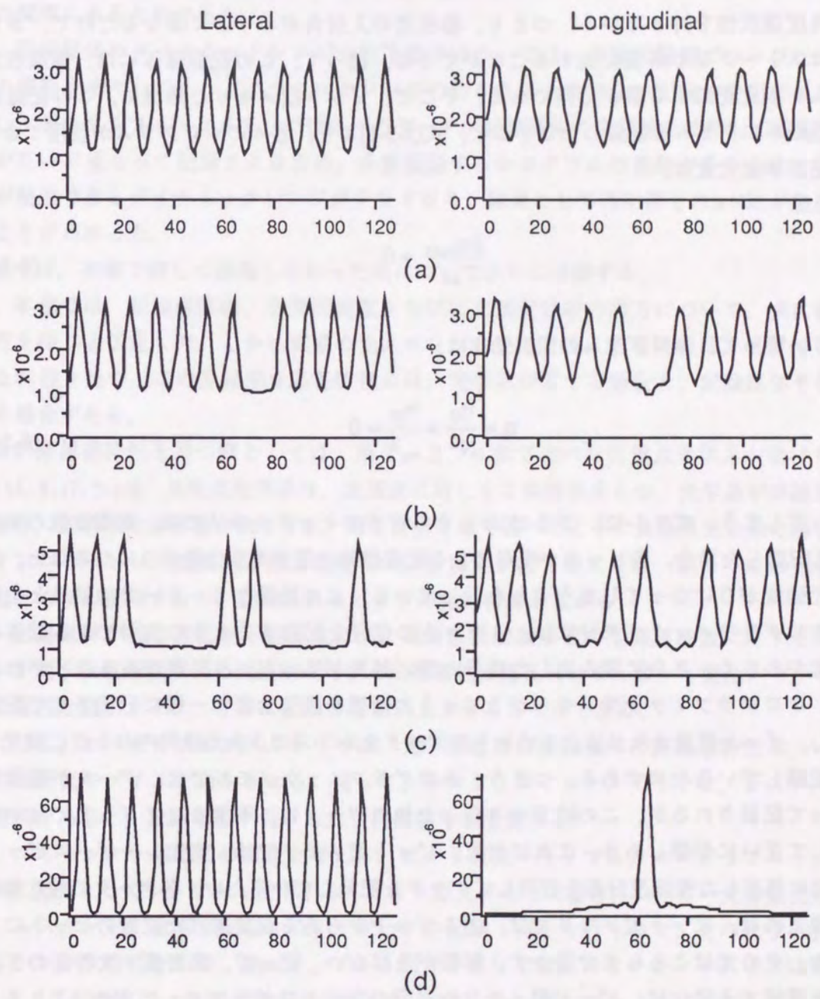


Fig. 5-5-2 Results of calculation for the case when: (a) an infinite number of layers are recorded in 3D where each layer contained an infinite number of bits, (b) an infinite number of recorded layers but with one bit missing, (c) infinite number of recorded layers with several bits randomly missing, and (d) only one layer is recorded.

5－5－3　ビット型メモリとホログラフィックメモリの比較

5－5－2の結果より，ビット型メモリでは，無限枚数のデータ層を記録した場合でも，記録された各屈折率ビットは，記録媒体の最大屈折率変化量の６０％を占めていた．比較のために，同じ条件をホログラフィックメモリにおいて考える．

記録媒体の厚みは，無限大であると仮定したので，この媒体に記録されるホログラムは，完全な角度選択性を持っている．つまり，参照光の入射角がわずかに異なるだけで，ホログラムをクロストークなく多重記録することができる．従って，この記録媒体には，無限枚数のホログラムを多重記録する事が可能である．そこで，ビット型メモリと同様に，この記録媒体に無限枚数のホログラムを記録したとすると，式(5-5-1)より，各々のホログラムが使用できる記録媒体の屈折率変化量は，

$$\frac{\Delta n_{max}}{\infty} = 0 \qquad (5\text{-}5\text{-}12)$$

となり，従って，ホログラムの回折効率は，

$$\eta = \frac{\eta_0}{N^2} = \frac{\eta_0}{\infty^2} = 0 \qquad (5\text{-}5\text{-}13)$$

となってしまう．式(5-5-12)，(5-5-13)は，ホログラフィックメモリでは，無限枚数のホログラムを多重記録した場合，各ビットが使用できる記録媒体の屈折率変化量が０になること，従って，信号光強度が０になってしまうことを示している．この結果と５－５－２の結果とを比較すると，ホログラフィックメモリには，１ビットの信号を記録するときに使用できる媒体の屈折率変化量が小さく，さらに読み出した信号のＳ／Ｎ比が悪いという問題があることがわかる．これは，ホログラフィック光メモリが１ビットの情報を媒体全面に一様に分散させて記録するのに対し，ビット型光メモリは，１ビットのデータをレンズで３次元空間内の１点に集光したビームで記録しているためである．つまり，ホログラフィックメモリでは，データが媒体上で重なり合って記録されるが，この時重なり合った他のデータは，不要なノイズもしくはバイアス成分として互いに影響しあう．これに対し，ビット型メモリでは，集光レーザースポットが持つ空間的に局在した光強度分布を使用してデータを記録しているため，各データの独立性が高い．言い換えれば，ビット型メモリでは，あるビットからある程度離れた位置のビットにアクセスしても，その光はこちらまで届かず，影響が及ばない．従って，高密度・大容量の３次元光メモリを構成する場合は，ビット型メモリの形態の方がホログラフィックメモリよりも，信号対雑音比の点で有利であると結論できる．

5－6　考察

3次元ビット記録型光メモリと3次元ホログラフィックメモリについて，記録密度を比較し，

同じ記録媒体を用いても光学系によって記録密度が異なることがわかった．両メモリの記録密度は，レンズのＦナンバーに依存して変化し，ビット型メモリでは，レンズのＦナンバーが小さいほど高くなることがわかった．これに対し，ホログラフィックメモリでは，F=0.74で最大値をとり，Ｆが大きくても，小さくても記録密度は，低下することがわかった．これは，ホログラフィックメモリの場合，面内の記録密度と多重度とがＦナンバーに対して，互いにトレードオフの関係にあるためである．

また，記録媒体のダイナミックレンジの利用効率については，多層記録型ビットメモリの記録データ層数を増やしても，ダイナミックレンジの約６０％を各信号の記録に使用できる．これに対し，ホログラフィックメモリでは各々のデータが記録媒体の全領域を使用して記録され，それらが互いに重なって記録されるため，多重記録するホログラムの枚数が多くなると各ホログラムが使用できるダイナミックレンジが少なくなり，結果として再生信号のS/N比が急速に低下することがわかった．

この節では，本章で詳しく議論しなかった点についてさらに考察する．

まず，本章では，記録媒体は，空間周波数ならびに光強度分布の両方について，共に線形な応答特性を持つと仮定した．しかし実際の光メモリシステムでは，応答特性は，必ず何らかの非線形な特性を持つ．この非線形な応答特性には，光学系が有する場合と，記録媒体そのものが有する場合がある．

光学系が非線形特性を持つ例としては，第２，３，４章で述べた共焦点光学系が挙げられる[5-15, 5-16, 5-17, 5-18]．共焦点光学系は，光強度に対して２乗特性をもつ．光学系が非線形特性を持つ場合，光学系の分解能が向上する．例えば第２章で述べたように共焦点光学系の場合は，通常のインコヒーレント照明光学系と比較して，分解能が約２倍になる．従ってこの光学系をビット型メモリに使用すると，記録されるビットの記録密度が上がる．

また，記録媒体が持つ非線形応答特性には，高周波数強調などの空間周波数に対する非線形応答や，２光子吸収過程などの光強度に対する応答特性が考えられる．ビット型光メモリでは，これらの特性を活用すると，さらに記録密度を向上させることができる．

これに対し，ホログラフィックメモリでは，光学系並びに記録媒体の非線形特性は，いずれも高次の回折光やノイズを発生させる．従って，ホログラフィックメモリでは，システムに非線形な特性があると，記録密度が低下したり再生信号が悪化する．

次に，コヒーレントノイズの問題を考える．ビット型光メモリでも，ホログラフィックメモリでも共に光源としてレーザーを使用する．ビット型光メモリの場合，レーザー光を集光して，そのビームスポットを走査することによりデータの記録・再生を行うので，その光学的特性はインコヒーレント特性をもつ．従って，ビット型光メモリでは，コヒーレントノイズは発生しない[5-19]．これに対し，ホログラフィックメモリでは，レーザービームを広げて一度に２次元パターンを記録・再生するため，その光学系は，コヒーレント特性をもつ．従って，コヒーレントノイズの影響が大きくなる．特にホログラムの多重記録を行う３次元ホログラフィックメモリでは，２次元のホログラフィックメモリで使用されるような拡散板を用いるなどのノイズ低減手法が使用できない．なぜなら拡散板を用いて参照光の位相をランダムにすると，ホログラムの多重記録ができなくなるからである．従って，３次元ホログラフィックメモリでは，特にコヒーレントノイズの影響が大きく，信号光のS/N比がビット型のそれと比較して悪くなる．

従って，コヒーレントノイズの点においてもビット型メモリの方が，ホログラフィックメモリに対して有利であると結論できる．

第6章　0次ベッセルビームを用いた走査型3次元超長焦点深度光学系

6－1　研究の背景

第3，4，5章で述べた光学系は，光学系の焦点深度を浅くした上で，焦点面の前後で生じるボケ像をカットすることよって，3次元構造物体を空間分解して可視化する手法であった．第1章で述べたように，奥行き方向に厚みを持つ3次元物体を観察するには，この方法の他にもう一つの方法がある．それは，先ほどとは逆に，非常に焦点深度の深い光学系を使用する方法である．共焦点光学系では，できるだけ焦点深度を浅くすることによって，焦平面から光軸方向にずれた物体の像を急速にデフォーカスさせ，そのデフォーカスした像が検出器に入らないようにピンホールでカットする．これにより焦平面位置にある物体の像のみが検出できるようにした．これに対し，焦点深度が深い光学系を使用するということは，焦平面から離れた位置にある物体の像もデフォーカスしなくなるということを意味する．つまり，この光学系では，像のボケそのものがなくなり，検出器では奥行き方向すべてにピントがあった像が得られる．言い換えれば，3次元物体をデフォーカスなしに2次元平面に投影した像が得られることになる．

第2章で示したように，輪帯瞳光学系を使用すれば，深い焦点深度が得られることは，古くから知られている．1987年，Durninは，輪帯瞳光学系の輪帯スリット幅を非常に狭くした光学系を使用すると，あたかも回折せずに伝播するような微小レーザービームスポット（非回折ビーム，non-diffracting beamと呼ばれる）を作り出せることを示した[6-1]．特に，0次ベッセルビームは，中心部に微細なスポットを持ち，かつそのスポットが長い距離にわたってデフォーカスせずに伝播するという特徴を持つ．そこで，本章では，この非回折性ビームの一つである0次ベッセルビームについての解析を行い，このビームの長焦点深度光学系への応用を検討する．さらに本研究では，輪帯瞳を用いずにアキシコンを用いてJ_0ビームを生成することを提案する．そして，このアキシコンを走査光学系に応用したときの結像特性を解析し，実験によりその特性を検証する．

6－2　0次ベッセルビーム（J_0ビーム）

本節では，極めて長い焦点深度をもつベッセルビーム，特に0次ベッセルビーム（J_0ビーム）について述べる．

6－2－1　ベッセルビームの解析的導出

まず，波動方程式の一つの厳密解から，非回折性ビームが導けることを示す[6-1, 6-2]．
自由空間内での波動方程式は，

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E(x,y,z,t) = 0 \qquad (6\text{-}2\text{-}1)$$

で与えられる．この式(6-2-1)は，その一つの厳密解として

$$E(x,y,z,t) = \exp\left[i(\beta z-\omega t)\right]\int_0^{2\pi} A(\phi)\exp\left[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)\right]d\phi \qquad (6\text{-}2\text{-}2)$$

を持つ．ここで，$A(\phi)$は任意の関数で，複素数でもよい．ただし，α, βは，

$$\alpha^2 + \beta^2 = (\omega/c)^2 \qquad (6\text{-}2\text{-}3)$$

を満足する定数である．式(6-2-2)が式(6-2-1)の解であることは，式(6-2-2)を式(6-2-1)に直接代入することによって確認できる．式(6-2-3)は波数$k = \omega/c$の関係を用いると，媒介変数θを用いて，

$$\alpha = k\sin\theta \qquad (6\text{-}2\text{-}4)$$
$$\beta = k\cos\theta$$

と表せる．

式(6-2-2)においてβが実数であると，この式は複素振幅を示す項と z 軸方向への光の伝播を示す項$\exp\left[i(\beta z - \omega t)\right]$から成り立っており，前者には z が含まれていないことがわかる．従って，この場合$E(x, y, z, t)$の複素振幅は，z によらず一定となる．また，光の強度$I = |E|^2$を計算すると，

$$I = |E(x,y,z,t)|^2 = \left|\int_0^{2\pi} A(\phi)\exp\left[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)\right]d\phi\right|^2 \qquad (6\text{-}2\text{-}5)$$

となり，式の中から光の進行方向を示すパラメータ z がなくなる．従って光波が z 軸方向に伝播する場合，光が伝播してもその光強度分布は変化しなくなる．このように式(6-2-5)で表されるようなビームは，伝播しても強度分布が変化しないことから，あたかも回折しないように見えるので，非回折ビームと呼ばれる．

いまFig. 6-2-1に示すように，二つの角度θとϕで定まる向きに波数ベクトルをもつ平面波を考えると，式(6-2-2)中の$\exp\left[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)\right]$は，この平面波の位相のx軸およびy軸方向への依存性を表わしている．従って，光を単色光とし，また電場をスカラー場とすると，式(6-2-2)の積分は，θが同じでϕが異なるいろいろな平面波を任意の重み$A(\phi)$をつけて重ね合わせることに等しい．

ここで特に，

$$A(\phi) = \exp(in\phi) \quad (n\text{: 整数}) \qquad (6\text{-}2\text{-}6)$$

の場合を考える．この時，式(6-2-2)式は，

$$E(x,y,z,t) = \exp\left[i(\beta z-\omega t)\right]\int_0^{2\pi} \exp(in\phi)\exp\left[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)\right]d\phi \qquad (6\text{-}2\text{-}7)$$
$$\propto \exp\left[i(\beta z - \omega t - n\phi')\right]J_n(\alpha r) \qquad (6\text{-}2\text{-}8)$$

と変形される．ここでrは，光軸からの距離$r = \sqrt{x^2 + y^2}$であり，$J_n(r)$は第1種n次ベッセル関数である．また，ϕ'は，ϕと同様に定義される方位角である．

式(6-2-8)で示されるビームのx-y平面内の強度分布は，z 軸（光軸）に対して軸対称で，動径方向の光強度分布は，

$$I = |E(x,y,z,t)|^2 \qquad (6\text{-}2\text{-}9)$$
$$\propto |J_n(\alpha r)|^2 \qquad (6\text{-}2\text{-}10)$$

となる．この式(6-2-8)で表されるビームは，光強度分布が$|J_n()|^2$となることから，n次ベッセルビーム（J_nビーム）と呼ばれる．これらのビームの強度分布は，$n \geq 1$では中心部分が暗いが，$n=0$の時にのみ中心に明るいスポットができる．

この$n=0$という条件は，式(6-2-6)では，

$$A(\phi) = 1 \qquad (6\text{-}2\text{-}11)$$

に対応し，このとき(6-2-2)式は，

$$E(x,y,z,t) = \exp\left[i(\beta z-\omega t)\right]\int_0^{2\pi} \exp\left[i\alpha(x\cos\phi + y\sin\phi)\right]d\phi \qquad (6\text{-}2\text{-}12)$$
$$\propto \exp\left[i(\beta z - \omega t)\right]J_0(\alpha r) \qquad (6\text{-}2\text{-}13)$$

となる．このビームの動径方向の光強度分布は，

$$I = |E(x,y,z,t)|^2 \qquad (6\text{-}2\text{-}14)$$
$$\propto |J_0(\alpha r)|^2 \qquad (6\text{-}2\text{-}15)$$

となり，0次ベッセルビーム（J_0ビーム）と呼ばれる．

J_0ビームの光強度分布（式(6-2-15)）をFig. 6-2-2に示す．

このJ_0ビームの中心スポットの半径Rは，第1種0次ベッセル関数の第1零点($J_0(x=2.403)=0$)より求まり，

$$R = \frac{2.403}{\alpha} = 0.38\frac{\lambda}{\sin\theta} \qquad (6\text{-}2\text{-}16)$$

で与えられる．

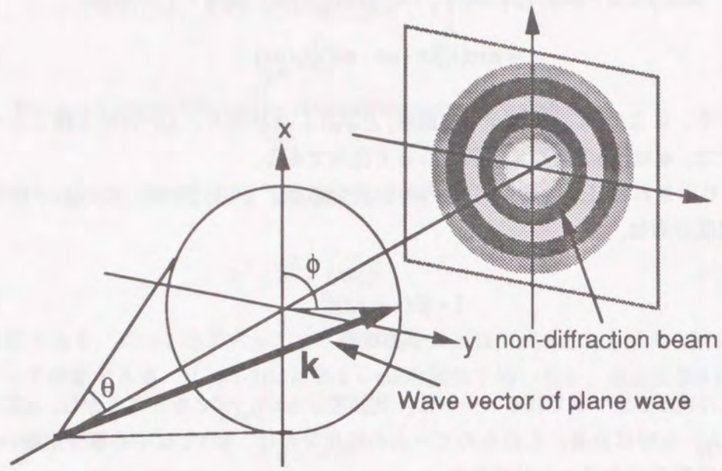


Fig. 6-2-1 Production of a non-diffraction beam from component plane waves that are incident at the same angle θ.

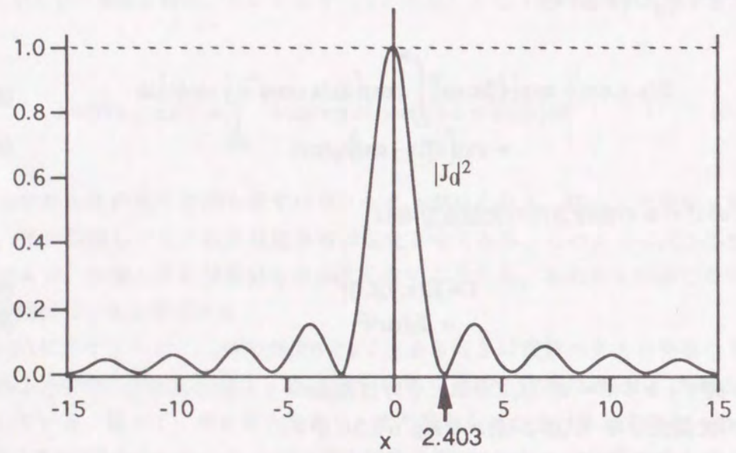


Fig. 6-2-2 Plot of zeroth-order Bessel function $|J_0(r)|^2$.

6－2－2　エアリーディスクスポットとの比較

次に，唯一中心部に明るいスポットをもつ非回折ビームであるJ_0ビームについて考察する．

この0次ベッセルビームスポットと従来のレンズがつくるエアリーディスクスポット（円形開口のフラウンフォーファ回折像），並びに矩形開口のフラウンフォーファ回折像であるSinc関数スポットの光強度分布の比較を行なう．各々の光強度分布をFig. 6-2-3に示す．

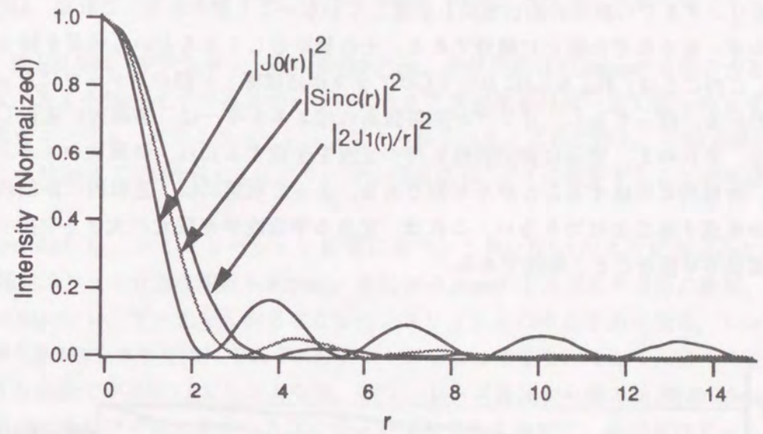


Fig. 6-2-3 Comparison of intensity distributions of $|J_0(r)|^2$, Airy disk $|2J_1(r)/r|^2$, and $|\mathrm{Sinc}(r)|^2$.

三つのスポットを比較すると，まず第1に，J_0の中心スポットの半値幅が一番小さいのは，J_0ビームの中心スポット，次にSincの中心スポット，そしてエアリーディスクの中心スポットの順となっている．この結果から，ベッセルビームスポットを使用した光学系は，レンズを用いた場合よりも高い解像力を実現できることがわかる．

第2に，サイドローブの大きさを比較する．一見してJ_0スポットのサイドローブが，他の二つのスポットと比較して大きい事がわかる．そこで，以下の式(6-2-17)を評価することにより，スポットを形成している光エネルギーのうち，何%が中心スポットに集中しているかを求め，これを用いてスポットの特性を比較する．

$$I_1(x) = \int_0^x (J_0(r))^2 2\pi r\, dr \qquad (6\text{-}2\text{-}17a)$$

$$I_2(x) = \int_0^x (2J_1(r)/r)^2 2\pi r\, dr \qquad (6\text{-}2\text{-}17b)$$

$$I_3(x) = \int_0^x \mathrm{sinc}^2(r) 2\pi r \, dr \qquad (6\text{-}2\text{-}17c)$$

式(6-2-17)の計算結果をFig. 6-2-4に示す．この図では，各々の計算範囲をJ_0ビーム（式(6-2-17)）の第5暗環の位置(x=14.93)までとし，それぞれI_1(x=14.93)，I_2(x=14.93)，I_3(x=14.93)で規格化してある．

Fig. 6-2-4から，レンズのスポットとSinc関数のスポットは，各々全エネルギーのほぼ90%，60%が中心スポットに集中しているのに対し，J_0スポットでは，中心スポット内のエネルギーの総和が，第4リングまでの総和の約15%にしか達していないことがわかる．これは，$J_0(r)$の各リングのエネルギーをそれぞれ独立に積分すると，その値が等しくなるという性質を持っているためである．このことは，Fig. 6-2-4においてJ_0のグラフがほぼ等しい幅のステップになっていることからもわかる．従ってもし，リングが無限個あればエネルギーは，無限大に発散してしまうことになる．それゆえ，完全に非回折性を持つ光波を生成するには，無限大のエネルギーが必要であり，物理的に生成することが不可能である．よって現実には，近似的に非回折性を示すビームしか生成することはできない．これは，完全な平面波が無限大の大きさを持っており，実際には実現不可能なことと等価である．

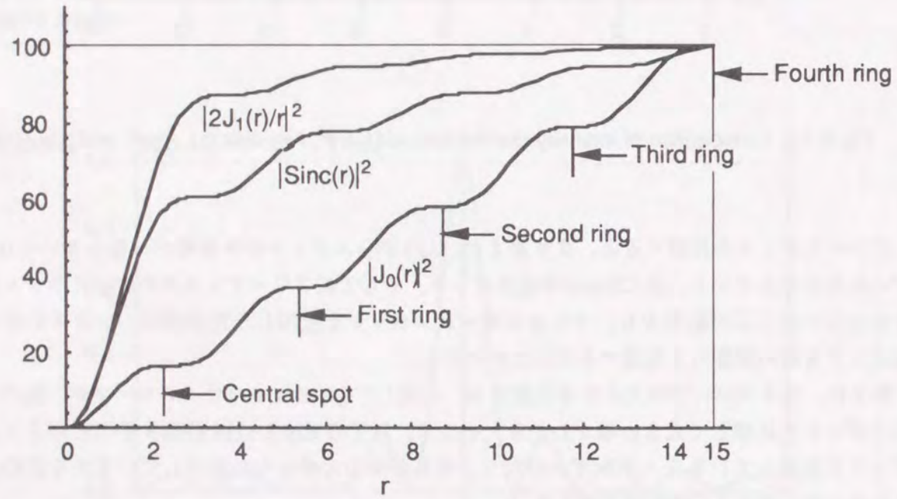


Fig. 6-2-4 Total beam energy contained within circles of prescribed radii. Computations are done for the $|J_0(r)|^2$, Airy disk($|2J_1(r)/r|^2$), and $|\mathrm{Sinc}(r)|^2$ distributions.

6－3　アキシコンによる0次ベッセルビームの生成とその伝播特性

6－3－1　0次ベッセルビームの生成

1987年，J. Durninは，実現可能な非回折性ビームとして，有限の大きさの平面波を重ね合わせてできる有限半径のJ_0ビームを考え，その伝播特性を数値計算により調べた[6-1]．その結果，生成されたビームでは，中心スポットの強度分布は伝播するにともないわずかに変動するものの，平面波が互いに重なり合っている領域内では，理想的なJ_0ビームに近い性質を持つことを確かめた．

例えば，波長0.5μm，中央スポット径の直径200μm，全体の直径が20mmの有限の大きさを持つJ_0ビームは，およそ5m先まで中央スポットの大きさと光強度をほぼ一定に保ったまま伝播するという結論をコンピュータシミュレーションにより得ている．これに対し，半値全幅が100μmのガウスビームは5m先で100倍以上に広がり，中心強度は10^{-4}以下に減少することが確認されている[6-3]．

さらにDurninらは，シミュレーション結果に基づいてFig. 6-3-1のように直径d=2.5mm，幅δ=10μmの環状スリットを焦点距離f=305mm，半径R=3.5mmのレンズの焦点面に置き，これに波長632.8nmのHe-Neレーザー光を入射させた[6-4]．スリット上の各点を出た光は，レンズを通った後，光軸と角2d/fをなす方向にそれぞれ平行ビームとなって進む．そして，各々の波面の合成波はレンズの直後で半径RのJ_0ビームとなる．彼は，レンズ直後から後ろ側2Rf/d=85cmまでの範囲で，実際に光軸及びそれに垂直な方向に沿った強度分布を測定し，非回折性ビームに似た性質を示すことを確かめている．

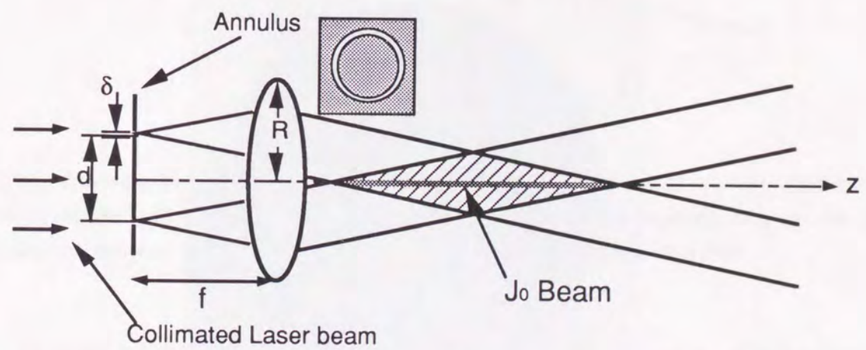


Fig. 6-3-1 Experimental setup of producing J_0 beam with annular pupil optical system as proposed by J. Durnin.

以上の実験から，輪帯光学系を用いれば，非回折性を示す0次ベッセルビームが近似的に生

成可能であることが示された．

輪帯光学系を用いた場合の問題点は，輪帯が入射レーザー光をカットしてしまうため，ベッセルビームへのエネルギー変換効率が悪いことである．実際Durninの実験でも，入射ビームの1%しか輪帯を通過しておらず，99%の光は輪帯でカットされてしまっている．そこで筆者は，効率良くベッセルビームを生成するため，アキシコンを使用する事を考案した[6-21]．そこで以降では，このアキシコンを用いた0次ベッセルビームの生成に関する解析と，実験について述べる．

6－3－2　アキシコンによる0次ベッセルビームの生成

アキシコンは，John H. McLeodによって発表された光学素子で，回転対称体形状を持つ一種のプリズム（非球面レンズ）である[6-5, 6-6]．これをFig. 6-3-2に示す．

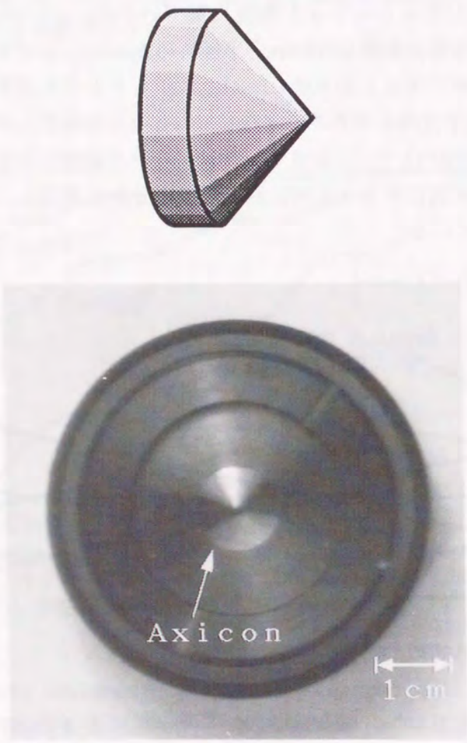


Fig. 6-3-2 An axicon with a base diameterof 10 mm,an apex angle of 160 deg, and a refractive index of 1.522 (λ = 488 nm).

このアキシコンにコヒーレント光源であるレーザー光をコリメートして入射させると，アキシコンの後方に0次ベッセルビームが生成される．これは，次のように説明できる．第6章2節で述べたように，0次ベッセルビームを生成するには，光軸の周りから光軸に対して等角度で平面波を入射させれば良い．つまりFig. 6-3-1のようなスリット幅が無限に細い輪帯をフーリエ変換する光学系と等価なものを生成すれば良い．Fig. 6-3-3に示すように，アキシコンは円錐プリズムであるため，これに平行平面波を入射させると波面が等しく光軸方向に屈折し，光軸に対して等角度で入射する平面波が生成される．従って，アキシコンを用いた光学系は，輪帯とフーリエ変換レンズの組み合わせと等価になることは自明である．

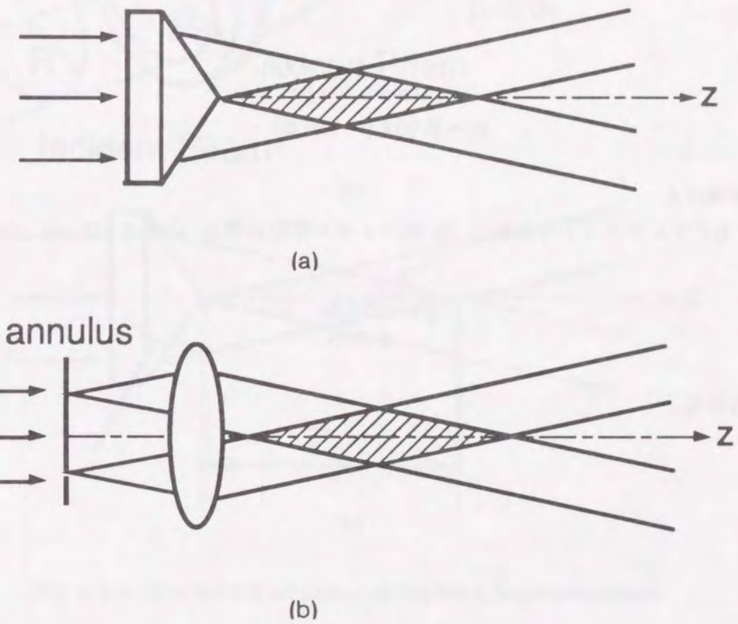


Fig. 6-3-3 Advantages of producing a J_0-beam by an axicon instead of an annulus-lens system: 1) energy efficient, 2) aberration-free, and 3) central spot diameter depends only on the apex angle and a small spot can be produced even with a small axicon base diameter.

Fig. 6-3-4に示すようなアキシコンに，コリメートしたレーザー光を入射した場合に生成されるビームの複素振幅は，

$$u(r,z) = E(R)\left(\frac{4\pi^2 R\sin\beta}{\lambda\cos^2\beta}\right)^{1/2}\exp\left[i\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\cos\beta+\frac{\pi}{4}\right)\right]J_0\left(\frac{2\pi r\sin\beta}{\lambda}\right) \qquad (6\text{-}3\text{-}1)$$

で与えられる．従って，光強度分布

$$I(r,z) = |u(r,z)|^2 \tag{6-3-2}$$
$$= \frac{4\pi^2 E^2(R)}{\lambda} \frac{R\sin\beta}{\cos^2\beta} J_0^2\left(\frac{2\pi r \sin\beta}{\lambda}\right)$$
$$;\quad z \le z_D \quad \text{and } R \le R_0$$

が得られる[6-7]．ここで，rは光軸からの距離，zはアキシコン先端からの光軸上の距離，またλは光源の波長，z_Dは焦点深度，Rは入射ビームの半径，R_0, nは各々アキシコンの半径と屈折率である．また，$E(r)^2$は入射光のパワーである．

ここで，Fig. 6-3-4で示される角度α, β並びに焦点深度z_Dには，スネルの法則と簡単な幾何学により

$$n \sin\alpha = \sin(\alpha+\beta) \tag{6-3-3}$$
$$z_D = R(\cot\beta - \tan\alpha) \tag{6-3-4}$$

の関係が導ける．

また，J_0ビームスポットの直径は，0次ベッセル関数の零点（$J_0(x=2.403)=0$）から，求まり，

$$\phi = \frac{2.403\,\lambda}{\pi \sin\beta} \tag{6-3-5}$$

で与えられる．

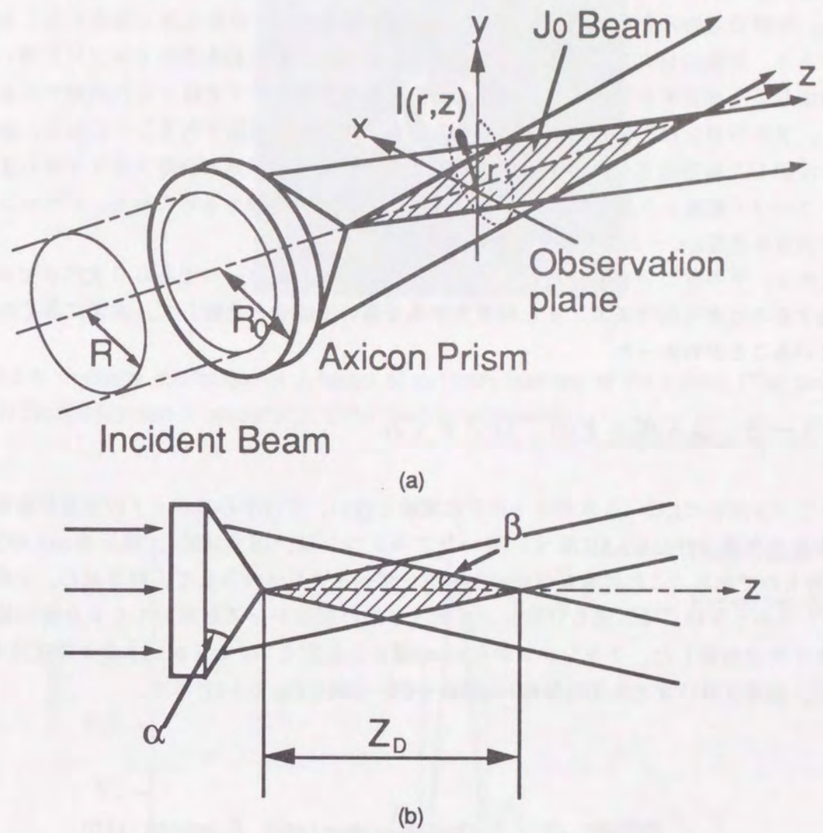


Fig. 6-3-4 Geometry of an axicon during the J_0 beam production.

アキシコンを用いて0次ベッセルビームを生成する場合の利点は，まず第1に，エネルギー効率が高いことである．輪帯を用いた方法では，理論的には，スリット幅は無限小でなければならないから，輪帯が入射レーザー光のエネルギーの大部分をカットしてしまい，ベッセルビームに変換されるエネルギーは，非常に小さい．これに対し，アキシコン光学系では，入射レーザー光をカットする要素がないため，高いエネルギー効率でベッセルビームを生成できる．第2点目の特徴として，生成されるビームのスポット径がアキシコンの大きさに依存しない点が挙げられる．輪帯光学系でベッセルビームを生成する場合は，そのベッセルスポットの径は，輪帯の径とフーリエ変換レンズのN.A.に依存し，微小なスポットを得るには，N.A.が大きいレンズが必要になる．これに対し，アキシコン光学系では，そのスポット径は，アキシコンの屈折率と頂角のみに依存し，アキシコンそのものの大きさには依存しない．従ってアキシコンの頂角を変化させるだけで，小さなアキシコンでも，微小なスポットを生成できる．アキシコン

の径は生成されるビームの焦点深度を決定するのみである．第3点目としてアキシコンを用いた光学系では，J_0ビームを生成する際に，収差補正の必要がないという特徴がある．軸外収差を無視し，球面収差のみを考えたとしても，一枚の球面レンズで球面収差を除去することは，不可能であり，複数のレンズの組み合わせが必要になる．しかも組み合わせレンズを用いても完全に球面収差を補正する事は困難であり，開口数の大きなレンズではさらに困難である．これに対し，アキシコンは円錐形のプリズムであるから，製作が容易であることに加え，無収差レンズを使用した輪帯瞳光学系と等価になる．これは，輪帯光学系が輪帯スリットから生ずる球面波をフーリエ変換レンズで，J_0ビームを形成する平面波に変換するのに対し，アキシコンでは入射平面波を直接J_0ビームに変換するためである．

以上から，アキシコンを用いることにより，非回折ビームの一つである0次ベッセルビームを生成することが可能であり，また輪帯光学系を用いた場合と比較して，非常に多くの利点を持っていることがわかった．

6－3－3　J_0スポットのプロファイル

アキシコン用いてJ_0ビームスポットの生成実験を行い，その中心スポットの強度分布を測定した．実験光学系をFig. 6-3-5に示す．用いたアキシコンは，頂角160°，屈折率n=1.522，直径10mmのものである．これに波長488nmのAr^+レーザーをコリメートして入射させた．生成されたJ_0ビームスポットは，４０倍の対物レンズと１０倍の接眼レンズを用いて４００倍に拡大し，CCDカメラで測定した．アキシコンから16mm離れた位置での，J_0スポットの光強度分布をFig. 6-3-6に，強度プロファイルを計算値（J_0関数の値）と共にFig. 6-3-7に示す．

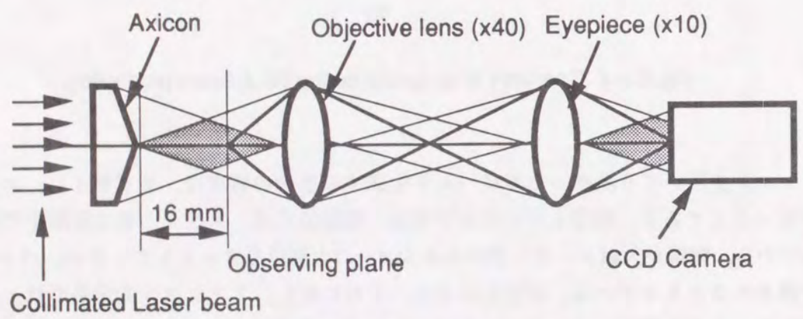


Fig. 6-3-5 Observation of the zeroth-order Bessel beam spot with the axicon illuminatedby an Ar^+ laser (λ = 488 nm). The beam spot is magnified400X using an objective-eyepiece pair and detected by a CCD camera.

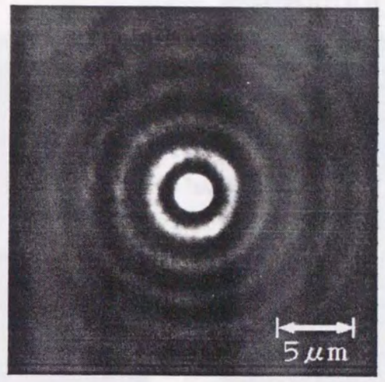


Fig. 6-3-6 Intensity distribution of J_0-beam at d=16mm from top of the axicon. (The peak of the spot in the photograph is saturated to make the first ring visible.)

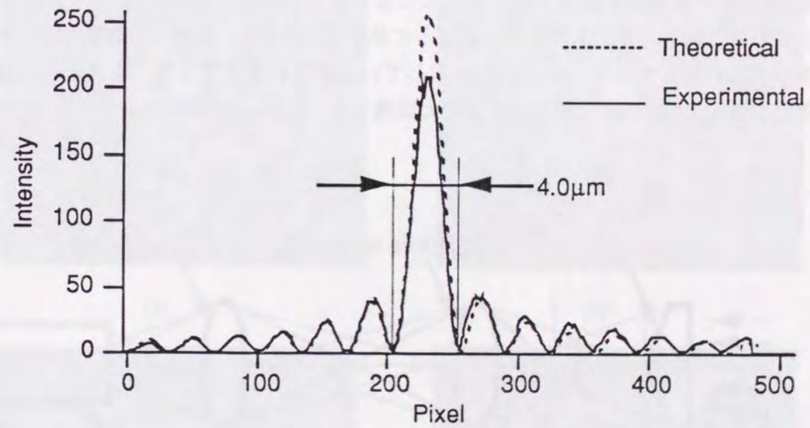


Fig. 6-3-7 Intensity distribution of J_0-beam.

Fig. 6-3-6に示されるように，アキシコンで生成されるビームは同心円状のスポットである．Fig. 6-3-7はサイドローブの値でフィッティングをかけたものであるが，計算値と測定結果は，良い一致を示しており，アキシコンによって生成されたスポットが，0次ベッセル関数（$J_0(r)$）状の強度分布を持っており，中心スポットから数リングの領域では，J_0関数と良い一致を示していることを確認した．また，測定結果より得られたJ_0ビームの中心スポットの直径は，4.0μmであった．

6－3－4　スポットの伝播特性

アキシコンによって生成されたJ_0ベッセルビームスポットの光軸方向の伝播特性を実験により測定した．

実験光学系をFig. 6-3-8に示す．用いたアキシコンは，頂角160°，屈折率n=1.522，底面の直径10mmのものである．入射光は波長488nmのAr^+レーザーで，この光をビームエキスパンダでコリメートした後，アキシコンに入射させた．アキシコンの後方にできたベッセルビームは，４０倍の対物レンズならびに１０倍の接眼レンズを用いて４００倍に拡大した後，CCDカメラで測定した．そして，この測定光学系をJ_0ビームの存在する領域で光軸方向に移動させ，各位置でのビームの強度分布を測定した．

Fig. 6-3-9にアキシコンの頂点からそれぞれd=16, 26, 36, 41, 46, 51, 53, 54, 55, 56 mm離れた位置での光強度分布を示す．また，Fig. 6-3-10に，中心スポットの光強度の光軸方向の変化をプロットする．

Fig. 6-3-9の(a)～(g)を比較すると，その強度分布は全く変化していない．そして，(h) d=54mmの位置から強度が低下し，(j) d=56mmでスポットの光強度がほぼ0になっていることがわかる．このことは，Fig. 6-3-10からも確認できる．Fig. 6-3-10では，J_0ビームスポットの中心強度は，d=53mmまで微小な振動はあるもののほとんど変化しておらず，d=53mm以降で急速に低下し0になっている．以上より，アキシコンによって生成されるJ_0ビームは，干渉領域内でその強度を変化させずに伝播しており，非回折性を示していることが確認できた．またその焦点深度は，中心強度が最大値の80%になるところまでと定義すると，53mmであった．

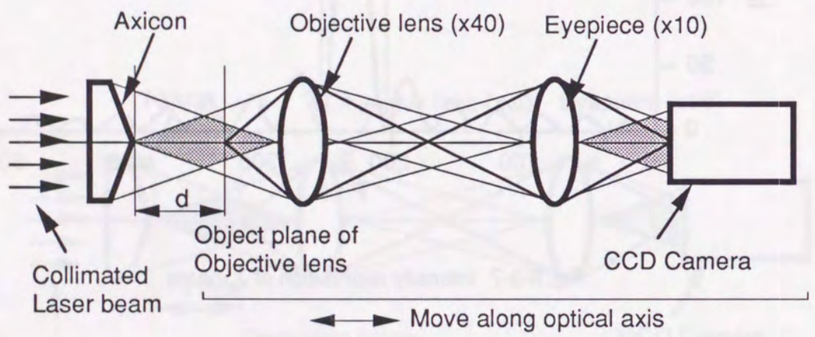
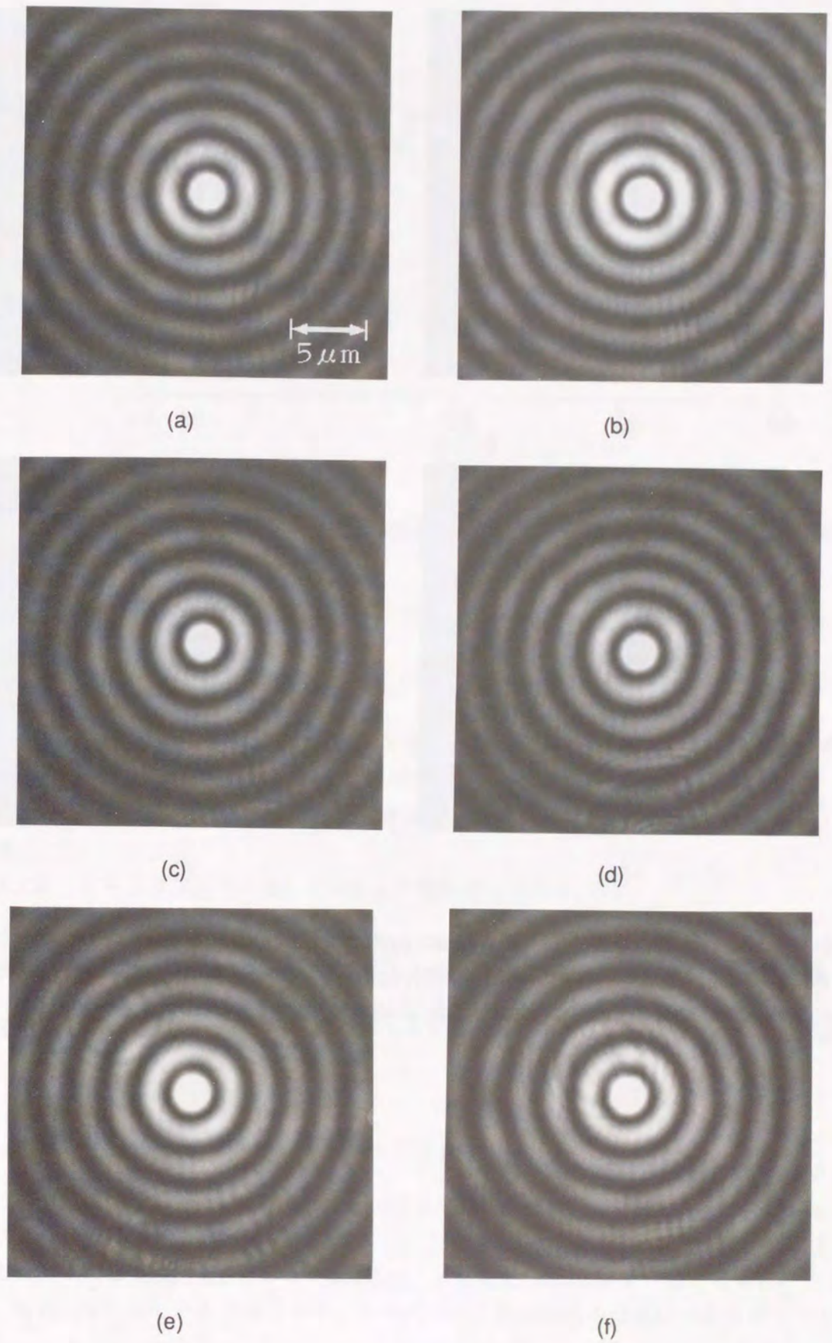


Fig. 6-3-8 Optical set-up for observing the axial propagation of the J_0-beam spot. The spot is magnified 400X and detected using a CCD camera at various locations of the z-axis.



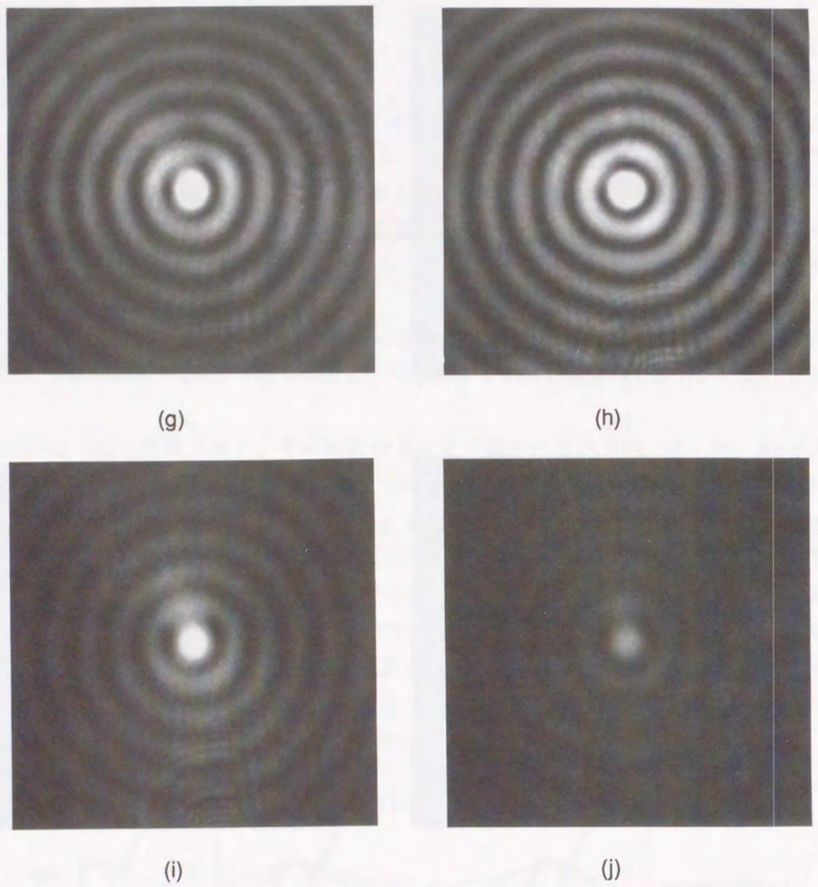


Fig. 6-3-9 Intensity distribution of the J_0-beam pattern as a function of axial distance d: (a) d=16, (b) 26, (c) d=36, (d) d=41, (e) d=46, (f) d=51, (g) d=53, (h) d=54, (i) d=55, and (j) d=56 (mm). (The peak of the spot in the photograph is saturated to make the first ring visible.)

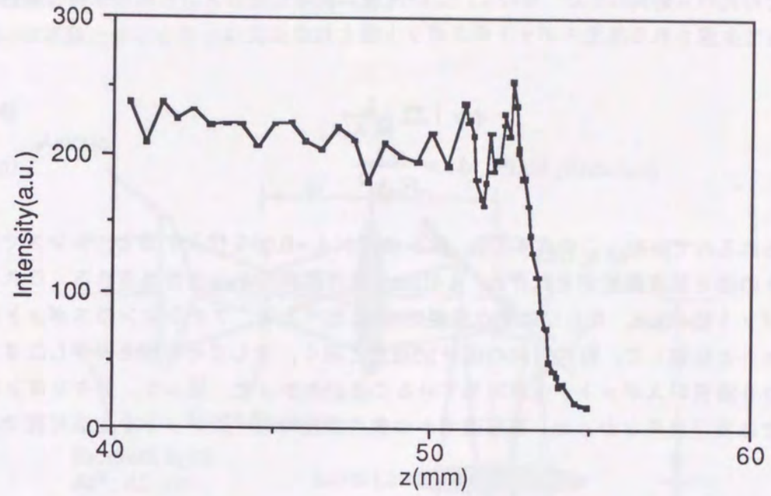


Fig. 6-3-10 Peak intensity distribution of the J_0 beam central spot inside the depth of focus.

6－3－5　考察

6－3－3，6－3－4の実験結果では，アキシコンにより，中心スポット径4.0μm，焦点深度53mmの0次ベッセルビームスポットが生成できることがわかった．

この実験結果と解析によって求められたスポット径（式(6-3-5)），焦点深度（式(6-3-4)）とを比較する．

式(6-3-3)よりアキシコン後方において平面波が光軸となす角は，

$$\beta = 5.32^\circ \tag{6-3-6}$$

と算出できる．従って式(6-3-5)，(6-3-4)よりベッセルビームのスポット径，ならびに焦点深度は，各々

$$\phi = \frac{2.403\lambda}{\pi \sin\beta} = 4.02\ \mu\mathrm{m} \tag{6-3-7}$$

$$z_D = R\,(\cot\beta - \tan\alpha) = 52.81\ \mathrm{mm} \tag{6-3-8}$$

と求められ，これは実験結果のスポット径4.0μm，焦点深度53mmと良く一致している．

次に，このベッセルビームスポットと，レンズにより生成される集光ビームスポットとを比較する．

Fig. 6-3-11のように光軸に対する光の入射角がアキシコンと等しいレンズを考える．アキシコ

ン後方での光の入射角は5.32°なので，この角度に対応するレンズの開口数は0.09である．レンズによって生成される集光スポットのスポット径と焦点深度は，

$$\phi = 1.22\frac{\lambda}{\mathrm{N.A.}} \qquad (6\text{-}3\text{-}9)$$

$$\Delta z = \frac{n\lambda}{\mathrm{N.A.}^2} \qquad (6\text{-}3\text{-}10)$$

で与えられるので[6-8]，この式(6-3-9)，(6-3-10)にN.A.=0.09を代入すると，レンズで生成されるスポットの径と焦点深度がそれぞれ，6.42μm，焦点深度59.1μmと算出される．これをアキシコンのスポット径4.0μm，ならびに焦点深度53mmと比べると，アキシコンのスポットは，レンズのスポットと比較して，面内方向の径が3/5程度と細く，そしてその径を保存したまま光軸方向に約８００倍長いスポットが生成出来ていることがわかった．従って，アキシコンは，従来のレンズでは実現出来なかった，高解像でかつ焦点深度の深いスポットを生成可能であると結論した．

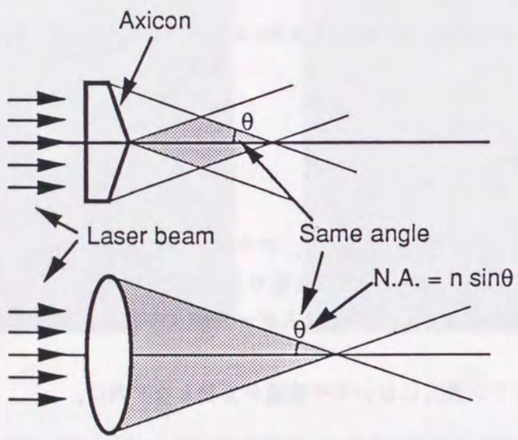


Fig. 6-3-11 Comparison between an axicon and a conventional lens. For the same value of angle θ, an axicon produces a narrower central spot and a longer depth of field.

6－4　走査光学系における0次ベッセルスポットの特性

アキシコンで生成される長焦点深度スポットを走査光学系において使用するために，まずアキシコンによって生成されるベッセルビームスポットをリレーレンズを用いてビーム走査光学系へ導入し，像面においてビームを走査した時にスポットがどのように歪むかを調べた．さらに，リレーレンズに用いるレンズを収差補正されたもの，されていないもの等に換え，リレー

レンズの性能とスポットの歪みの関係を調べた．

Fig. 6-4-1に実験光学系を示す．

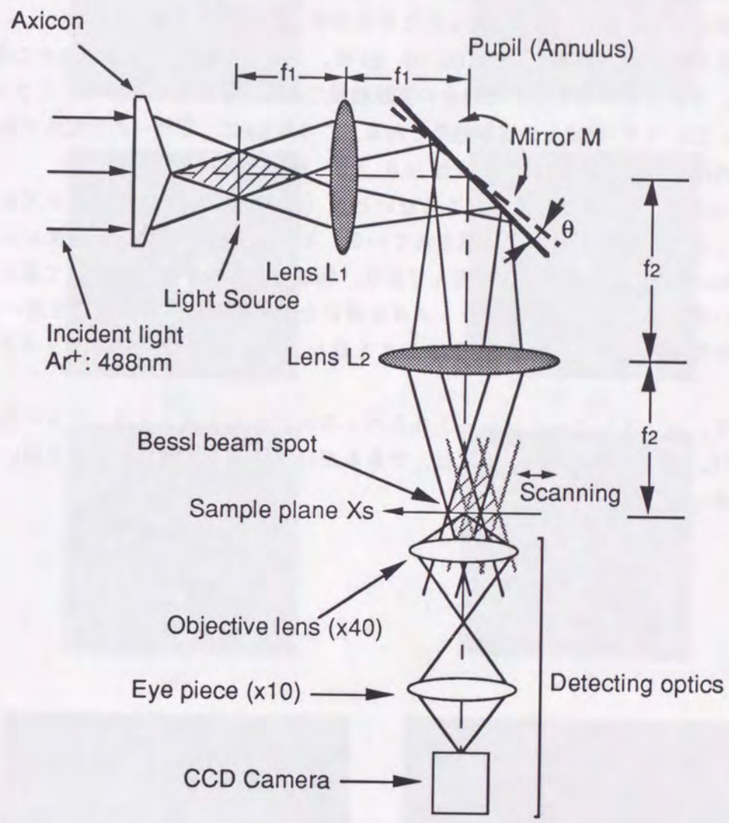


Fig. 6-4-1 Beam scanning system that uses an axicon to generate the beam spot. The primary spot produced by the axicon is imaged onto the sample plane using telecentric optics (lenses L_1 and L_2) and scanned using a rotating mirror M. The scanned J_0-beam spot is magnified 400X and detected by a CCD camera.

用いたアキシコンは，頂角160°，屈折率n=1.522，直径10mmのものである．光源は，波長488nmのAr^+レーザーで，これをビームエキスパンダでコリメートした後，アキシコンに入射させた．アキシコンによって生成されたベッセルビームは，レンズL_1，L_2よりなるテレセントリック光学系で像面へリレーされる．ビーム走査用のミラーMは，レンズL_1のフーリエ面に配置する．アキシコンで生成されたベッセルビームは，レンズL_1でフーリエ変換されるので，このミラーの位置には，リング状のビームが形成される．そしてこのリング状のビームは，レンズL_2により再度フーリエ変換され像面でベッセルスポットに再生される．像面におけるスポットの走査は，

ミラーを回転させることにより行う．像面へ結像されたベッセルスポットは，４００倍に拡大した後CCDカメラで測定した．レンズL_1には，焦点距離f=83mm，直径52mmの両凸単レンズを使用した．またレンズL_2には，収差補正が考慮されていないレンズとして焦点距離f=65mm，直径45mmの単レンズと，収差が補正されているF=2.8のカメラレンズの両方を用いて，各々を用いた光学系においてスポットを走査したときのスポットの歪みを比較した．

実験結果をFig. 6-4-2に示す．(a), (c), (e), (g)は，レンズL_2に単レンズを用いた場合，(b), (d), (f), (h)は，カメラレンズを用いた場合の実験結果である．それぞれ上から，ミラーの回転角がθ=0.0, 1.0, 2.0, 3.0°の場合の実験結果である．この角度θは，ミラーの回転角であるから，ビームの振れ角は，その2倍の2θ=0.0, 2.0, 4.0, 6.0°である．

Fig. 6-4-2において，ミラーを回転させないとき（θ=0.0 (a), (b)）は，単レンズもカメラレンズも共に等しい同心円スポットが生成されている．ミラーを回転させると，単レンズを用いた光学系ではθ=1.0ですでにスポットが歪んでおり，回転角が大きくなるにつれて歪みはさらに大きくなっている．これに対し，カメラレンズを用いた光学系では，単レンズを用いた場合よりもスポットの歪みが小さく，(h) θ=3.0においても単レンズの(c) θ=1.0でのスポットよりも歪みが少なかった．

以上より，レンズによってリレーされたベッセルビームスポットは，リレーレンズの収差の影響を受け，従ってリレーレンズには，できるだけ収差補正されたレンズを用いる必要があることがわかった．

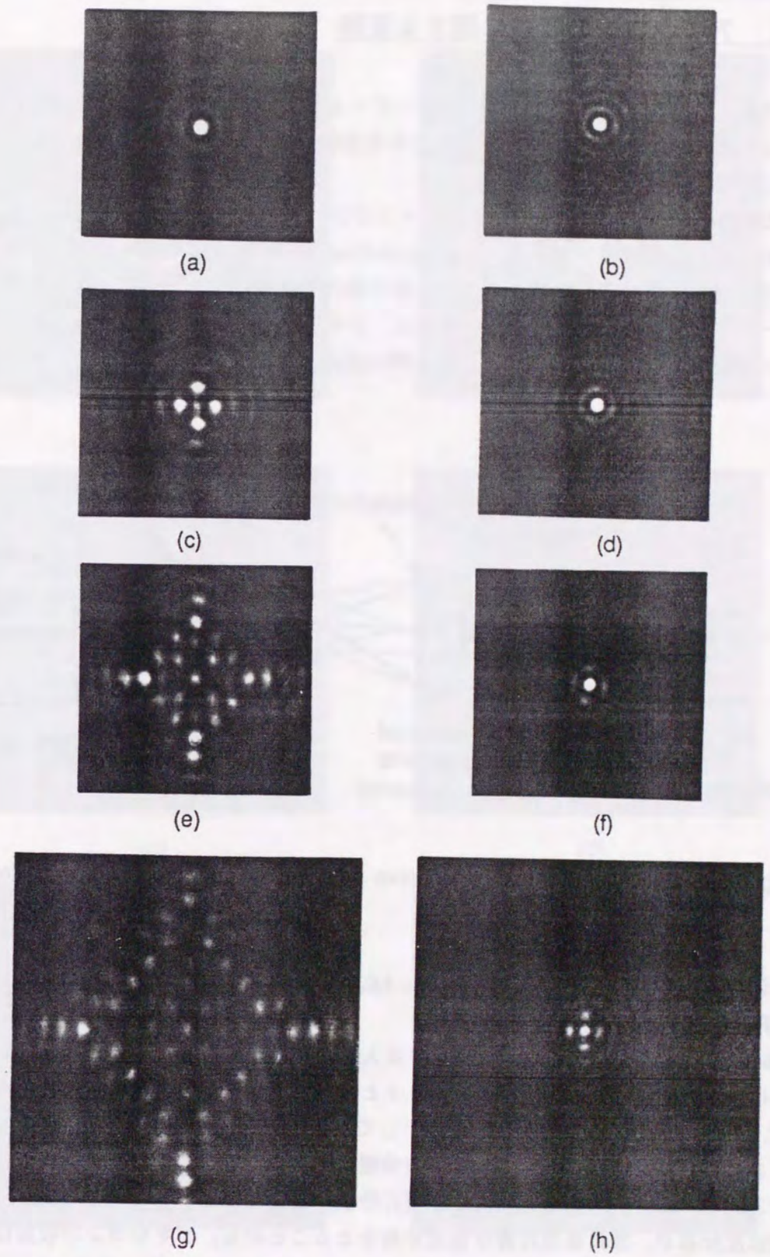


Fig. 6-4-2 Detected J_0-beam intensity distributions obtained via a single lens L_2 (images (a), (c), (e), and (g)). Images (b), (d), (f), and (h) are obtained using an aberration-corrected camera lens instead of L_2.

6－5　アキシコンの収差に関する実験

ここでは，アキシコンに対して，レーザービームが斜め方向から入射した場合に，アキシコンによって生成されるJ_0スポットが，どのような影響を受け，そしてどのように歪むか（収差）を解析した実験について述べる．

実験光学系をFig. 6-5-1に示す．用いたアキシコンは，頂角160°，屈折率n=1.522，直径10mmのものである．このアキシコンに，波長488nmのAr^+レーザーをビームエキスパンダでコリメートにして入射させた．そしてアキシコンを水平面内で光軸に対して回転させ，アキシコンに対するレーザービームの入射角度を変化させた．アキシコンによって生成されたスポットは，アキシコンの先端から16mmの位置で，４００倍に拡大した後CCDカメラで測定した．

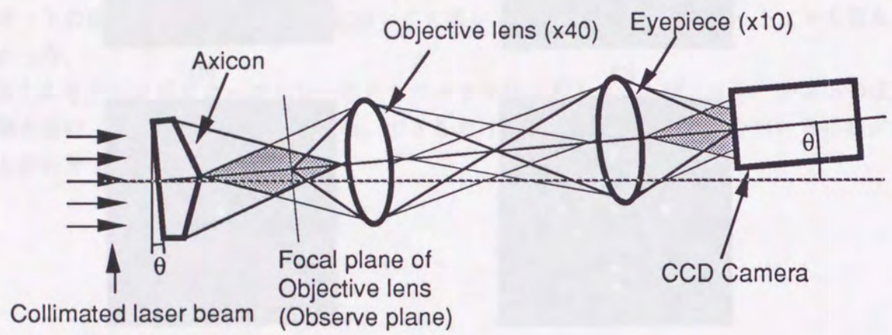


Fig. 6-5-1 Optical set-up used to observe an aberrated spot produced by a tilted axicon.

アキシコンを光軸に対して，それぞれ0.0, 4.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0°傾けた場合のスポットの強度分布をFig. 6-5-2に示す．

Fig. 6-5-2に示すようにアキシコンに対する入射角が大きくなるにつれ，ベッセルスポットのリングは，4方向に分裂し十字型のスポットとなった．リングの歪みは，入射光の傾きが大きいほど，外側のリングにまで及び，全体として凧状（kite shape）のスポットになることを確認した．また得られた結果より，スポットの分裂は，アキシコンを傾けた方向に依存せず，常に傾けた方向と，それに垂直な方向の十字型に分裂することがわかった．このように収差スポットの光強度分布が，常に原点対称な強度分布をとることから，アキシコンの収差は，レンズの収差における偶数次の収差に相当し，奇数次の収差は発生していないと推測した．

またスポットの歪みは，入射光の傾きが，3～4°程度であれば，ほとんど影響がないとみなせることも確認した．

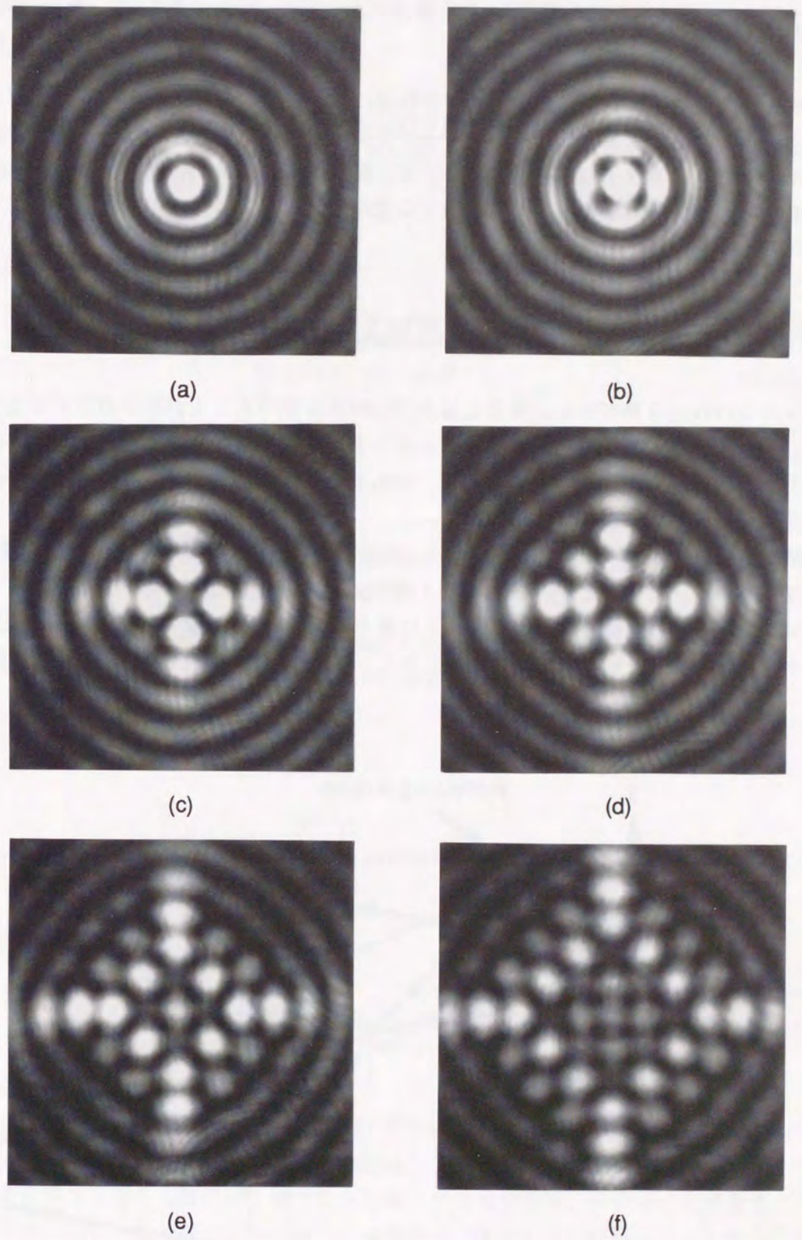


Fig. 6-5-2 Aberrated J_0-beam distributions produced by a tilted axicon: (a) θ=0.0 (not aberrated), (b) θ=4.0, (c) θ=6.0, (d) θ=7.0, (e) θ=8.0, and (f) θ=9.0 (degrees)

6－6　収差スポットの解析

第6章5節の実験結果から，アキシコンの収差には，偶数次の収差しか存在しないという実験結果が得られた．そこで本節では，アキシコンに斜入射光を入射させた場合に生じる，歪んだベッセルビームスポット（収差スポット）を，藤原等の論文[6-9]に従い，スカラー場での回折理論を用いて解析的に導く．また，2次元結像理論とザイデルの収差論を用いてレンズの収差との比較を行なう．

6－6－1　スカラー場での回折理論を用いた解析

アキシコンの収差を解析的に計算する場合，プリズム型であると計算が複雑になるため，ここでは，円錐形ミラーであるアキシコン・ミラーを光学系モデルとして使用する．この場合，入射平面波の進行方向を変化させるものが，屈折から反射という現象にかわるだけで，その他の条件等は等しいため一般性は，失われない．

光学系モデルをFig. 6-6-1に示す．座標系は，光軸方向にz軸をとった直交座標系を導入する．そしてアキシコン・ミラーとx-y平面とのなす角をαとして，点光源をz=lの位置に置く．またz=l'の位置にz-軸と垂直に像面を設定し，像面上に新たな極座標系r, θ置く．そして，点光源から出た光がアキシコンミラーによって反射された後に，この像面上につくる光強度分布を計算する．

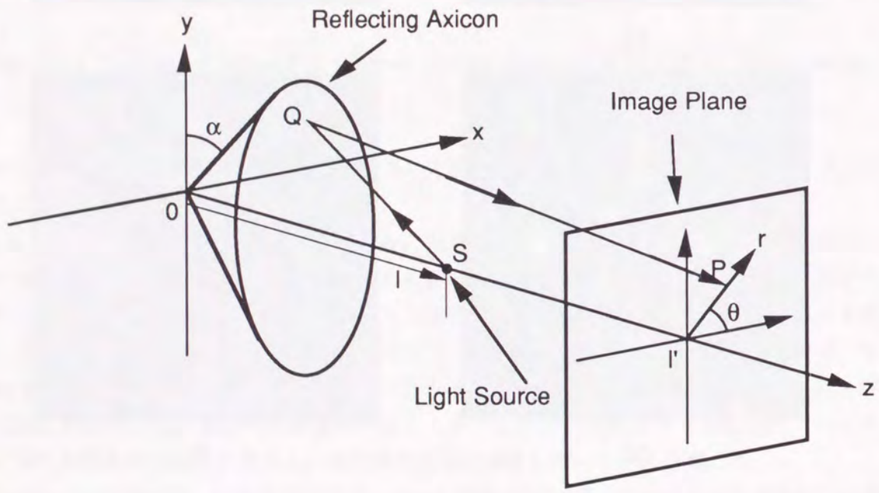


Fig. 6-6-1　Notation used to calculate the diffraction image distribution produced by a reflecting axicon under on-axis illuminationby a point light source. The J_0-beam spot is found at z = l'.

Sを光源の位置，Qをアキシコン・ミラー上の任意の点，Pを像面上の点とすると，Kirchhoffの方法に従えば，P点における反射光の振幅は，

$$u_p = \frac{ik}{2\pi}\iint_{\Sigma}\frac{\exp[-ik(SQ+QP)]}{SQ\,QP}d\Sigma \qquad (6\text{-}6\text{-}1)$$

で与えられる[6-10]．ここで，dΣはアキシコン・ミラー上の微小面である．

つぎに，各変数を

$$\begin{gathered} x=\rho\cos\chi \quad y=\rho\sin\chi \quad z=\rho\alpha \\ \xi=r\cos\theta \quad \eta=r\sin\theta \\ d\Sigma=\rho\,d\rho\,d\chi \end{gathered} \qquad (6\text{-}6\text{-}2)$$

のように定義し，光路長SQ, QPを

$$\begin{aligned} SQ &= \left\{\rho^2\cos^2\chi+\rho^2\sin^2\chi+(\rho\alpha-l)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \\ &\approx l-\rho\alpha+\rho^2/2l \\ QP &= \left\{(\rho\cos\chi-r\cos\theta)^2+(\rho\sin\chi-r\sin\theta)^2+(\rho\alpha-l')^2\right\}^{\frac{1}{2}} \\ &\approx l'-\rho\alpha+\rho^2/2l'-\rho r\cos(\chi-\theta)/l' \end{aligned} \qquad (6\text{-}6\text{-}3)$$

のように近似すると，式(6-6-1)は，

$$u_P=\frac{\exp[-ik(l+l')]}{l\,l'}\times\int_0^{2\pi}\int_0^{\rho}\exp[ik\Phi_1(\rho,\chi)]\rho d\rho d\chi \qquad (6\text{-}6\text{-}4)$$

となる．ここで，位相項$\Phi_1(\rho,\chi)$は，

$$\Phi_1(\rho,\chi)=\{2\alpha+r\cos(\chi-\theta)/l'\}\rho-\{(l+l')/2ll'\}\rho^2 \qquad (6\text{-}6\text{-}5)$$

で与えられる．

現実には，式(6-6-4)の積分をそのまま実行することはほとんど不可能である．そこで，Method of stationary phase(MSP)を導入する[6-11]．この方法は，長焦点スポットが消える焦点深度の端を計算する場合を除けば，積分に主に寄与する部分では，位相項が定留置をとり，逆に振幅の変化に対して位相項が急速に変化する領域は，積分しても結局キャンセルしてしまうと仮定し，位相項が停留値をとる領域だけを積分して近似的に積分値を得る方法である．

MSPでは，式(6-6-4)の$\Phi_1(\rho,\chi)$が停留値をとるという条件から，

$$\frac{\partial\Phi_1}{\partial\rho}=\frac{\partial\Phi_1}{\partial\chi}=0 \qquad (6\text{-}6\text{-}6)$$

が成り立たなければならず，これは，

$$M_1:\ \chi=\theta,\qquad \rho=\frac{ll'}{l+l'}\left(2\alpha+\frac{r}{l'}\right) \tag{6-6-7}$$
$$M_2:\ \chi=\pi+\theta,\ \rho=\frac{ll'}{l+l'}\left(2\alpha+\frac{r}{l'}\right)$$

で与えられる．M_1は位相項Φ_1が最大値をとるところ，M_2は最小値をとるところである．

MSPが，Method of Fresnel Zone(MFZ)と第一近似の範囲内で同じ結果を与えることは，Van Kampenによって示されている．今の場合Fresnel zoneは，M_1,M_2のまわりの輪帯になる．この輪帯の幅とセンターラインの半径は，それぞれ

$$\Delta\rho_F=[\lambda l\,l'/(l+l')]^{\frac{1}{2}} \tag{6-6-8}$$
$$\rho_F=2\alpha l\,l'/(l+l')$$

である．そこで，式(6-6-8)で表されるFresnel zone領域内で式(6-6-4)の積分を実行すると，

$$u_P=\frac{ik}{4\pi}\frac{e^{-ik\Psi_1}}{l\,l'}\rho_F\Delta\rho_F\int_0^{2\pi}\exp\left\{\frac{ik\rho_F r}{l'}\cos(\chi-\theta)\right\}d\chi \tag{6-6-9}$$
$$=2ike^{-ik\Psi_1}\frac{\alpha(\lambda l\,l')^{\frac{1}{2}}}{(l+l')^{\frac{1}{2}}}J_0\left(\frac{2k\alpha lr}{l+l'}\right)$$

となる．式(6-6-9)より像面での光強度を求めると，

$$I_P=|u_P|^2=C\frac{\alpha^2}{\lambda}\frac{l\,l'}{(l+l')^3}J_0^2\left(\frac{2k\alpha lr}{l+l'}\right) \tag{6-6-10}$$

で表される．ここで，アキシコンが平行平面波で照明されているとして，l'を∞にすると，式(6-6-10)は，

$$I_P=C'\left(\frac{\alpha^2}{\lambda}\right)J_0^2(k\alpha r) \tag{6-6-11}$$

となる（ただしアキシコン・ミラーの張る立体角を考慮に入れて，光源とアキシコンの間の距離の2乗を掛けてある）．式(6-6-11)より光強度は，観測点（像面）の位置l' によらず一定になることがわかる．従って，アキシコン・ミラーの作り出す非回折性光波が解析的に導出できた．

次に点光源が光軸上にない場合を考える．モデルの光学系をFig. 6-6-2に示す．

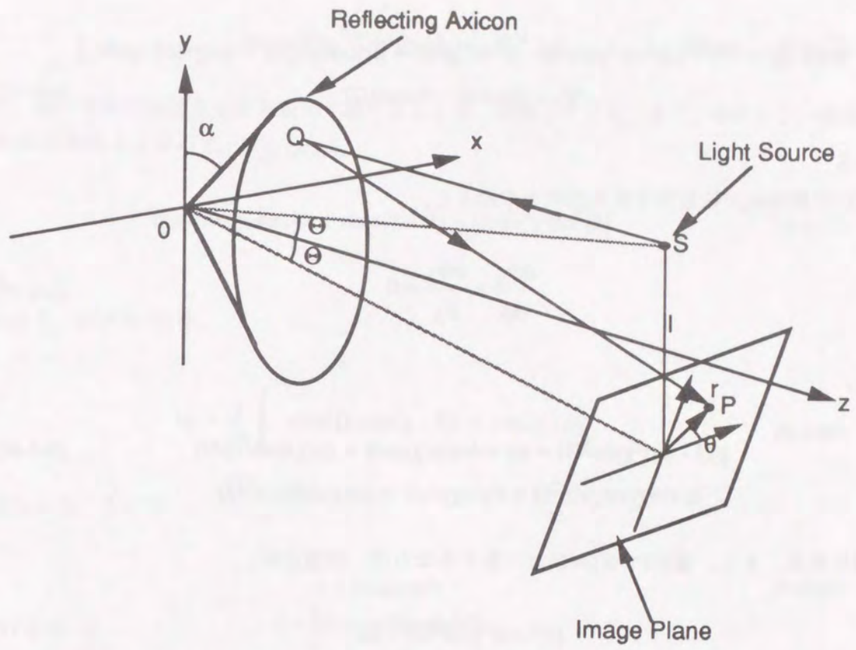


Fig. 6-6-2　Notation used to calculate the diffraction image distribution produced by a reflecting axicon under off-axis illuminationby a point light source.

先程と同様にして，点光源からアキシコン・ミラーまでの距離SQと，アキシコン・ミラーから観測点までの距離QPを求めると，これらはそれぞれ，

$$SQ=\left\{\rho^2\cos^2\chi+(\rho\sin\chi-h)^2+(\rho\alpha-l)^2\right\}^{\frac{1}{2}}$$
$$\approx l\sec\Theta-\rho\sin\chi\sin\Theta-(\cos\Theta/2l)(\rho^2\sin^2\chi\sin^2\Theta-\rho^2+2\rho l\alpha)$$
$$QS'\approx l\sec\Theta+\rho\sin\chi\sin\Theta-(\cos\Theta/2l)(\rho^2\sin^2\chi\sin^2\Theta-\rho^2+2\rho l\alpha) \tag{6-6-12}$$
$$QP=\left\{(\rho\cos\chi-\xi)^2+(\rho\sin\chi+h-\eta\cos\Theta)^2+(\rho\alpha-l-\eta\sin\Theta)^2\right\}$$
$$=\left\{QS'^2-2\rho(\xi\cos\chi+\eta\sin\chi\cos\Theta+\alpha\eta\sin\Theta)+\xi^2+\eta^2\right\}^{\frac{1}{2}}$$
$$\approx QS'-(\cos\Theta/2l)\left\{2\rho r(\cos\chi\cos\theta+\sin\chi\sin\theta\cos\Theta)-r^2\right\}$$

で与えられる．これらを，Kirchhoffの式に代入すると，式(6-6-1)は，

$$u_P=\frac{ik\cos^2\Theta}{2\pi\ l^2}e^{-ik\Psi_2}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\exp\left[ik\Phi_2(\rho,\chi)\right]\rho d\rho d\chi \tag{6-6-13}$$

となる．ここで$\Phi_2(\rho,\chi)$，Ψ_2は，

$$\Phi_2(\rho,\chi) = \frac{\cos\Theta}{l}\left\{(\rho^2\sin^2\chi\sin^2\Theta - \rho^2 + 2\rho l\alpha) + \rho r(\cos\chi\cos\theta + \sin\chi\sin\theta\mathrm{cps}\Theta)\right\}$$
$$\Psi_2 = 2l\sec\Theta - r^2\cos\Theta/2l \tag{6-6-14}$$

である．

次に位相項Φ_2が停留値を取る条件を求めると，

$$\frac{\partial\Phi_2}{\partial\rho} = \frac{\partial\Phi_2}{\partial\chi} = 0 \tag{6-6-15}$$

より，

$$\rho(1 - \sin^2\chi\sin^2\Theta) = l\alpha + \frac{r}{2}(\cos\chi\cos\theta + \sin\chi\sin\theta\cos\Theta) \tag{6-6-16}$$
$$2\rho\sin\chi\cos\chi\sin^2\Theta = r(\sin\chi\cos\theta + \cos\chi\sin\theta\cos^2\Theta)$$

が得られる．もし，像点PがS'(r=0)と一致するならば，停留点は，

$$\rho(1-\sin^2\chi\sin^2\Theta) = l\alpha \tag{6-6-17}$$
$$\sin\chi\cos\chi = 0$$

となる．従ってMFZ (Method of Fresnel Zone)は，

$$\rho = l\alpha/(1-\sin^2\Theta)\ ,\ \chi=\frac{1}{2}\pi \text{ or } \frac{3}{2}\pi \tag{6-6-18}$$
$$\rho = l\alpha\ ,\ \chi=0 \text{ or } \pi$$

で表される四つの三日月型になる．

たとえPがS'から離れていても，PがS'の近傍にあるかぎり第1 Fresnel Zoneは，先程のものと同じと近似できる．従って，式(6-6-13)は，

$$u_p = \frac{ik}{4\pi}\frac{\cos^2\Theta}{l^2}e^{-ik\Psi_2}\langle\rho_F\rangle_{av}\langle\Delta\rho_F\rangle_{av}\int_0^{2\pi}\exp\left\{\frac{ik\cos\Theta}{l}F(\chi;r,\theta)\right\}d\chi \tag{6-6-19}$$

で与えられる．ここで，$F(\chi; r, \theta)$, $\langle\rho_F\rangle_{av}$, $\langle\Delta\rho_F\rangle_{av}$は，各々

$$F(\chi;r,\theta) = \frac{1}{1 - \sin^2\chi\sin^2\Theta}\left\{l\alpha + \frac{r}{2}(\cos\chi\cos\theta+\sin\chi\sin\theta\cos\Theta\right\}^2 \tag{6-6-20}$$
$$\langle\rho_F\rangle_{av} = l\alpha\sec\Theta,\ \langle\Delta\rho_F\rangle_{av} = (2\lambda l\sec\Theta)^{\frac{1}{2}} \tag{6-6-21}$$

である．この式(6-6-19)で，

$$ik\cos^2\Theta e^{-ik\Psi_2}\langle\rho_F\rangle_{av}\langle\Delta\rho_F\rangle_{av}/2l^2 \tag{6-6-22}$$

の項は，像の相対的な強度分布を表わす項であるため，無視してよい．また，Θが小さい場合は，$\sin^2\Theta$の項は無視できるので，$F(\chi; r,\theta)$は，

$$F(\chi;r,\theta) \approx l\alpha\{l\alpha + r\cos(\chi - \theta) + l\alpha\sin^2\chi\sin^2\Theta\} \tag{6-6-23}$$

となる．

以上より，式(6-6-19)は，

$$u_p = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp i\{s\cos(\chi - \theta) - t\cos2\chi\}d\chi \tag{6-6-24}$$

で与えられる．ここで

$$s = k\alpha r\cos\Theta \tag{6-6-25}$$
$$t = \frac{1}{2}k\alpha\cos\Theta l\alpha\sin^2\Theta$$

である．さらに式(6-6-24)に対して，ベッセル関数に関する公式

$$\exp(it\cos2\chi) = \sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n i^n J_n(t)\cos2n\chi \tag{6-6-26}$$
$$\varepsilon_n = 1(n=0),\ 2(n\neq0)$$
$$\int_0^{2\pi}\cos n\chi\ e^{is\cos\chi}d\chi = 2\pi i^n J_n(s)$$
$$\int_0^{2\pi}\sin n\chi\ e^{is\cos\chi}d\chi = 0$$

を使用すると，光波の複素振幅u_pは，

$$u_p = \frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n(-i)^n J_n(t)\int_0^{2\pi}\cos2n\chi e^{is\cos(\chi-\theta)}d\chi \tag{6-6-27}$$
$$= \sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n i_n J_n(t)J_{2n}(s)\cos2n\theta$$

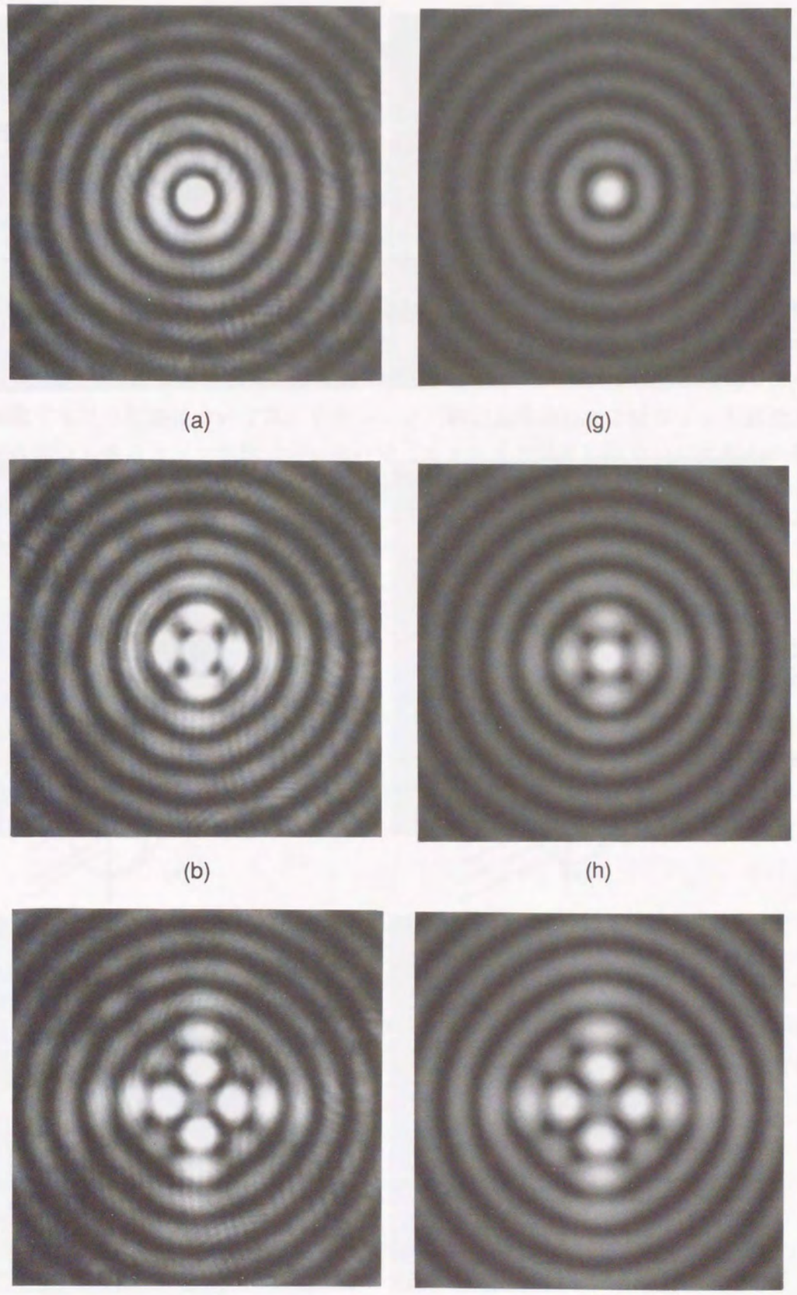
で与えられる．スポットの光強度分布は，式(6-6-27)の二乗であたえられので，

$$I = |u_P|^2 = \left| \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i_n J_n(t) J_{2n}(s) \cos 2n\theta \right|^2 \qquad (6\text{-}6\text{-}28)$$

となる．

式(6-6-28)式をみると，アキシコンの収差スポットに特徴的な十字型を示しているのは，$|\cos 2n\theta|^2$の項であることがわかる．これは，$n \geq 1$において常に$\theta=0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$の位置で最大値1をとり，これがリング状のベッセル関数$J_n(r)$にかかっているためである．この式(6-6-28)を，コンピュータで数値計算した．Fig. 6-6-3に計算結果を，第6章5節で得られた実験結果を合わせて示してある．

Fig. 6-6-3より，数値計算結果と実験結果とを比較すると，解析的にも中心に対して十字対称な光強度分布をもつ収差スポットが得られており，入射ビームに対してアキシコンが傾いていた場合に生じる収差スポットと良く一致していることがわかる．



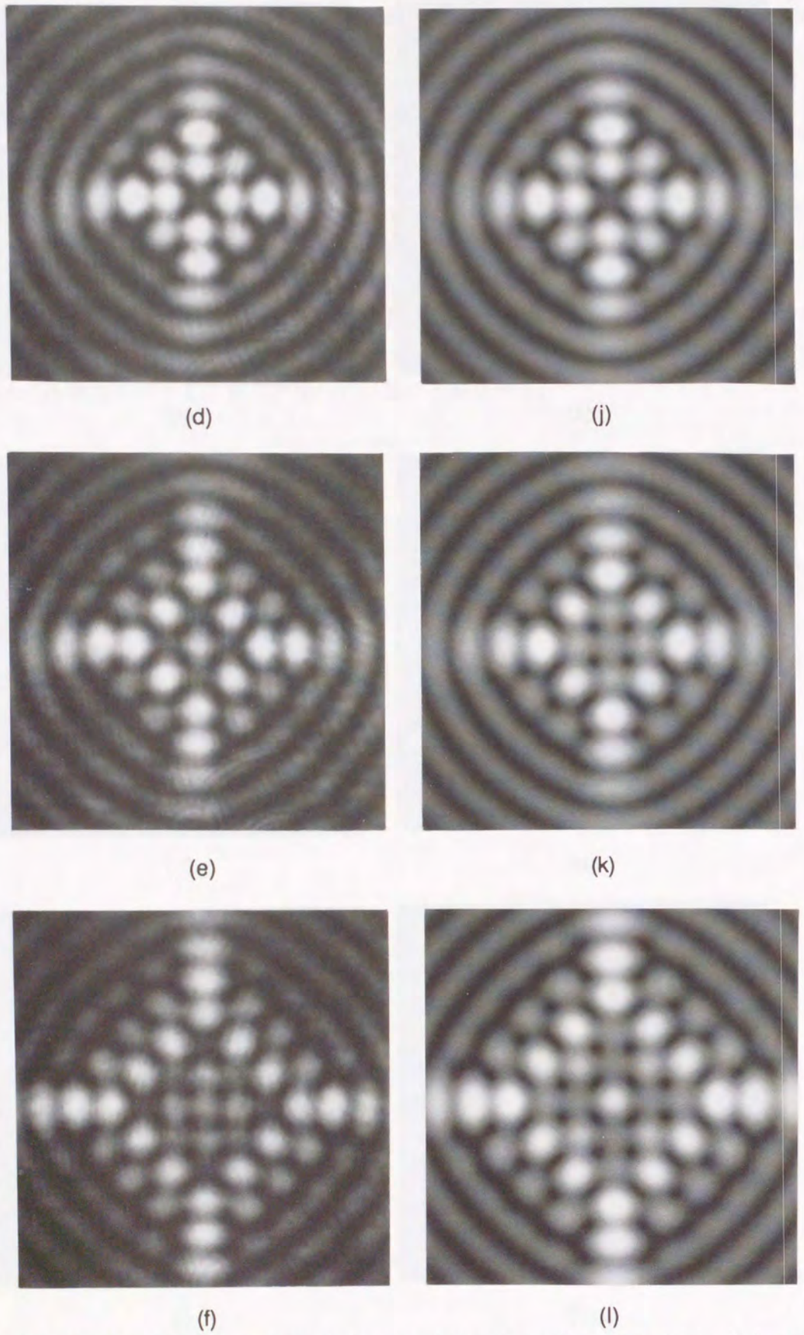


Fig. 6-6-3 Comparison between images that were obtained experimentally ((a) - (f)), and those generated by computation ((g) - (l)).

6－6－2　幾何光学による収差の解析

幾何光学におけるサイデルの収差論（特にザイデルの5収差のうち偶数次の収差である非点収差と奇数次の収差であるコマ収差）[6-12, 6-13]を用いて，レンズとアキシコンの収差スポットの特性を解析する．

非点収差とコマ収差は，幾何光学では，Fig. 6-6-4のように表示できる．つまり，非点収差は，レンズのサジタル面とメリジオナル面の曲率が異なることにより，スポットの結像位置が変わって生じるものであり，またコマ収差は，レンズの中心からの距離が異なる光線どうしが，異なる倍率で結像することにより生じるものである．Fig. 6-6-5に示すように，アキシコンではその光学系がスリット幅無限小の輪帯光学系と等価であることを考えると，輪帯上の各点を通った光は，レンズの時と同様にサジタル面とメリジオナル面で異なる位置に集光されるので，やはり非点収差は存在する．しかしながら，瞳面上で動径距離が異なる点を通った光線が，別々の位置に結像するコマ収差については，アキシコン（輪帯光学系）では瞳がリング状であり，半径が一定の部分しかスリットが開いていないで，コマ収差が発生し得ないことがわかる．従ってアキシコンの収差スポットが非点収差の特性しか示さないことは，この幾何光学的な解釈によっても確認できる．

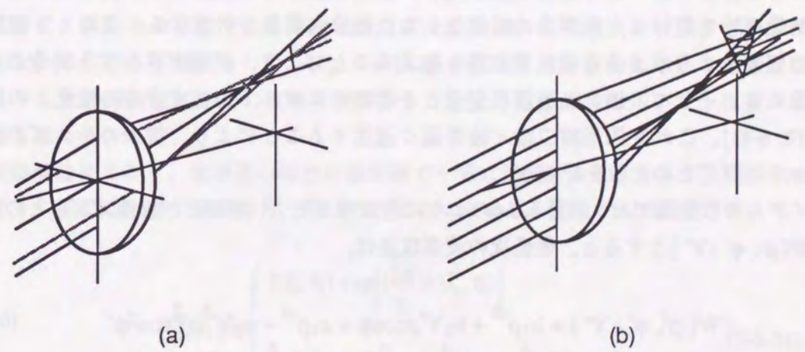


Fig. 6-6-4 Illustration of aberrations in circular pupils by geometrical optics: (a) astigmatism, and (b) coma.

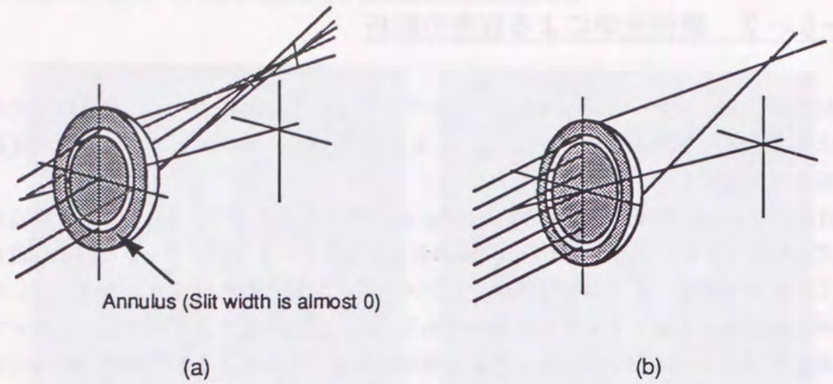


Fig. 6-6-5 Illustration of aberrations in annular pupils by geometrical optics: (a) astigmatism, and (b) coma does not occur in annular pupils.

6－6－3　2次元結像理論とザイデルの収差論を用いた解析

ここでは，6－6－2の解析を波動光学にまで発展させて議論する．具体的にはまず，2次元の結像理論を用いて，光学系の瞳関数から点像分布関数を計算する．このとき瞳関数にザイデルの収差論より求まる各種波面収差を加えることにより，収差が存在する場合の点像分布関数を求める．そして，加える波面収差量とその時のスポットの強度分布の変化との関係を調べる[6-12, 6-13]．これを円形開口瞳と輪帯瞳に適用することにより，従来のレンズの収差と，アキシコンの収差との比較を行なう．

ザイデルの収差論では，Fig. 6-6-6のように各変数をとり，波面Σと参照球面Σ_0との差を，波面収差W(ρ', φ' : Y')とすると，最低次の波面収差は，

$$W(\rho', \varphi' : Y') = b_1\rho'^2 + b_2Y'\rho\cos\varphi + c_1\rho'^4 + c_2Y'^2\rho'^2\cos^2\varphi' + c_3Y'\rho'^2 + c_4Y'^3\rho'\cos\varphi' + c_5Y'\rho'^3\cos\varphi' \qquad (6\text{-}6\text{-}29)$$

で与えられる．Y'は像の高さ，ρ'，φ'はそれぞれ射出瞳上の極座標における動径距離と方位角である．式(6-6-29)の第1項は焦点合わせ，第2項は像面上の位置合わせの項で収差に含めない．そして，第3項以下の五つがそれぞれ，

$c_1\rho'^4$	球面収差	(6-6-30-a)
$c_2Y'^2\rho'^2\cos^2\varphi'$	非点収差	(6-6-30-b)
$c_3Y'\rho'^2$	像面弯曲	(6-6-30-c)
$c_4Y'^3\rho'\cos\varphi'$	歪曲	(6-6-30-d)
$c_5Y'\rho'^3\cos\varphi'$	コマ収差	(6-6-30-e)

を表わす．

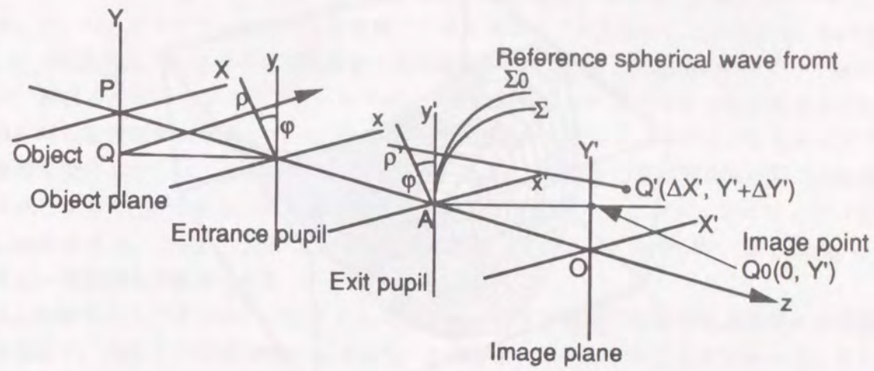


Fig. 6-6-6 Coordinates used to calculate Seidel aberrations [6-12, 6-13].

ここでは特に，偶数次の収差である非点収差（式(6-6-30-b)）と奇数次の収差であるコマ収差（式(6-6-30-e)）に注目して解析を行う．Fig. 6-6-7に非点収差とコマ収差についての波面収差関数をプロットした結果を示す．この波面収差関数と2次元の結像理論を用いて，収差スポットの強度分布を求める．

2次元結像理論によると，光学系の特性は瞳関数で一意に決定される．そこで，瞳関数f(ξ, η)を以下のように開口の内部で値を持ち，開口の外部では0である関数として定義する．

$$f(\xi, \eta) = \begin{cases} f(\xi, \eta)\exp\left\{i\dfrac{2\pi}{\lambda}W(\xi, \eta)\right\} \\ 0 \end{cases} \qquad (6\text{-}6\text{-}31)$$

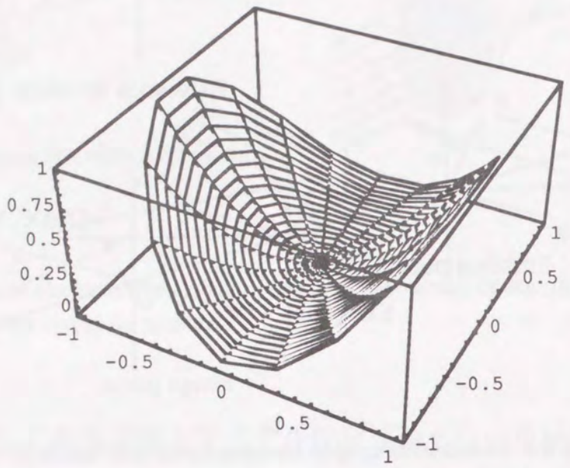
ここで，ξ, ηは瞳面上にとった座標軸で，各々x, y方向を表す．また，W(ξ, η)は式(6-6-30)で定まる波面収差関数である．

光学系の伝達関数（OTF）は，この瞳関数fのコンボリューションで与えられ，さらに点像分布関数(PSF)は，このOTFをフーリエ変換することにより得られるので，それぞれ

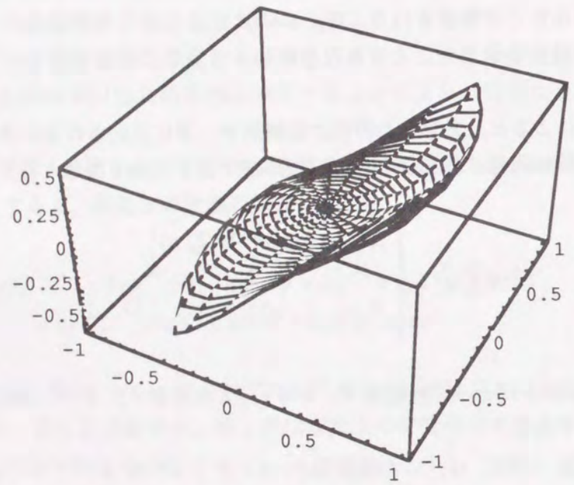
$$OTF(s, t) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(\xi+s, \eta+t)f(\xi-s, \eta-t)\, d\xi d\eta \qquad (6\text{-}6\text{-}32)$$

$$PSF(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} OTF(s, t)\, e^{-i\omega(sx+ty)}\, ds\, dt \qquad (6\text{-}6\text{-}33)$$

となる[6-14].



(a)



(b)

Fig. 6-6-7 Primarywave aberrations: (a) astigmatism($r^2\cos^2\theta$), and (b) coma($r^3\cos\theta$).

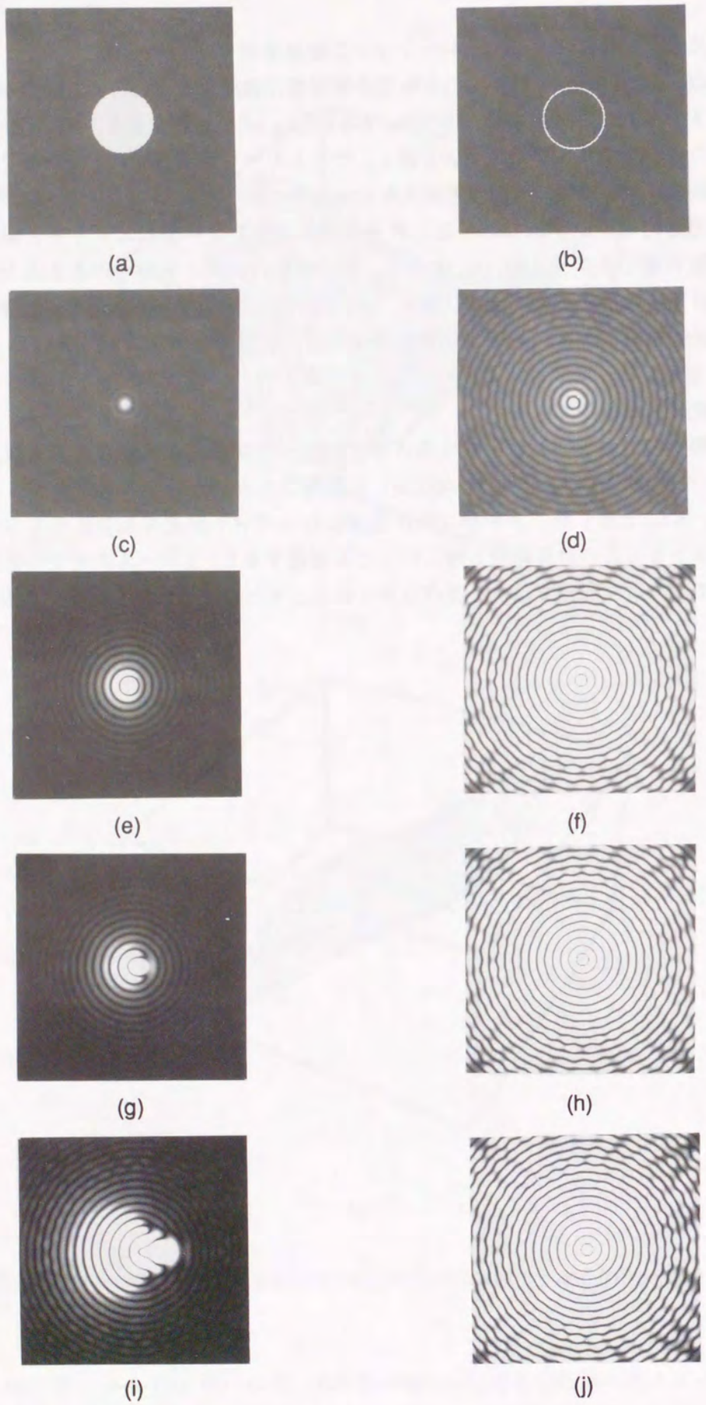
式(6-6-31), (6-6-32), (6-6-33)を用いれば，光学系が各々の収差を含む場合のスポットの光強度分布を計算できる．またアキシコンのスポットに関しては，瞳関数を輪帯にすることにより計

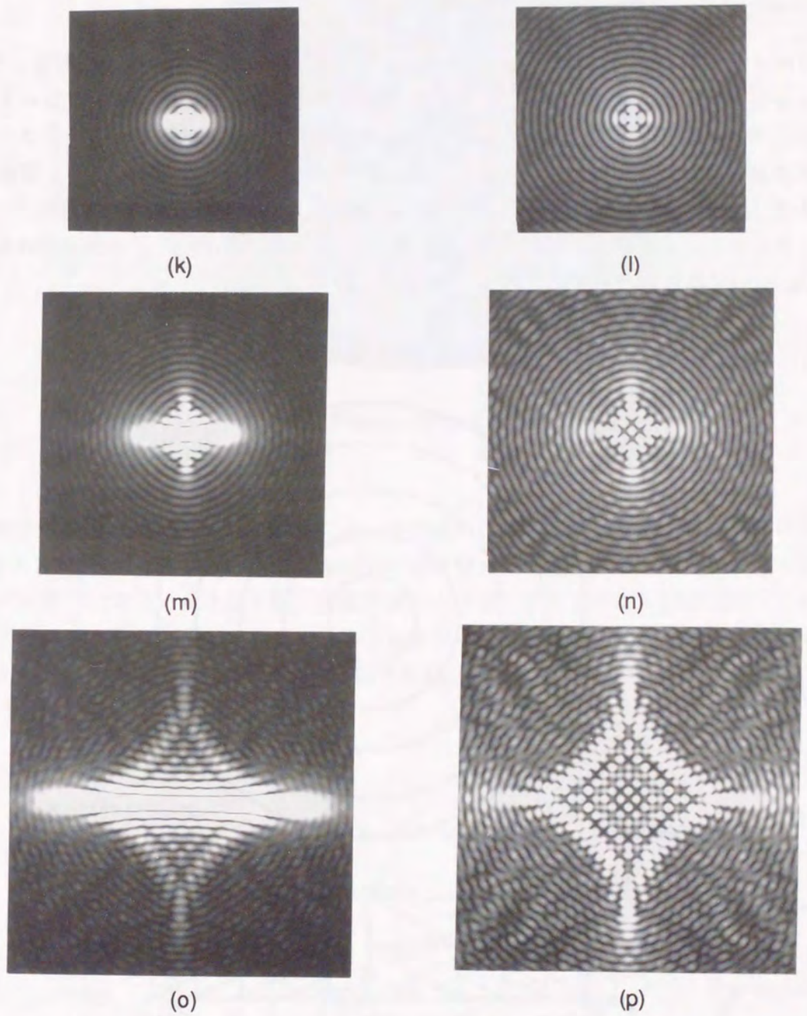
算できる．

Fig. 6-6-8に，コンピュータシミュレーションの結果を示す．

Fig. 6-6-8の(a), (b)が，各々円形開口と輪帯の瞳関数の強度分布であり，(c), (d)が収差がない場合のスポットを示したものである．まずFig. 6-6-8の(c), (d)を比較すると，輪帯瞳のスポット（J_0スポット）の方がエアリーディスクより細く，サイドローブが大きいことがわかる．(e)～(j)は，(a), (b)の瞳関数にコマ収差の波面収差を入れた場合のPSFである．円形開口のスポット(e), (g), (i)では，無収差の時にリング状であったスポットが非対称なコマ型のスポットに変形している．これに対し輪帯瞳のスポット(f), (h), (j)では，同心円状のスポットがそのまま保たれており収差の影響を受けていないことがわかる．また，(k)～(p)は，(a), (b)の瞳関数に非点収差の波面収差を入れた場合のPSFである．共に収差の影響を受け，点対称な十字スポットになっている．(l), (n), (p)をみると，これは実験によって得られたアキシコンの収差スポット（第6章Fig. 6-5-2）と等しい強度分布が確認できる．

以上の結果からアキシコンが生成するスポットは，コマ収差に代表される奇数次の収差の影響を受けず，偶数次の収差（特に非点収差）の影響が大きいということがわかった．さらに第6章4節Fig. 6-4-2で示した，アキシコンが生成したスポットが走査光学系によって歪んだ場合の収差スポットも，この計算結果と等しいことを考慮すると，J_0ビームスポットをリレーするレンズにおいても，コマ収差ではなく非点収差を補正しておかなければならないことがわかる．





circularpupil　　annularpupil

Fig. 6-6-8 Computational results showing the effects of coma and astigmatism in (a) circular and (b) annular pupils. Note that the annular pupil is resistant to the effects of coma.

6－7　アキシコン・グレーティング

グレーティング型のアキシコンであるアキシコン・グレーティングの試作を行なった[6-15, 6-16]．アキシコン・グレーティングは，Fig. 6-7-1のように，等間隔の同心円状ブレーズド格子で，ブレーズは，回折光が光軸方向に効率良く集まるように切る．試作したアキシコングレーティングの材質はSiO_2基盤の上に塗布されたEBレジストで，これに直接電子ビーム描画して製作してある．溝のピッチは4.79μm，厚み0.7μm，直径4mm，ブレーズ角7.30°である．このアキシコン・グレーティングにAr^+レーザーを入射させた場合の回折角は5.8°，回折効率は約80%である．Fig. 6-7-2に試作したアキシコン・グレーティングの写真を示す．

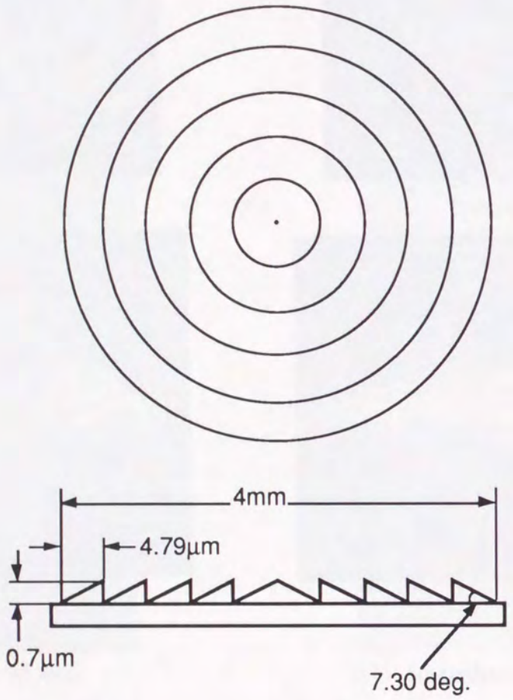


Fig. 6-7-1 Schematic of a transmission-type blazed axicon grating (period = 4.79mm; diameter = 4mm; blazed angle = 7.30 deg.).

Fig. 6-7-2 Photographs of an axicon grating.

このアキシコン・グレーティングによって生成されるスポットを観察した．その実験光学系をFig. 6-7-3に示す．光源は，波長488nmのAr^+レーザーである．このレーザービームをビームエキスパンダーでコリメートした後，アキシコン・グレーティングに入射させた．アキシコン・グレーティング後方のスポットを４０倍の対物レンズと１０倍の接眼レンズを用いて４００倍に拡大し，CCDカメラで観察した．実験結果をFig. 6-7-4に示す．

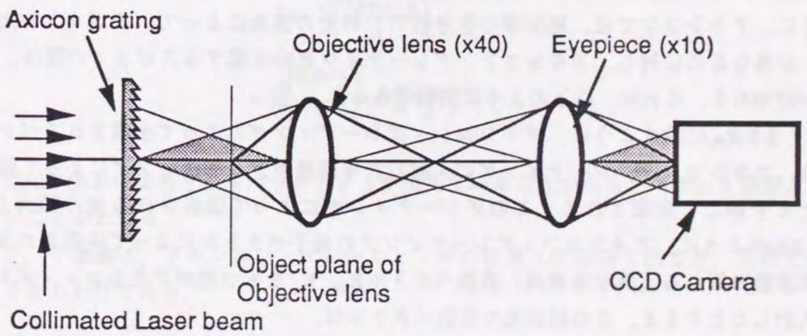
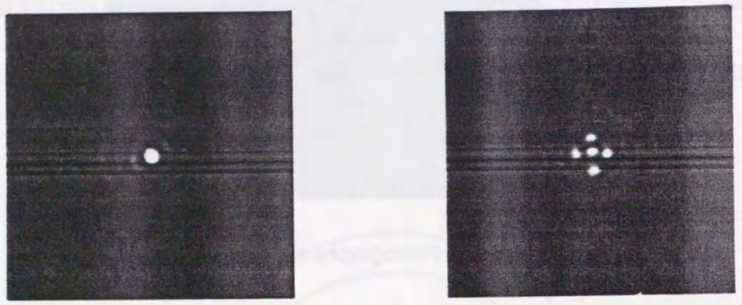


Fig. 6-7-3 Observation of the zeroth-order Bessel beam spot with the axicon grating illuminated by an Ar^+ laser (λ = 488 nm). The beam spot is magnified 400X using an objective-eyepiece pair and detected by a CCD camera.

Fig. 6-7-4(a)は，アキシコン・グレーティングに対して垂直にレーザー光を入射させた場合，

(b)は，グレーティングを入射光に対して傾けた場合のスポットである．測定の結果，(a)では，アキシコンで生成されるものと同様なJ_0スポットが生成されていることを確認した．また(b)においては，アキシコンの場合と同様の4点に分離した収差スポットが観測されている．従って，アキシコン・グレーティングでもアキシコンと同様にJ_0ベッセルビームを生成できること，また収差に関する特性もアキシコンと等しいことが確認できた．



(a)　　(b)

Fig. 6-7-4 Intensity distributions produced by axicon grating under: (a) normal on-axis illumination, and (b) off-axis illumination.

このアキシコン・グレーティングの特徴は，まず第1にアキシコンに比べて，薄くできることである．これは，アキシコンを顕微鏡の対物レンズとして使用する場合などに有効である．第2に，アキシコンでは，屈折率の色分散のため光の波長によって，スポットの大きさ（半値幅）が異なるのに対し，アキシコン・グレーティングの生成するスポットの径は，波長によらず一定である．これは，以下のように説明できる．

Fig. 6-7-5(a)に示すように，アキシコン・グレーティングによって生成されるベッセルスポットは，アキシコン・グレーティングに入射した平面波がグレーティングによって回折され，光軸上で干渉して生成される．このグレーティングによって回折される光の回折方向は，Fig. 6-7-5(b)のように，アキシコン・グレーティングの格子ベクトルによって決定される．今，それぞれ波数の異なる（異なる波長）波数ベクトルK_i，K_i'をもつ光がアキシコン・グレーティングに入射したとすると，この回折光の波数ベクトルは，

$$K_d = K_i + K_a \tag{6-7-1}$$

$$\overline{K}_d = K_i - K_a \tag{6-7-2}$$

と，

$$K_d' = K_i' + K_a \tag{6-7-3}$$

$$\overline{K}_d' = K_i' - K_a \tag{6-7-4}$$

となる．ここで，Kと$\overline{K}$は，互いに反対方向への回折を表わす．Fig. 6-7-5(b)に示されるように，回折光の回折角は入射光の波数によって異なる．

つぎにこれら回折光がアキシコン・グレーティングの後方で干渉することによって，ベッセルスポットが生成されるわけであるが，この場合は，生成される干渉縞は，Fig. 6-7-5(c)のようになり，

$$K_b = K_d - \overline{K}_d = (K_i + K_a) - (K_i - K_a) = 2K_a \tag{6-7-5}$$

$$K_b' = K_d' - \overline{K}_d' = (K_i' + K_a) - (K_i' - K_a) = 2K_a \tag{6-7-6}$$

と書き表せる．従って，最終的にアキシコン・グレーティングの後方に生成される干渉縞の波数ベクトルは，光の波長によらずアキシコン・グレーティングの格子ベクトルのみで決定され，その長さは，アキシコン・グレーティングの格子ベクトルの2倍になる．

次にスポット径を解析的に導出する．Fig. 6-7-5(a)に示すようにビームの回折角は，

$$\lambda = d \sin\theta \tag{6-7-7}$$

$$\theta = \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{\lambda}{d}\right) \tag{6-7-8}$$

となる．

レーザー光が光軸となす角は，回折角θと等しいから，これを第6章3節で求めたアキシコンのスポット径を表わす式(6-3-2)に代入すると，

$$I \propto J_0^2\left(\frac{2\pi r \sin\theta}{\lambda}\right)$$

$$= J_0^2\left(\frac{2\pi r \frac{\lambda}{d}}{\lambda}\right) = J_0^2\left(\frac{2\pi r}{d}\right) \tag{6-7-9}$$

となる．式(6-7-9)から波長を表すパラメータλが消えていることからも，スポット径が，波長に依存しないことがわかる．

以上より，干渉縞は，アキシコン・グレーティングの波数(1/d)のみで決まり，入射光の波長によらなくなるわけである．

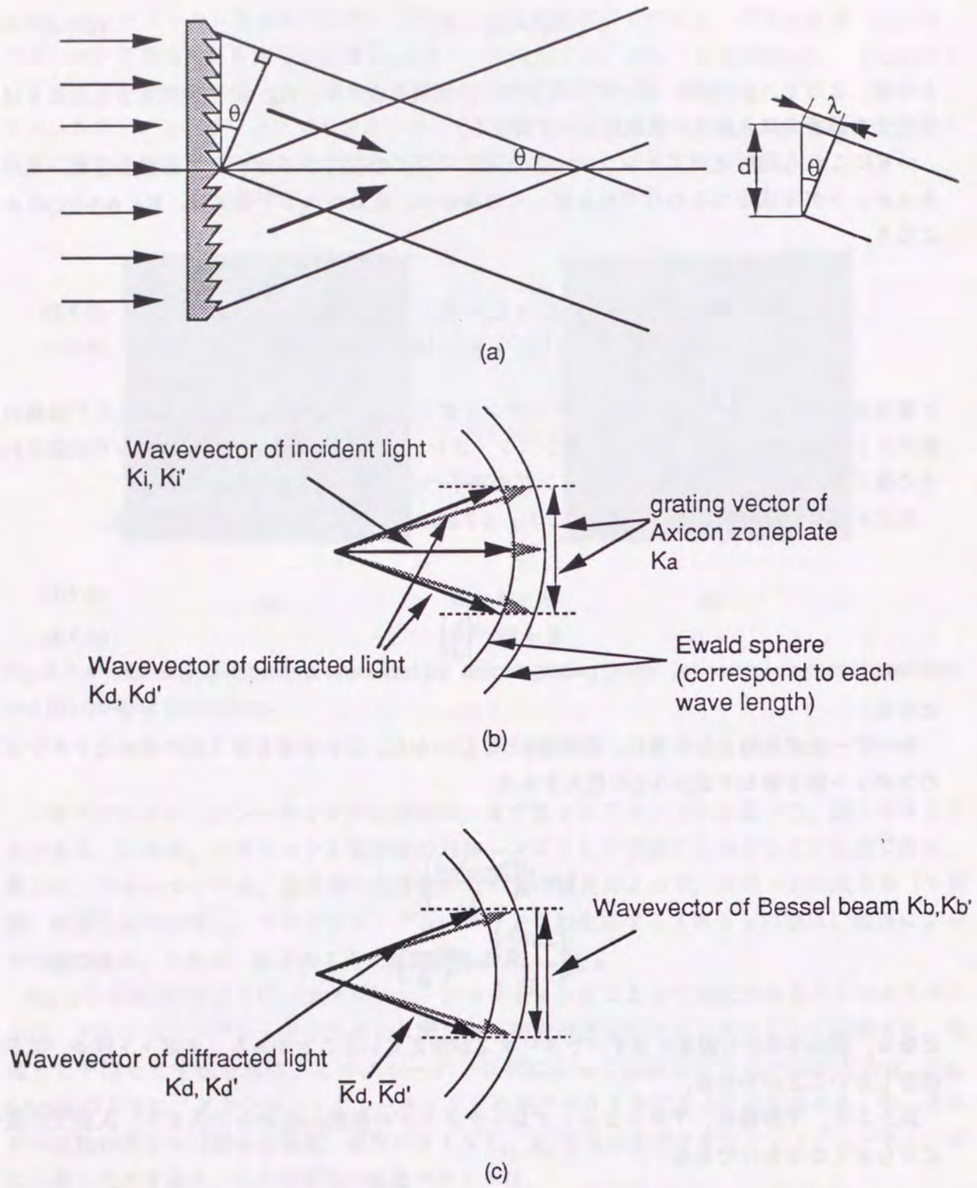


Fig. 6-7-5 Production of J_0-beam by an axicon grating: (a) schematic diagram of optical system, (b) diffraction of two incident wave vectors in an axicon grating, and (c) generation of J_0-beam from the interference caused by the grating vectors. Note that the size of the central spot diameter is independent of the illumination wavelength and depends only on the period of the axicon grating.

第7章　0次ベッセルビームを用いた走査光学系の光リソグラフィーへの応用

7－1　研究の背景

近年，半導体デバイスの高密度化，回路の微細化に伴い，より高い解像力を持った光リソグラフィー装置の開発が要求されている．これは現在一般に使用されている縮小露光装置（ステッパー）では，最小線幅0.5μm程度のパターンしか記録することができず，64MBit～1GBit等の次世代デバイスでは，線幅0.3～0.1μmのパターンを加工する技術が必要とされるからである．このような高密度なパターンを記録するために，(1)ArFやKrFレーザー等の短い波長を持つ光源の使用や，(2)レンズの高N.A.化，(3)変形照明法，位相シフト法等の部分コヒーレント照明法や輪帯瞳などの変形瞳を用いる空間周波数フィルタリング法といった超解像技術等の方法が検討されている[7-1, 7-2]．しかしながら，(1)の方法には，レーザー光源の安定化や長寿命化が困難であることや，紫外光用の光学部品を開発しなければならないといった問題がある．また(2)の方法においても，大きなN.A.のレンズを光学系に使用すると，解像力は高くなるものの焦点深度が浅くなるため，基板のわずかな傾きや，極端な場合は，レジストの膜厚内でさえ露光パターンがデフォーカスしてしまい，正確なパターンの露光が出来ないといった問題が生じる．

このように，高い面内分解能と深い焦点深度は，通常は，トレードオフの関係にあるが，これらを同時に実現する手法として，最近研究されているのが，(3)に挙げた超解像技術を用いる手法である．中でも輪帯瞳光学系は，焦点深度が深く，高い面内分解能を持つことが古くから知られており[7-3, 7-4, 7-5, 7-6]，近年においても，この手法を光リソグラフィーに応用する試みが盛んに行われている．しかしながら，輪帯瞳系では，瞳面において細い輪帯スリット内のみしか光の透過が許されないため，光学的スループットが低いことが問題であった．

この問題に対して，第6章で述べたアキシコン光学系を使用すれば，輪帯瞳光学系と等価な結像特性で，かつ入射ビームの蹴られがなく，光の利用効率が非常に高い露光光学系を実現できると考え，アキシコン光学系の光リソグラフィーシステムへの応用を試みた．

7－2　光リソグラフィーシステムの試作，パターン記録実験

実験光学系のブロック図をFig. 7-2-1(a)に，アキシコンとレジスト基板との立体配置図を(b)に，そして，この光学系の写真を(c)に示す．

Ar^+レーザー（波長488nm）から射出されたレーザー光は，ビームエキスパンダでコリメートされたのち，顕微鏡にマウントされたアキシコンに対し入射される．そして，アキシコンによってJ_0ビームに変換された後，フォトレジスト基板上に集光される．このレーザー光は，コンピュータからの信号に応じてシャッターを用いて強度変調される．フォトレジスト基板は，3軸モータステージ上に置き，コンピュータコントロールによりx－y平面内で走査する．そして，ステージの走査とシャッターによるレーザー光の強度変調を同期させることにより，パターンをフォトレジストに直接描画する．

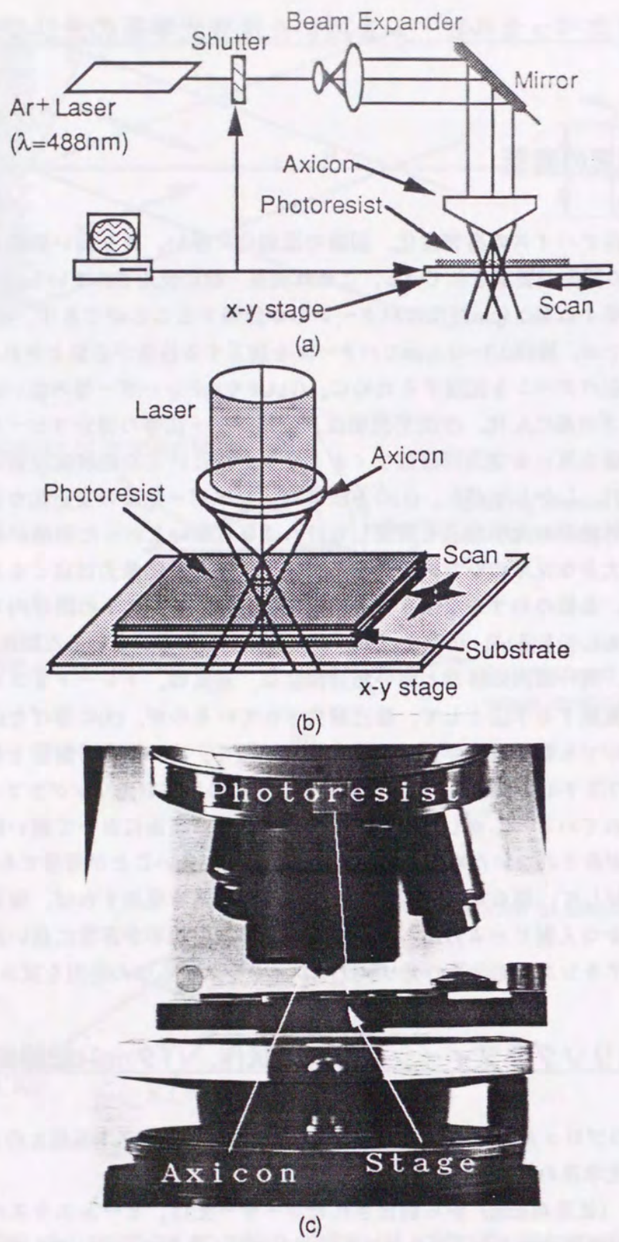


Fig. 7-2-1 Axicon-based photolithography system: (a) schematic diagram, (b) details of axicon orientation relative to photoresist, and (c) photographed of developed system.

使用したアキシコンは，頂角100°，直径20mm，ＢＫ－７，屈折率n=1.522（488nmに対して）のものである．このアキシコンをFig. 7-2-2に示す．

Fig. 7-2-2 Closed-up view of axicon used in the photolithographic system (diameter= 20mm, refractive index = 1.522, and the cone angle of the axicon = 100deg.).

このアキシコンに波長488nmのAr^+レーザーを入射させた場合，そのスポット径と焦点深度はそれぞれ，式(6-3-4)，(6-3-5)より，

$$\phi = 0.6\ (\mu m) \tag{7-2-1}$$

と

$$z_D = 4.39\ (mm) \tag{7-2-2}$$

となる．このスポットは，面内方向の径のみを比較すると，

$$N.A. = \frac{1.22\lambda}{\phi} = \frac{1.22 \times 488.0 \times 10^{-9}}{6.0 \times 10^{-7}} = 0.99 \tag{7-2-3}$$

より，N.A.=0.99のレンズがつくるスポットと同じ大きさである．

記録媒体であるフォトレジストには，富士ハントエレクトロニクステクノロジー株式会社製ポジ型フォトレジスト（感光したところが現像により溶ける）HPR204を使用した．このフォトレジストの分光感度をFig. 7-2-3に示す．このフォトレジストをスライドガラスに1000rpmで１

０秒間スピンコートした．この時のレジスト膜の膜厚は，1.8μmであった．実験ではこのガラス基板を２層重ねて試料とし，これをｘ－ｙ－ｚステージ上に設置した．

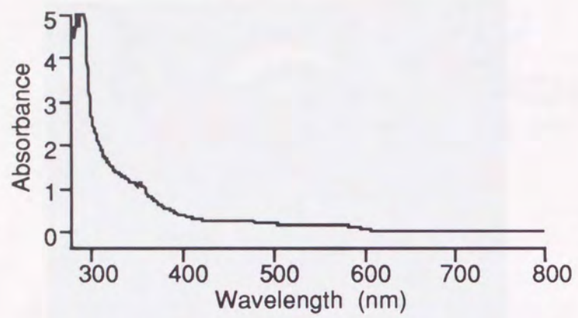


Fig. 7-2-3 Absorption spectrum of the photoresist.

記録したパターンはFig. 7-2-4に示したものである．このパターンは，10μmピッチのラインと20μmの間隔を持つ渦巻き状のラインパターンで構成されている．

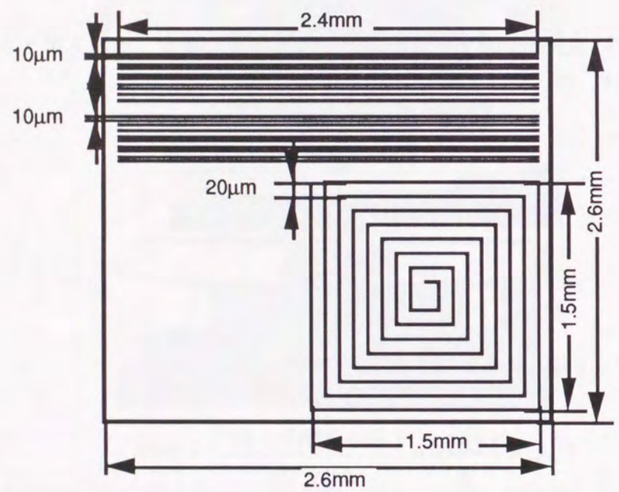


Fig. 7-2-4 Profile of computer-generated pattern written on the photoresist using the photolithography system.

パターンの露光は，170μm/secのスピードで行い，その時のレーザーの強度は16mWであった．そして，パターンの露光後現像を行い，パターンを記録したレジスト膜を位相差顕微鏡で観察した．観察光学系は，Carl Zeiss社製顕微鏡Axiophotoで，倍率は１０倍である．測定結果をFig. 7-2-5に示す．(a), (b)が，上側（アキシコンに近い側）のレジスト基板の観察結果であり，(c), (d)が下側のレジスト基板の観察結果である．

実験結果，Fig. 7-2-5において，上層のレジスト基板に記録されたパターンと下層のレジスト基板に記録されたパターンとを比較すると，どちらの基板に対しても線幅1μm程度パターンが記録されており，パターンはデフォーカスしていないことがわかる．上下のレジスト膜は，厚さ1mmのスライドガラス分だけ離れているため，試作した光リソグラフィー装置では，少なくとも1mmの焦点深度を有していることが確認できた．従って，1mmの厚さを持つレジスト膜に対して，径0.6μmの微細なラインを刻めることや，また1mm以内であれば，レジスト膜の凹凸や基板の傾きに対しても，パターンがデフォーカスすることなく刻めることが確認できた．

一方，同じような光リソグラフィー装置をレンズを用いて制作することを考える．この場合，式(7-2-3)で求めたように，使用したアキシコンと同じサイズのスポットを生成するには，N.A.=0.99のレンズが必要となる．ところが，このレンズの焦点深度は，式(6-3-10)より，0.75μmしかないので，もしアキシコンの代わりにレンズを使用した場合は，この実験のように，1mm離れた２枚のレジスト膜に対して，同時に同じパターンを刻むことは不可能である．従って，このアキシコンを用いた光リソグラフィー装置が，従来のレンズを用いたものに対して非常に高い面内分解能と深い焦点深度を持っていることがわかる．

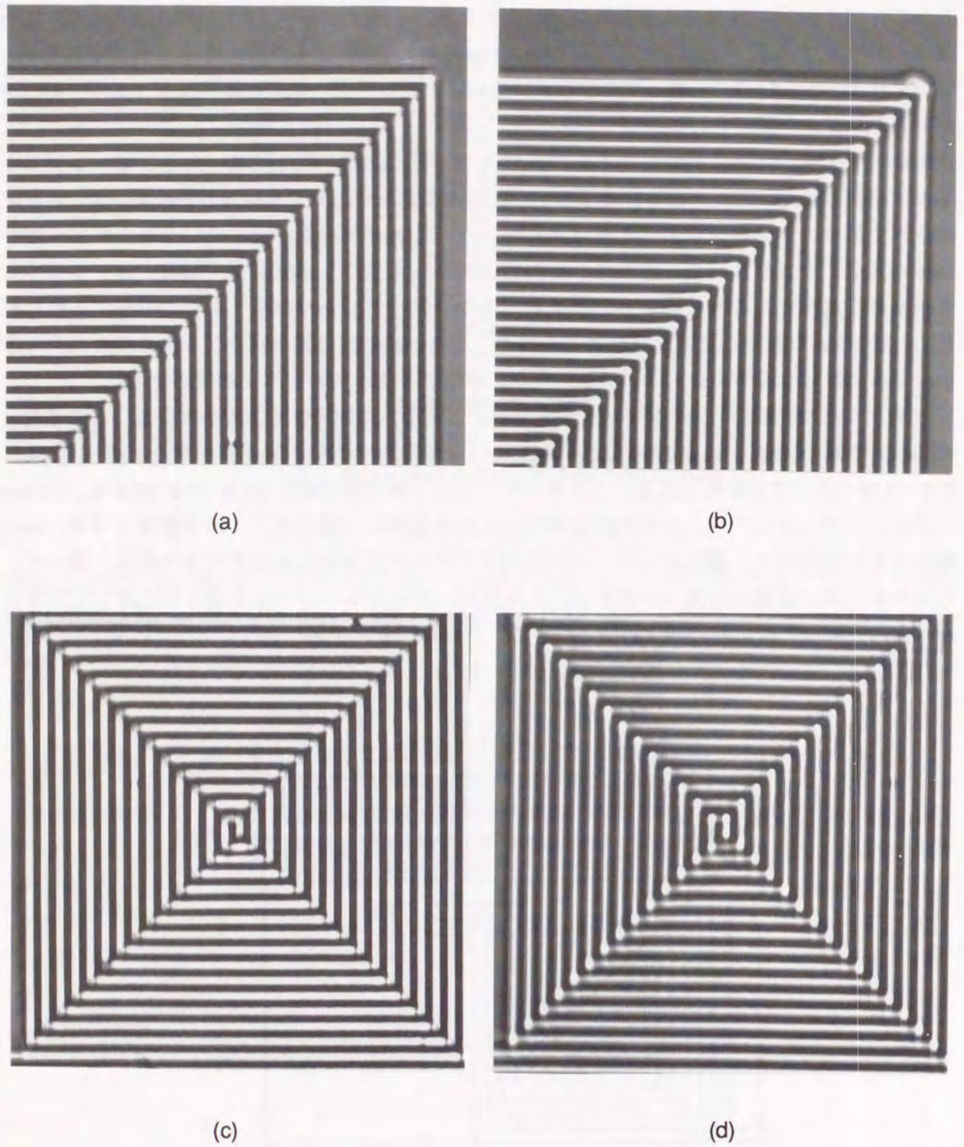


Fig. 7-2-5 Images of pattern written on photoresist samples as observed using a phase contrast microscope (10X objective, Carl Zeiss Axiophoto). Images (a) and (b) are from the upper region of the photoresist while (c) and (d) belong to the lower region (axial separation = 1 mm).

７－３　光リソグラフィーシステムにおける収差の解析

対物レンズを用いて，多層の基板に対し同時にパターンを露光したり深い凹凸を形成したりするには，厚い媒体の内部深くにレーザービームスポットを絞り込まないといけない．この時に問題となるのは，焦点深度の浅さに加えて，第４章５節で述べたような球面収差が発生することである．この球面収差は，空気と媒体や基板の屈折率の違いにより発生する[7-7, 7-8]．そして，この収差によるボケは，フォトレジスト等のように高い屈折率をもつ媒体では，特に顕著である．

そこで，通常のレンズとアキシコンにおけるこの収差の影響について，解析と比較を行った．レンズの収差に関しては，第４章５節で述べた手法に，フォトレジストの屈折率1.48および対物レンズのN.A.=0.75をパラメータとして与えて計算した．また，アキシコン光学系に関しては，レンズの瞳関数を輪帯に置き換えることにより，計算を行った．計算は，フォトレジスト内部の０μm，２０μm，５０μmの位置にビームを集光した場合について行った．計算結果をFig. 7-3-1に示す．Fig. 7-3-1は，(a), (c), (e)がレンズ光学系に対する計算結果であり，(b), (d), (f)がアキシコン光学系に対する計算結果である．またそれぞれの計算結果は，光軸を含む断面であり，各々についてサイドローブを強調して示してある．Fig. 7-3-1より，レンズ光学系においては，０μm，２０μm．．．とレジスト内部へレーザーを集光するにつれて，スポットは大きくデフォーカスしている．従って，レンズ光学系を用いた光リソグラフィー装置では，この収差のために，厚みのあるフォトレジストや多層基板にパターンを記録することが困難であると結論できる．これに対して，アキシコン光学系に対する計算結果(b), (d), (f)では，いずれの計算結果に対してもスポットのデフォーカスは見られず，無収差のスポットが生成されていることがわかる．これは，以下のように説明できる．

アキシコンが生成するベッセルビームは，Fig. 7-3-2に示すように，円錐波面により形成されている．この円錐波面を平面波展開すると，均一媒質中では，すべての波数ベクトルが光軸に対し常に一定の角度θ_1をもっている．従って，異なる媒質に入射する際に媒質の境界面で屈折しても，その屈折角θ_2はやはりすべての波面について等しくなる．従って，境界面で屈折しても，媒質１中の円錐波面は，媒体２中で頂角の異なる円錐波面に変換されるだけで，波面の位相ずれは生じない．従って，アキシコン光学系では，生成されたJ_0ビームは媒質の屈折率の変化にかかわらず，一定のスポット径を保ったまま無収差で伝播する．

以上より，アキシコン光学系では，レンズ光学系に見られるような，記録媒体の屈折率の不整合による収差が発生しないとの結論に達した．この特徴は，アキシコンを光リソグラフィー装置に使用する上で有利な特徴である．

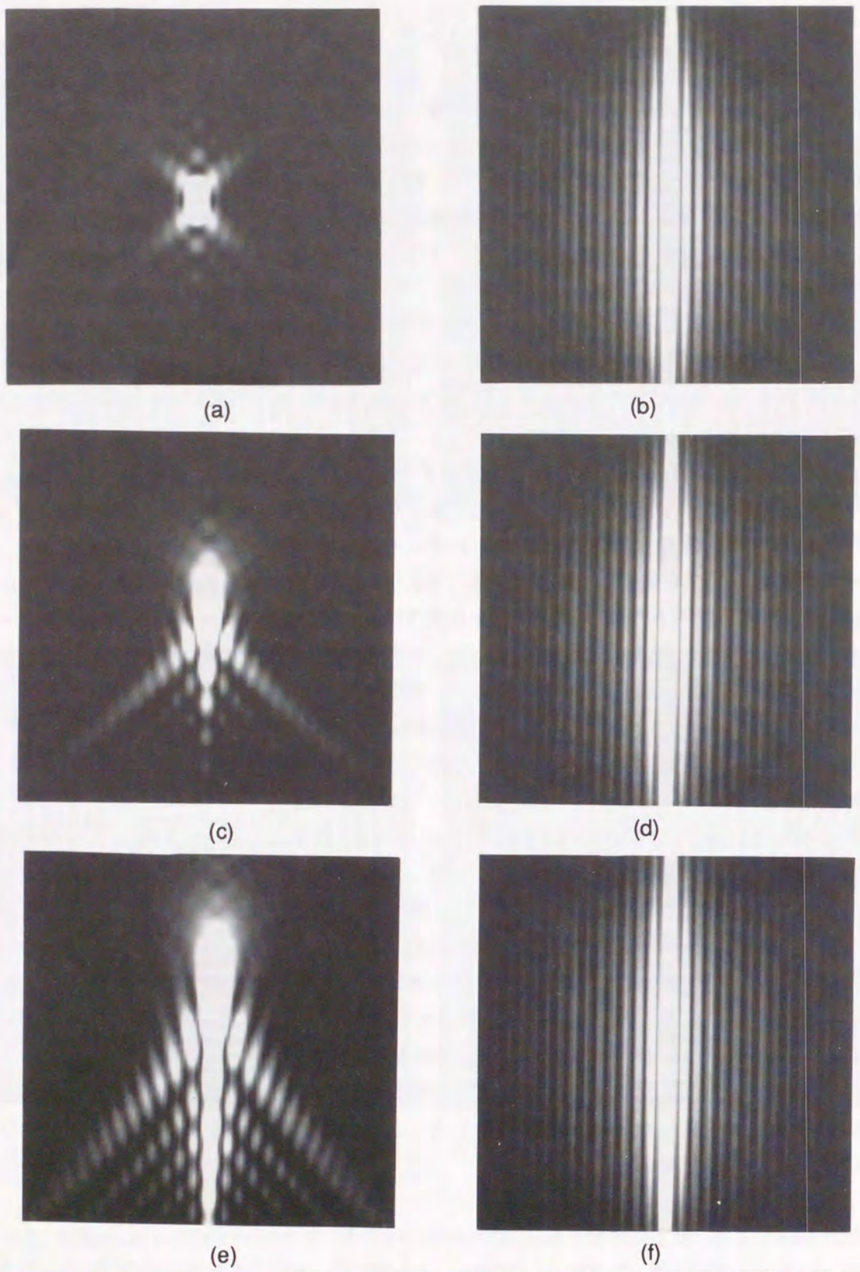


Fig. 7-3-1 Aberrated patterns seen in photoresist with objective lens of N.A. = 0.75 and axicon: (a), (c), and (e) are produced by lens. (b), (d), and (f) are produced by axicon. (a) and (b) are at z = 0μm (surface of the photoresist), (c) and (d) are at z = 20μm, and (e) and (f) are at z = 50μm.

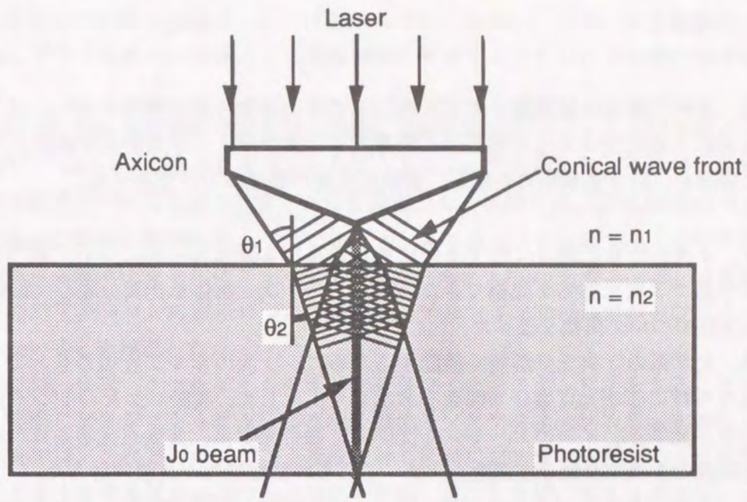


Fig. 7-3-2 Illustration explaining why aberration does not occur in an axicon. The shape of the conical wavefronts is not distorted by refraction and the size of the beam central is not changed.

７－４　考察

アキシコンを用いた光学系を走査型光リソグラフィーシステムに応用し，試作したシステムによって，奥行き方向に数mmオーダーにも及ぶ深い構造を記録できることを確認した．このアキシコン光学系は，半導体製造のみならず，たとえば３次元光造形法による３次元微小デバイスの製造などにも応用できると考える．

アキシコンを用いた光リソグラフィー装置の問題点は，アキシコンが生成するベッセルスポットのサイドローブが，レンズのスポットと比較して大きいことである．大きなサイドローブは，０次ベッセルビームを光リソグラフィーやその他のシステムに応用した場合，面内分解能の低下を招く可能性がある．しかし，分解能の低下が起こるのは，記録媒質の光吸収が光強度に対して線形に応答する場合であり，もし吸収感度の光強度に対する非線形応答をうまく利用すれば，サイドローブの影響を小さくすることができ，中心ピークのみをレジストに記録することができる．従って，アキシコンを用いた光リソグラフィーシステムでは，できるだけγの大きな特性をもつ記録媒体を使用すれば，アキシコン光学系の持つ特性を活かしたパターン記録が可能になる．

総括

本論文では，３次元物体の結像論を基に３次元光学系の結像特性の解析を行い，さらにその応用として実際に３次元光メモリと超長焦点深度光リソグラフィーシステムを試作した．本研究で得られた結果を，以下各章毎に総括し，最後に今後の課題について述べる．

第１章では，３次元物体の結像に関する歴史的背景及び本研究の目的について述べた．そして，従来の光学系で３次元物体を観察できない原因と，３次元物体を空間分離して観察するための具体的な手法について概観を述べた．

第２章では，光学系の３次元分解能を議論するために，１次のボルン近似のもとで３次元光学的伝達関数ならびに３次元点像分布関数を導出した．そして，実際にコヒーレント光学系，部分コヒーレント光学系，インコヒーレント光学系，輪帯光学系，共焦点光学系について３次元光学的伝達関数と３次元点像分布関数を求め，それらの結像特性を比較検討した．

第３章では，３次元多層光メモリの提案を行い，記録媒体，記録光学系，再生光学系の検討を行った．その結果，３次元的なデータの記録には，屈折率の変化を使用するのが適当であると結論し，３次元光メモリの記録媒体としてフォトポリマーを使用することを提案した．また再生光学系では，第２章で導出した３次元伝達関数，３次元点像分布関数を用いて，各種光学系について検討を行った．その結果，インコヒーレント光学系では，媒体中に記録した屈折率分布を検出できないこと，またコヒーレント光学系でも焦点を合わせた場合は何も見えず屈折率分布を検出できないことがわかった．そして屈折率分布を検出するには，位相差顕微光学系もしくは，微分干渉光学系を使用するのが適切であるとの結論を得た．

第４章では，第３章での結論に基づき実際に３次元光メモリシステムを試作した．基礎実験では，レーザー走査型の記録光学系と，位相差顕微光学系を用いた再生光学系を用いて，３次元的なビットデータの多層記録とその再生が可能なことを実証した．さらに，その応用システムとして，本研究で提案した３次元の記録・再生手法をカード型光メモリに応用し，３次元光メモリカードを試作した．そして，このメモリ媒体中に３０層のデータの記録と，そのデータの再生に成功した．さらに，この実験において問題となった記録媒体中にレーザービームを集光した場合に生じる収差に対して，コンピュータシミュレーションと実験を行って解明し，新たな，収差の補正方法を提案した．

第５章では，ビットデータを記録媒体にそのまま記録するタイプの３次元光メモリと，一つの記録媒体にデータをボリュームホログラムとして多重記録する３次元ホログラフィックメモリについて，その光学系，伝達周波数帯域，記録密度を理論的に解析し比較検討した．伝達周波数帯域の比較では，光学系に用いるレンズのＦナンバーが大きいほど，３次元ビット型メモリの帯域は面内，光軸両方向ともに拡がり，広い帯域が確保できる．これに対して，ホログラフィックメモリでは，１枚のホログラムが持つ帯域とホログラムを多重記録するための帯域とがトレードオフの関係にあり，レンズのＦナンバーが大きくても，小さくても全体の帯域幅が小さくなることがわかった．また，記録密度の計算結果からは，レンズのＦナンバーが小さいほど，ビット型メモリの記録密度が大きくなるのに対して，ホログラフィックメモリの記録密度は，F=0.74程度で最大値をとることがわかった．さらに，記録媒体がもつダイナミックレンジの利用効率についても議論し，ビット型メモリは，一つ一つのデータを媒体の一部分に局所的に記録してゆくために，全体として記録媒体のダイナミックレンジの利用効率が高いことを確かめた．

第６章では，光の強度分布を変えずに伝播してゆく非回折ビームについて述べたあと，特に非回折性ビームの一つである０次ベッセルビームについての解析と，そのビームを生成するアキシコンの特性について実験と計算を行って評価した．実験では，頂角160度のアキシコンを用いて直径4μmで焦点深度53mmをもつレーザービームスポットを生成することに成功した．このビームの焦点深度は，レンズによって生成されるスポットの800倍であった．また理論解析においては，特にアキシコンの収差について解析し，アキシコンでは通常のレンズでいうコマ収差が発生しないことを確認した．

第７章では，０次ベッセルビームを光リソグラフィーシステムに応用することを提案した．そして，実際にアキシコンを組み込んだ走査型光リソグラフィーシステムを試作した．試作したシステムでは，２枚重ねのレジスト基板に対し同時にパターンを刻むことに成功し，長焦点深度スポットを走査光学系に用いるメリットを示した．さらに，光リソグラフィーシステムにおいても第４章で述べたような屈折率の不整合によって生じる収差の解析を行い，アキシコン光学系ではこのような収差が発生しないことを，解析ならびにコンピュータシミュレーションにより示した．

本研究は，３次元物体をいかに結像し，いかにしてその３次元空間に分布した情報を得るか，また３次元的な構造をいかに記録，加工するかについての解析と，各種の実験の結果を述べたものである．この研究における理論解析には，１次のボルン近似，つまり観察する物体が弱散乱物体であり光は物体内で１度しか回折されないという近似を用いた．しかしながら，実際の物体は，その多くが強散乱物体であり，必ずしも高次の回折光を無視できるとは限らない．例えば強散乱物体では，インコヒーレント光学系では見えないはずの屈折率分布が見えたり，結像された像と物体の構造とが異なるなどの現象が生じる．従って，より一般的な３次元物体の結像現象を解明するためには，高次の回折光を考慮した３次元結像特性を議論しなければならない．

また，ハイパワーレーザーや極短パルスレーザーの登場により，理論解析のみならず実際のシステムにおいても媒質内で起こる非線形現象を利用することが可能となってきた．例えば，非線形吸収過程の一つである２光子励起過程を利用すれば，通常の顕微光学系であっても物体の３次元構造を解像することが可能となる．従って，今後このような媒質中で起こる非線形現象を積極的に利用した光学系の設計や，結像方法を検討することが必要となるであろう．

謝辞

本研究は，大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻において行われたものである．

終わりに臨み，本研究のすべてにおいて，終始懇切なるご指導を賜りました大阪大学大学院工学研究科教授 河田　聡先生に心から感謝の意を表します．

本学大学院工学研究科教授 増原　宏先生，同教授 伊東 一良先生，同教授 一岡 芳樹先生には，論文作成に当たりご検討いただき，貴重な御教示，御示唆を頂きました．ここに深く御礼申し上げます．

また，大阪大学名誉教授 南　茂夫先生（現大阪電気通信大学工学部教授）には，数々の有益なご助言を頂きました．ここに深く御礼申し上げます．

本学大学院工学研究科助教授 中村　收先生，同助手 川田 善正先生，同助手 重岡 利孝先生には，丁寧なご指導を頂きました．ここに深く感謝の意を表します．

摂南大学工学部教授 内田 照雄先生（元大阪大学工学部助教授），ならびに元大阪大学工学部助手 南 慶一郎先生には，様々なご助言を頂きました．慎んで御礼申し上げます．

本研究の遂行にあたり，貴重なご指導ならびに御討論を頂きましたフィリピン大学助教授 Caesar Saloma先生に慎んで御礼申し上げます．

３次元メモリの研究において貴重な御助言，御討論を頂きましたOxford大学教授Tony Wilson先生に慎んで御礼申し上げます．

Max Plank Institute研究員 杉浦 忠男博士には，本学在籍中に多くのご助言を頂きました．ここに深く感謝します．

大阪工業技術研究所の市橋 太一氏には，３次元光メモリに関する研究の遂行にあたり，フォトポリマーの提供や，数々の有益な御助言を頂きました．ここに深く感謝します．

大日本スクリーン製造（株）の橋本 佳三氏には，本学在籍中に多くの御助言，御協力を頂きました．深く感謝いたします．

松下電器産業（株）植木久彦氏には，３次元メモリの研究において多くの御助言，御協力を頂きました．深く感謝いたします．

（株）ニコン光学技術開発部有本 理恵子氏には，アキシコンに関する研究の遂行にあたり，装置の試作など多大なるご援助とご助言を頂きました．心から感謝いたします．

アキシコン・ゾーンプレートの試作をして頂きました（株）オムロン中央研究所の山下 牧氏ならびに，青山 茂氏に感謝いたします．

日本学術振興会特別研究員 加野 裕博士，同 井上 康志博士には，多くの御助言を頂きました．ここに深く感謝いたします．

研究室秘書 松永 千鶴子氏には，筆者が研究活動を行うにあたり，事務的な面で御助力を頂きました．心から御礼申し上げます．

本研究を遂行するにあたり，様々な形でご協力いただきました本学大学院博士後期課程 丸尾 昭二氏，古川 祐光氏をはじめとする研究室のみな様と多くの友人達に心から御礼申し上げます．

最後に，研究の遂行を暖かく見守り，励ましてくれました都倉 昭子氏に心から感謝いたします．

Appendicies

Appendix A　θ方向に多重記録できるホログラムの数

多重記録できるホログラムの数は，媒体に記録したホログラムの角度選択性に依存する．有限の厚さTをもつ記録媒体にホログラムを記録すると，記録された干渉縞の格子ベクトルは，媒体の厚み方向にボケを生じるので，この格子ベクトルのボケが，ホログラムの角度選択性Δθを決める（Fig. 5-4-2）．そして，ホログラムを多重記録する場合は，参照光の入射角を互いにこの角度Δθ以上を離して記録しなければ，各ホログラムを再生したときに，クロストークが生じることになる．

ホログラムの角度選択性は，信号光と参照光の入射角に依存して変化するが，ここでは解析を簡単にするため，光軸に対して信号光と参照光が対称に入射し，それぞれの入射角θ_a,θ_nが等しい場合を考える．一般には，θ_aとθ_nは等しくはないが，この条件下で求められた角度選択性Δθは，最も小さい値を与えるため，この条件は，ホログラフィックメモリに不利ではない．従って以下の議論では，この条件下で求められたΔθを用いて，ホログラムの多重度を導出する．

Kogelnikの"Coupled wave theory"[5-14]より，信号光と参照光の入射角を等しいとすると，厚さTの記録媒体に記録されたホログラムの角度選択性Δθは，

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{T \sin\frac{\theta_B}{2}} \tag{A-1}$$

と与えられる．ここでθ_Bは，ブラッグ回折条件を満たす角度で，信号光と参照光のなす角である．式(A-1)は，ホログラムの角度選択性Δθが，媒体の厚みTと，角度θ_Bに依存することを示している．

式(A-1)より，最も角度選択性Δθが悪くなるのは，角度θ_Bが最小値をとる場合であることがわかる．角度θ_Bの最小値をθ_{Bmin}とすると，これは信号光の入射角がθ_0で，かつ参照光の入射角が最も信号光に近い場合のθ_{r1}時に得られる値である．従って，θ_{Bmin}は，

$$\theta_{Bmin} = \theta_{r1} - \theta_0 = \theta_{r1} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right) \tag{A-2}$$

で与えられる．

式(A-2)で与えられるθ_{Bmin}を式(A-1)のθ_Bに代入すると，角度選択性Δθの最大値$\Delta\theta_{max}$が，

$$\Delta\theta_{max} = \frac{\lambda}{T \sin\left(\frac{\theta_{r1} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}\right)} \tag{A-3}$$

と得られる．

逆に，角度選択性が最も良くなるのは，角度θ_Bが最大値θ_{Bmax}をとる場合で，それは参照光の入

射角が信号光から最も遠くなる時（$\theta_4=\pi/2$）に得られる．従って，θ_{Bmax}は，

$$\theta_{Bmax} = \frac{\pi}{2} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right) \tag{A-4}$$

で与えられる．

式(A-4)を式(A-1)に代入すると，角度選択性の最小値$\Delta\theta_{min}$が

$$\Delta\theta_{min} = \frac{\lambda}{T\sin\left(\dfrac{\frac{\pi}{2} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}\right)} \tag{A-5}$$

と得られる．

式(A-3)と式(A-5)を比較すると，$\Delta\theta_{min}$は，$\Delta\theta_{max}$のほぼ半分であることがわかる．従って，角度選択性$\Delta\theta$がほぼ線形に変化するとすると，$\Delta\theta$の平均値は，$\Delta\theta_{max}$の3/4となり，

$$\Delta\theta = \frac{3\lambda}{4\,T\sin\left(\dfrac{\theta_{r1} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}\right)} \tag{A-6}$$

で与えられる．

以上より，ホログラムの多重度Nは，信号光の角度帯域を角度選択性で割って，

$$N(\theta_{r1}) = \frac{\frac{\pi}{2} - \theta_{r1} - \frac{\Delta\theta}{2}}{\Delta\theta} + 1 = \frac{4\,T\sin\left(\dfrac{\theta_{r1} - \mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{2}\right)\left(\frac{\pi}{2} - \theta_{r1}\right)}{3\lambda} + \frac{1}{2} \tag{A-7}$$

となり，多重度Nは，最も信号光に近い参照光の入射角θ_{r1}の関数となる．

次に，この$N(\theta_{r1})$を最大にする角度θ_{r1}を求める．今，θ_{r1}をθ_0つまり信号光の近くに選ぶと，式(A-7)の分母である角度選択性$\Delta\theta$の値が大きくなる．また逆に，θ_{r1}を信号光から離して選ぶと，式(A-7)の分子が小さくなる．従って，Nを最適にするθ_{r1}が存在することになる．そこで，式(A-7)をθ_{r1}で微分して，極大値を求めると，$N(\theta_{r1})$の最大値は，

$$\begin{aligned} N_\theta^H = N(\theta_{r1})_{max} &= N\left(\frac{1}{2}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right) + \frac{\pi}{4}\right) \\ &= \left[\frac{\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)}{3\lambda} \times 4\,T\sin\left(\frac{\pi}{8} - \frac{1}{4}\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{1}{2F}\right)\right) + \frac{1}{2}\right] \end{aligned} \tag{A-8}$$

で与えられ，これが厚さTの記録媒体に多重記録できるホログラムの数N_θ^Hとなる．

Appendix B　φ方向に多重記録できるホログラムの数

Fig. B-1(a)は，エバルト球を正面から見たものである．今，参照光の一つの波数ベクトルk_{r1}をk_y軸上にとって，この参照光によりホログラムを記録する．このとき記録されたホログラムの空間周波数帯域K_1は，Fig. B-1(b)の斜線で示した部分で表される．このFig. B-1は，多重記録されたホログラムの波数ベクトルを示したものである．

一つの記録媒体に多数のホログラムを多重記録場合，Fig. B-1(b)で示すホログラムの波数ベクトル空間が互いに重なってはならない．従って，k_{r1}に最も近い参照光k_{r2}によって記録されるホログラムの波数ベクトル空間K_2が，Fig. B-1(b)で実線の円で示したようにK_1と重ならないように，参照光の位置k_{r2}を選ばなくてはならない．この条件を満たす最小の角度間隔$\Delta\varphi$は，Fig. B-1(b)において簡単な幾何学より

$$\Delta\varphi = 2\,\mathrm{Sin}^{-1}\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \tag{B-1}$$

と求まる．ここで，r_1ならびにr_2は，それぞれ

$$\begin{aligned} r_1 &= k\sin\theta \\ r_2 &= k\frac{1}{2F} \end{aligned} \tag{B-2}$$

で与えられる．

以上より，φ方向にホログラムを多重記録した場合の多重度N_φ^Hは，全体の角度帯域2πを$\Delta\varphi$で割ることにより，

$$N_\varphi^H = \frac{\pi}{\mathrm{Sin}^{-1}\left(\dfrac{1}{2F\sin\theta}\right)} \tag{B-3}$$

で与えられる．

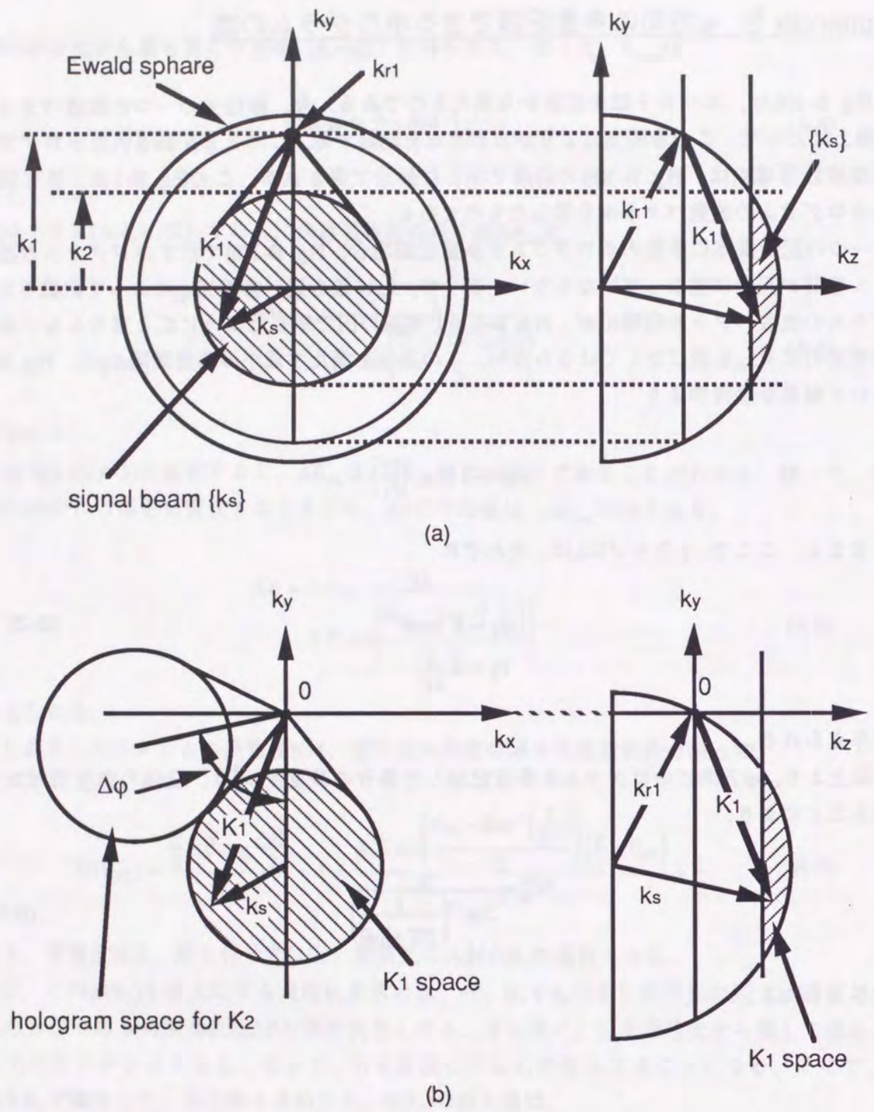


Fig. B-1 Multiplexity conditions involved in holographic recording: (a) Ewald sphere construction illustrating the orientation of the wavevector k_1 of the first reference beam relative to the grating vector K_1 of the recorded hologram and the wavevector k_s associated with first signal beam, (b) To obtain high-quality reconstruction, the spheres containing the grating vectors must not overlap with each other. A large number of holograms (high multiplexity) is recorded when the size of each sphere is held small through the use of a low N.A. objective.

参考文献

第１章

1-1) S. Kawata, O. Nakamura, and S. Minami, "Optical Microscope Tomograpy. I. Support Constaint," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 4, pp. 292-297, (1987)

1-2) O. Nakamura, S. Kawata, and S. Minami, "Optical Microscope Tomography II. NonnegativeConstraint by a Gradient-projection Method," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 5, p. 554 (1988)

1-3) H. H. Hopkins, Proc. R. Soc. London, Vol. A231, p. 91, (1955)

1-4) R. Frieden, "Optical transfer of the three-dimensional object," J. Opt. Soc. Am., Vol. 57, pp. 56-66, (1967)

1-5) N. Streibl, "Depth transfer by an imagingsystem," OPTICA ACTA, Vol. 31, No. 11, pp. 1233-1241, (1984)

1-6) N. Streibl, "Three-dimensionalimagingby a microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2, No. 2, pp. 121-127, (1985)

1-7) M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," (Pergamon Press), p. 440

1-8) T. Wilson and C. J. R. Sheppard, "Theory and Practive of Scanning Optical Microscopy," Academic Press, London, (1984)

1-9) T. Wilson and D. K. Hamilton, J. Microsc., Vo. 128, Pt. 2, pp. 139-143, (1982)

1-10) D. K. Hamilton and T. Wilson, Appl. Phys B, Vol. 27, pp. 211-213, (1982)

1-11) O. Nakamura and S. Kawata, "Three-dimensional transfer-function analysis of the tomograhiccapability of a confocal fluorescence microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 3, pp. 522-526 (1990)

1-12) S. Hell and E. H. K. Stelzer, "Properties of a 4Pi confocal fluorescence microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 9, No. 12, pp. 2159-2166, (1992)

1-13) Min. Gu and C. J. R. Sheppard, "Three-dimensional transfer functions in 4Pi confocal microscopes," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, No. 5, pp. 1619-1627, (1994)

1-14) S. W. Hell, S. Lindek, C. Cremer, and E. H. K. Stelzer, "Measurementof the 4Pi-confocal point spread function proves 75nm axial resolution," Appl. Phys. Lett., Vol. 64, No. 11, pp. 1335-1337, (1994)

1-15) W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "Two-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy," Science, Vol. 248, 73, (1990)

1-16) K. Sasaki, "Picosecond 3-D fluorescence and absorption spectroscopy of a manpulated microparticle," Proc. SPIE, Vol. 1711, 99, (1992)

1-17) J. N. Gannaway and C. J. R. Sheppard, Opt. Quantum Electron, Vol. 10, 435, (1978)

1-18) J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," J. Opt. Soc. Am., Vol. 4, No. 4, 651 - 654, (1987)

1-19) J. Durmin and J. J. Miceli, Jr and J. H. Eberly, "Comparison of Bessel and Gaussian beams," Opt. Lett., Vol. 13, No. 2, 79 - 80, (1988)

1-20) J. Durnin and J. J. Miceli, Jr., "Diffraction-Free Beams," PHYSICAL REVIEW LETTERS, Vol. 58, No. 15, 1499 - 1501, (1987)

第2章

2-1) N. Streibl, "Depth transfer by an imagingsystem," OPTICA ACTA, Vol. 31, No. 11, pp. 1233-1241, (1984)

2-2) N. Streibl, "Three-dimensionalimagingby a microscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2, No. 2, pp. 121-127, (1985)

2-3) R. Frieden, "Optical transfer of the three-dimensional object," J. Opt. Soc. Am., Vol. 57, pp. 56-66, (1967)

2-4) M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," (Pergamon Press), pp. 505-535

2-5) O. Nakamura and S. Kawata, "Three-dimensional transfer-function analysis of the tomograhiccapability of a confocal fluorescencemicroscope," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 3, pp. 522-526, (1990)

2-6) 中村　收, 河田　聡, 南　茂夫, "コンフォーカル・レーザー走査顕微鏡の三次元結像特性, "応用物理, Vol. 57, No. 5, pp. 784-791, (1988)

第3章

3-1) E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder, and C. H. Chang, "Near-field magneto-optics and highensity data storage," Appl. Phys. Lett., Vol. 61, pp. 142-144, (1992)

3-2) D. H. Close, A. D. Jacobson, J. D. Margerum,R. G. Brault, and F. J. McClung, "Hologram recordingon photopolymer materials,", Appl. Phys. Lett. Vol. 14, pp 159-160, (1969)

3-3) 河田　聡, 南　茂夫, "光学走査顕微鏡," 光学, Vol. 18, No. 8, pp. 380-391, (1989)

3-4) R. H. Wopschall and T. R. Pampalone, "Dry photopolymer film for recordingholograms," Appl. Opt., Vol. 11, pp. 2096-2097, (1972)

3-5) W. S. Colburn and K. A. Haines, "Volume hologram formation in photopolymer materials," Appl. Opt., Vol. 10, pp. 1636-1641, (1971)

3-6) 鈴木達郎, "応用光学Ⅰ," (朝倉書店, 1982)

3-7) W. Lang, "Nomarski differential interference-contrast microscopy," Zeiss Reprint, Carl Zeiss 7082 Oberkochen, West Germany

3-8) T. Wilson, "Confocal Microscopy," (Academic Press, 1990), p. 53

第4章

4-1) 谷川英夫, 市橋太一, 永田章, "多成分モノマー材料によるホログラム記録," 光学, Vol. 20, pp. 228-231, (1991)

4-2) 谷川英夫, 市橋太一, "フォトポリマーとホログラム記録," 光技術コンタクト, Vol. 30, pp. 424-431, (1992)

4-3) 光技術応用システムのフィージビリティ調査報告書VIII ー光カードー

4-4) 鶴田匡夫, ''応用光学," 154 - 159

4-5) Max Born , Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 459 - 480 (Pergamon Press)

第5章

5-1) K. Rubin, H. Rosen, T. Strand, W. Imaino, and W. Tang, "Multi-layer Volumetric Storage," Optical Data Storage 1994 Technical Digest series vol. 10, p. 104, May 1994

5-2) D. A. Parthenopoulos and P. M. Rentzepis, "Two-photon volume information storage in doped polymer systems," J. Appl. Phys, 68, 11, pp. 5814-5818 (1990)

5-3) D. A. Parthenopoupos and P. M. Rentzepis, "Three-dimensional Optical Storage Memory,"SCEINCE, 245, pp. 843-845 (1989)

5-4) J. H. Strickler and W. W. Webb, "Three-dimensional optical data storage in refractive two-photon point excitation," Opt. Lett., 16, 22, pp. 1780-1783 (1991)

5-5) L. Solymar, and D. J. Cooke, "Volume Holography and Volume Gratings," (Academic Press), pp. 306-315

5-6) L. d'Auria, J. P. Huignard, C. Slezak, and E. Spitz, "Experimental Holographic Read-Write Memory Using 3-D Storage," Appl. Opt., 13, 4, pp. 808-818 (1974)

5-7) F. H. Mok, M. C. Tackitt, and H. M. Stoll, "Storage of 500 high-resolutionholograms in a $LiNbO_3$ crystal," Opt. Lett., 16, 8, pp. 605-607 (1991)

5-8) L. Hesselink, M. C. Bashaw, "Optical memories implemented with photorefractive media," Opt. Quantum Electron., 25, 9, pp. 611-61 (1993)

5-9) Hsin-Yu S. Li and D. Psaltis, "Three-dimensional holographicdisks," Appl. Opt., 33, 17, pp. 3764-3774 (1994)

5-10) D. Kermisch, "Partially Coherent ImageProcessing by Laser Scanning," J. Opt. Soc. Am., 65, 8, pp. 887-891 (1975)

5-11) J. F. Heanue, M. C. Bashaw, and L. Hesselink, "Volume Holographic Storage and Retrieval of Digital Data," SCIENCE, 265, August 5 1994, pp. 749-752

5-12) K. Curtis, A. Pu, and D. Psaltis, "Method for holographic storage using peristrophic multiplexing,"Opt. Lett., 19, 13, pp. 993-994 (1994)

5-13) M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," (Pergamon Press), pp. 435-449

5-14) H. Kogelnik, "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings," The Bell System Technical Journal, 48, 9, p. 2909 (1969)

5-15) T. Wilson and C. J. R. Sheppard, "Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy," (Academic, London, 1984)

5-16) C. J. R. Sheppard and A. Choudhury, "Image formation in the scanning microscope," Optica Acta, 24, 10, pp. 1051-1073 (1977)

5-17) O. Nakamura and S. Kawata, "Three-dimensional transfer-function analysis of the tomographiccapability of a confocal fluorescence microscope," J. Opt. Soc. Am. A, 7, 3, pp. 522-526 (1990)

5-18) S. Kawata, R. Arimoto, and O. Nakamura, "Three-dimensional optical-transfer-function analysis for a laser-scan fluorescence microscope with an extended detector," J. Opt. Soc. Am. A, 8, 1, pp. 171-175 (1991)

5-19) 河田　聡, 南　茂夫, "光学走査顕微鏡," 光学, Vol. 18, No. 8, pp. 380-391, (1989)

第6章

6-1) J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," J. Opt. Soc. Am., Vol. 4, No. 4, 651 - 654, (1987)

6-2) 上原喜代治, ''非回折性レーザービーム,'' 応用物理学会誌, Vol. 59, No. 6, 746 - 750,

(1990)
6-3) J.Durminand J.J..Miceli, Jr and J.H.Eberly, "Comparison of Bessel and Gaussian beams," Opt. Lett., Vol. 13, No. 2, 79 - 80, (1988)
6-4) J.Durninand J.J.Miceli,Jr., "Diffraction-Free Beams," PHYSICAL REVIEW LETTERS, Vol. 58, No. 15, 1499 - 1501, (1987)
6-5) John H. Mcleod, "Axicons and Their Uses," J. Opt. Soc. Am., Vol. 50, No. 2, 166 - 169, (1960)
6-6) John H. Mcleod, "The Axicon: A New Type of Optical Element," J. Opt. Soc. Am., Vol. 44, No. 8, 592 - 597, (1954)
6-7) Rieko Arimoto, Caesar Saloma, Takuo Tanaka, Satoshi Kawata, "Imagingproperties of axicon in a scanning optical system," Appl. Opt., Vol. 31, No. 31, 6653 - 6657, (1992)
6-8) Max Born , Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 435-445 (Pergamon Press)
6-9) Shiro Fujiwara, "Optical Properires of Conic Surfaces. I. Reflecting Cone," J. Opt. Soc. Am., Vol. 52, No. 3, 287 - 292, (1962)
6-10) Max Born , Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 378-392 (Pergamon Press)
6-11) N.G.Van Kampen, "The method of stationary phase and the method of fresnel zones," Physica, Vol. 24, 437 - 444, (1958)
6-12) 鶴田匡夫, ''応用光学," 154 - 159
6-13) Max Born , Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 459 - 480 (Pergamon Press)
6-14) Max Born , Emil Wolf, "Principles of Optics," Vol. 6, 480 - 490 (Pergamon Press)
6-15) M.V.PEREZ, C.GOMEZ-REINO and J.M.CUADRADO, "Diffraction patters and zone plates produced by thin linear axicons," Opt. Acta, Vol. 33, No. 9, 1161 - 1176, (1986)
6-16) I. A. Mikhaltsova, V. I. Nalivaiko, I. S. Soldatenkov, "Kinoformaxicons," Optik, Vol. 67, No. 3, 267 - 278, (1984)
6-17) P.L.Overfelt and C.S.Kenney, "Comparison of the propagation characteristics of Bessel, Bessel-Gauss, and Gaussan beams difracted by a circular aperture," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 8, No. 5, 732 - 745, (1991)
6-18) W.R.Edmonds, "ImagingProperties of a Conic Axicon," Appl. Opt., Vol. 13, No. 8, 1762 - 1764, (1974)
6-19) G.Indebetouw, "Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and symthesis," J. Opt. Soc. Am., Vol. 6, No. 1, 150 - 152, (1989)
6-20) W.T.Welford, "Use of Annular Apertures to Increase Focal Depth," J. Opt. Soc. Am., Vol. 50, No. 8, 749 - 753, (1960)
6-21) R.M.Herman and T.A.Wiggins, "Production and uses of diffractionless beams," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 8, No. 6, 932 - 942, (1991)
6-22) J.T.McCrickerd, "Coherent Processing and Depth of Focus of Annular Aperture Imagery," Appl. Opt., Vol. 10, No. 10, 2226 - 2230, (1971)
6-23) Y. Lin, W. Seka, J. H. Eberly, H. Huang, and D. L. Brown, "Experimental investigation of Bessel beam characteristics," Appl. Opt., Vol. 31, No. 15, 2708 - 2713, (1992)
6-24) E.N.Leith, G.Collins, I.Khoo, and T.Wynn, "Correlatin image formation with an axicon," J. Opt. Soc. Am., Vol. 70, No. 2, 141 - 145, (1980)
6-25) G.Bickel,G.Hausler and M.Maul, "Triangulation with expanded range of depth," Opt.

Engin., Vol. 24, No. 6, 975 - 977, (1985)

第7章

7-1) O plus E特集記事："リソグラフィー技術の最先端(1)", O plus E, No. 182, 68 - 111, (1995)
7-2) O plus E特集記事："リソグラフィー技術の最先端(2)", O plus E, No. 183, 62 - 97, (1995)
7-3) E. H. Linfoot and E. Wolf, "Diffraction images in systems with an annular aperture," Proc. R. Soc. London, Vol. B66, 145-149, (1953)
7-4) W. T. Welford, "Use of annular aperture to increase focal length," J. Opt. Soc. Am., Vol. 50, 749-753, (1960)
7-5) J. T. McCrickerd, "Coherent processing and depth of focus of annular aperture imagery," Appl. Opt., Vol. 10, 2226-2230, (1971)
7-6) R. Arimoto and S. Kawata, "Laser-scan fluorescence microscope with annular excitation," Optik, Vol. 86, 7-10, (1990)
7-7) S. Hell, G. Reiner, C. Cremer and E. H. K. Stelzer, "Aberrations in confocal fluorescence microscopy induced by mismatches in refractive index," J. Microsc., Vol. 169, Pt3, 391-405, (1993)
7-8) S. F. Gibson and F. Lanni, "Experimental test of an analytical model of aberration in an oil-immersionobjective lens used in three-dimensional light microscopy," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 9, 154-166, (1992)

著者発表論文

1) Rieko Arimoto, Caesar Saloma, Takuo Tanaka, and Satoshi Kawata, "Imaging properties of axicon in a scanning optical system," Applied Optics, Vol. 31, No. 31, pp. 6653-6657 (1992)

2) Rieko Arimoto, Takuo Tanaka, and Satoshi Kawata, "Imaging Properties of Axicon Prism in Optical Systems," Proc. OITDA 2nd International Forum, pp. 22-29 (1992)

3) Satoshi Kawata, Takuo Tanaka, Yoshimi Hashimoto, and Yoshimasa Kawata, "Three-dimensional Confocal Optical Memory Using Photorefractive Materials," Proc. SPIE, Vol. 2042, pp. 314-325 (1993)

4) Takuo Tanaka, Yoshimasa Kawata, and Satoshi Kawata, "Three-dimensional Multi-layered Optical Memory with Laser Scanning Microscope Technology," Symposium on Optical Memory 1994 (SOM '94), pp. 19-20 (1994)

5) 田中拓男，河田　聡，"アキシコンを用いた超長焦点深度フォトリソグラフィー," 光学, Vol. 24, No. 9, pp. 568-573 (1995)

6) Takuo Tanaka and Satoshi Kawata, "Three-dimensional Optical Card Storage With Thirty Recording-layers," Technical Digest of The Pacific Rim Conferene on Laser and Electro-Optics, pp. 70-71 (1995)

7) Takuo Tanaka, Satoshi Kawata, "Comparison of recording densities in three-dimensional optical storage systems: Multilayered bit-recording versus angularly multiplexed holographic recording," J. Opt. Soc. Am. A (accepted for publication)

8) Yoshimasa Kawata, Takuo Tanaka, Satoshi Kawata, Rimas Juskaitis, and Tony Wilson, "Differential phase contrast microscope with a split detector for readout system of multilayered optical memory," Applied Optics (accepted for publication)

9) Yoshimasa Kawata, Takuo Tanaka, and Satoshi Kawata, "Randomly accessable multilayered optical memory using $Bi_{12}SiO_{20}$ crystal," Optics Letters (submitted)

Three-dimensional Optics for Optical Memory and Microfabrication

Takuo Tanaka

Department of Applied Physics,
Osaka University