赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡に関する基礎的研究
Near-field Scanning Optical Microscopy for Infrared Micro-Analysis

中野隆志
Takashi Nakano

1992年12月

Department of Applied Physics,
Osaka University

赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡に関する基礎的研究

Near-field Scanning Optical Microscopy for Infrared Micro-Analysis

中野隆志
Takashi Nakano

目次

第１章　序論

１－１　顕微鏡の分解能の限界

顕微鏡の分解能はレイリーの分解能の定義を用いると、２点として分離できる最小の距離Δｘで与えられる。このΔｘは使っている光の波長λとレンズの開口数NAを用いて、

$$\Delta x = 0.621\lambda / NA \qquad (1-1)$$

で与えられる。つまり顕微鏡の分解能は、波長λと開口数NAで決まる。分解能を上げるには、波長λを小さくするか、開口数NAを大きくすることが必要になる。開口数NAは幾何光学的には０～１までの値しか持たないので、顕微鏡の理論上の最大の分解能は０．６２１λになる。これは波長の約半分になる。これが回折限界による分解能の制限である。レンズを使っている限り、この分解能の制限を外すことはできない。

可視光を用いた光学顕微鏡では、現在では対物レンズの開口数NAとして０．９５が最高である。このときの分解能は０．６５３λとほぼ回折限界に達している。また、可視の光学顕微鏡では、対物レンズと試料の間の空間に油を入れて屈折率を高くして用いる方法がある。これによって、対物レンズと試料の間の屈折率のマッチングがとれ、開口数NAを１以上にすることができる。現在では、開口数NAが１．４になる油浸対物レンズが最大の開口数を持つ。この場合の分解能は０．４３５７λになる。乾燥系の対物レンズを用いる場合に比べて約１．５倍の分解になる。ここで、油浸対物を使って分解能を向上させる方法は、油の屈折率によって開口数が大きくなったと考える。また、光が通過している媒質の屈折率が高くなることで、光の振動数が変わらず、速度が１／ｎになることで、波長が短くなるからと考えることもできる。

赤外光を用いた光学顕微鏡の場合、対物レンズにカセグレン対物鏡を用いている場合が多く、その開口数は、最高で０．５程度しかない。そのため、分解能は１．２４λにしかならず、回折限界の１／２程度の分解能しかない。この原因には、カセグレン対物鏡が構造上、開口数を大きくすることが難しいことが上げられる。赤外でカセグレン対物鏡を使わなければならないのは、可視で使っている対物レンズと同様のスペックを赤外の光学材料を使って作成することが難しいためである。また現在のところ、赤外顕微鏡では、可視光で使った油浸レンズに相当するものは存在しない。これは、赤外光が油浸用の油で吸収されてしまうために利用できていない。

光学顕微鏡では、赤外は別にして、可視光では分解能が回折限界に達しているため、これ以上分解能を上げることは難しい。そこで、より高い分解能で試料を観察するには、光の振動数を高くして分解能を上げていく方法しかない。その１つに紫外線を用いた顕微鏡が開発された。現在では、波長３３０nmの光に対して、開口数０．８５の対物レンズがあり、分解能が０．７２λとなっている。この分解能は、波長が可視光に対して約半分になっていることで分解は約２倍になる。さらに、波長を短くしたｘ線顕微鏡も開発が進められ、波長を２．４nmにすることができる。これは、可視の波長の１／２００以下になる。現在の分解能は、６０nmが限界になっている。これは可視光を用いた場合の分解能に対して約６倍になる。しかし、分解能は回折限界にまでは達していな

い。これは、紫外線で使えるレンズの開口数が十分高く作れていないことや、x線で使えるレンズがないため、ゾーンプレートを用いているため、開口数が高くできないからである。

波長をもっと短くした顕微鏡に電子顕微鏡がある。電子顕微鏡は、走査型の電子顕微鏡で面内分解が1nm、透過型の電子顕微鏡で0.1nm（1Å）の分解能があり、原子を直接見ることができる。この時の電子銃の加速電圧は、100から200kV～3MVになり、波長に換算すると0.01nmになる。これから考えると、分解能を回折限界にまで上げることができていない。これは、電子レンズに回折限界まで使えるものがないためである。

波長を短くすることで、分解能が高くなっていることは明らかである。波長を短くするに従って、装置的に回折限界を達成することは難しくなる。そのため波長を短くした利点を十分に利用できていない。そこで、回折限界による制限を受けず、高い分解を得ることができる顕微鏡が重要になる。

1－2　ニアフィールド光学走査顕微鏡の歴史

波長による制限を受けない顕微鏡として、ニアフィールド光学走査顕微鏡の開発が進められている。この顕微鏡は、レンズを使わないため、原理的に回折限界による分解能の制限を受けることがない。

この顕微鏡のアイデアは古く、1928年にアイルランドのSynge[1-3]が蛍光試料を波長より小さな径の開口からの光で励起し、試料からの光を検出することでnmオーダーの分解能が得られると提案した。開口をリソグラフィーの技術で作り、試料をピエゾで走査するといった、現在応用されているアイデアを示している。1956年にはアメリカのO'Keefe[4]が、波長より小さな径の開口のすぐ後ろの試料を開口からの光で観察すると、分解能が開口径で決まる、顕微鏡が実現できる提案した。しかし、この時代ではアイデアに対して、技術的な要求が追いつかず実現できなかった。

1972年にイギリスのAsh[5]が波長3センチのマイクロ波と開口径1.5mmの開口を用いて、ニアフィールド顕微鏡を初めて試作した。彼らは回折格子等を観察して、λ／20の分解能があることを示した。1984年にはアメリカのIsaacsonらのグループと、IBMのPohlらのグループが別々に、可視光と、開口径20nmの開口を用いたニアフィールド顕微鏡を試作して、λ／20の分解能があることを示した。彼らはその後も研究を続けており、これまでにいくつかのタイプのニアフィールド光学走査顕微鏡を示している[6-15]。これらは、波長より小さな開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡である。その他、岡崎[16]やMassey[17,18]らも微小開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡を示している。

これとは、別に1989年にアメリカのReddick、フランスのCourjon、大津らが、Photon STMと呼ぶタイプの顕微鏡を発表した[19-22]。Photon STMでは、試料の表面の凹凸を、プリズムでの全反射によってできるエバネッセント場と微小開口を利用して測定している。Photon STMでは、試料の高さ方向に高い分解を持つ。これは、エバネッセント場の強度が指数関数で減少していることを用いているからである。

ニアフィールド光学走査顕微鏡は現在でも研究段階であり、まだ実用化されていない。また、研究では可視光を用いて、試料の表面形状を高分解で観察することに主な目的がおかれている。

１－３　ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理と構成

ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を微小開口を使って説明する。微小開口とは、入射する光の波長より小さな径の開口を示している。微小開口に光が入射すると、開口の後ろに局所的に存在する場ができる。ニアフィールド光学走査顕微鏡は、この局所場を使って試料を観察する。この光の局所場が、レンズによって集光した場合のスポットより小さくできることで、レンズを用いた顕微鏡を超える分解能を得ることができる。また、この局所場ができるところが、微小開口（局所場を作りだす部分）にほとんど密着して波長以下の距離にあることで、ニアフィールド顕微鏡と呼ぶ。

図１－１に、この顕微鏡での試料の観察方法を示す。局所場の中に試料がない場合には、局所場は変化を受けないため、入射光は全反射する。これに対して局所場の中に試料が存在すると、局在していた場と試料の間の相互作用によって局所場が変化する。この相互作用は、試料のもつ屈折率分布や吸収分布等の面内構造や、試料表面の微細な構造に対して起こる。局所場の変化によって、反射光や透過光、散乱光の強度が変化する。その変化を測定することで、局所場の存在した部分の試料の情報を検出できる。試料全体の情報を得るには、試料か局所場の位置を走査する。

ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を微小開口を使って説明したが、局所場を作るには、微小開口や微小金属球、微小誘電体等を使う方法がある。これらの方法を使ったニアフィールド光学走査顕微鏡はこれまでに研究されているものも含め、次の４種類に分類することができる。

１．透過型（Transmission mode）
２．集光型（Collection mode）
３．透過・集光型（Transmission & Collection mode）
４．反射型（Reflection mode）

図１－２に透過型の顕微鏡の構成を示した。このタイプのニアフィールド光学走査顕微鏡では、微小開口や、微小球体で作った局所場にサンプルを近付け、サンプルによって局所的な場が変化することによる透過光の強度変化を測定する。試料が蛍光試料の場合には、局所場によって励起された蛍光の強度を測定する。図１－３に集光型の顕微鏡の構成を示した。このタイプでは、透過型と逆で、試料を一様照明した後、試料の構造や、組成によって作られた分布を持った場を微小開口等によって検出する。これは、微小開口によって局所場が形成できるのと逆の過程を微小開口が行なうことで実現できる。図１－４に透過・集光型の構成を示した。この場合、微小開口による局所場が試料によって変動を受け、その変動を受けた場を再び、微小開口を使って検出する。透過型と、集光型の両方を組み合わせた構成になる。このタイプには、Photon STM として研究されている構成が含まれる。図１－５に反射型の構成を示した。これは、透過・集光型の２つの微小開口を１つの微小開口で実現した構成になる。

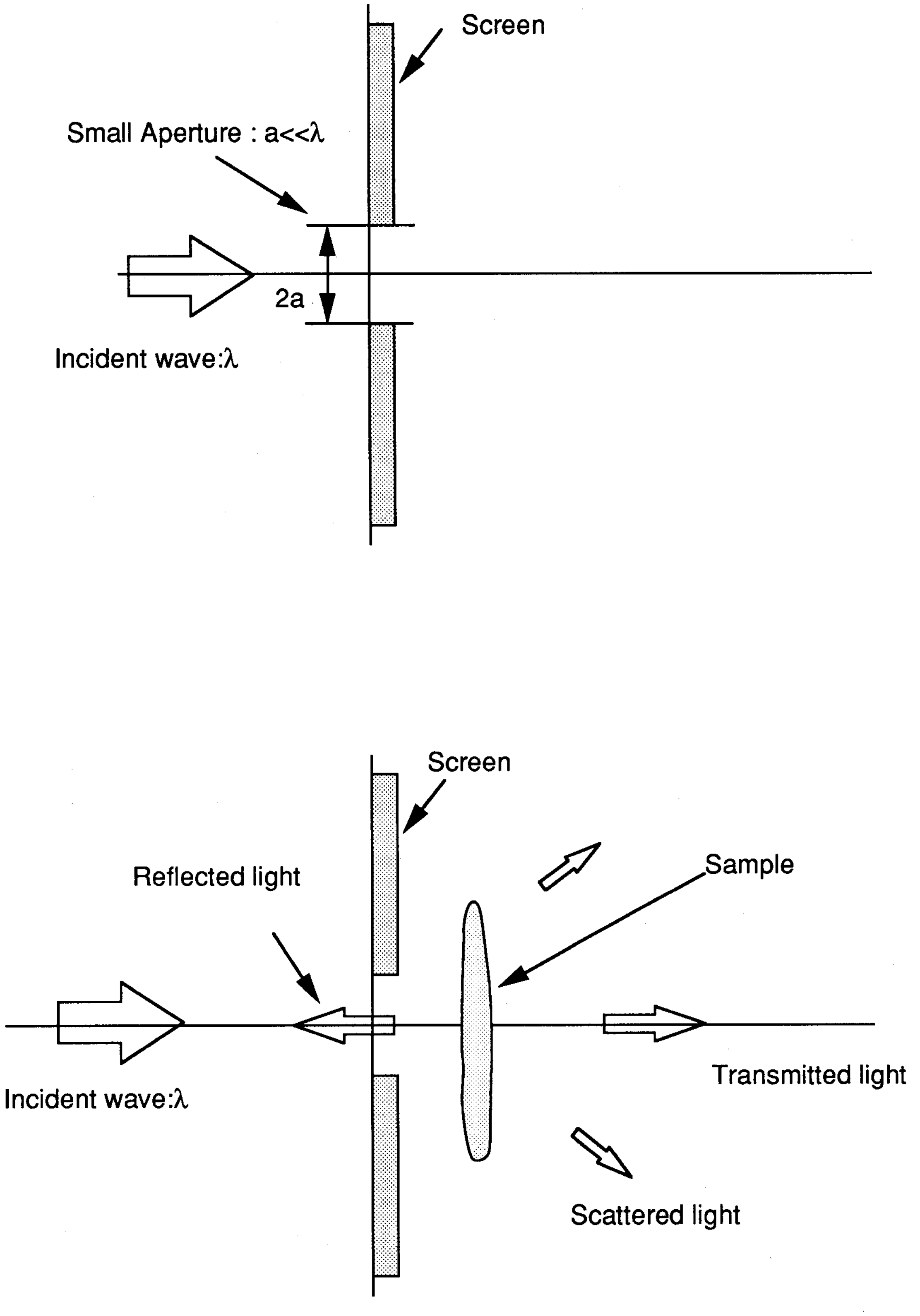


図 1-1　ニアフィールド光学走査顕微鏡の理論.

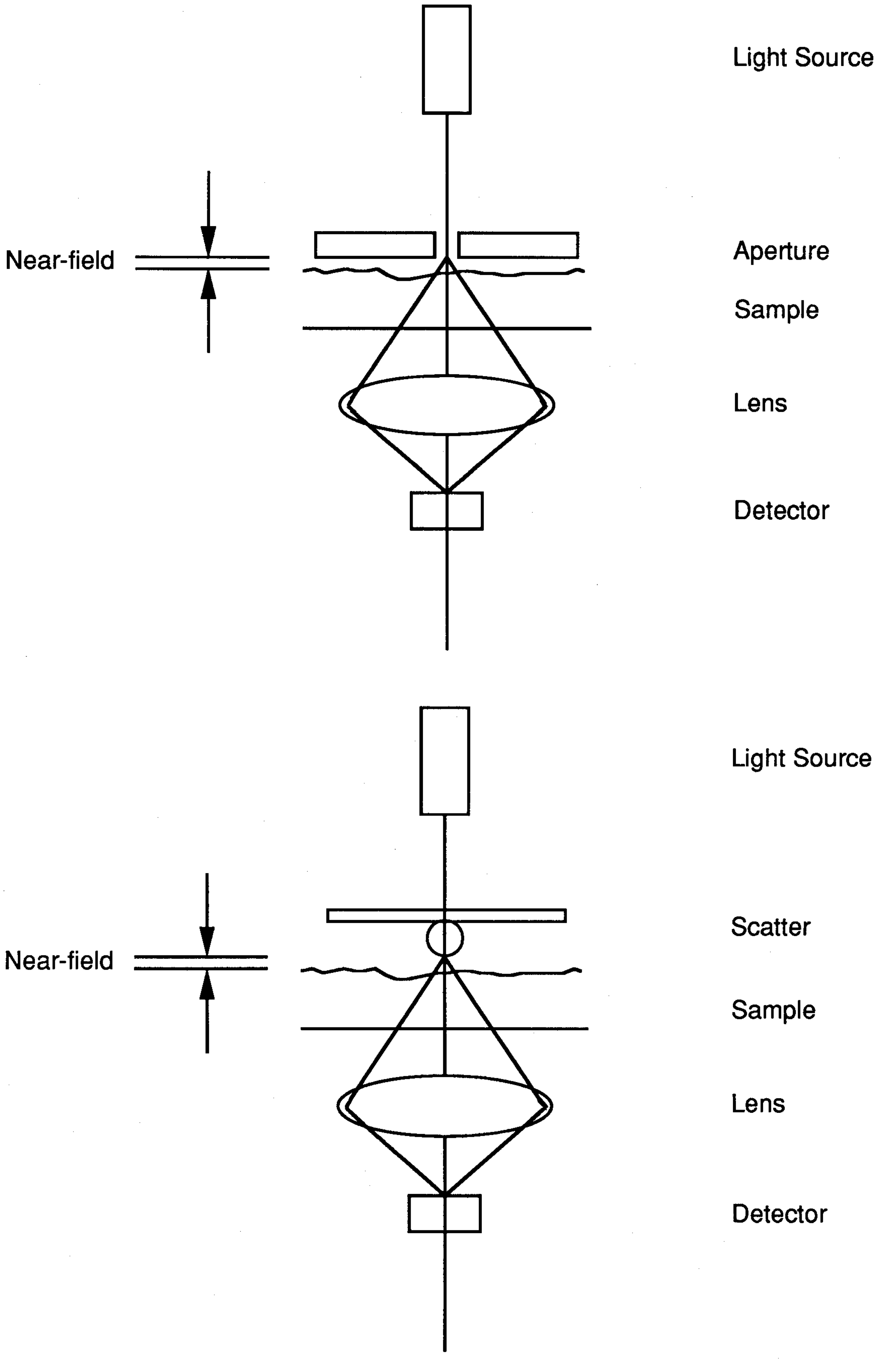


図 1-2　透過型ニアフィールド光学走査顕微鏡（Transmission mode）.

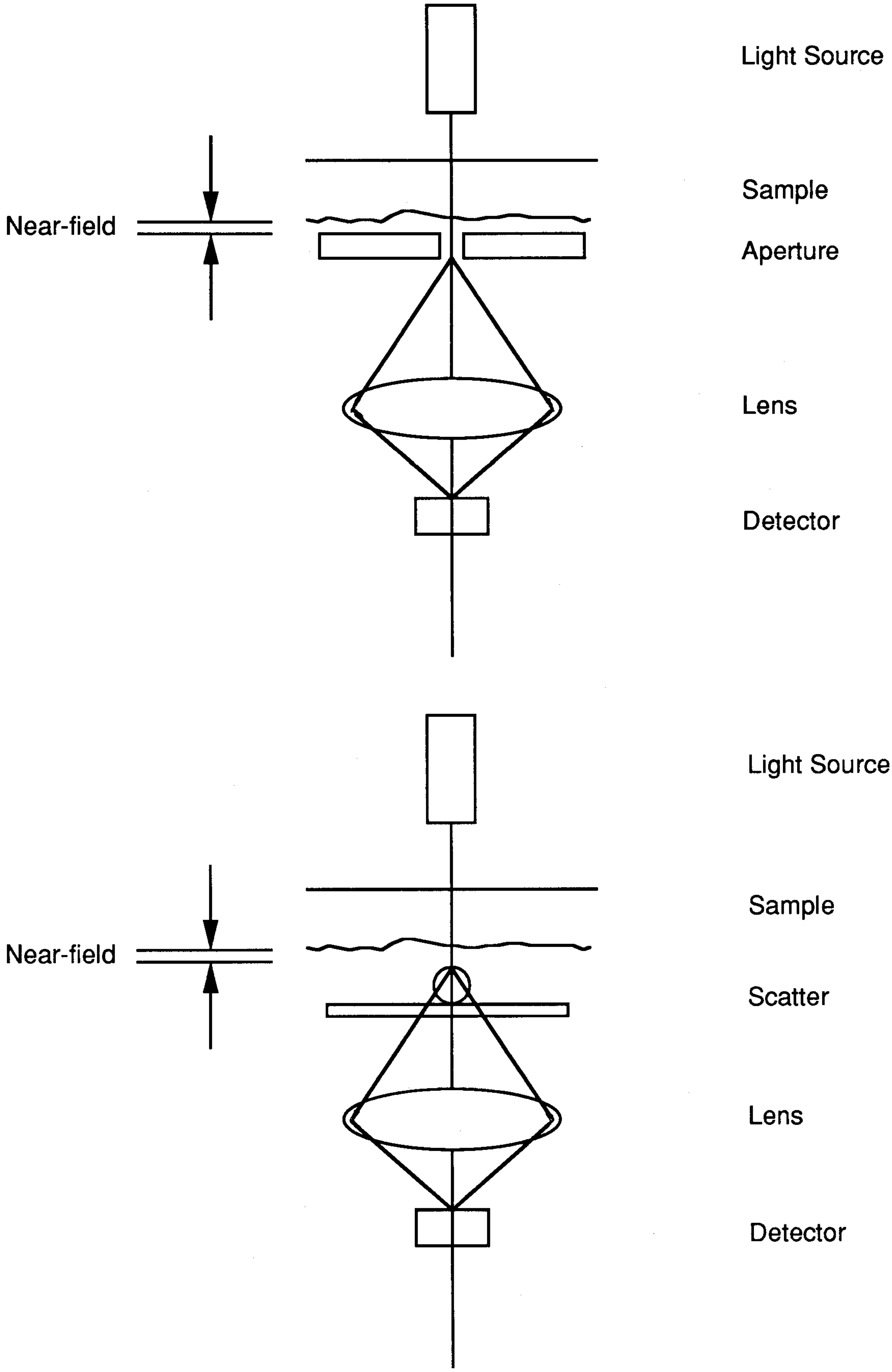


図 1-3　集光型ニアフィールド光学走査顕微鏡（Collection mode）.

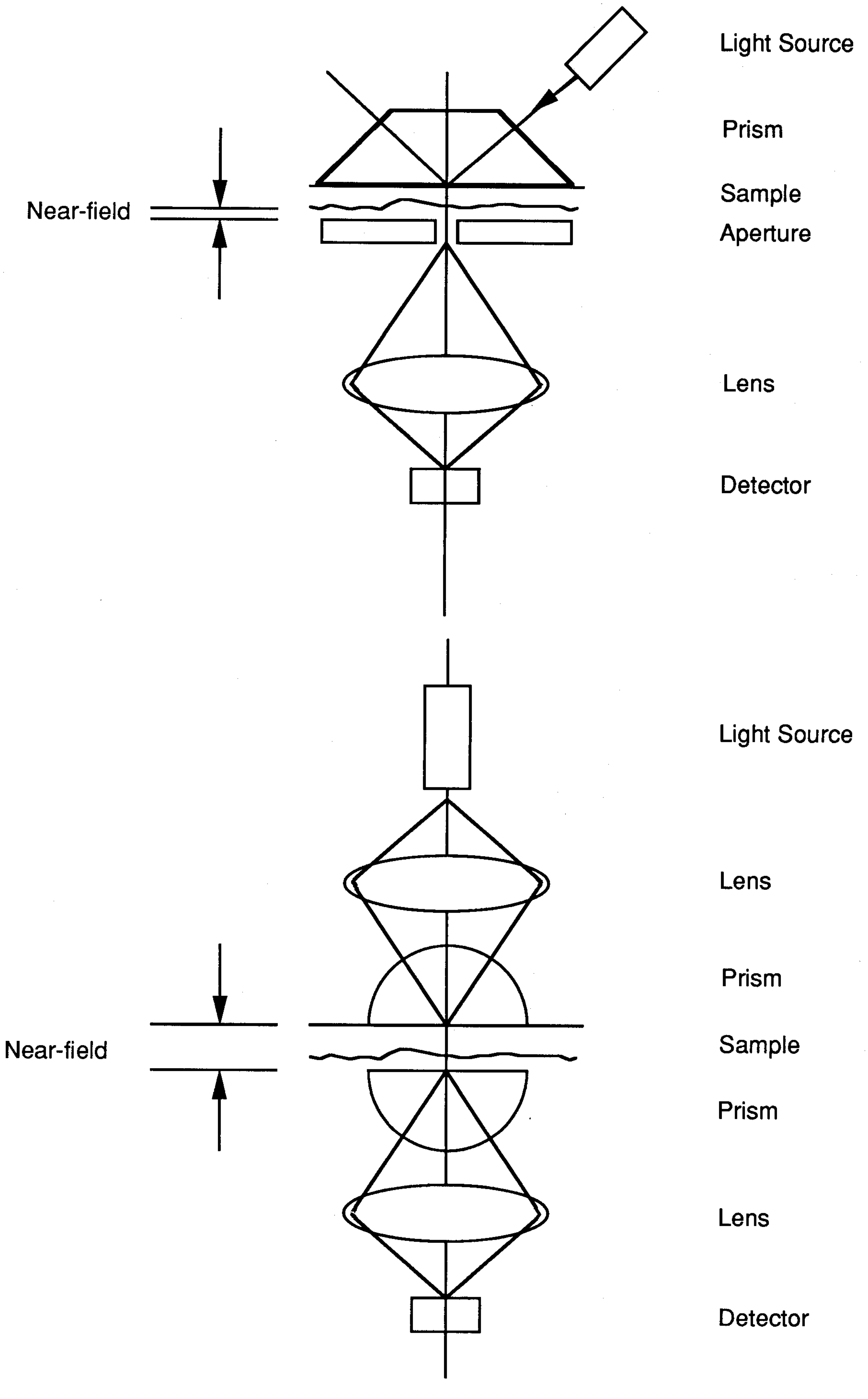


図 1-4　透過・集光型ニアフィールド光学走査顕微鏡
（Transmissiion & Collection mode）．

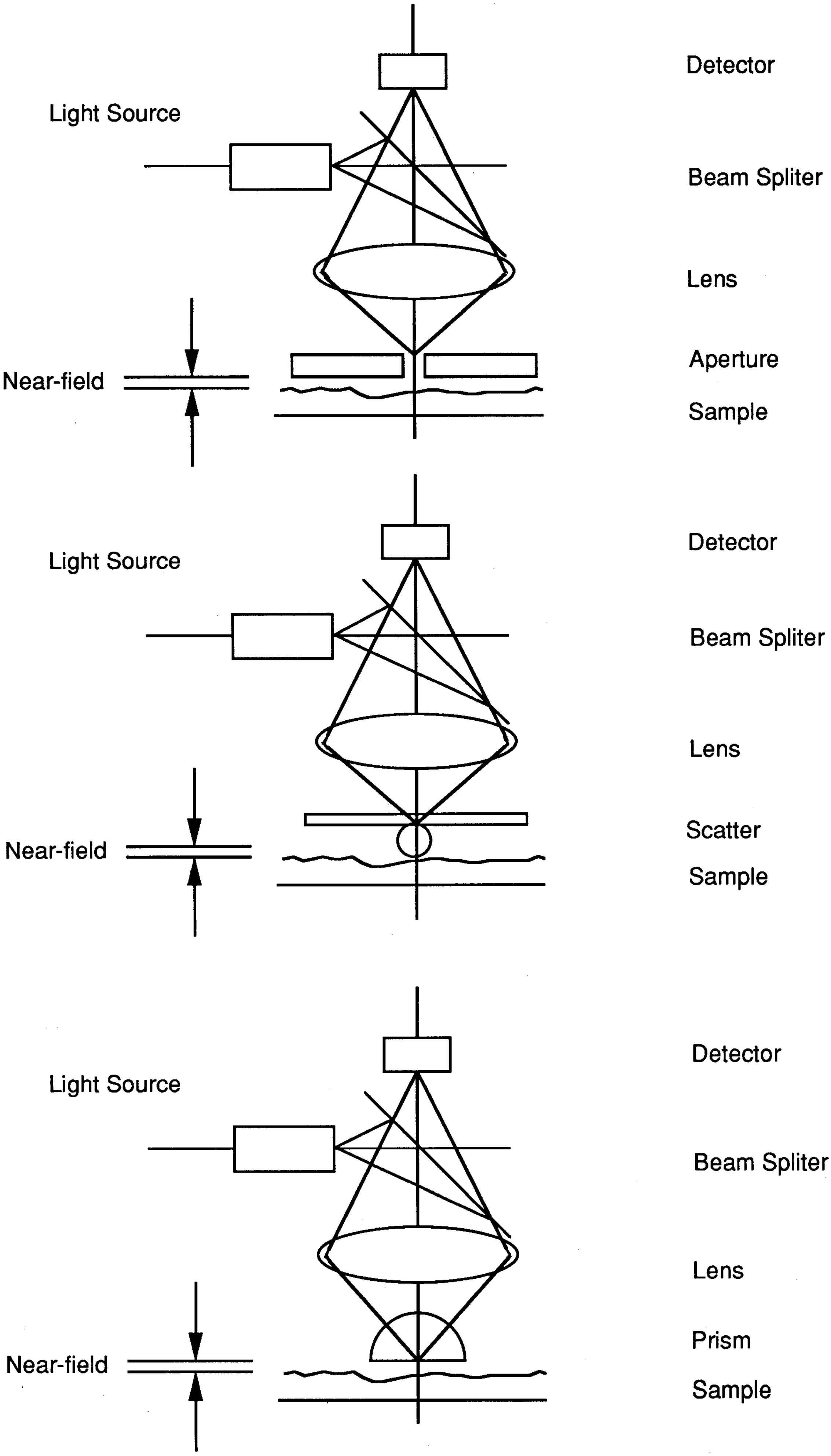


図 1-5　反射型ニアフィールド光学走査顕微鏡（Reflection mode）.

１－４　赤外顕微分光が持つ重要性とニアフィールド光学走査顕微鏡の応用

赤外分光分析は、赤外光の振動数が分子振動のエネルギーに一致するため、例えば、試料の赤外吸収スペクトルを測定することで、試料の持つ分子構造を求めることができる。そのため有機化合物、高分子化合物の定性分析や未知試料の同定にに用いられている。また、吸収の大きさなどから定量分析を行なうこともできる。また、赤外光の持つエネルギーは、半導体のキャリア濃度などによるバンドギャップのエネルギー準位にも一致するため、半導体に含まれる不純物の検出にも用いられている。

この赤外分光分析を局所領域行なうのが赤外顕微分光分析である。赤外顕微分光分析は、試料の局所的な解析が行なえるために、新材料の研究過程や日常の製造過程で、検査装置として重要になっている。局所的な分析を行なうには顕微鏡を使って観察領域を制限する。しかし、回折限界によって面内の分解能が制限を受けるため、赤外のように波長の長い場合、分解能は回折限界に達しても、数１０μmしかない。また、１－１節で示したように、赤外顕微鏡の分解は実際、回折限界の半分程度しかない。この分解能では、局所的分析を行なうこれからの要求に答えることができない。

赤外顕微分光分析の、より高い面内分解を必要とする要求に答えるために、赤外光を使いながらも高い分解能を持つ顕微鏡が必要になる。ここに、赤外のニアフィールド光学走査顕微鏡を研究し開発する意義がある。また、ニアフィールド光学走査顕微鏡を分析用の顕微鏡として用いることは、光を使いながらも回折限界による制限を受けず、高分解が得られる、この顕微鏡の特徴を活かした使い方になる。

本論文の構成

本論文は、ニアフィールド光学走査顕微鏡を赤外域の光に対して実現し、赤外顕微分光に用いていくための基礎研究を行なった研究成果をまとめたものである。研究は、ニアフィールド光学走査顕微鏡を理論的側面から考えるための微小開口の回折場の解析と装置的な側面からの赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作の両面から行なった。第２章では、ニアフィールド光学走査顕微鏡で用いる、微小開口での光の回折場について、ベクトル場を使った解析方法で計算を行なった結果を示した。第３章では、スカラー理論を用いて同じく、微小開口の回折場の計算を行なった。また、ベクトル場で計算した厳密解との比較から、スカラー理論がどこまで、この微小開口の回折場について記述できるか検討を行なった。第４章では、誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡のを試作し、分解能の測定を行なった結果について述べた。第５章では、新しく考案した高屈折率プリズムを用いてニアフィールド光学走査顕微鏡を実現する方法について述べた。また、高屈折率プリズムを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作し、赤外顕微分光に応用した実験結果について示した。

第２章　ベクトル理論に基づく微小開口のニアフィールド回折場

ニアフィールド光学走査顕微鏡は、波長より小さな径を持つ微小開口を使って、そのすぐ後ろにある試料を観察する。しかし、微小開口での光の回折は、Kirchhoffの回折理論では解析できない。これは、Kirchhoffの回折理論は波長より大きな径の開口に対して適合する近似を用いているからである。この微小開口の回折場の解析では、１９４０年代に理論的解析[1-3]が試みられた後、１９８０年代からは計算機を用いた数値的な解析[4-8]が進められている。しかし、未だ十分な解析結果が得られていない。第２章では、微小開口による回折場をベクトル理論に基づいたBetheの回折理論を使って計算し、解析を行なった。

２－１　Betheの回折理論

H. Betheは１９４４年に、次のような発想を導入して微小開口の後方の電場と磁場を導出した[1]。即ち、無限に薄い完全導体のスクリーン上に波長より十分小さい開口が存在し、その開口に光が入射すると、開口部分に仮想的に磁流・磁荷が作られるとした。スクリーンから離れた位置での電場・磁場の分布は、この磁流・磁荷からの放射場として与えられる[9]。

図２－１に、この光学配置を示す。完全導体のスクリーンはｘ－ｙ平面（ｚ＝０）上にあり、開口の半径がａ、厚さ０とする。スクリーンの後ろｒ（x, y, z）における電場Ｅ（ｒ）および磁場Ｈ（ｒ）は磁流Ｋ（ｒ'）、磁荷η（ｒ'）を用いて、次式で与えられる。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r})=\int_S \left[\mathbf{K}(\mathbf{r}')\times\nabla\varphi\right]d\sigma \qquad (2-1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r})=\int_S \left[jk\mathbf{K}(\mathbf{r}')-\eta\nabla\varphi\right]d\sigma \qquad (2-2)$$

ただしｒ'（ｘ、ｙ、０）はスクリーン上の座標ベクトルを示し、ｄσ＝ｄｘ'ｄｙ'である。ψは、

$$\varphi(\mathbf{r})=\frac{e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \qquad (2-3)$$

で与えられるグリーン関数である；ｋ＝２π／λである。開口が円形開口で開口半径が、ｋａ＜＜１の条件を満たすとき、磁流Ｋ（ｒ'）と磁荷η（ｒ'）は、スクリーンに開口が存在しないとしたときに入射光がｚ＝－０の面に与える電場Ｅ$_0$と磁場Ｈ$_0$を使って、

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}')=\frac{jk}{\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{1}{2}}\mathbf{H}_0+\frac{1}{2\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{-1}{2}}\mathbf{r}'\times\mathbf{E}_0 \qquad (2-4)$$

$$\eta(\mathbf{r}')=\frac{-1}{\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{-1}{2}}\mathbf{H}_0\mathbf{r}' \qquad (2-5)$$

で与えられる。ただし、ｒ'＝｜ｒ'｜であり、開口内での電場Ｅ$_0$・磁場Ｈ$_0$は一様であ

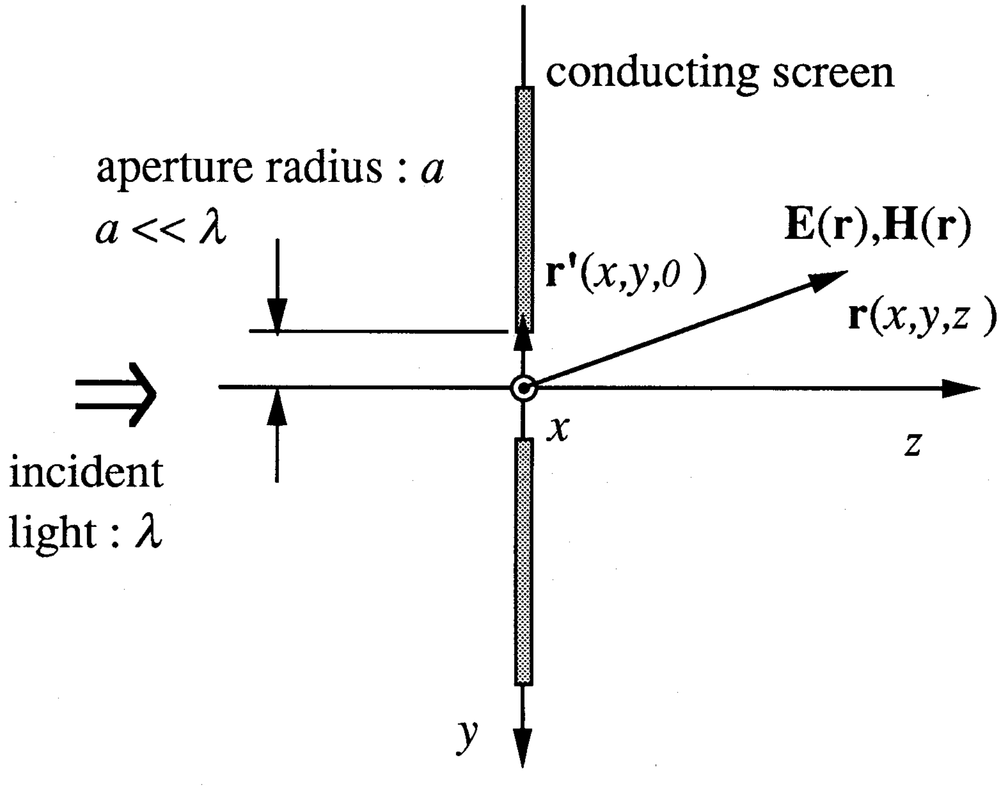


図 2-1　ニアフィールド回折場の光学配置.

ると見なす。ここで、開口径が波長より小さいという仮定とスクリーンが完全導体であるという仮定の下での境界条件により、電場Eoはスクリーンに垂直な成分のみ、磁場Hoは水平な成分しか、開口内の磁流・磁荷の形成に寄与しない。

回折場の計算では、入射波に複数の条件を与え、それに対して回折場の、電場E（r）、磁場H（r）のベクトルの3振動方向成分の空間分布を（2－1）～（2－5）式を用いコンピュータで数値的に計算した。回折場の各位置におけるエネルギー流密度の大きさと方向である、時間平均のポインティングベクトル＜S（x, y, z）＞の分布も求めた。

2－2　微小円形開口の回折場の計算

本節では、Betheの回折理論を用いて、開口半径が波長より小さな円形開口のニアフィールドの時間平均ポインティングベクトルの3次元分布を示す[10]。計算結果は、ニアフィールド回折場の特性が開口に入射する光の角度に依存することを示した。特に、垂直入射の場合のニアフィールド回折場は、斜入射の場合と全く異なった特性を持つことが明らかになった。また、時間平均ポインティングベクトル分布の拡がりと波長に対する開口の大きさの比や開口からの距離との関係について述べる。

2－2－1　開口に対する入射角θの違いによる回折パターンの変化

図2－2に示すように、yz面を入射面とするp偏光の平面波が入射角θでスクリーンに入射する場合を考える。入射波の磁場ベクトルの向きは、入射面に垂直でx方向成分のみである。電場ベクトルは、入射面に平行で、y、z方向成分に入射角θで分けることができる。このとき（2－4）、（2－5）式で用いるEo、Hoは、入射角θと入射光の電磁場のベクトルEi、Hiを用いて、

$$H_o = 2H_i \qquad (2-6)$$

$$E_o = 2E_i \sin\theta \qquad (2-7)$$

で与えられる。（2－6）、（2－7）式では、スクリーンでの入射波の反射を考慮して左辺に2がついている。垂直入射の場合は、$\theta=0$よりEo＝0となり回折場の状態を決定するのは、入射光の磁場成分のみであることが推測できる。これに対して斜入射では、入射光の電場・磁場の両方が影響することがわかる。つまり、入射角の変化によって、回折に寄与する電場の状態が変化するため、この変化による回折場の変化を解析する。

実際の計算として、入射光の状態を垂直入射$\theta=0°$と$\theta=45°$の2つの場合について、z＞0での回折場をポインティングベクトル＜S＞のパターンによって解析した。垂直入射の場合は、Ho＝2Hi、Eo＝0。$\theta=45°$の斜入射では、Ho＝2Hi、Eo＝$\sqrt{2}$Eiで与えた。

図2－3に入射光に、yz平面を入射面としたp偏光の平面波を考え、その光が開口半径a＝λ／100の開口に垂直入射した場合の開口から開口半径と同じだけ離れた平面z＝a内でのポインティングベクトルの大きさの空間分布を示す。表示範囲は、6.4a×6.4aのxy平面内であり、グラフの縦軸が、各点でのポインティングベクト

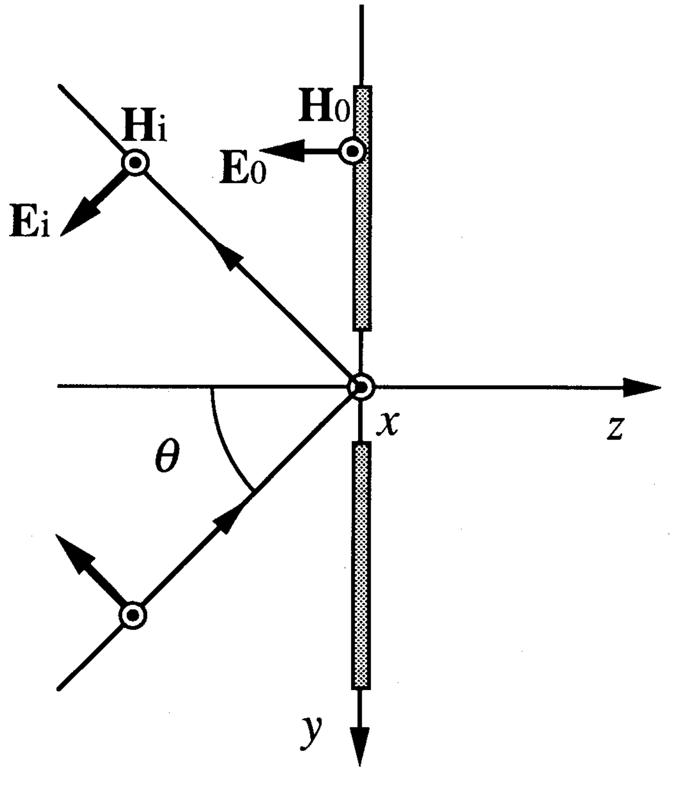


図 2-2　計算の中で使う座標系とパラメータ.

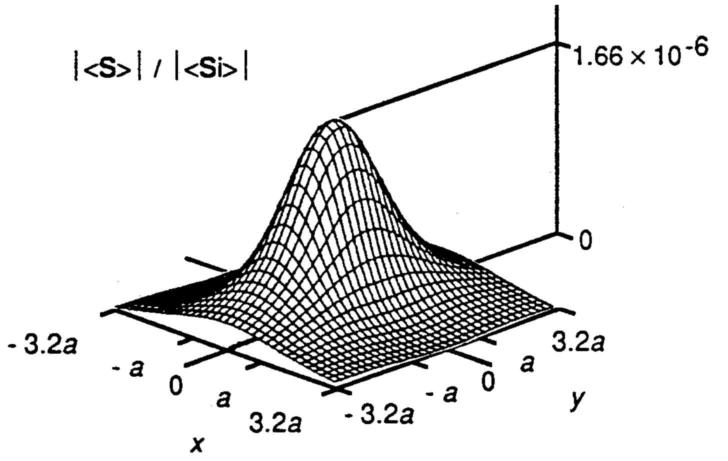


図 2-3　　垂直入射の場合のｘｙ面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布
（開口半径: a =λ /100, 開口からの距離: z =a）.

ルの絶対値の大きさを入射光のポインティングベクトル

$$<S_i> = \mathrm{Real}\ [E_i \times H_i^*] \qquad (2-8)$$

で規格化した値｜＜Ｓ＞｜／｜＜Si＞｜を示している。

ポインティングベクトルの大きさ｜＜Ｓ＞｜／｜＜Si＞｜の分布パターンは、そのピーク値が1.66×10^{-6}でかなり小さな強度しかない。ピーク値に対する広がりは、ｙ方向に比べて、ｘ方向に大きくなっている。これは、H0に水平な方向である。

図２－３の回折場の計算結果では、ポインティングベクトルの方向性、つまりエネルギーの流れを無視していた。そこで、ポインティングベクトル＜Ｓ＞をｘ、ｙ、ｚ方向成分Sx、Sy、Szに分けた場合の各分布パターンを考える。図２－４は、図２－３の計算結果と同じ条件で計算したポインティングベクトルをｘ、ｙ、ｚ方向成分に分けて表示したもので、（ａ）、（ｂ）、（ｃ）の順に、ｘ、ｙ、ｚ方向成分のポインティングベクトルのパターンを示している。表示の範囲は、図２－３と同じくｚ＝ａのｘｙ平面の6.4ａ×6.4ａの領域になっている。縦軸は、

$$<S>/|<S_i>| = S_x x + S_y y + S_z z \qquad (2-9)$$

に従って、各成分のポインティングベクトルの大きさを、入射光のポインティングベクトルで規格化した、Sx、Sy、Szを示している。値の正負は、ベクトルの持つ方向を示している。各成分の縦軸のスケールは、同じにとってある。

垂直入射の場合、ｘ、ｙ方向成分のポインティングベクトルSx、Syは、それぞれｙ軸ｘ軸に対して対称の分布を持ち、ｚ方向成分Szは、中心対称の分布を持っている。また、それぞれのピーク値は、ｘ、ｙ成分に対してｚ成分が１桁大きな計算値が得られた。この垂直入射の場合のポインテングベクトルをｘ、ｙ平面へ射影したｘ、ｙ平面内のベクトル方向を図２－５に示す。図２－５より垂直入射では、ベクトルのｘ、ｙ方向成分は、中心（ｘ、ｙ）＝（０、０）からの放射の形を持っていることがわかる。そのためｚ方向成分を考えると３次元的には原点からの放射の形態をとっていると推測できる。また、図２－５の上部と右側に示した、ｘ＝０のライン上でのベクトルをｙｚ面へ射影した結果とｙ＝０のライン状でのベクトルをｘｚ面へ射影した結果からもポインティングベクトルは、原点からの放射場の形を持っていることが確認できた。ｚ方向への進行の方がｘ、ｙ面内への広がりに比べて幾らか大きくなっていることも確認できた。

図２－６に図２－３と同じ条件で、入射角だけ45°にして計算した場合のポインティングベクトルの分布を示す。ポインティングベクトル分布のピーク大きさは、10^{-2}程度で垂直入射の場合に比べてそれほど減衰しておらず、計算値で４桁大きい。分布の拡がりは、半値半幅で垂直入射の場合に比べて２／３になっている。

また、図２－７に斜入射の場合のポインティングベクトルの分布をｘ、ｙ、ｚの３成分に分けた結果を示す。斜入射の場合には、ｘ方向成分は、ｘ、ｙ軸に対称でｙ方向成分は原点中心の分布を持ち、ｚ方向成分は、ｘ軸に対して対称な形を持つ。また、この時のピーク値の計算値は、ｘ、ｚ方向成分に比べて、ｙ方向成分が１桁大きくなった。

この斜入射の状態について垂直入射のときと同ようにベクトルのｘｙ面内への射影を行なった結果を示したのが、図２－８である。ポインティングベクトルは、ｘ、ｙ面内で、－ｙ方向へ、流れるようなパターンを持ち、中心部（開口部分）では、ｙが負かつ

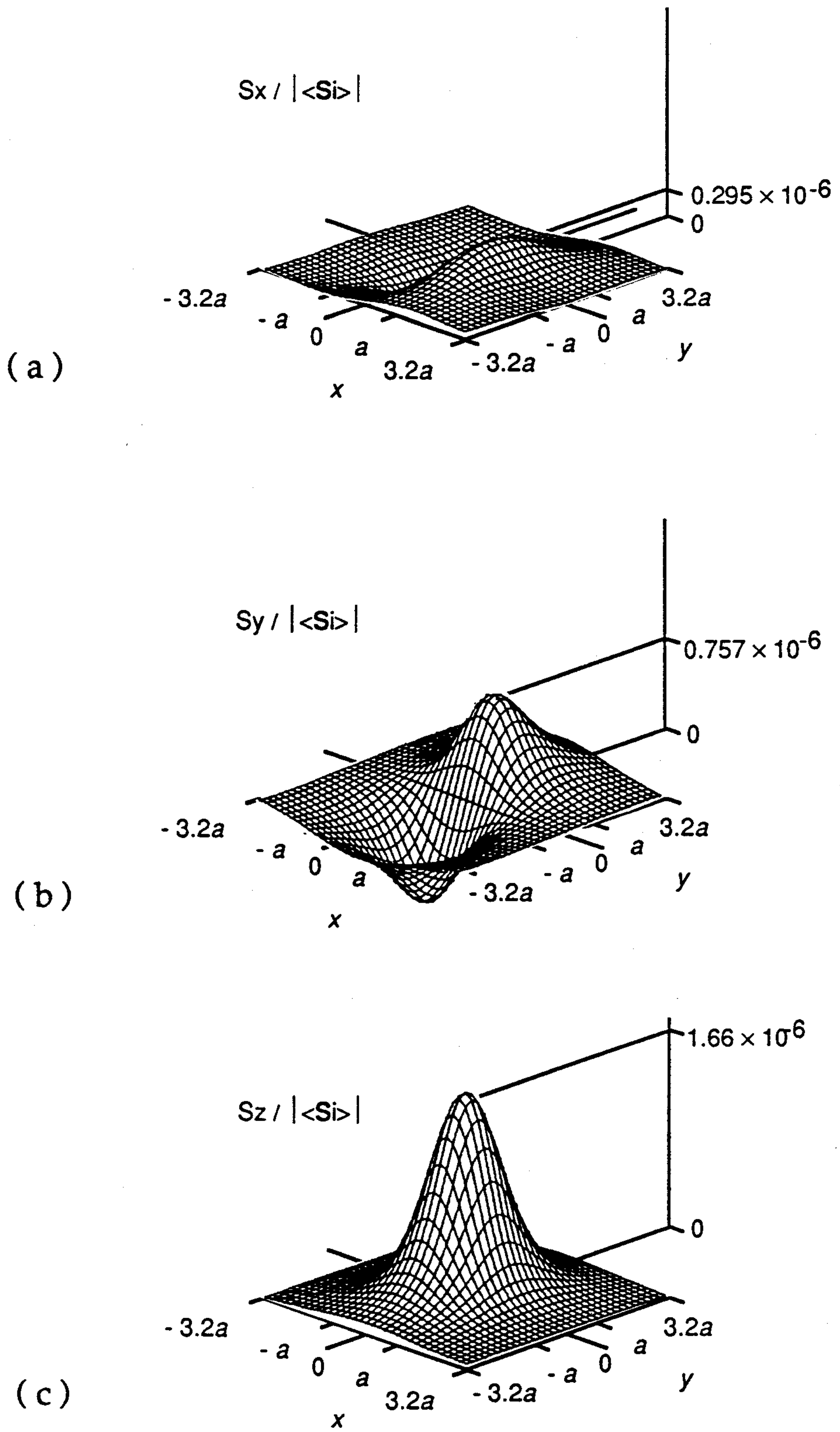


図 2-4　垂直入射の場合のｘ ｙ面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 の 3 直交成分 (a =λ /100, z =a). (a) Sx/|<Si>|. (b) Sy/|<Si>|. (c) Sz/|<Si>|.

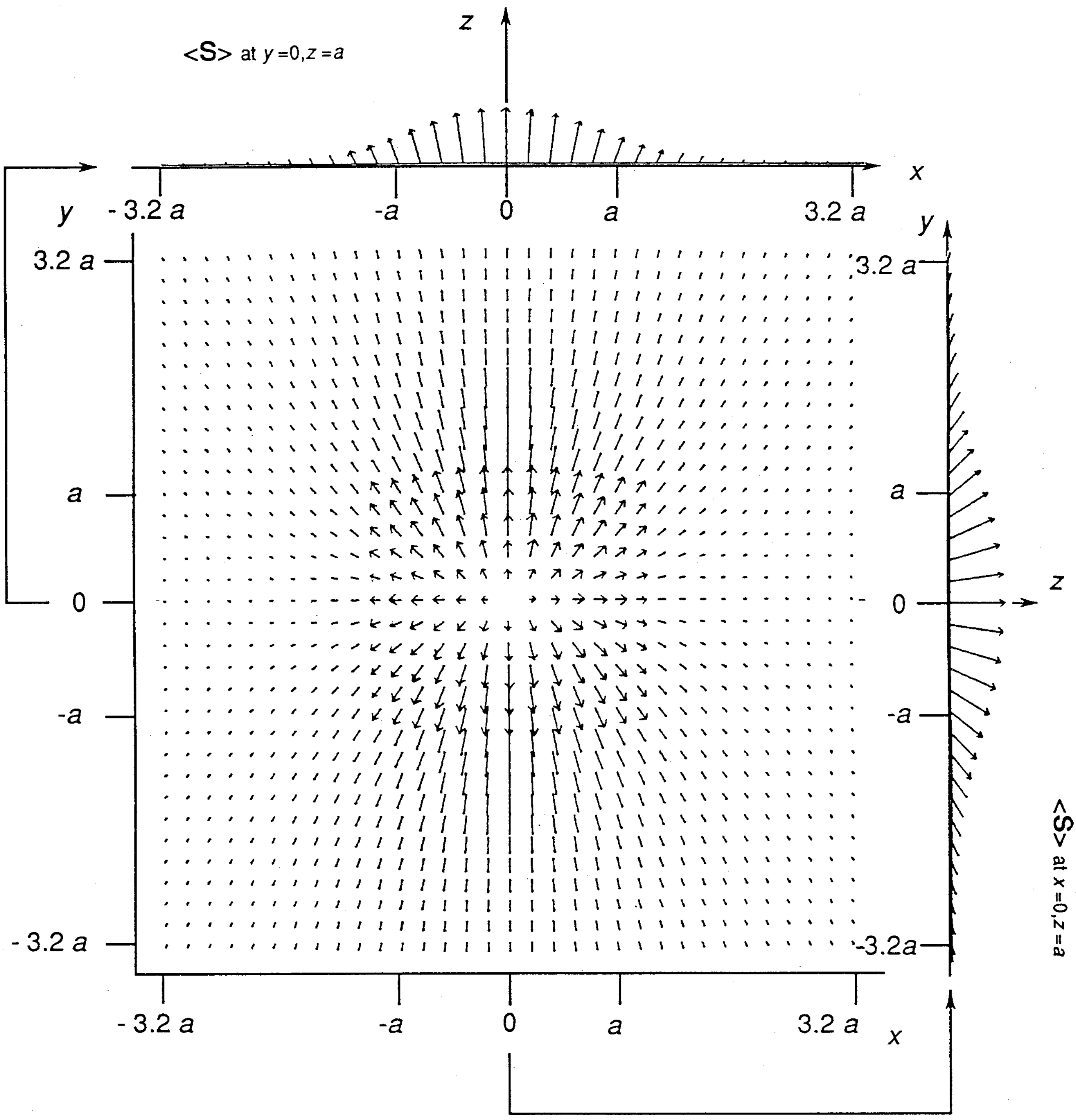


図 2-5　垂直入射の場合のｘｙ面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布の投影図 (a = λ /100, z = a).

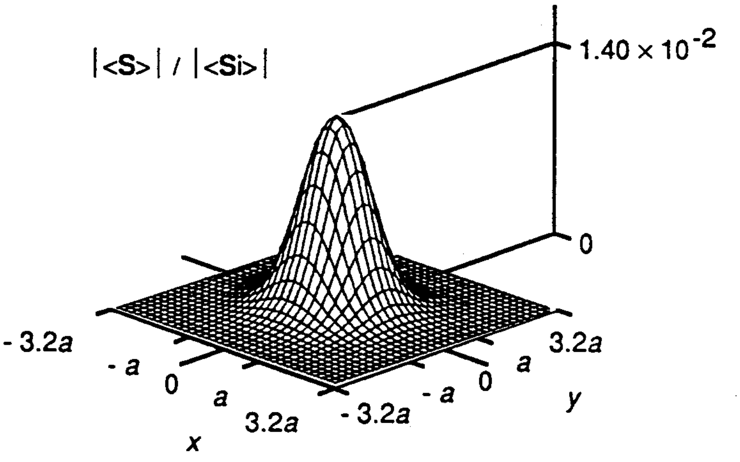


図 2-6　　斜入射の場合のｘｙ面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布
（入射角: θ =45°，開口半径: a =λ /100, 開口からの距離: z =a）.

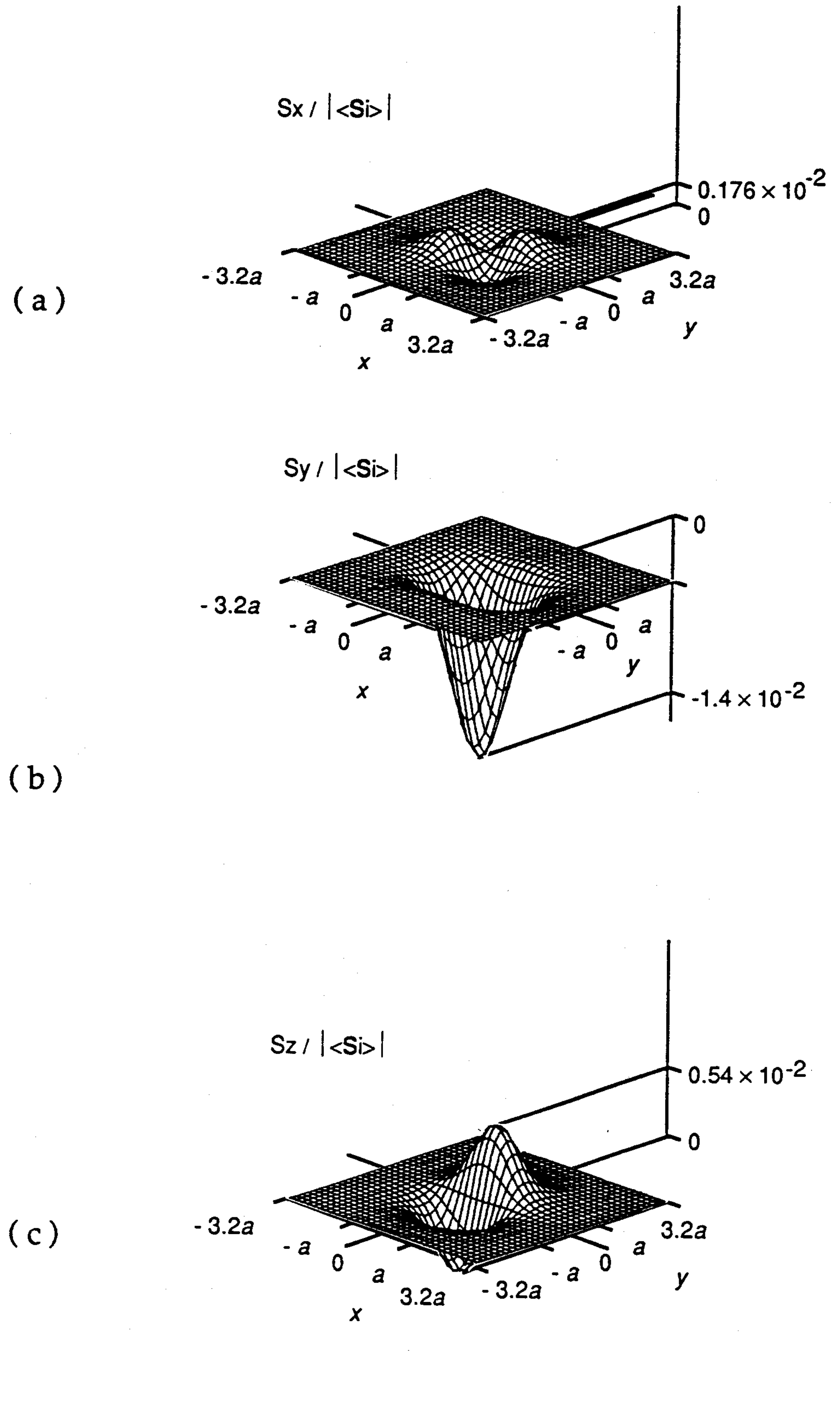


図 2-7　斜入射の場合のｘｙ面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 の 3 直交成分 (θ =45° ,a = λ/100, z = a).　(a) Sx/|<Si>|. (b) Sy/|<Si>|. (c) Sz/|<Si>|.

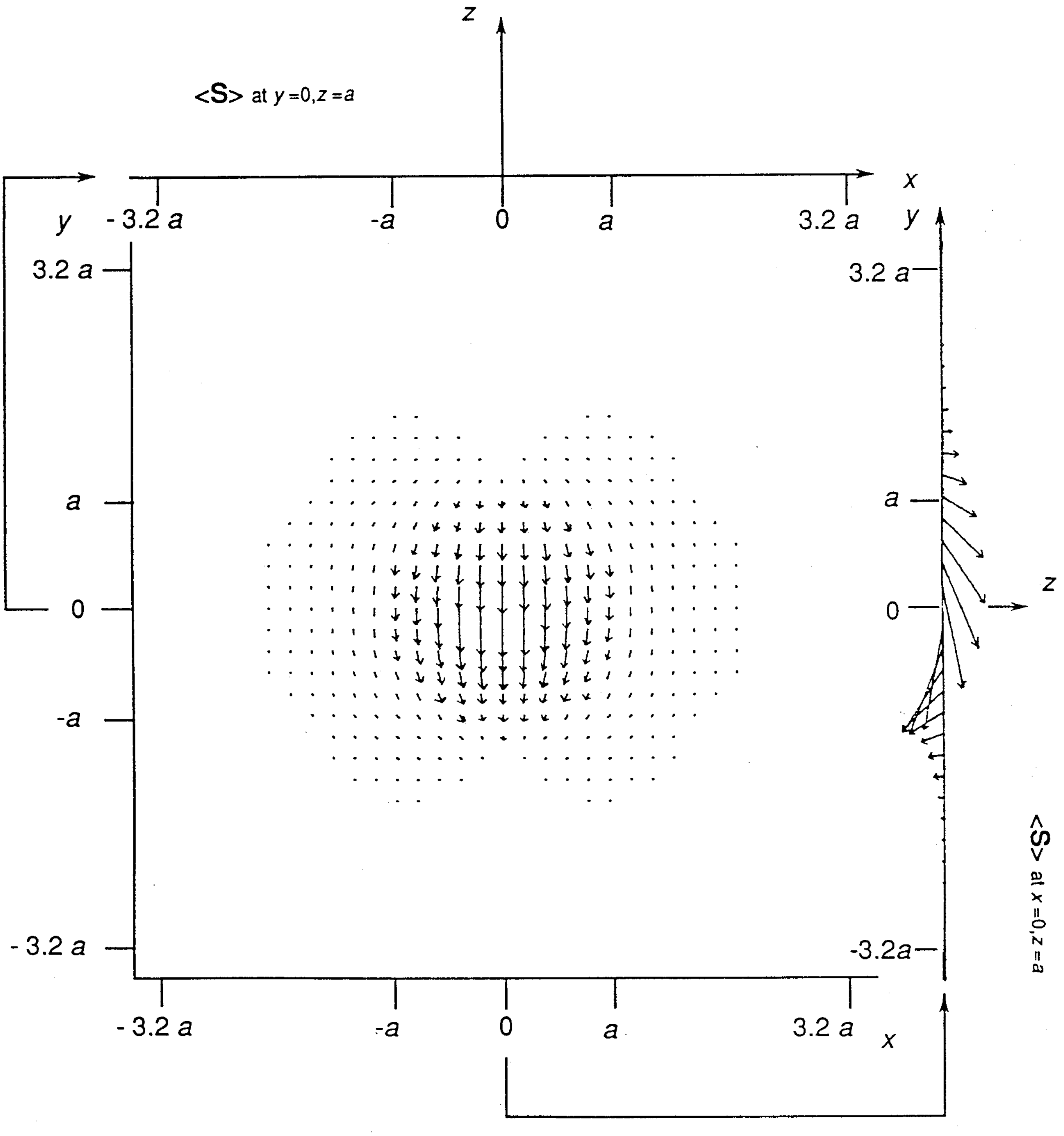


図 2-8　　斜直入射の場合のｘｙ面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布の投影図（θ =45°,a = λ /100, z = a).

ｘ正でｘ方向へ、ｘ座標が負で－ｘ方向へ、わずかに広がり、ｙが負になると反対に収束してくるパターンを持っていることがわかる。さらに、ｘ＝０のライン上のｙｚ面内への射影を表わした結果より、ｙ座標が正で＋ｚ方向へ、ｙ座標が負で－ｚ方向へ進行するベクトルを持っていることが示される。また、ベクトルの大きさは、ｙ方向成分が一番大きいため、全体として面内に広がる傾向を持っている。

このように、回折場は、垂直入射と斜入射で、ポインティングベクトルの絶対値の分布を見るとほぼ同じパターンを持つが、その内部、ｘ、ｙ、ｚ方向成分つまりベクトルの向きは、全く異なっていることが明らかになった。また、開口のニアフィールドでは、どちらの入射を考えた場合でも、スクリーンに平行な面内の方向成分を持つポインティングベクトルが存在することが明らかになった。

また、ここでは、斜入射として、θ＝４５°の場合のみを示したが、θ＝０以外では、どの角度でも同じパターンを持つことも確認した。この時、ベクトルの大きさは、入射角度が大きくなるほど大きくなっていた。これより、開口内の磁流・磁荷が、入射光の磁場だけで励起されているか、磁場と電場で励起されているかによって、微小開口の回折場のエネルギーの流れが、異なることが明らかとなった。。

２－２－２　波長に対する開口径の違いによるポインティングベクトルの変化

次に、開口の大きさを変化させて同様の計算を行なった結果を図２－９、１０に示す。図２－９は垂直入射の場合であり、図２－１０は、θ＝４５°の斜入射の場合である。開口に対する入射の条件は、２－２－１の場合と同じで、開口半径ａを波長λの１／２００、１／５００、１／１０００と変えたときのｚ＝ａの距離におけるｘｙ平面内のポインティングベクトルのｚ方向進行成分Ｓzのパターンを示したものである。表示の範囲は、ｘ、ｙ座標をそれぞれ開口半径で規格化た、３.２×３.２の領域で表示し、高さは、各点のポインティングベクトルの大きさを入射光のポインティングベクトルで規格化した値を示している。各グラフで縦軸のスケールは異なっている。

図２－９、１０に示されるように、回折場のポインティングベクトルのｚ成分Ｓzの分布パターンは、垂直入射の場合も斜入射の場合もそれぞれでほとんど変化していない。つまり、回折場のパターンは、開口からの距離とｘ、ｙ面内の座標が開口径で規格化されて、相対的に同じ位置関係にあれば、開口径によって変化をうけないことが示される。しかし、それぞれのパターンで計算したピークの値を考えると、斜入射の場合にはそのピーク値の変動が２％前後なのに対して、垂直入射の場合、開口径が小さくなるにしたがって１桁以上ピーク値が減少していく。もともと垂直入射と斜入射では、そのピーク値が４桁以上ことなることと、垂直入射では、磁場による励起のみが関係し、斜入射では、磁場と電場の両者による励起が関係していることを合わせて考えると、開口径によって影響をうける回折場の成分は、磁場によって励起されるもので、電場によるものは、あまり影響をうけないことに

なる。そのため垂直入射では、開口径の変化によってピーク値の変化が強く現われ、斜入射では、変化が現われないといえる。

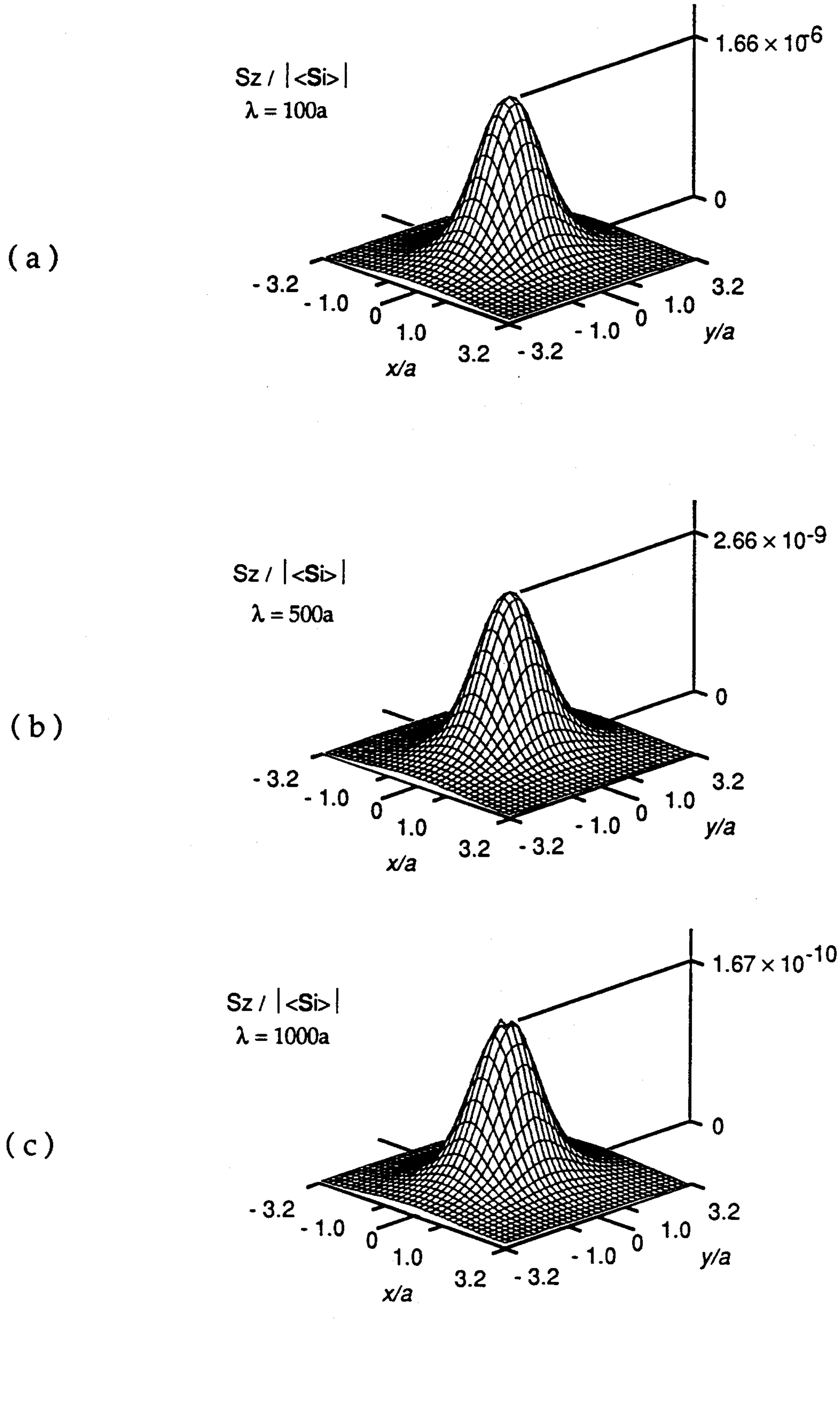
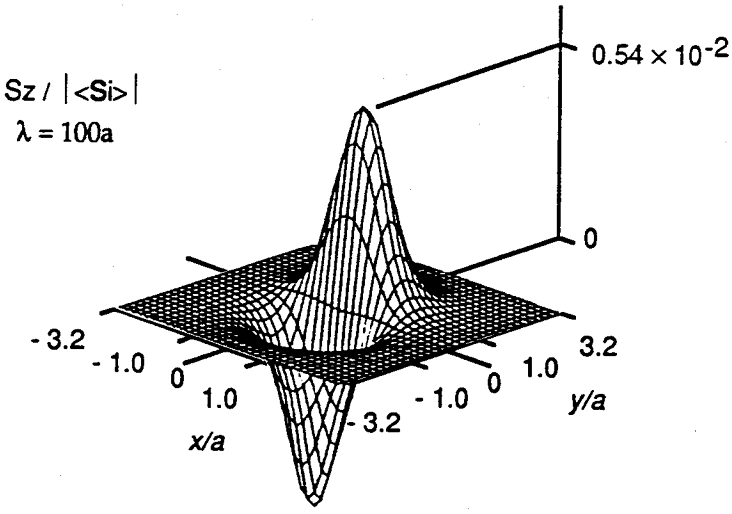
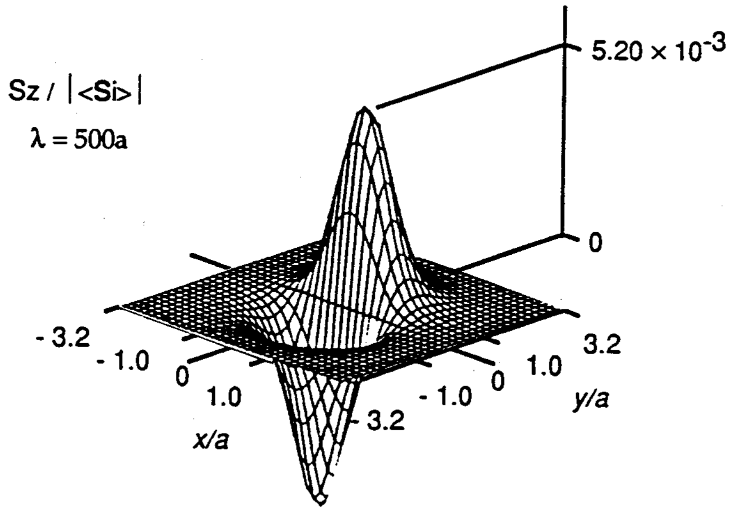


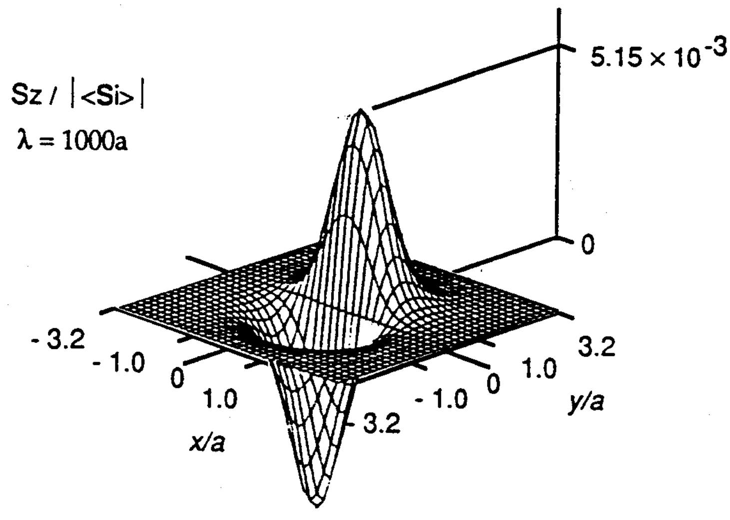
図 2-9　異なった径の開口に垂直入射した場合の二アフィールド回折場の時間平均ポインティングベクトルの z 方向成分(z = a). (a) λ=100a . (b) λ=500a . (c) λ=1000a .



(a)



(b)



(c)

図 2-10　異なった径の開口に斜入射(θ =45°)した場合の二アフィールド回折場の時間平均ポインティングベクトルの z 方向成分 (z = a). (a) λ=100a . (b) λ=500a . (c) λ=1000a .

２－２－３　開口からの距離によるポインティングベクトルの変化

次に開口からの距離によって回折場のポインティングベクトルの大きさの分布がどのように変化するかについて計算した結果を示す。

図２－１１は、垂直入射の場合に、開口半径ａ＝λ／１００としたときの、ｚ＝０.１ａ、０.５ａ、１.０ａ、５.０ａ、１０.０ａの場合の各ｘｙ面内のポインティングベクトルの分布を示している。ｘｙ面の表示範囲は、６.４ａ×６.４ａで、縦軸は、ポインティングベクトルの大きさを示している。開口からの距離が開口半径程度までは、ポインティングベクトルの分布がほぼ開口径の大きさを保っていることがわかる。それ以上離れると、分布が急激に拡がっている。

図２－１２に図２－１１に示した各距離でのｘ＝０のライン上の各点のポインティングベクトル大きさと、ｙｚ面内でのポインティングベクトルの向きの変化を示す。これは、ｘ＝０では、ｘ方向成分のポインティングベクトルベクトルがほぼ０と見なせるため、このベクトルの向きが、回折場でのエネルギーの流れを特長づけているからである。図２－１２によっても、垂直入射のときの回折場は、開口からの放射発散場として示されていることがわかる。そのため、ニアフィールドに試料を置き、その試料を光が透過する場合、試料に厚みがある分だけ回折光が開口の大きさから広がってしまい、分解能は開口径そのものとはならないことがわかる。

図２－１３に入射角をθ＝４５°とした斜入射の場合の開口からの距離によるポインティングベクトルの変化を図２－１１と同じ条件で示す。斜入射でも、ｚ＝０.１ａから１.０ａの間で、ポインティングベクトルの分布が開口径の大きさを保っていることがわかる。斜入射の場合ニアフィールドでのピーク値は、垂直入射に比べて４桁以上大きなエネルギーを持っているがｚ＝１０ａまで開口から離れると垂直入射と斜入射のピーク値の差が小さくなることから、斜入射の場合の回折場のエネルギーは、ｚ方向へ進むよりもｘ、ｙ面内に広がって行く成分が多く存在していることがわかり、ｚ方向へ進行するエネルギーは、最終的に垂直入射と同じで、磁場によって励起された成分のみであると考えられる。

図２－１４に図２－１３に示した各距離でのｘ＝０のライン上の各点のポインティングベクトル大きさと、ｙｚ面内の向きの変化を示す。図２－１４により、斜入射のときの回折場は、開口から出て開口に戻ってくるエネルギーの流れを持っていると推測できる。

２－２－４　考察

微小開口による回折場をH. Betheの考え方に基づいて、コンピュータで計算し結果を解析した。その結果として、開口に対する入射光の偏光成分によって、その回折場のパターンが異なっていることがわかった。

平面波が垂直入射する場合には、ポインティングベクトルは、開口からの放射場の形式となり、開口からの距離が開口半径程度までは、その開口径の大きさを保ったエネルギーの分布を持っている。ゆえに、ニアフィールド光学走査顕微鏡として用いる場合、その開口径を保つ領域に試料がおくことができれば、そこでの相互作用を透過光また

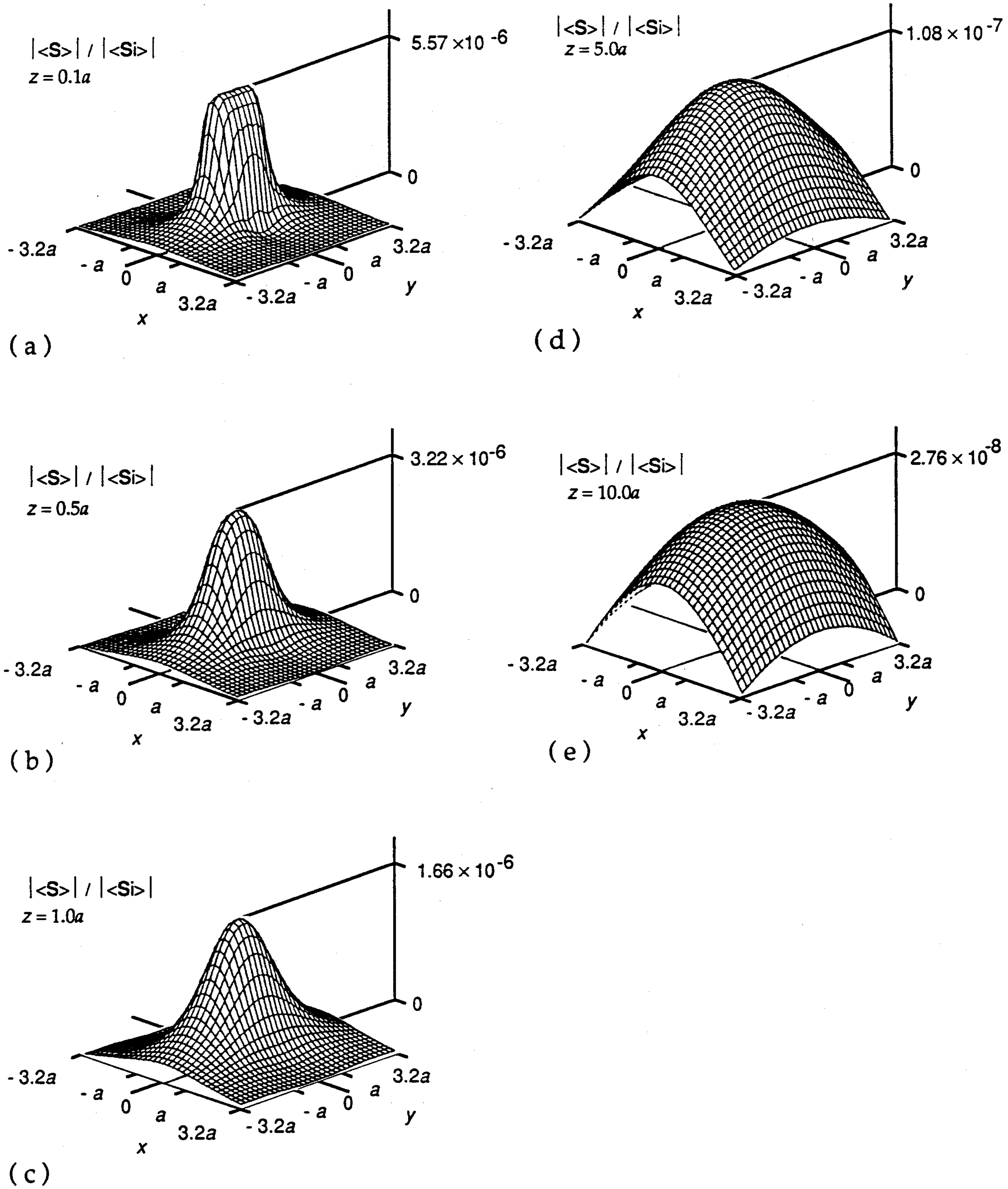


図 2-11　垂直入射した場合の時間平均ポインティングベクトルの開口からの距離による変化 (a = λ /100). (a) z = 0.1 a. (b) z = 0.5 a. (c) z = 1.0 a. (d) z = 5.0 a. (e) z = 10.0 a.

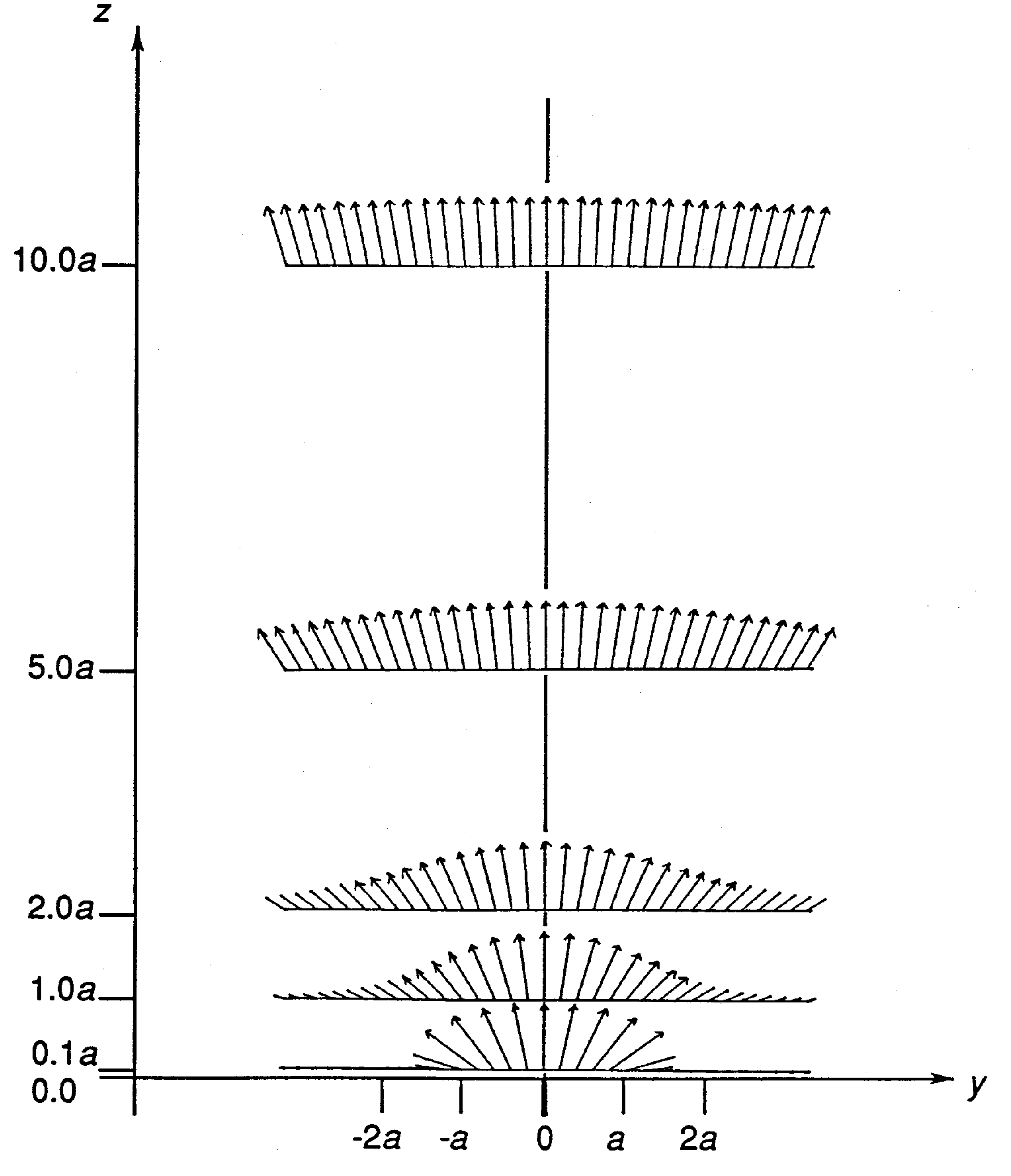


図 2-12　垂直入射した場合の x 軸上の時間平均ポインティングベクトルの方向 (a = 1/100).

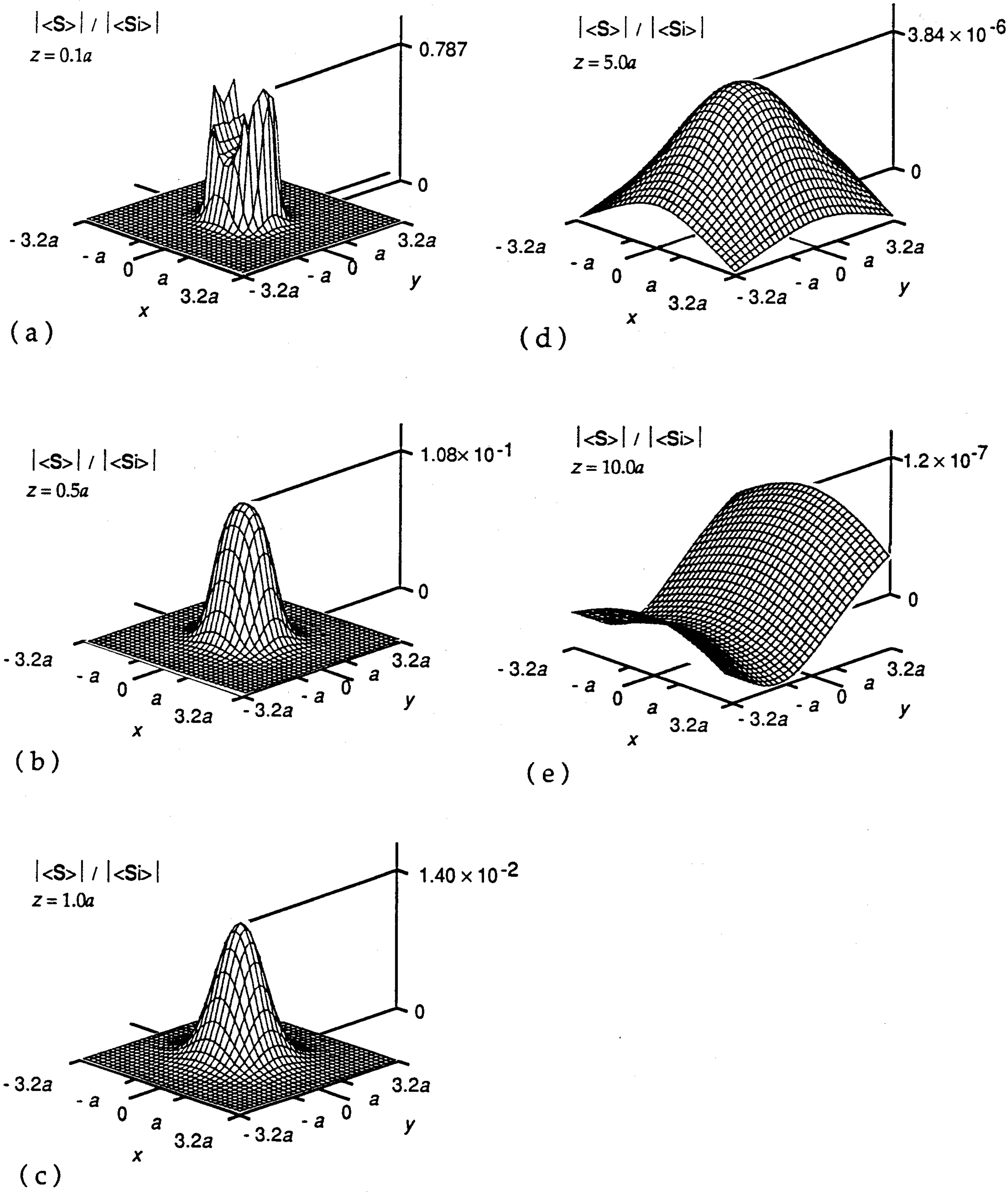


図 2-13　斜入射（θ=45°）入射した場合の時間平均ポインティングベクトルの開口からの距離による変化（a = λ /100).（a）z = 0.1 a.（b）z = 0.5 a.（c）z = 1.0 a.（d）z = 5.0 a.（e）z = 10.0 a.

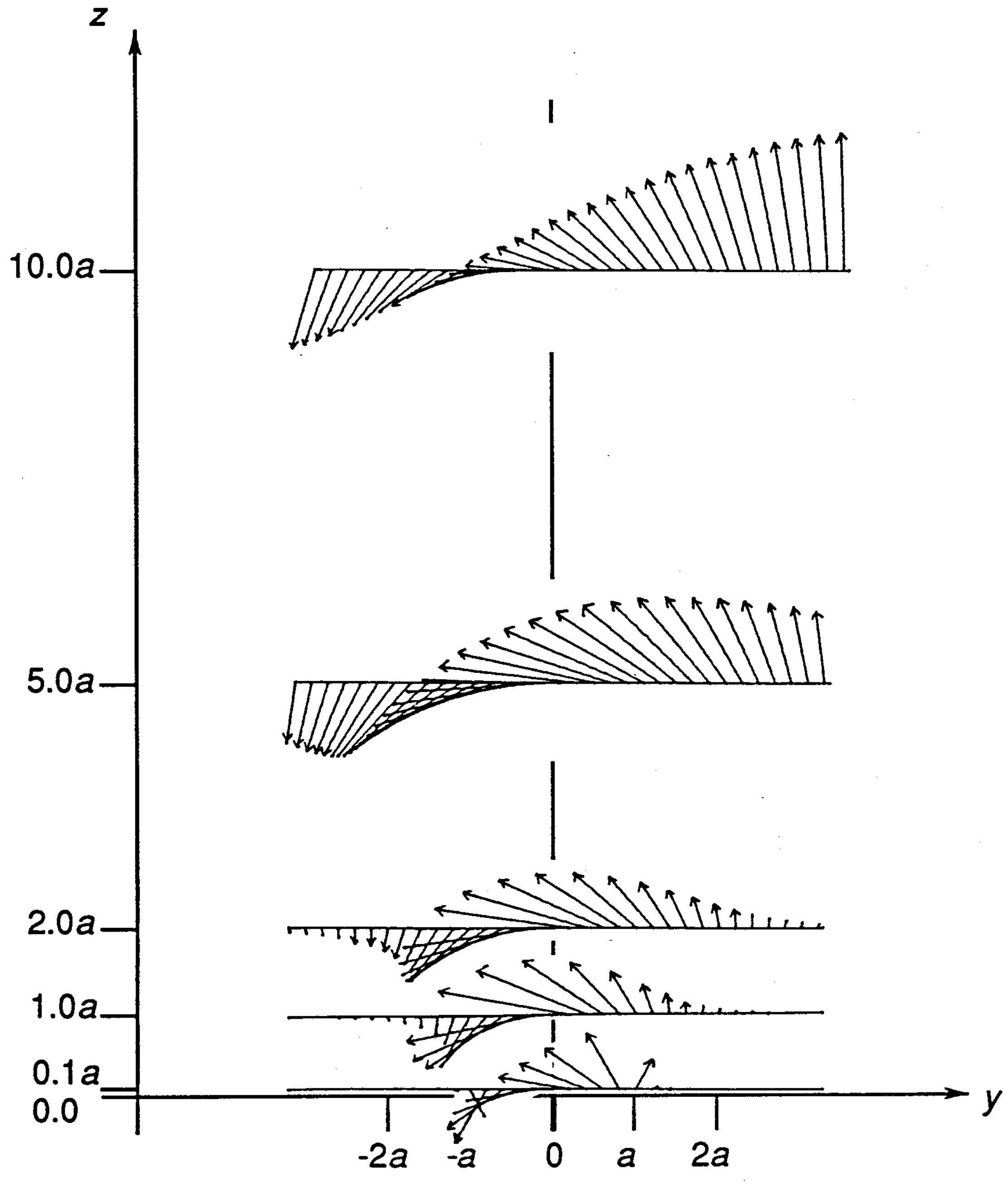


図 2-14　斜入射（θ=45°）入射した場合の x 軸上の時間平均ポインティングベクトルの方向 (a = λ /100).

は、反射光をとらえることで、試料のその微小な部分の情報を得ることができる。そのため理論的には高分解能が期待できる。しかし、そこに集まるパワーは、入射するパワーに比べて極めて弱く、微弱なパワーを有効に検出する工夫が必要となる。

これに対して、平面波が斜入射して、スクリーンに垂直な電場成分が存在する場合には、回折場でのポインティングベクトルの向きは、垂直入射の場合に比べて複雑なものになることがわかった。しかし、ある面内でのポインティングベクトルの大きさのみを考えた場合、その存在領域は、ｚ＝１.０ａ程度まで開口径と同等の領域を示していることがわかり、そのピーク強度は、垂直入射に比べて十分に強いことが示された。

また、開口から離れるにしたがって、そのポインティングベクトルのパターン、強度ともに垂直入射の場合に近づくため、斜入射の場合のエネルギーは、そのほとんどが面内方向の流れとなり、縦方向への流れは少ないということがわかった。この状態をニアフィールド光学走査顕微鏡に応用しようとした場合、その相互作用する部分における強度は強く、強度分布は開口径の大きさを持っているので、透過、反射、散乱光を検出することで、垂直入射の場合に比べて有利に、試料の情報を検出することができる。これによって、開口径で決まる高分解能な顕微鏡を実現できると期待できる。

２－３　微小輪帯開口の回折場の計算

本節では、ニアフィールド光学走査顕微鏡の分解能の向上と焦点深度の拡大を期待して、微小な輪帯開口のニアフィールドの回折場の解析を行なった。また、その結果と円形開口のニアフィールドの回折場の比較を行なった。

２－３－１　輪帯開口の回折モデルと計算方法

回折場を計算する輪帯開口として、図２－１５に示すモデルを考える。輪帯開口は、外半径ａ、内半径ｂの輪帯で、厚さ０の完全導体のスクリーンに空けられているものとし、そのスクリーンは、ｘｙ面（ｚ＝０）内にあるものとする。光はｚ＜０からｚ＞０に向かって進むものとする。実際の回折場はそのスクリーンからある距離ｚだけ離れたｘ、ｙ面内の点について計算する。入射光としてｙｚ面（ｘ＝０）を入射面とするｐ偏光の平面波を考え、図２－１６に示すように、そのスクリーンに入射角θで入射する場合を考える。

微小輪帯開口モデルの回折場での電磁場の分布を、微小円形開口の電磁場を求める（２－１）から（２－５）式を用いて同様に計算する。ただし、（２－４）、（２－５）式で磁流Ｋ、磁荷ηは、円形開口の場合と異なり、輪帯の部分のみに存在すると仮定する。そのため、円形開口の場合の磁流Ｋ、磁荷ηの式に対して、スクリーン面内の位置ベクトルr'について、$b<|r'|<a$の場合にのみE_0、H_0が値を持ち、そのほかのところでは０であるとして計算を行なった。ここで、円形開口の式で輪帯開口の解析を行なうために、回折場の計算において仮定する磁流Ｋ・磁荷ηの輪帯部分での分布の特性が、円形開口における磁流Ｋ・磁荷ηの分布の状態から、その一部が遮断されているのと同じと仮定した。また、その遮断された部分、つまり輪帯部分の内側でも、E_0、$H_0=0$という仮定が成立するものとする。

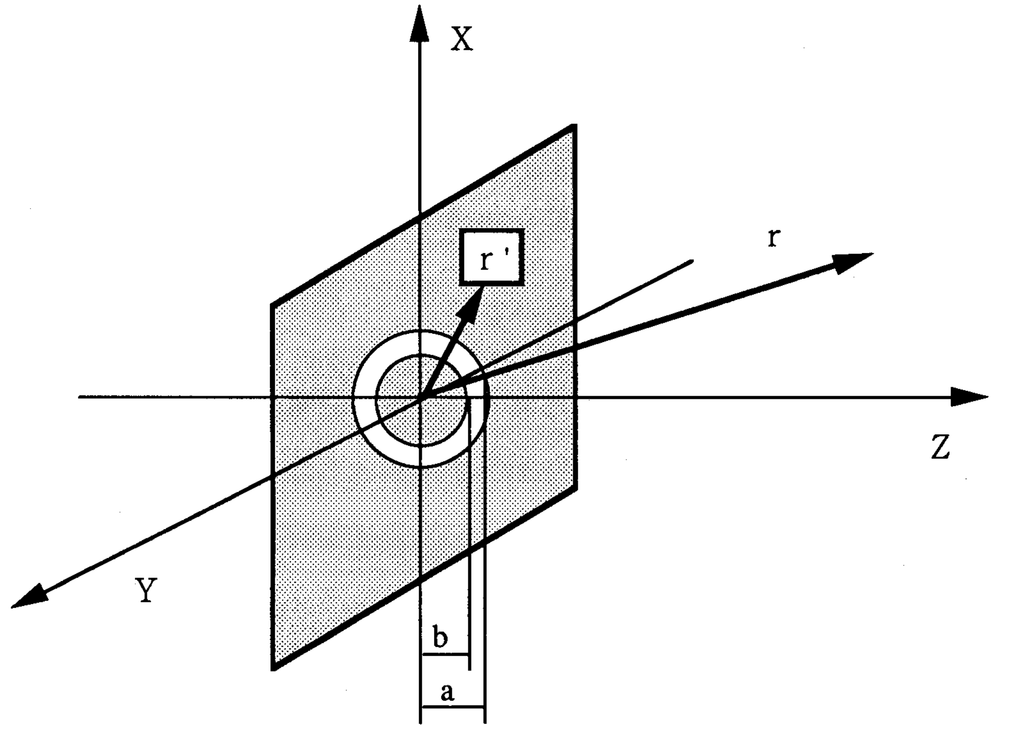


図 2-15　輪帯開口のモデルと座標系.

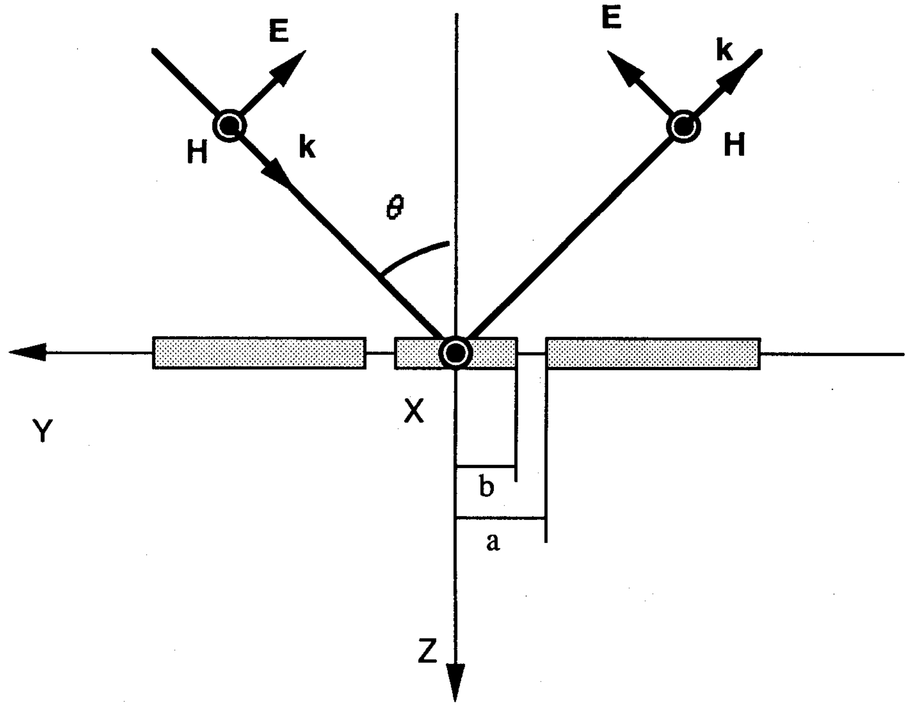


図 2-16　輪帯開口へ入射する平面波のモデル.

ただし、厳密に輪帯開口の回折場を解くには、輪帯部分に仮定する磁流K・磁荷ηの分布を計算し直さなくてはならない。また、この輪帯開口の回折場を、単純に２つの円形開口の回折場の差として求めることはできない。これは、回折場をスカラー場の強度だけで考えているのではなく、ベクトル場で解くため（２－１）、（２－２）式の積分の計算を行なうときの、ベクトルの向きが重要な要素となるからである。

また、計算に用いるE_0、H_0は、入射光の電磁場の大きさE_i、H_iと入射角θを用いて（２－６）、（２－７）式で与えられるとする。

回折場の解析は、求まった回折場での任意のｘｙ面内の各点の電場磁場Ｅ（ｘ、ｙ、ｚ）、Ｈ（ｘ、ｙ、ｚ）を用いて、任意の位置における時間平均のポインティングベクトル＜Ｓ（ｘ、ｙ、ｚ）＞を（２－８）式で計算することで行なった。

また、輪帯開口の状態を示す目安として、ここでは、図２－１５や図２－１６に示すような、外半径ａ、内半径ｂの輪帯について、輪帯率（a-b）／ａを定義する。

２－３－２　輪帯比率による回折場の変化と考察

輪帯を用いる場合のニアフィールド回折の状態として、輪帯部分の比率の変化によって回折場が変化するかどうか、また、変化するとしたらどれくらい輪帯の状態にすることによって円形開口の場合とその回折場に違いが現われるかについて計算を行なった。

最初に、直線偏光の光が垂直入射した場合の変化について計算を行なった。計算する輪帯開口として、輪帯の外半径ａと内半径ｂとして、輪帯率（a-b）／ａが１／２と１／１０の場合について回折場の計算を行ない、円形開口の場合の回折場と比較する。

輪帯率（a-b）/aが１／２の場合の結果を図２－１７に示す。ここでは、ｚ＝ａの位置のｘｙ面内のポインティングベクトルを、ｘ、ｙ、ｚ成分に分割して表示する。表示の範囲は、ｘ、ｙ面内で６.４ａ×６.４ａの領域である。ここで、各グラフの縦軸のスケールは同じにとっている。また図２－４の円形開口場合と比較するため、輪帯開口の外半径ａは円形開口の開口半径ａと同じとし、波長λも同じにとった。

輪帯率（a-b）/aが１／２の場合には、ｘ、ｙ、ｚ成分とも円形開口の場合とほとんど同じ、ポインティングベクトルの分布パターンを持っていることがわかる。しかし、その強度、ポインティングベクトルの大きさは、円形開口の場合に比べて、各成分とも格段に小さくなり、そのうちｚ成分がその減少の傾向が１番強かった。

次に、輪帯率（a-b）/aが、１／１０となった場合の結果を図２－１８に示す。ここでも、ｚ＝ａの位置のｘｙ面内のポインティングベクトルを、ｘ、ｙ、ｚ成分に分割して表示し、その範囲は、ｘ、ｙ面内で６.４ａ×６.４ａの領域である。輪帯率（a-b）/aが、１／１０の場合の回折場のポインティングベクトルの分布パターンは、円形開口の場合と比べると、ｘ軸方向成分については変動がないが、ｙ、ｚ方向成分には違いが現われる。このとき、ｚ軸方向成分は、円形開口で１ピークの中心対称形であったパターンが、ｘ軸上に３ピークを持った非対称形になることがわかった。このときもピーク強度は減少する。円形開口では、ｚ方向成分が一番強かったものが、最終的にｘ方向成分が一番強くなっている。このときのポインティングベクトルのｘｙ平面への投影を示したのが図２－１９である。これにより、輪帯率が１／１０の場合、Ｘ軸上に計

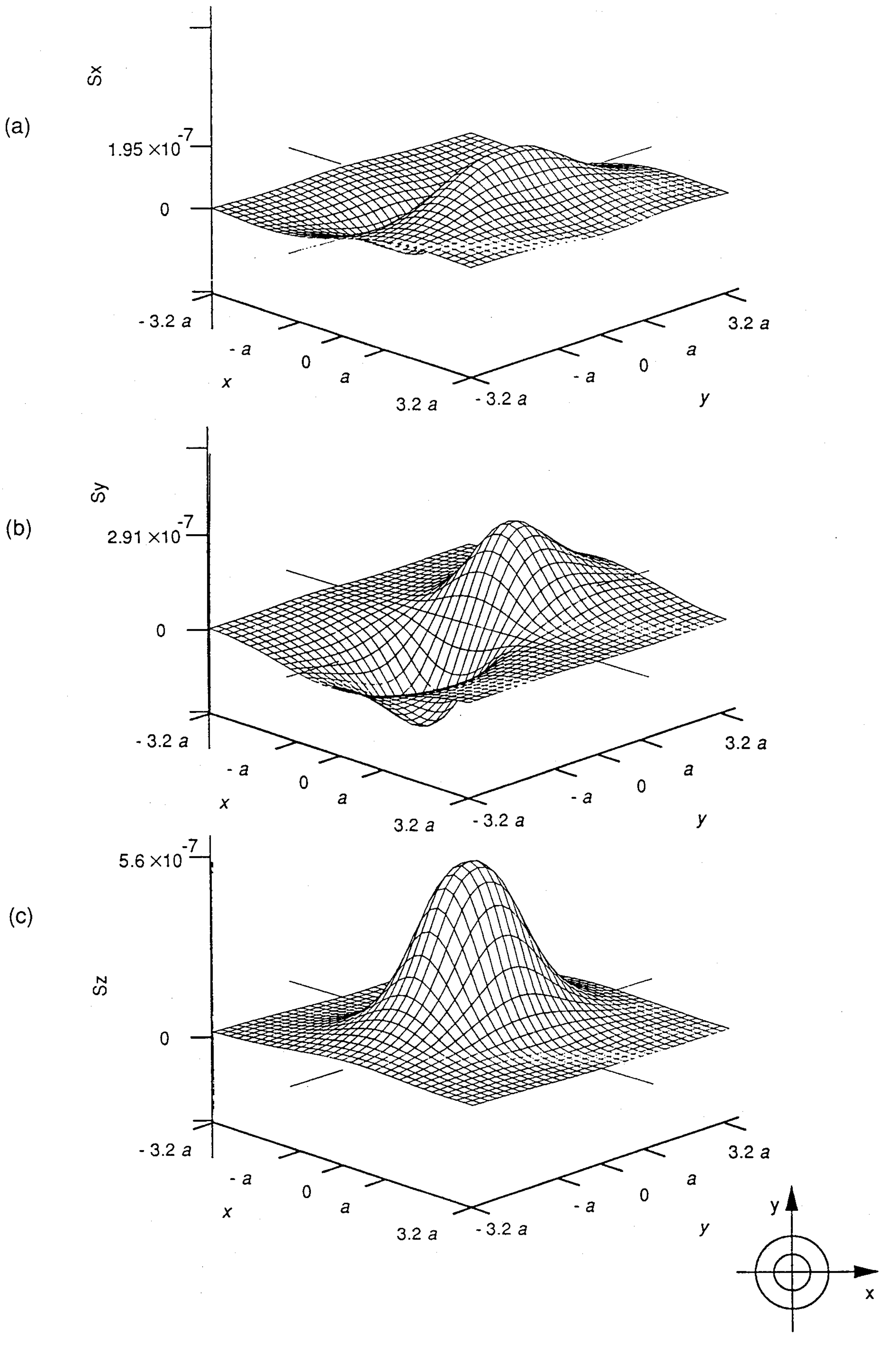


図 2-17　輪帯開口へ光が垂直入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/2).
(a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.

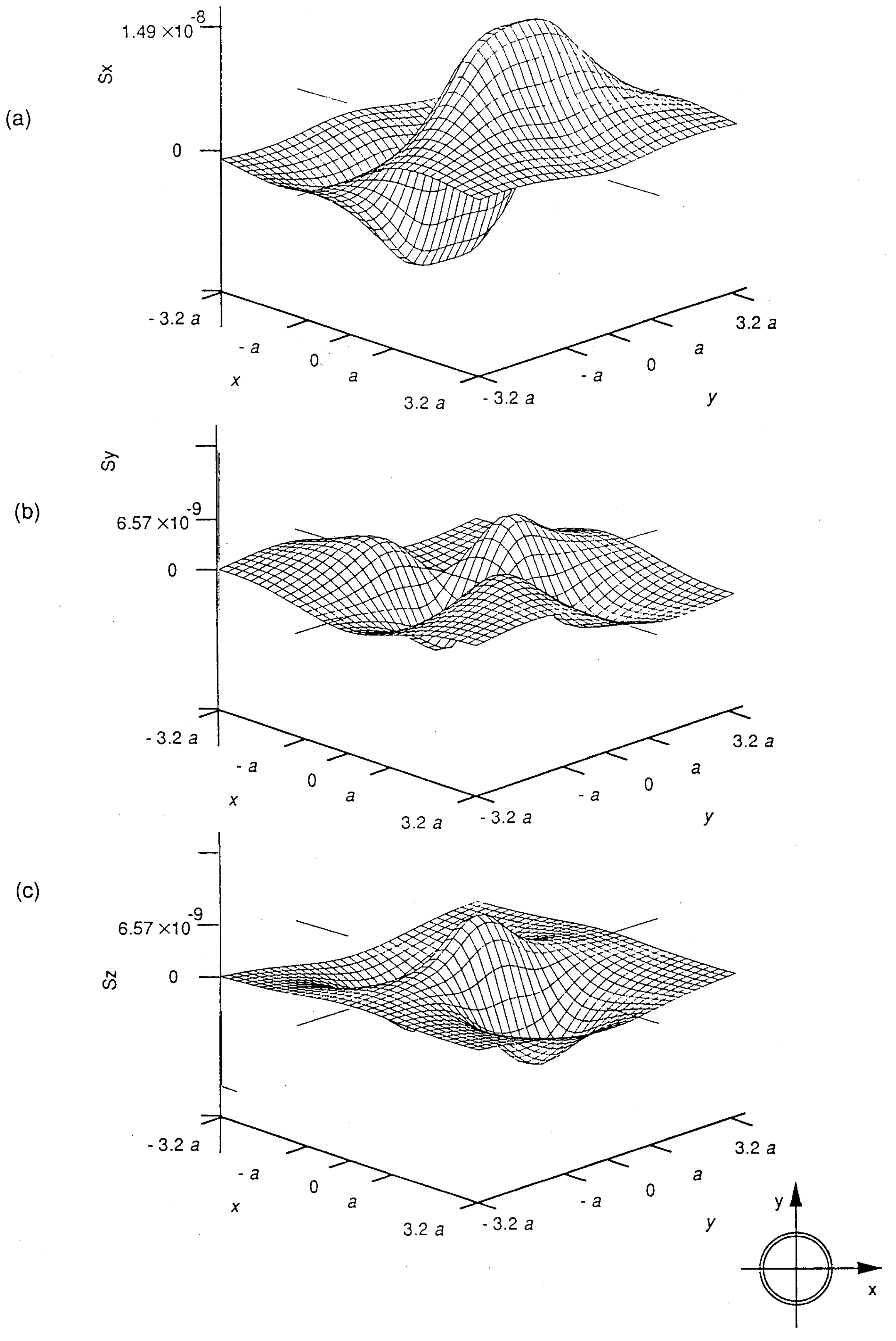


図 2-18　輪帯開口へ光が垂直入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/10).
(a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.

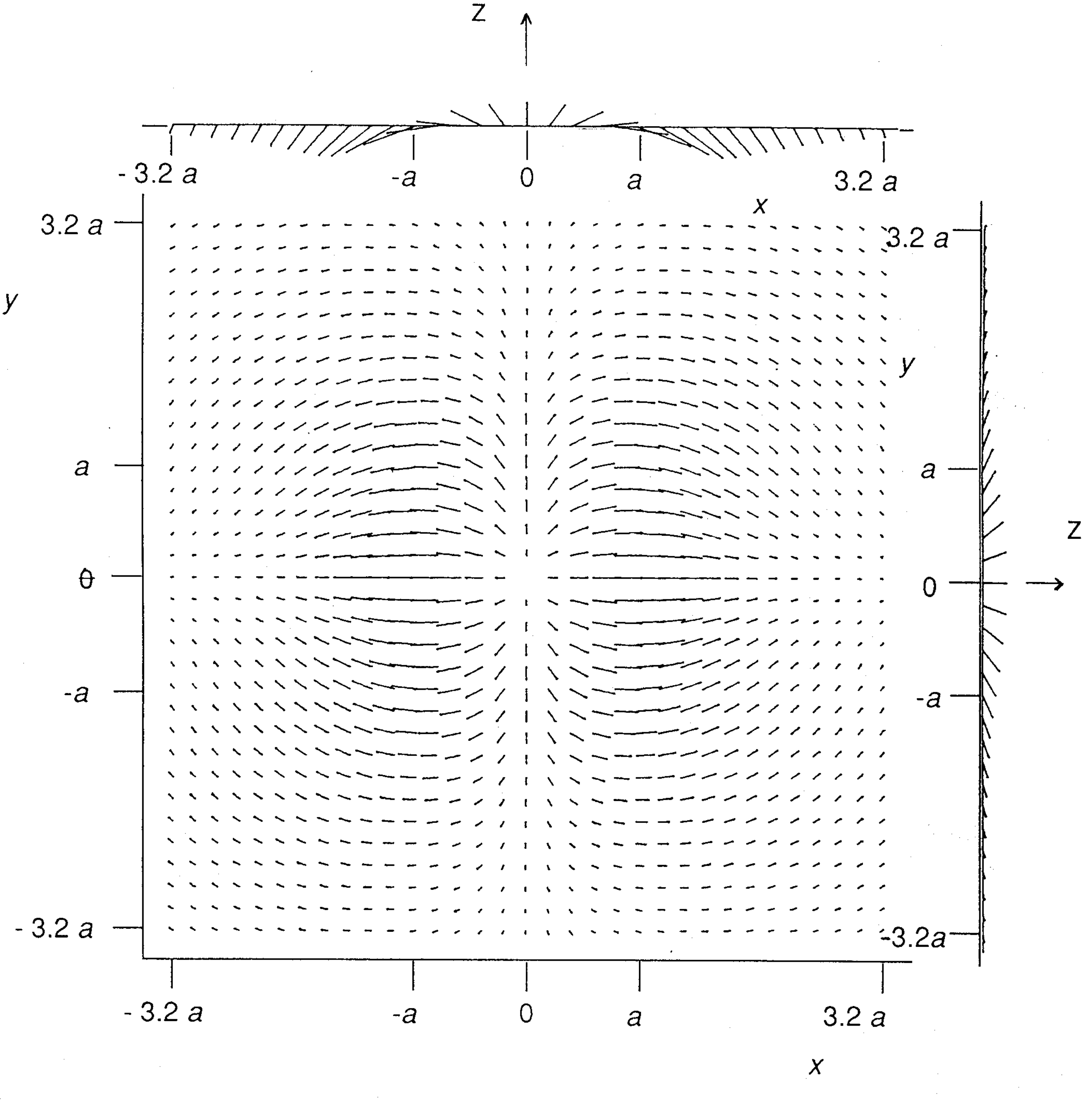


図 2-19　　図 2-18のポインティングベクトルの分布のｘｙ面内への投影図((a-b)/a=1/10).

３つの収束、発散中心があることがわかる。また、ｙ＝０でのｘ、ｚ面内のベクトル方向と、ｘ＝０でのｙ、ｚ面内のベクトル方向を図２－１９の上部と右側に示す。これによって、回折場のポインティングベクトルは、（ｘ、ｙ）＝（０、０）の中心では、ｚ＞０方向に発散する状態にあり、それ以外では、ｚ＜０方向へ発散する成分を持つことがわかる。

次に、直線偏光の光が、θ＝４５°で、斜入射した場合について、輪帯開口でその回折場がどのようになるかを考える。このときも、入射の条件は円形開口の場合と同じとし、ｚ＝ａ、のｘ、ｙ平面で、そのパターンについて計算した。このとき輪帯率（ａ-ｂ）/ａは、垂直入射の場合に円形開口と違いが現われた１／１０とする。その結果を示しているのが、図２－２０である。ここでも、ポインティングベクトルをｘ、ｙ、ｚ方向成分に分けて表示している。

結果を円形開口の場合の図２－７と比較すると、斜入射の場合、そのポインティングベクトルの分布のパターンは、ほとんど変化せず、各点のポインティングベクトルの大きさが減少している。

輪帯開口に、光が垂直入射した場合と、斜入斜の場合の回折場の変化のしかたの違いと、垂直入射と、斜入斜の場合における、磁流・磁荷を形成する成分の違いを考えると、輪帯開口にすることによって回折場の形成に影響を受けるのは入射光の磁場による励起される磁流・磁荷による成分のみである。磁場による励起の成分は、円形開口の場合に示したように電場による成分に比べてると小さいために、電場による成分が強い斜入射においては、輪帯にすることの影響がほとんどでないのだと考える。

次に、円偏光の光について考えてみる。円偏光の光とは、直線偏光の光の電磁場のベクトル方向が、光の周波数のスピードで回転していることであり、その時間平均的な状態は、図２－２１に示すように直線偏光の場合の重なり合わせとして考えられる。

ここで円偏光を考えるのは、図２－１８に示すように、輪帯開口にした場合、そのポインティングベクトルｚ成分のパターンに、中心対称でないパターンが現われるため、ここで解析を行なっている目的であるＮＳＯＭの開発には、できるだけ、ピークが１つで、その半値幅の狭いものが望まれるため、輪帯開口に対して、円偏光を用いることで、ポインティングベクトルのｚ成分の非対称成分を除去できるのではないかと考えるためである。

実際に図２－１８に示した輪帯開口の回折場のポインティングベクトルを用いて重ね合わせを行ない、円偏光の状態の計算を行なった。その結果を図２－２２に示す。図２－２２（ａ）は、ｚ成分に対しての計算結果であり、図２－１８（ｃ）に現われた非対称性が消えて、中心対称のきれいな形だけが残り、中心ピークの幅も狭いものになった。また、そのときのｘｙ面内へのポインティングベクトルの投影を図２－２２（ｂ）に示す。これによって、図２－１９に比べて、中心からの発散波の形を持つことがわかる。

これまで、輪帯開口の開口径も、円形開口の場合と同じく、外半径ａが、λ／１００程度の大きさを考えていた。しかし、微小開口の回折理論の仮定、開口径が波長に比べて十分小さい、を考えると、輪帯の部分の幅がλ／１００程度の大きさであれば十分そ

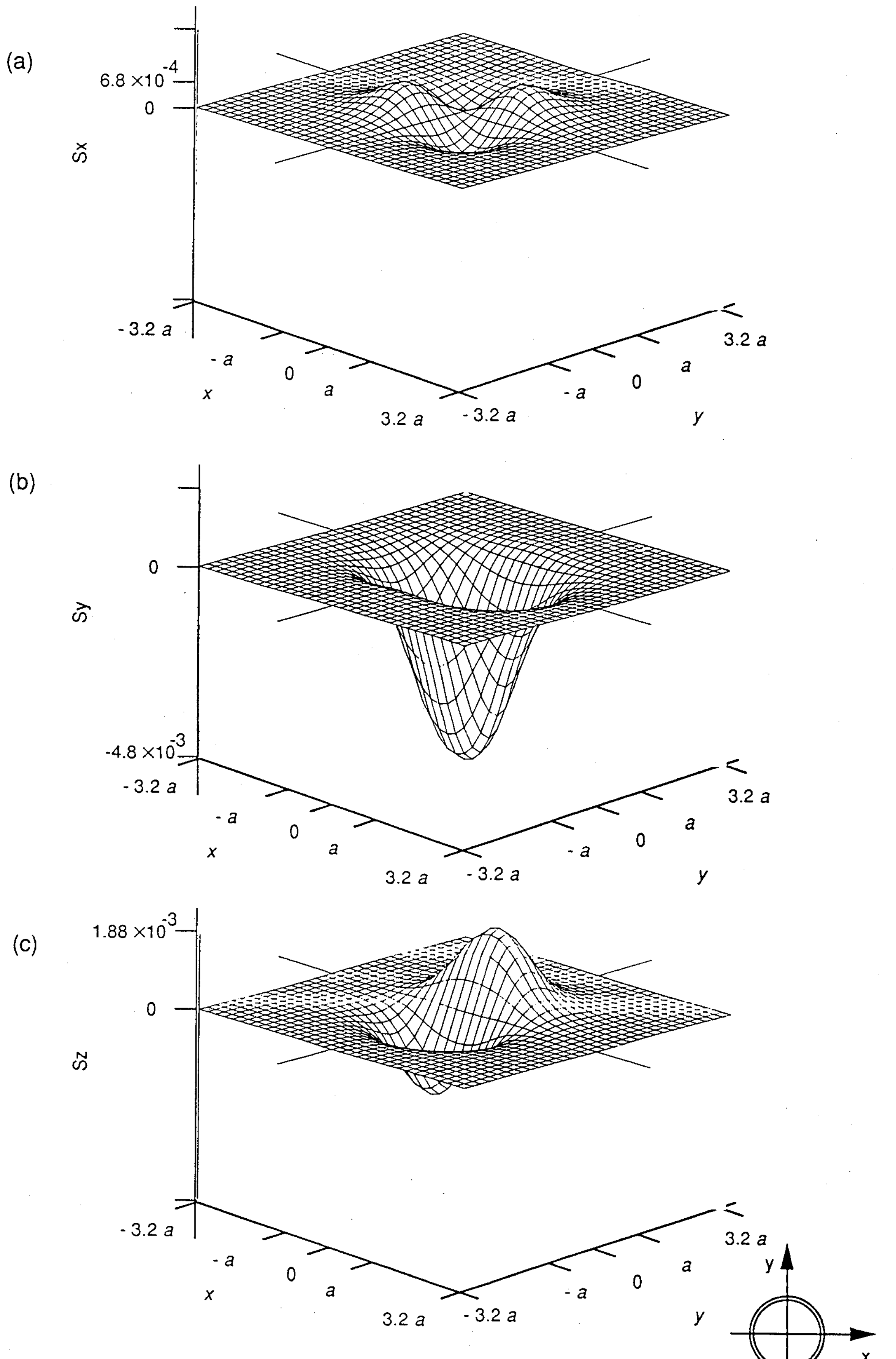


図 2-20　輪帯開口へ光が斜入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/10).
(a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.

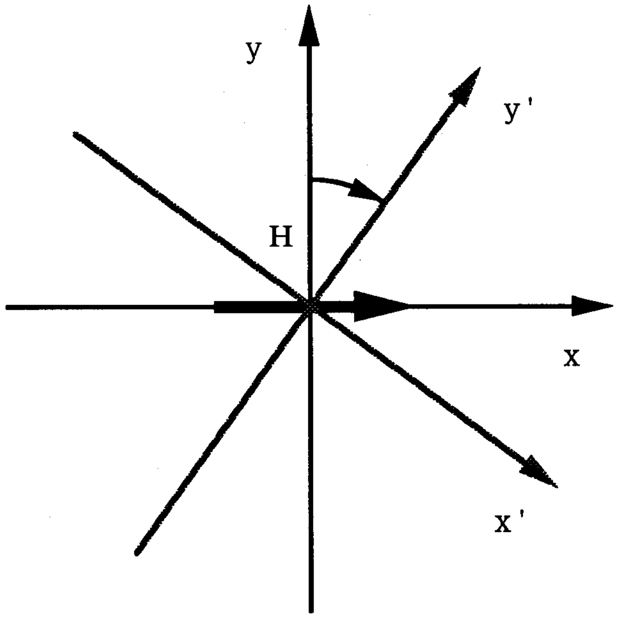


図 2-21　直線偏光の重ね合わせによる円偏光の記述.

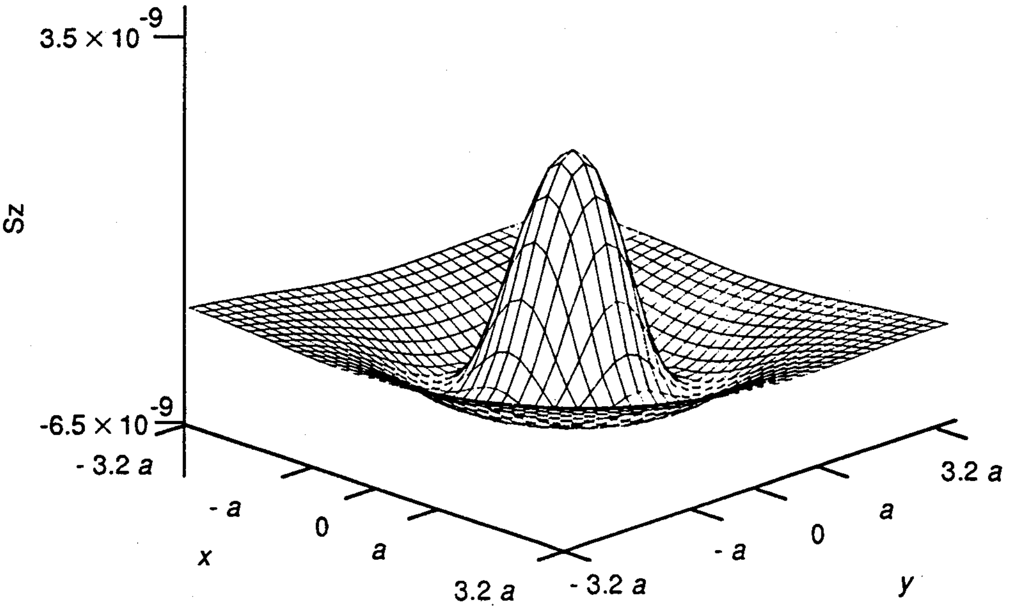


図 2-22(a)　　円偏光が垂直入射した場合の z 方向成分のポインティングベクトル分布.

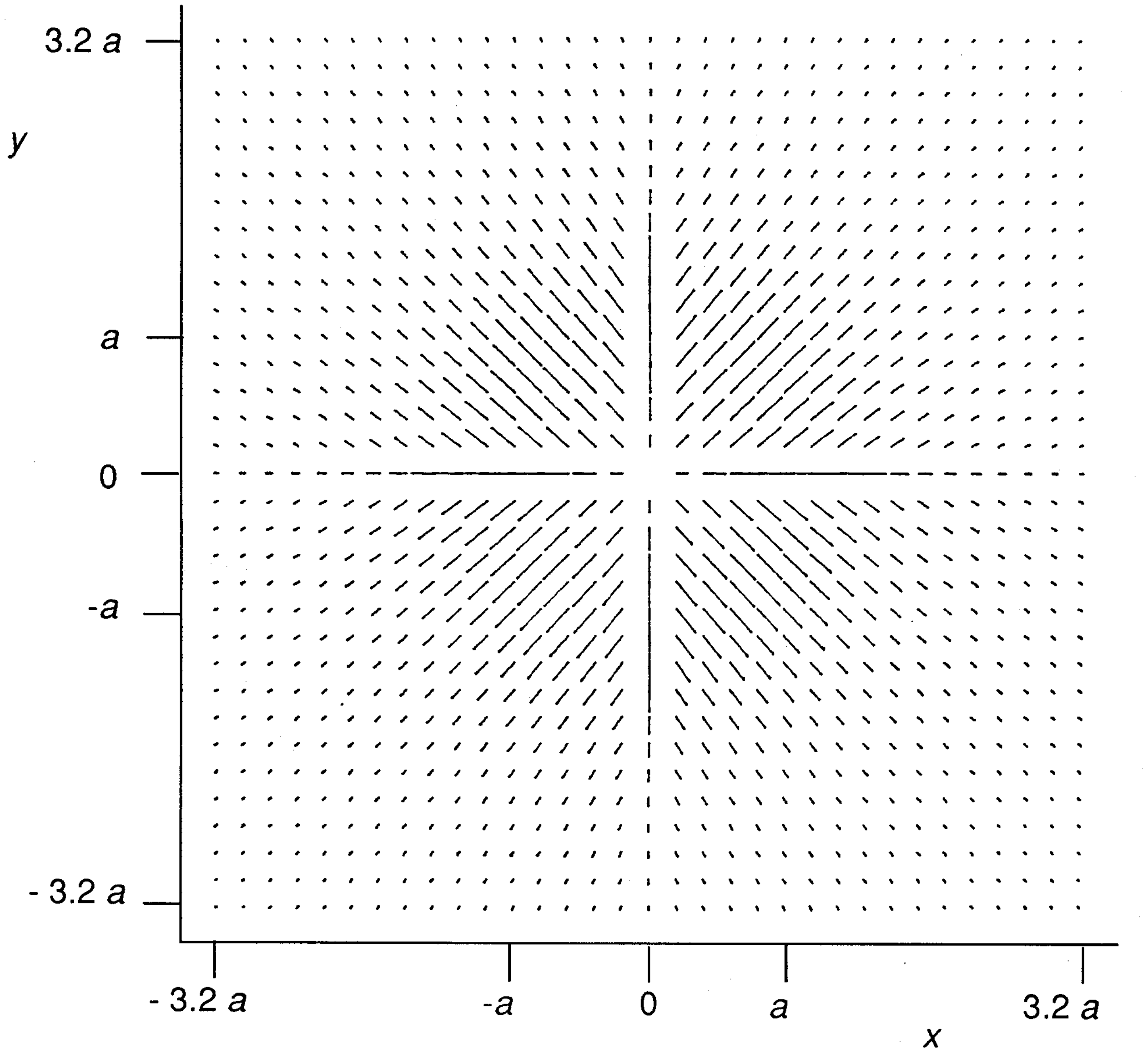


図 2-22(b)　円偏光が垂直入射した場合のポインティングベクトル分布のｘｙ面内への投影図.

の仮定が成立すると考えられる。そのため、波長と、輪帯率（a-b）/aが同じで、a、bの値を全体的に大きくした場合の回折場について考える。

図２－２３は、a＝λ／１０、（a-b）/a＝λ／１００としたときの、z＝aの位置のｘｙ平面における、ポインティングベクトルを計算したものである。表示している範囲は、ｘｙ平面で６.４×６.４の部分を示している。これを図２－１８と比べたとき、そのパターンは変化せず大きさのみが異なっていることがわかる。このときのピーク値の変化と、開口半径の関係を表２－１に示す。結果として、開口径を大きくしても（a-b）/aが同じであれば、同じ回折場のパターンが得られることがわかる。各点のポインティングベクトルの値は、輪帯部分の面積の２乗に比例して増大する。最終的にエネルギー的にあまり損をせず、幅の狭いピークが得られる。

表２－１　大きさの異なる輪帯開口（輪帯率は同じ）の回折場のポインティングベクトルのピーク値の比と面積比の関係

	図２－１８	図２－２３
外半径ａ	λ／１００	λ／１０
（開口面積比）^{2}	１.０	10^4
ｍａｘ．Ｐｅａｋ（ｘ）	1.49×10^{-8}	1.49×10^{-4}
Ｐｅａｋ比	１.０	10^4
ｍａｘ．Ｐｅａｋ（ｙ）	6.57×10^{-9}	6.57×10^{-5}
Ｐｅａｋ比	１.０	10^4
ｍａｘ．Ｐｅａｋ（ｚ）	6.57×10^{-9}	6.57×10^{-5}
Ｐｅａｋ比	１.０	10^4

※（a－b）／a＝０.１

２－３－３　開口からの距離による回折場の変化と考察

円偏光が、輪帯開口に垂直入射した場合の、回折場のポインティングベクトルのパターンを開口からの距離を関数として計算した。図２－２４は、波長λに対して、外半径a＝λ／１００、輪帯率（a-b）/aの輪帯開口を仮定したときの、z＝０.１a、０.２a、０.５aの各距離にある、ｘｙ平面における分布パターンを計算した結果である。ｘｙ平面の表示している範囲は、６.４a×６.４aの範囲。このパターンは、中心より輪帯の円周付近が大きな強度をもつ形を持っていて、開口からの距離が離れるにしたがって拡がっていく。中心の部分の方がポインティングベクトルの値が小さいことは、ｚ方向成分が、中心部分に大きな値をもっていたことを考えると、輪帯開口では、ｘ、ｙ方向成分が強いことを示している。

２－３－４　考察（円形開口との比較）

計算結果より、微小輪帯開口の回折場は、微小円形開口の場合の回折場と異なった状態を示すことがわかった。この回折場の変化は、垂直入射の場合に起こり、射入斜の時には起こらない。そのため、開口部分に仮定する磁流・磁荷の内、入射光の磁場によっ

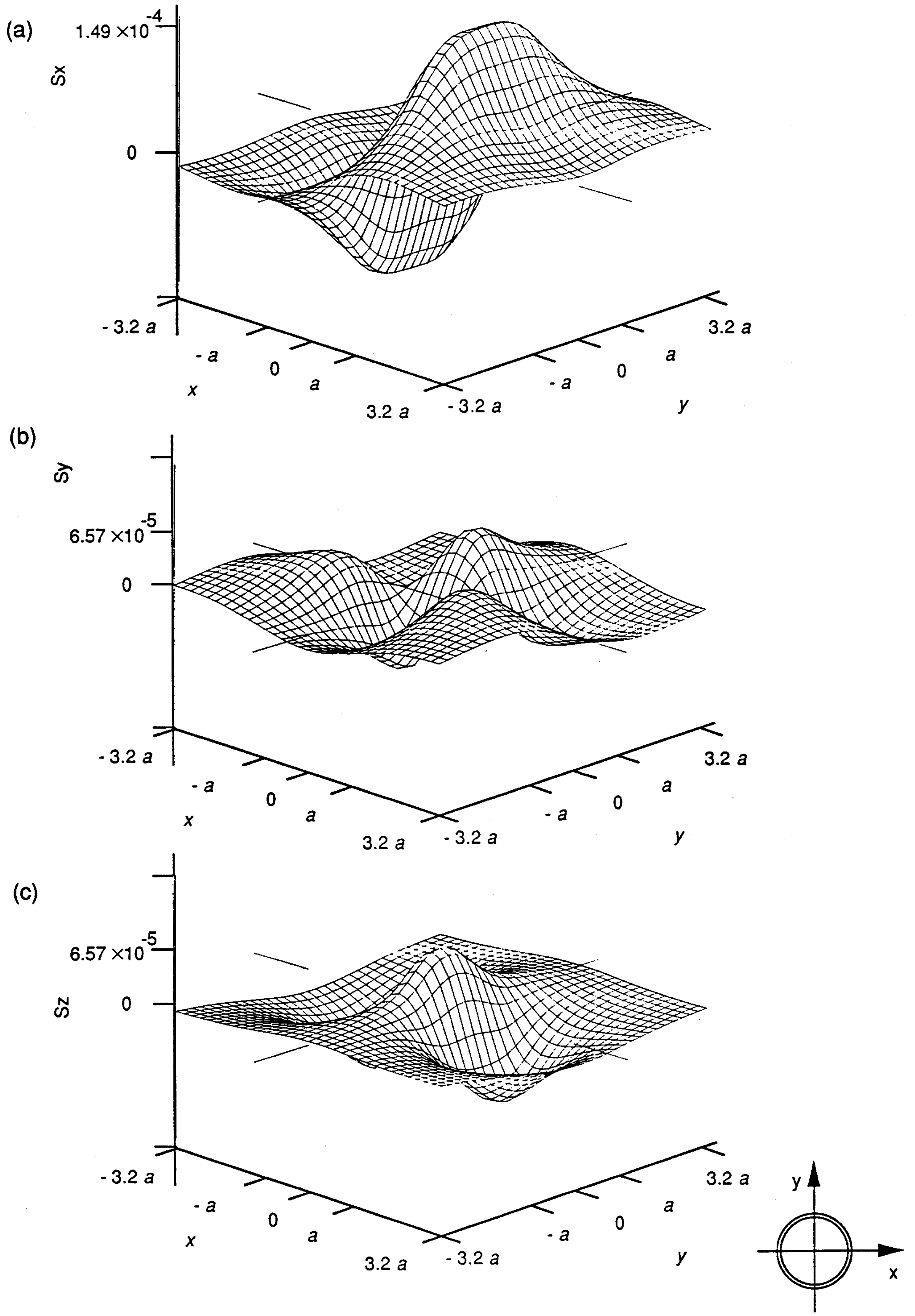


図 2-23　輪帯開口へ光が垂直入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/10).
(a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.

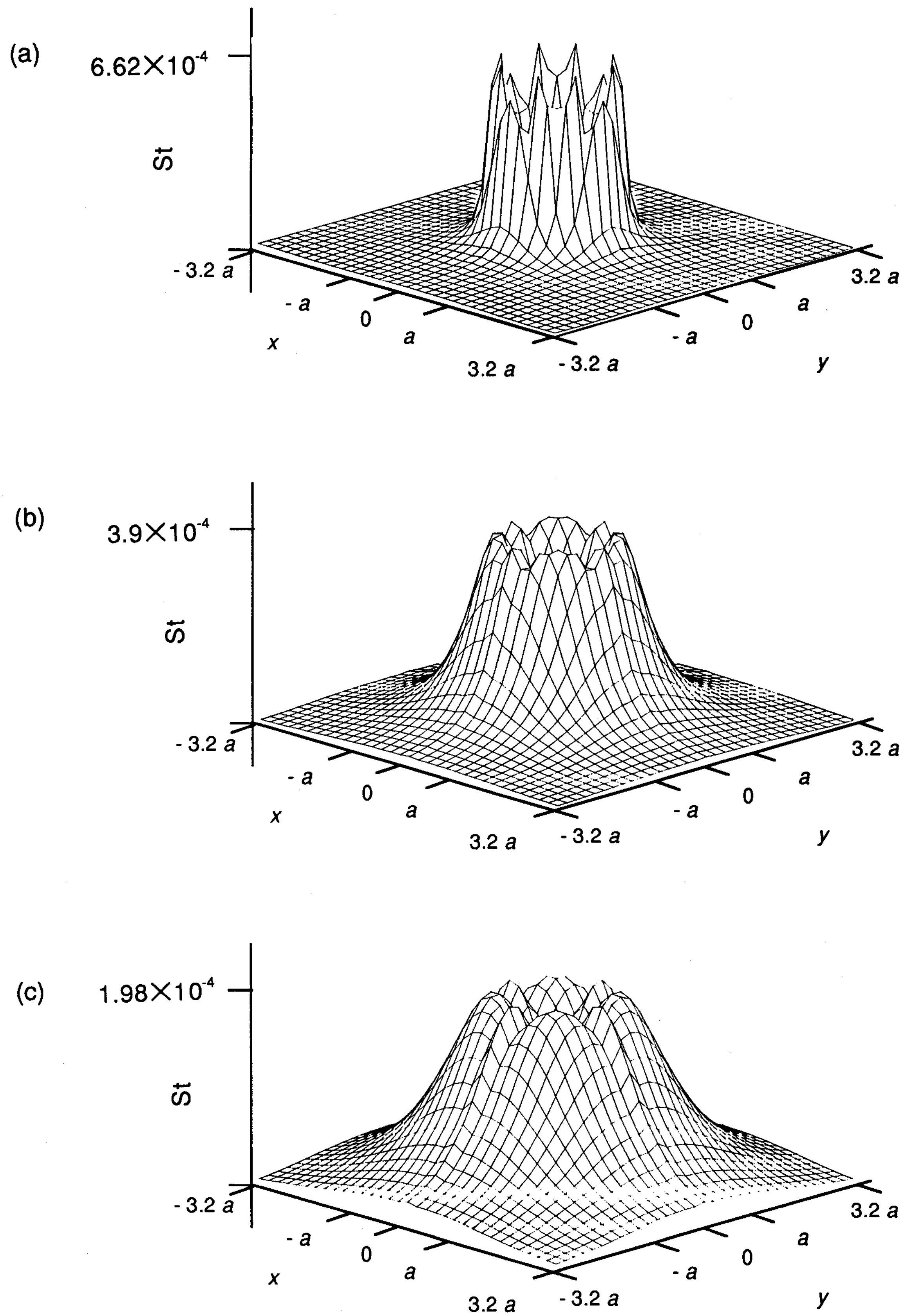


図 2-24　　輪帯開口へ　円偏光が垂直入射した場合の開口からの距離によるポインティングベクトル分布の変化.　(a) z=0.1a. (b) z=0.2a. (c) z=0.5a.

て励起される成分が、開口面積の減少の影響を受けるための変化と考える。射入斜の場合、入射光の電場による回折場の成分が、磁場によるものに比べて大きいために、回折場の変動が少なかったものと思われる。これは、（２－４）、（２－５）式の磁流・磁荷の式で、電場Ｅｏと磁場Ｈｏと、開口部分の積分に関するｒ'の 関わりを見てもわかる。つまり、磁流・磁荷が、Ｅｏ、Ｈｏと｜ｒ'｜の積であるか、１／｜ｒ'｜の積であるかによって、輪帯にした場合の効果が異なっている。また、輪帯の幅によって、その寄与の割合が変わるために、円形開口との違いがその輪帯の割合によって決まることになる。

また、円偏光の光を用いることによって、輪帯開口の時に現われる、非中心対称な成分は、除去でき、中心対称な状態をもたらすことができ、状態的には、円形開口の場合に似たパターンが得られることがわかった。しかも、ｚ方向へ、進む成分の中心ピークの半値幅は、円形開口の場合に比べて１／２の幅で得られることが示された。しかも、その狭い範囲で存在する開口からの距離は、円形開口の場合に比べて約２倍となることがわかった。

また、エネルギー的には、円形開口と同じ開口半径ａを考えた場合には損をするが、輪帯の場合、輪帯部分の幅が十分小さければ、微小円形開口の回折で用いる仮定が成立する。そのため、開口半径ａを大きくしても計算できるので、開口径を少し大きくして、エネルギーを稼ぎながら、円形開口と同じ程度の大きさの光のスポットを得ることができると考える。しかも、そのスポット状態が続く距離が長く、その位置は、輪帯の外半径を大きくした分だけ、開口から離れることができる。

２－４　楔型スクリーン上の微小開口の回折場の計算

これまで、平面のスクリーンに微小開口がある場合についてBetheの理論を用いて回折場を計算した。しかし、微小開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡では、微小開口がファイバー等を尖らせた先端である場合が多い。ここでは、微小開口がｖ字型に折れ曲がったスクリーンに開いている場合について回折場を計算する。また、開口の両側で屈折率が異なる場合についても考察する。

２－４－１　スクリーンと開口のモデル

微小開口が平面スクリーンではなく、図２－２５に示すように、平面スクリーンに開口がある状態から、開口の中心を原点にしてｘ軸で降り曲げた、Ｖ字型のスクリーンの稜線部分に存在する場合を考える。スクリーンの折れ角をαとする。

この開口に、直線偏光の平面波が、電場の振動方向をｙ軸、磁場の振動方向をｘ軸方向にして入射する場合について、回折場をBetheの回折理論から計算する。この時、開口は、図２－２６に示すように、光軸に対してαだけ傾いてる平面スクリーンに半円状の開口が存在している状態の足し合わせとして考える。回折場の計算は、（２－１）式から（２－５）式に従うものとする。磁流、磁荷の式は平面スクリーンの場合と同じとし、（２－１）式、（２－２）式の積分領域が半円になっているとする。

また、このスクリーンの両側で屈折率が異なっている場合の回折場は、光が入射する

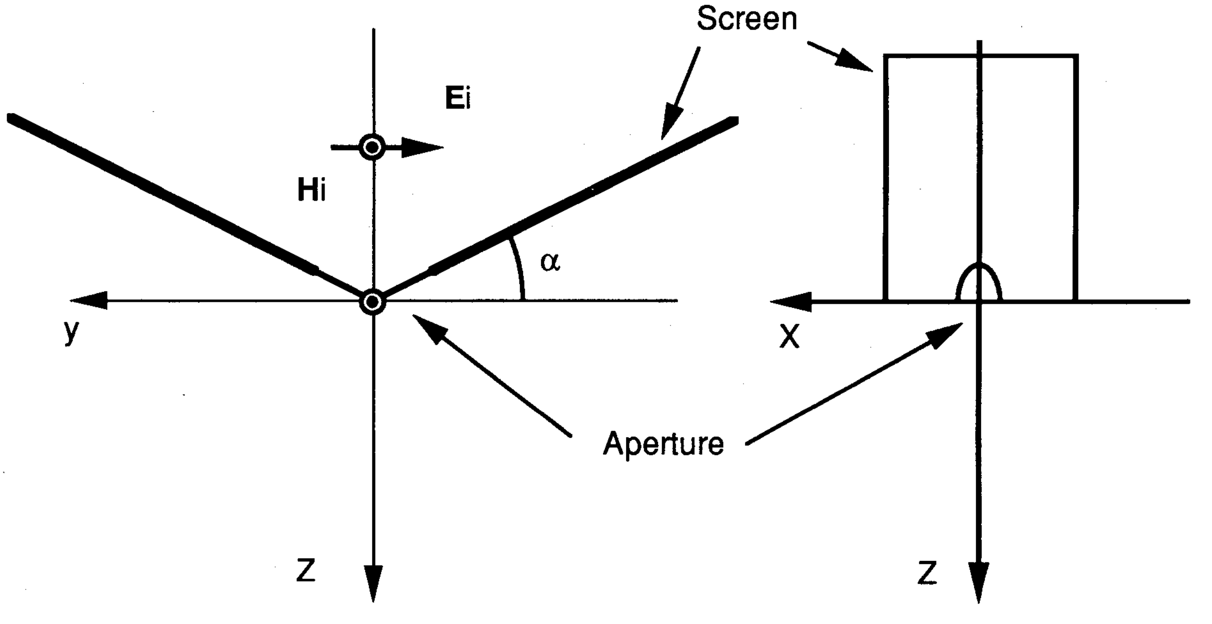


図 2-25　楔型のスクリーンにある開口のモデル.

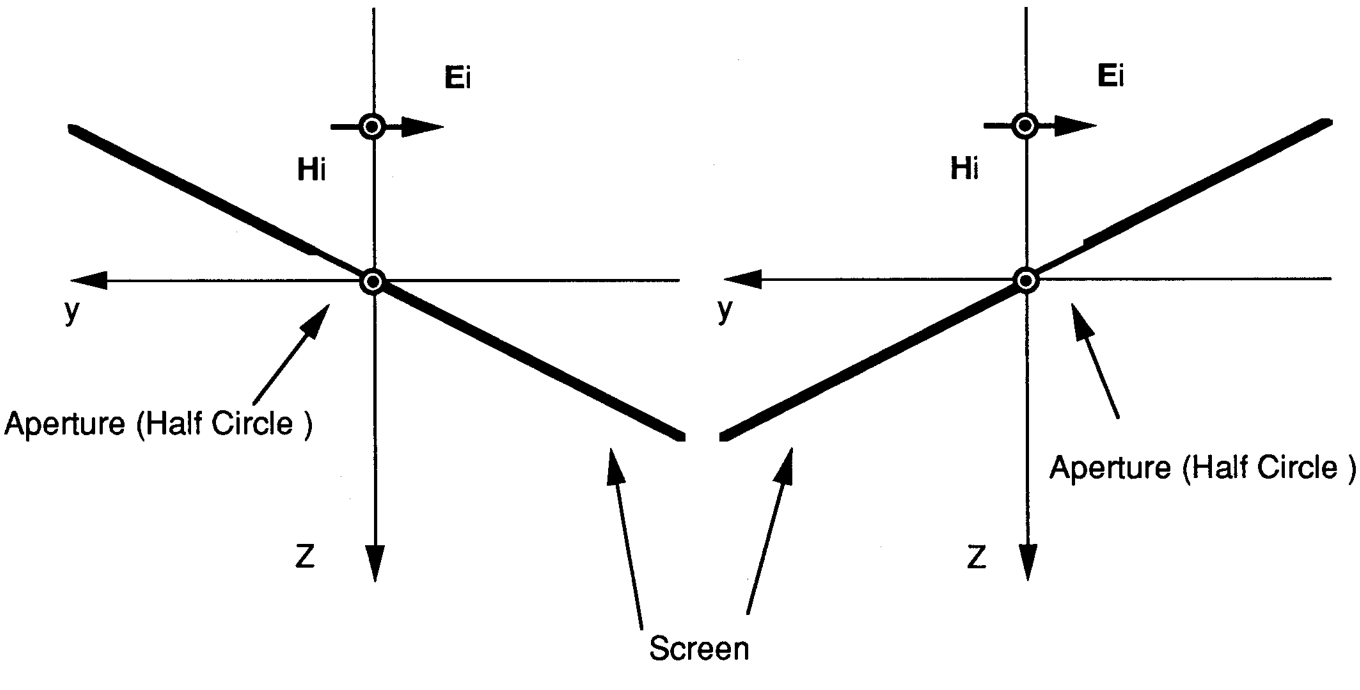


図 2-26　回折場を計算するための開口の分割方法.

側の屈折率をｎ、その反対側の屈折率を１としとて、スクリーンの両側での電場磁場の境界条件から求めることができる。結果として、これまでの計算式と異なってくるのは、（２－４）式の磁流を計算する式で、（２－１０）式で与えられる式になる。

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}')=\frac{jk}{\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{1}{2}}\mathbf{H}_0+\frac{n_1^{\,2}}{2\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{-1}{2}}\mathbf{r}'\times\mathbf{E}_0 \qquad （２－１０）$$

（２－１０）式より、入射側の屈折率が影響するのは、開口に対して垂直な電場成分によって励起される回折場の成分だけと考えられる。

２－４－２　回折場のポインティングベクトル分布

スクリーンの傾きが３０°、入射側の媒質の屈折率が２.４の条件で、開口に直線偏光の光が垂直入射した場合の回折場を計算する。回折場は、半円状の開口を持つスクリーンに３０°の角度で直線偏光の光が入射した場合の回折場の足し合わせになる。

図２－２７に開口半径 ａ＝λ／１００、ｚ＝ａでの回折場の計算結果をｘｙ面へのポインティングベクトルの投影図、ｘ軸上、ｙ軸上へのポインティングベクトルの投影図として示す。また、図２－２８に開口からの距離によるポインティングベクトルの変化をｘｚ平面で切ったものを示す。図２－２９には同じくｙｚ平面で切ったものを示す。この３つの結果より。Ｖ字型に折れ曲がったスクリーンからの回折場が、平面スクリーンの開口に垂直入射した場合と同様に、開口からの放射場の形状を示しているのがわかる。ポインティングベクトルの分布がスクリーンが折れ曲がっている方向に延びているのがわかる。スクリーンに光が斜入射していることになるが、スクリーンがＶ字型に折れ曲がっているために、向き合った２つの方向から光が斜入射するのと同じ条件になるため、平面スクリーンに斜入射したときの様に回折場でポインティングベクトルがループを描かず、垂直入射の時のように、開口からの放射場になることを示している。

２－４－３　スクリーンの傾きと媒質の屈折率による回折場の違い。

スクリーンの角度や、入射側媒質の屈折率によって、回折場がどのように異なってくるかを計算から求めた。

図２－３０に回折場のピーク強度の開口からの距離による変化を、スクリーンの角度、入射側媒質の屈折率を変えて計算した結果を示す。入射光の条件、開口の大きさは、２－４－２と同じ条件にした。スクリーンの角度は、０°、１５°、３０°を計算し、屈折率は１と２.４を考えた。計算結果より、回折場のピーク強度の開口からの距離による変化の傾向は変化しないことがわかる。ただし、絶対的なピーク強度の値は、スクリーンの角度が０°より１５°、１５°より３０°の方が大きくなることがわかる。スクリーンの角度が０°の場合に対して、３０°の場合でピーク強度は４桁上昇する。この上昇は、平面スクリーンに斜入射した場合のピーク強度の上昇に一致することがわかる。また、同じ角度でも、入射側の媒質の屈折率が高い方が強度が高くなる。ただし、（２－１０）式から明らかなように、スクリーンの角度が０°の場合は、入射側媒質の屈折率によるピーク強度の増加は現われない。

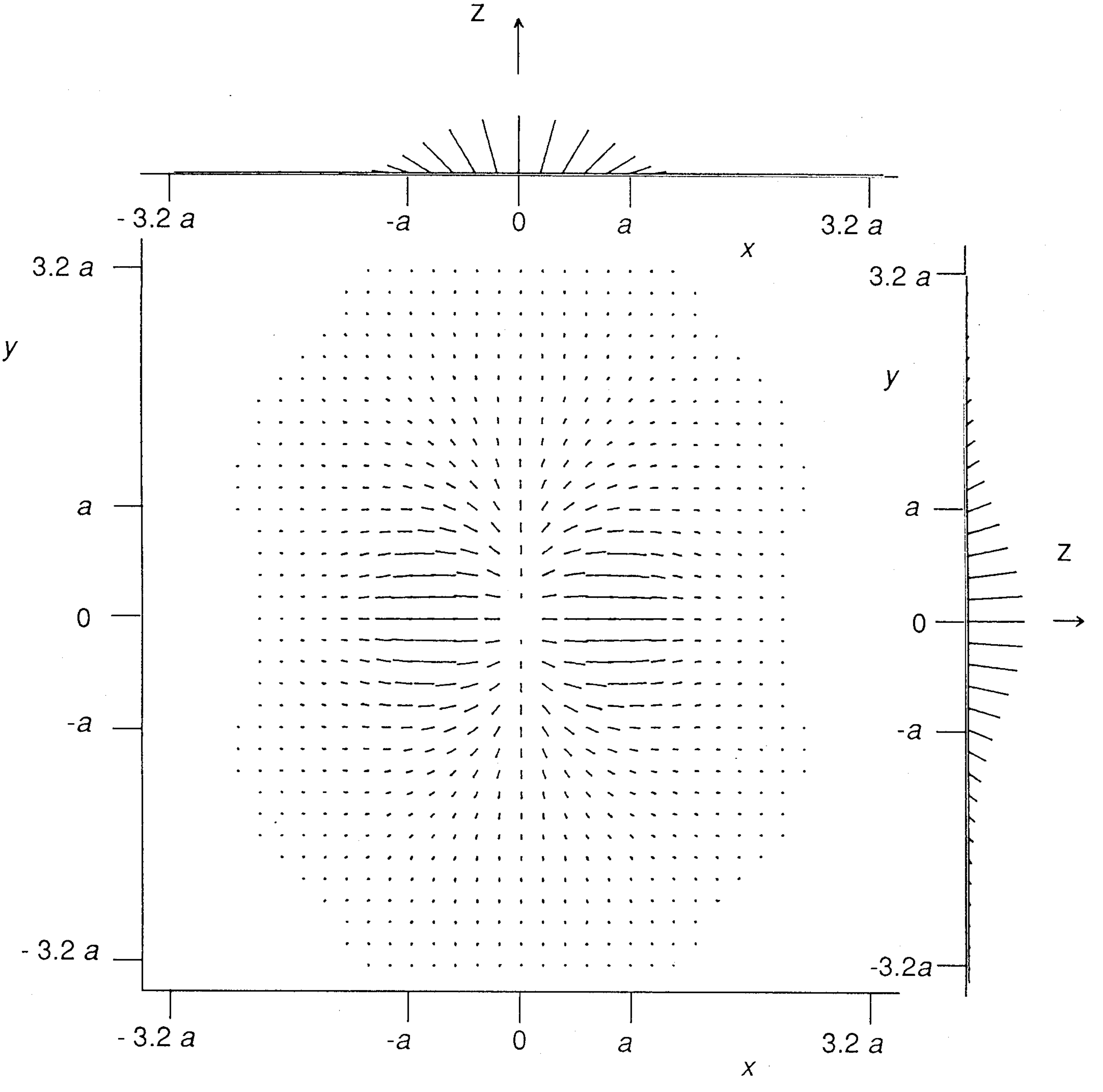


図 2-27　回折場のポインティングベクトルのｘｙ面内への投影図.

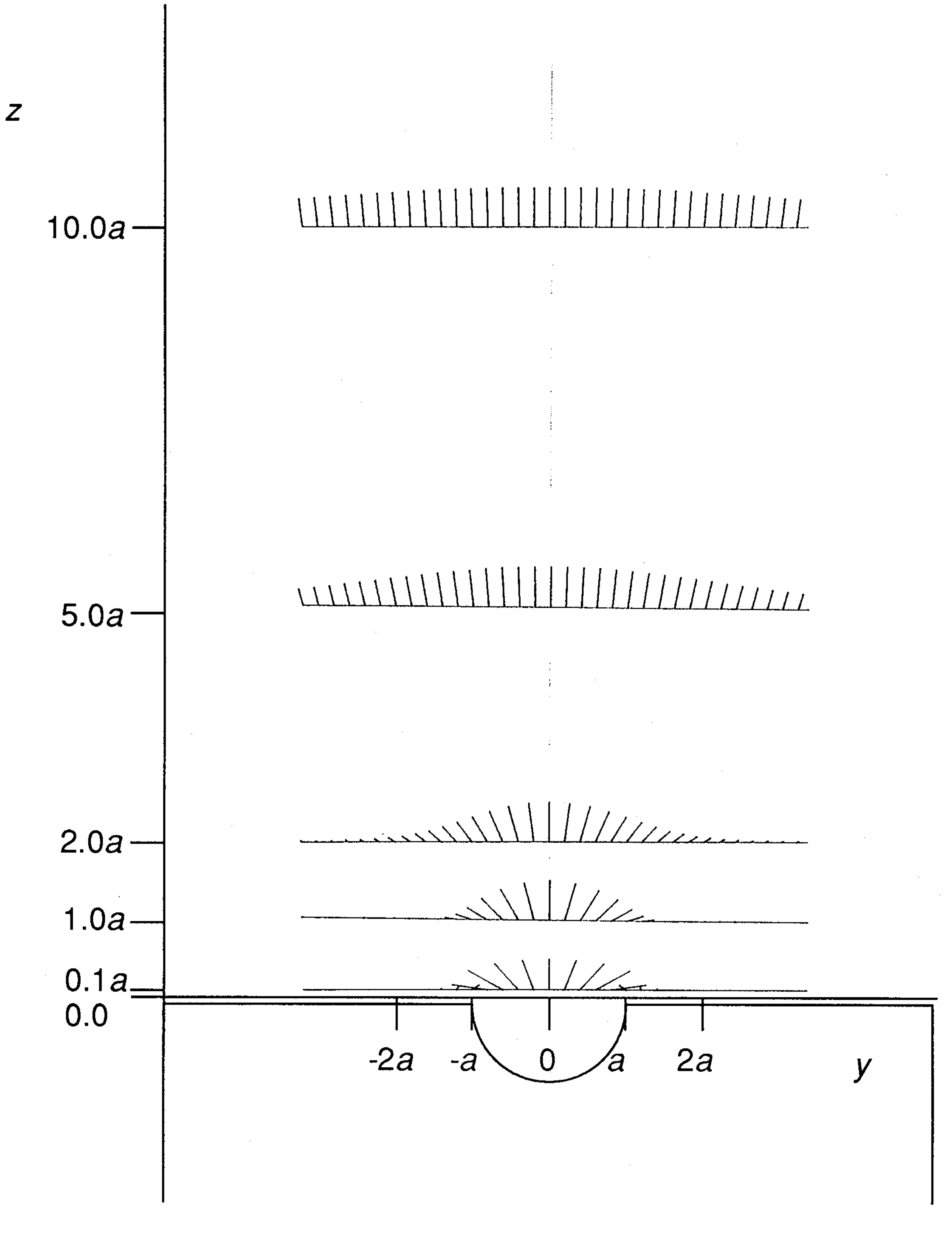


図 2-28　回折場のポインティングベクトルの向き（y=0, x z 平面）.

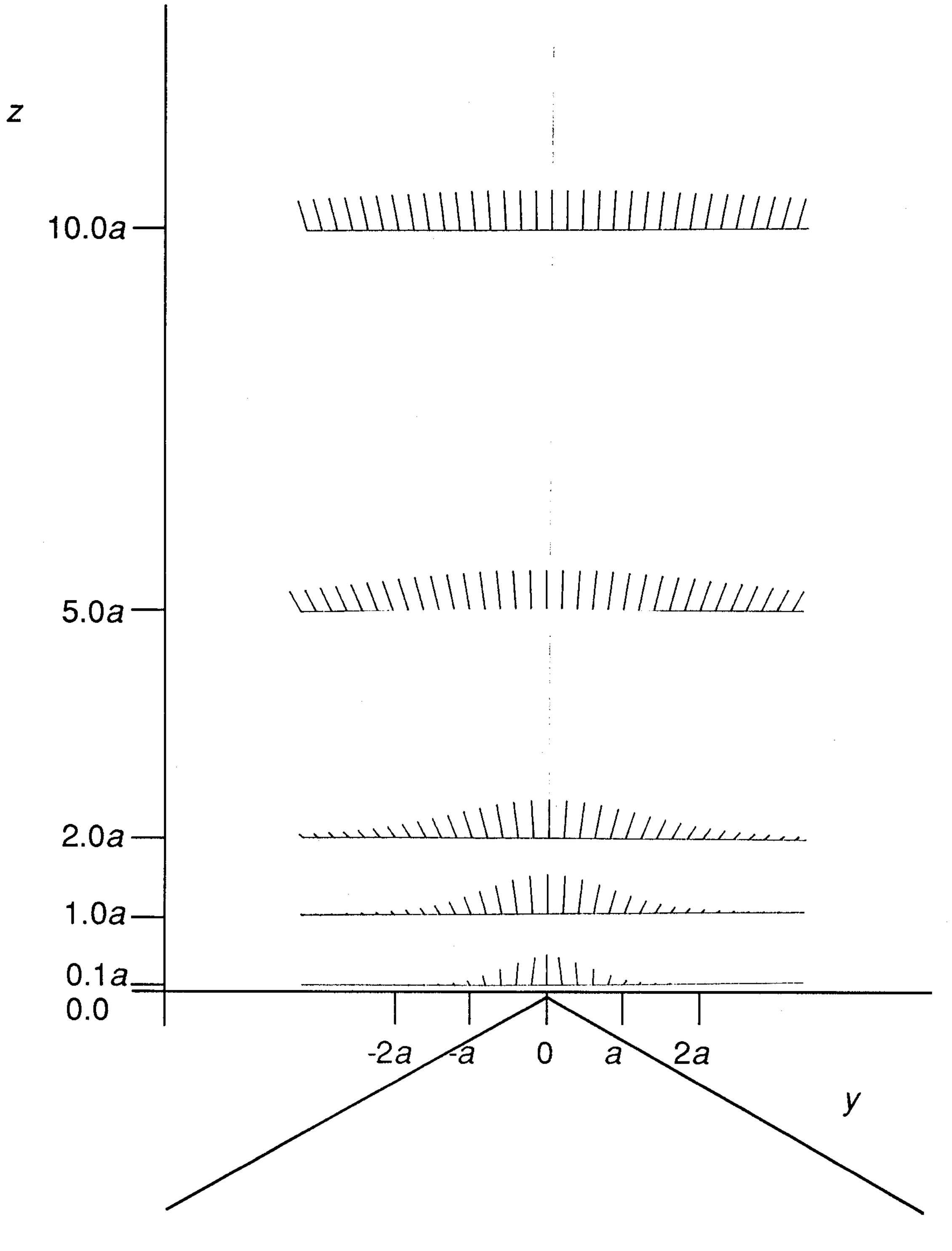


図 2-29　　回折場のポインティングベクトルの向き（x=0, y z 平面）.

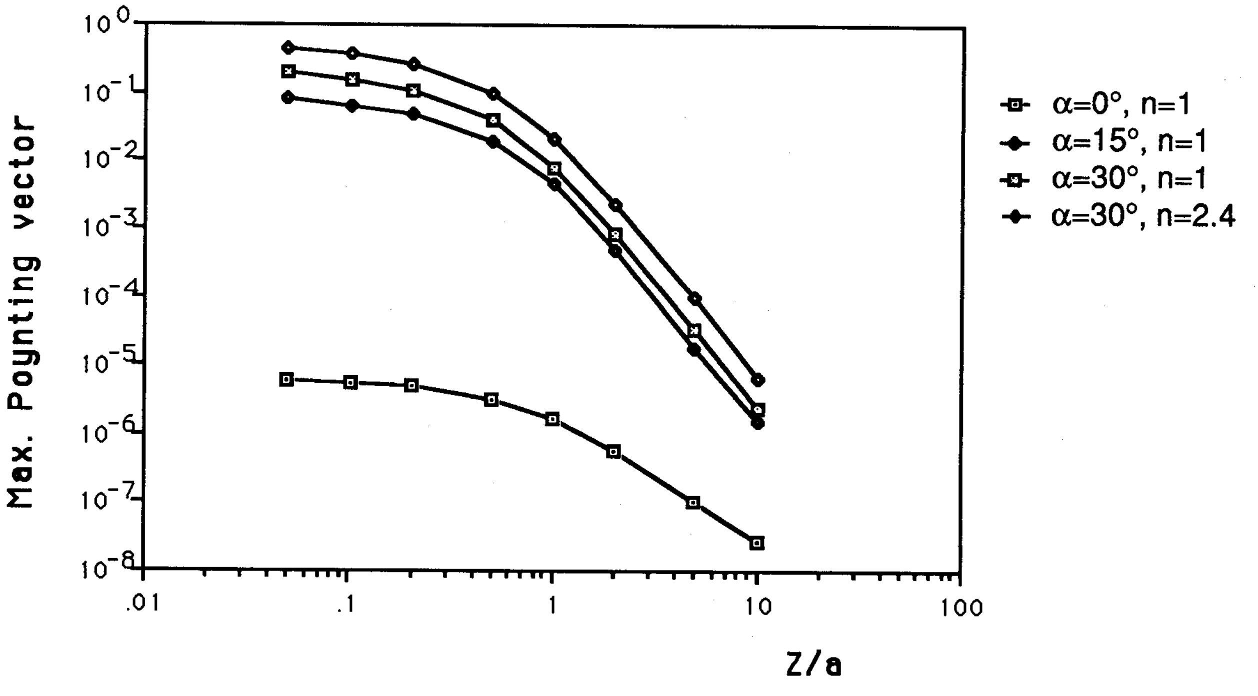


図 2-30　開口からの距離による回折場の強度変化に対するスクリーンの角度、屈折率の寄与.

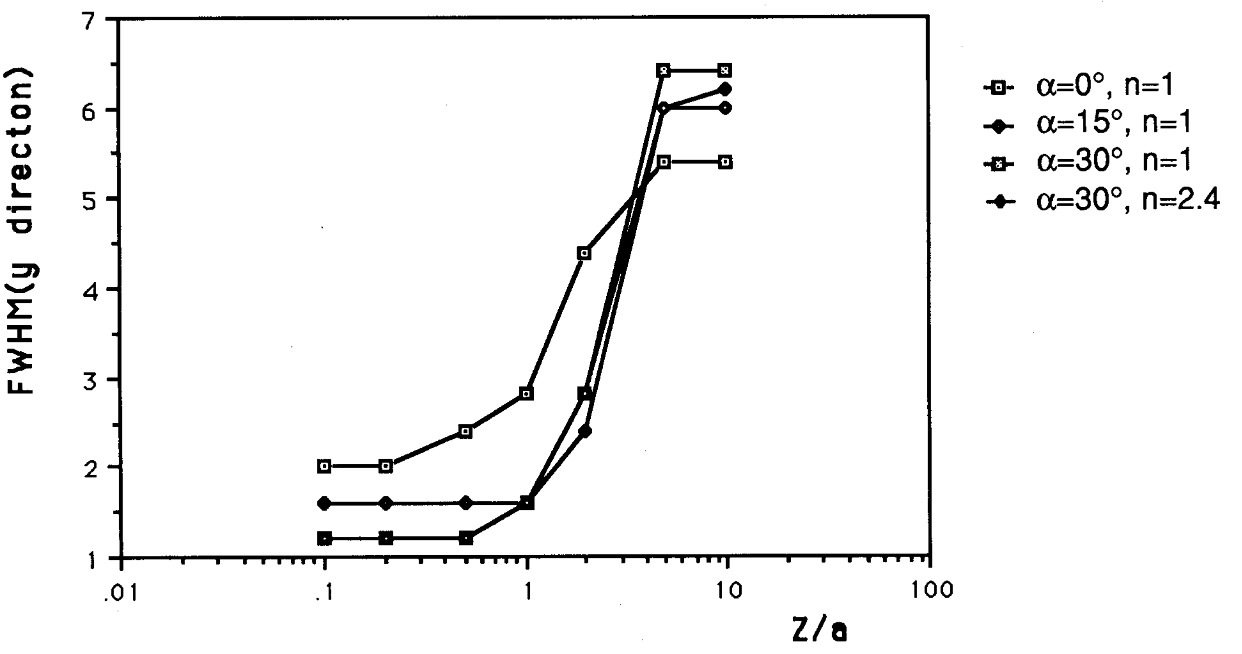


図 2-31　回折場の強度分布の半値半幅の開口からの距離による変化に対するスクリーンの角度、屈折率の寄与.

図２－３１に、回折場でのポインティングベクトルの強度分布の半値半幅の開口からの距離による変化を図２－３０と同じ条件で計算した結果を示す。半値幅の場合、スクリーンの角度や、入射側媒質の屈折率による変化はピーク強度の場合ほど現われなかった。

2－4－4　考察

開口のあるスクリーンをＶ字型に折れ曲げることによって、開口に対して入射する光が斜入射の状態になるが、スクリーンが折れ曲がっていることから、同時に２方向から光が入射している条件になるため、回折場では、その２つの方向成分が互いに打ち消しあい、回折場のポインティングベクトルは、平面スクリーンに垂直入射した場合の様に中心対称の放射場になる。しかも、絶対的な回折場のポインティングベクトルの強度は、斜入射の時と同じ強度を持ち、かなり大きくできる。これは、すべて開口面に対して垂直な成分の電場の振動が入射することによる。また、この条件では、入射側の屈折率を高くすることで、回折場の強度が高くなることがわかる。回折場での強度分布の拡がり、開口からの距離による拡がりは、平面スクリーンに入射する場合とほとんど変わらない。

微小開口を用いて微小スポットを作る場合、平面スクリーンでなく、Ｖ字型や先の尖った形状にすること、また、入射側の屈折率を高くすることが回折場を強くすることに役立つことがわかった。

第３章　スカラー理論に基づく微小開口のニアフィールド回折場

波長より小さな径の開口による光の回折では、開口部分で入射光の振幅分布が乱されるため、キルヒホッフ・ホイゲンスの回折理論を用いて回折場を求めることができない。そこで、第２章ではベクトル理論であるBetheの微小開口の回折理論を用いて、この微小開口での光の回折場の解析を行なった。Betheの理論では、開口に入射する光で開口内に磁流・磁荷が励起され、その放射場として回折場を考えていることで、微小開口の回折場を求めることができた。

これに対して、キルヒホッフと同じスカラー理論を使っても、Mrachand[1,2]やLin[3]の様に、開口周縁部での光の２次回折光を考慮することで、キルヒホッフ・ホイゲンスよりも厳密に回折場を取り扱おうとした研究が行なわれている。また、微小開口の回折場をFourier Optics[4]を使って計算する方法も示されている[5,6]。Fourier Opticsでは回折場にエバネッセント場を認めることで、微小開口の大きさの振幅分布が開口内に存在すること可能にし、場の擾乱の影響を逃れていると考えられる。微小開口の回折場にFourier Opticsを用いることが可能であれば、微小開口の回折場も波長より大きな開口での光の回折場と全く同等に扱うことができる。

第３章では、微小開口の回折場をMarchandの回折理論とFourier Opticsを用いて計算した。また、その結果をBetheの回折理論で得られた回折場の計算結果との比較を初めて行なった。

３－１　Marchandの回折理論

Marchandらは、キルヒホッフの回折理論を基にして、より厳密な解を示している[1,2]。この理論では、回折場が開口からの透過波と開口の縁からの境界波の和で表されるとしている。Marchandの回折理論では、境界波の中に開口端で一度回折した光が開口内を進み、再び開口端で回折する波も含めることができるため、キルヒホッフより厳密な取り扱いができると考えられる。また、この開口内での回折波を考えられることから、開口径が波長より小さな開口での回折に対しても適用できると考え、この理論を用いて微小開口の回折場の計算を行なった。

図３－１にMarchand の示した回折理論の原理図を示す。ｐ点の回折場は、透過光と、開口端で一度回折してからｐ点に届く光と、開口端で一度回折した後、再び開口内を伝播し、開口端でもう一度回折した後、ｐ点に届く光の和で与えられる。ｐ点での透過光の振幅を、

$$u^{(i)}(\mathbf{p}) = \exp(jk\mathbf{pP}) \qquad (3-1)$$

で表した時、開口端で１度だけ回折した光がｐ点にもたらす振幅は、

$$u_1^{(s)}(\mathbf{P}) = \frac{1}{4\pi}\int \exp(jk\mathbf{pr'})\,\frac{\exp(jk\mathbf{S}_{1p})}{\mathbf{S}_{1p}}\left[\frac{(\mathbf{P}\times\mathbf{S}_{1p})\,d\mathbf{l}_1}{\mathbf{S}_{1p2}\text{-}\,\mathbf{PS}_{1p}}\right] \qquad (3-2)$$

で与えられ、　２度開口端で回折した光がｐ点にもたらすの振幅は、

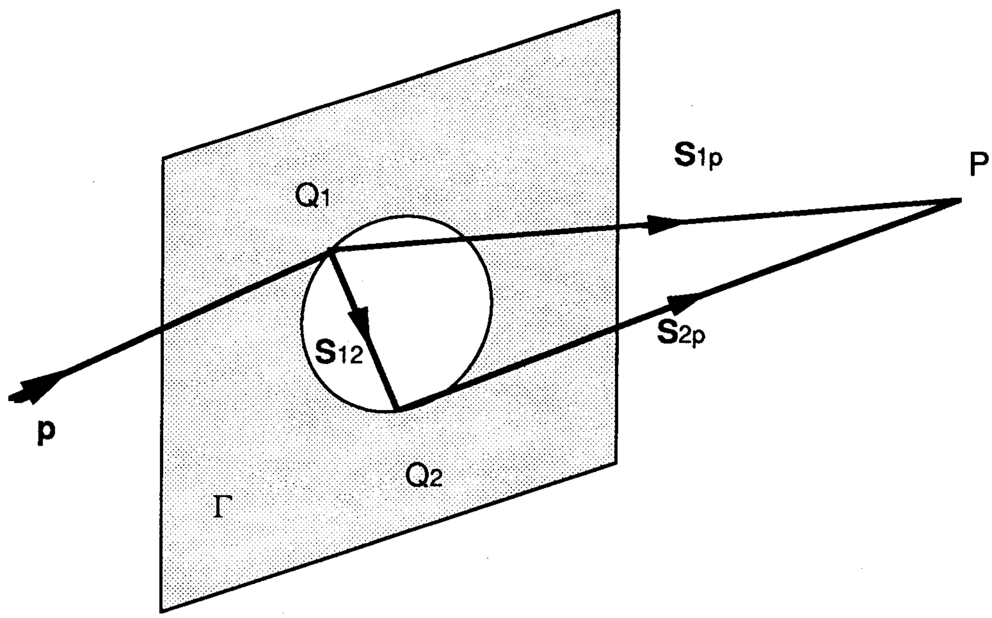


図 3-1　Marchandの回折理論の説明図.

$$u_2^{(s)}(\mathbf{P}) = \frac{1}{(4\pi)^2} \iint \exp(jk\mathbf{p}\mathbf{r}') \frac{\exp(jk\mathbf{S}_{12})}{\mathbf{S}_{12}} \frac{\exp(jk\mathbf{S}_{2p})}{\mathbf{S}_{2p}} \cdot \left[\frac{(\mathbf{P}\times\mathbf{S}_{12})\, d\mathbf{l}_1}{\mathbf{S}_{12}\text{-}\ \mathbf{P}\mathbf{S}_{12}}\right]\left[\frac{(\mathbf{S}_{12}\times\mathbf{S}_{2p})\, d\mathbf{l}_2}{\mathbf{S}_{12}\mathbf{S}_{2p}\text{-}\ \mathbf{S}_{12}\mathbf{S}_{2p}}\right] \qquad (3-3)$$

で与えられる。ここで、Ｐはｐ点の位置ベクトル、ｐは入射光が持つ波数ベクトル、ｋは光の波数を示している。また、Q_1、Q_2を開口周上の任意の点として、S_{12}はQ_1点からQ_2点への方向ベクトル、S_{1p}、S_{2p}はQ_1、Q_2からｐ点への方向ベクトルを示している。積分ではQ_1、Q_2は開口端を一周する。

また、（３－１）式、（３－２）式だけで回折場を表した場合、その回折場は、キルヒホッフの回折場と同一となる。

３－１－１　微小円形開口の回折場の計算

円形開口に平面波が垂直入射した場合について回折場の計算を行なった。この時、（３－１,２,３）式は、平面波が垂直入射する条件と、円柱座標系を用いて、

$$u^{(i)}(\mathbf{P})=\exp[jkz] \qquad (3-4)$$

$$u_1^{(s)}(\mathbf{P})=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi} \frac{r^2+z^2-a^2-s_{1p}^2}{2s_{1p}(s_{1p}-z)}\exp[jks_{1p}]d\theta_1 \qquad (3-5)$$

$$s_{1p}=\left[a^2+r^2+z^2-2ar\cos(\theta_1-\phi)\right]^{1/2} \qquad (3-6)$$

$$u_2^{(s)}(\mathbf{P})=\frac{z}{8\pi^2}\iint_0^{2\pi} \frac{s_{12}\exp[jk(s_{12}+s_{2p})]}{s_{2p}\left[s_{2p}+\frac{s_{12}}{2}\pm r\sin\left(\frac{\theta_1+\theta_2}{2}-\phi\right)\right]}d\theta_1\, d\theta_2 \qquad (3-7)$$

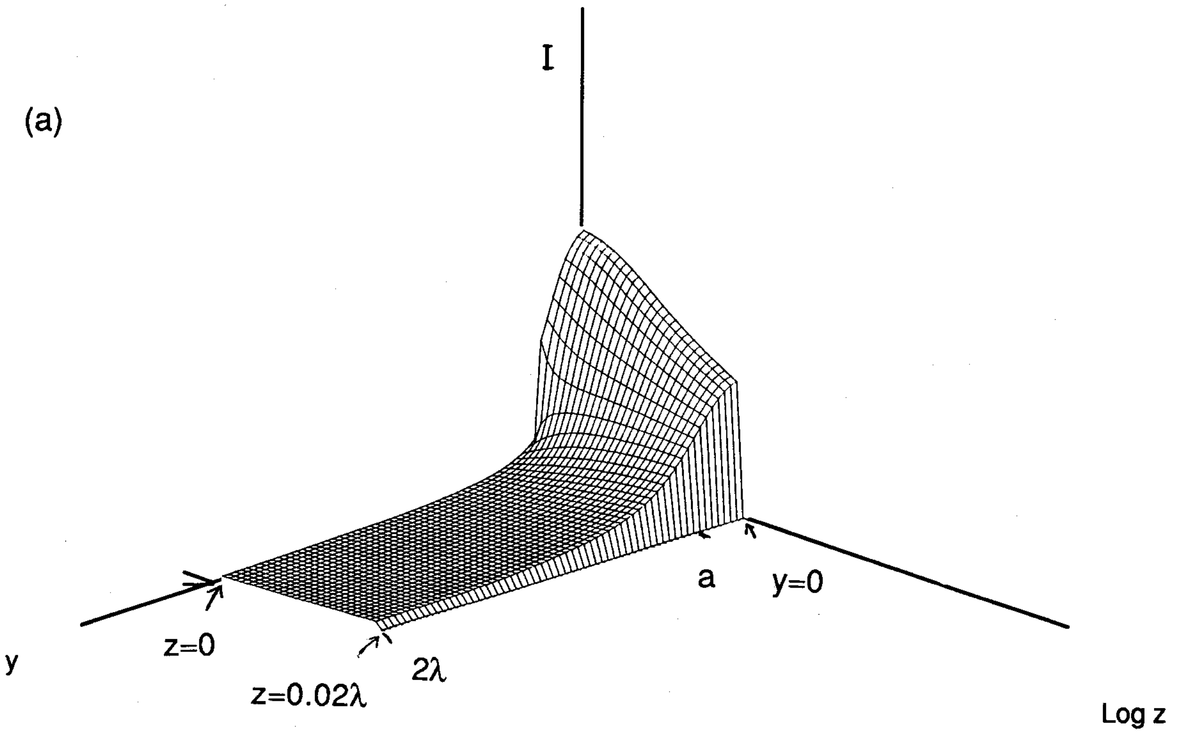
$$s_{12}=2a\sin\frac{\left|\theta_2-\theta_1\right|}{2} \qquad (3-8)$$

$$s_{2p}=\left[a^2+r^2+z^2-2ar\cos(\theta_2-\phi)\right]^{1/2} \qquad (3-9)$$

の様に変形できた。ここでｚ軸は開口に垂直で、ｐ点の座標は円柱座標系で（ｒ、ϕ、ｚ）で与えられる。また、開口半径を ａとしてQ_1点は（ａ、θ_1、０）、Ｑ２点は（ａ、θ_2、０）で与えられる。また、（３－７）式の中にｚが積の形で入いっているため、開口面上では開口端で二度回折する光による振幅は互いに打ち消し合って存在しないことになる。これは、残りの２つの式を足したものがキルヒホッフの式になることを考えると、平面波の垂直入射の場合、開口面内では、Marchandの式も、キルヒホッフの式も同じになることを示している。

３－１－２　開口からの距離による回折場の変化

円形開口に平面波が垂直入射した時の、回折場の強度の開口からの距離による変化を計算した。図３－２(a)は開口径a=０.４λの開口の場合の回折場の強度の変化を示して



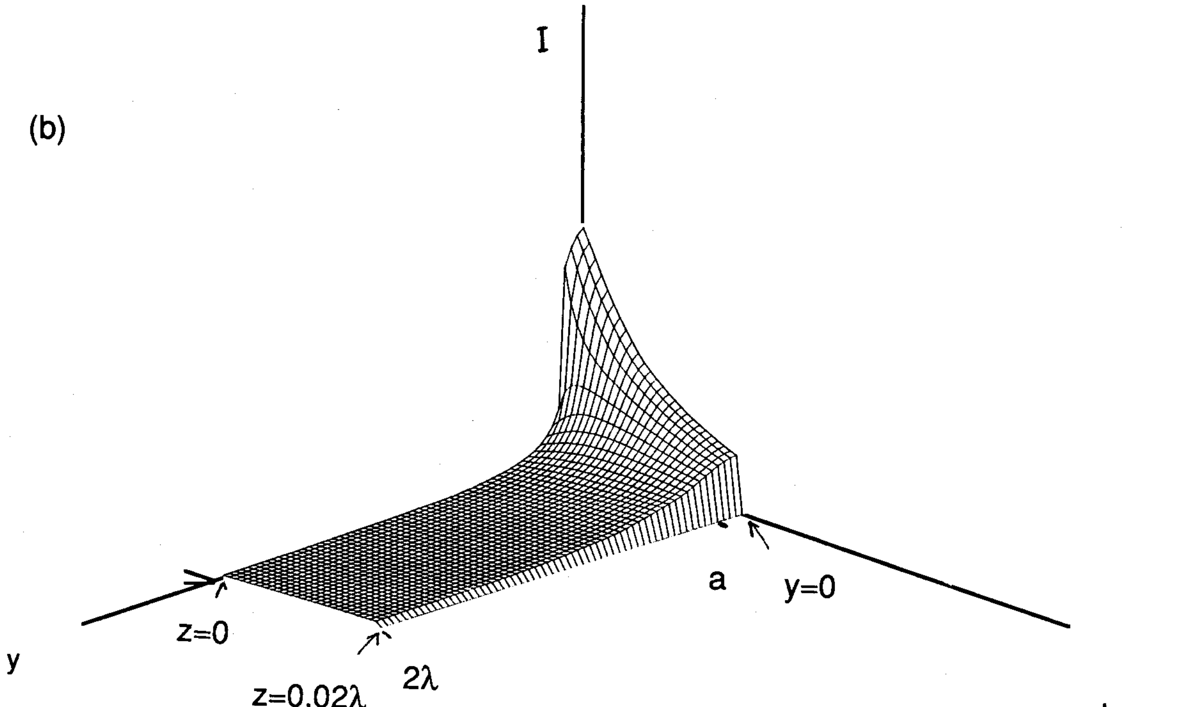


図 3-2　　開口からの距離による強度分布の変化. (a) a=0.4 λ . (b) a=0.2 λ .

いる。ｚ軸が開口からの距離で、ｚ＝０からΔｚ＝０．０２λでLogスケールで刻まれている。ｙ軸はｚ軸に垂直な面内でのｚ軸からの距離を示している。ｙはｙ＝０からΔｙ＝０．０５λで刻まれている。回折場の回折場の強度分布は開口に近いほど開口径の大きさ、ｙ＝aの部分で強度分布が立ち上がっている。また、開口からの距離が離れるにしたがって、強度分布が拡がりピーク強度が減少している。ここでは、回折場の計算が円柱座標系を用いているため、一つの半径上の強度分布を示すことで回折場全体を表示できた。また、図３－２(b)に図３－２(a)と同じ条件で、開口径だけ０．２λにした場合の開口からの距離による強度の変化を示す。回折場での強度分布の拡がりは、開口径が０．４λの場合と変化がなく、ニアフィールドでは開口径の大きさで強度分布が立ち上がっている。しかし、開口からの距離による回折場のピーク強度の減少の割合は開口径が０．４λの場合に比べて急激になっている。

３－１－３　各波長での電場分布（開口径／波長の変化による電場の変化）

図３－３に一つの円形開口に異なった波長の光が入射したときの、回折場の強度分布をｘｙ面内で計算した結果を示す。開口はφ１μmで、計算する距離は開口から開口半径だけ離れた位置（ｚ＝0.5μm）とした。図３－３で横軸は開口中心からの距離、縦軸は強度を示す。入射する波長は、２、６、１０μmとして計算した。計算結果より強度分布を半値幅の大きさで比較すると、各波長による半値幅の差がないことがわかった。つまり、波長より小さな径の開口に光が入射した時、回折場の強度分布は、波長によらず一定になることがわかった。ただし、強度分布の持つピーク強度は波長が大きくなるに従って急激に減衰し、波長２μmと１０μmでは２桁強度が異なっている。

３－１－４　考察

Marhandの示した回折理論を用いて、微小開口（開口径が波長の１／１０程度）の回折場を計算した。計算結果より、開口径が小さいほうが、開口から離れことによる回折場のピーク強度の減衰の割合が高いことがわかった。これは、回折場全体に対して、開口端で一度回折した光が開口内を進んで再び開口端で回折した光による振幅分布が寄与する割合が、開口径が小さい方が大きくなるためだと考える。なぜなら、開口端で一度回折した光と透過光だけによる回折場がキルヒホッフの回折場に一致してくるため、開口からの距離による回折場の強度ピークの急激な減少を表すことができないためである。また開口端で２度回折した光は、散乱光成分としてスクリーンに平行な面内に拡がっていく成分を多く含むために、回折場のピーク強度の減少が生じると考える。

また、開口径が波長の１／１０程度の大きさの微小開口でも、回折場の強度分布は、ニアフィールドで波長に寄らず、ほぼ開口径で決まっていることがわかった。これより、微小開口を使ったニアフィールド光学走査顕微鏡を使って顕微分光を行なう場合、一つの大きさの開口を使って、多波長で同じ面内分解の像を得られることが示された。しかし、波長によって回折場の強度が異なってくるため、得られた信号の強度の規格化が必要になる。

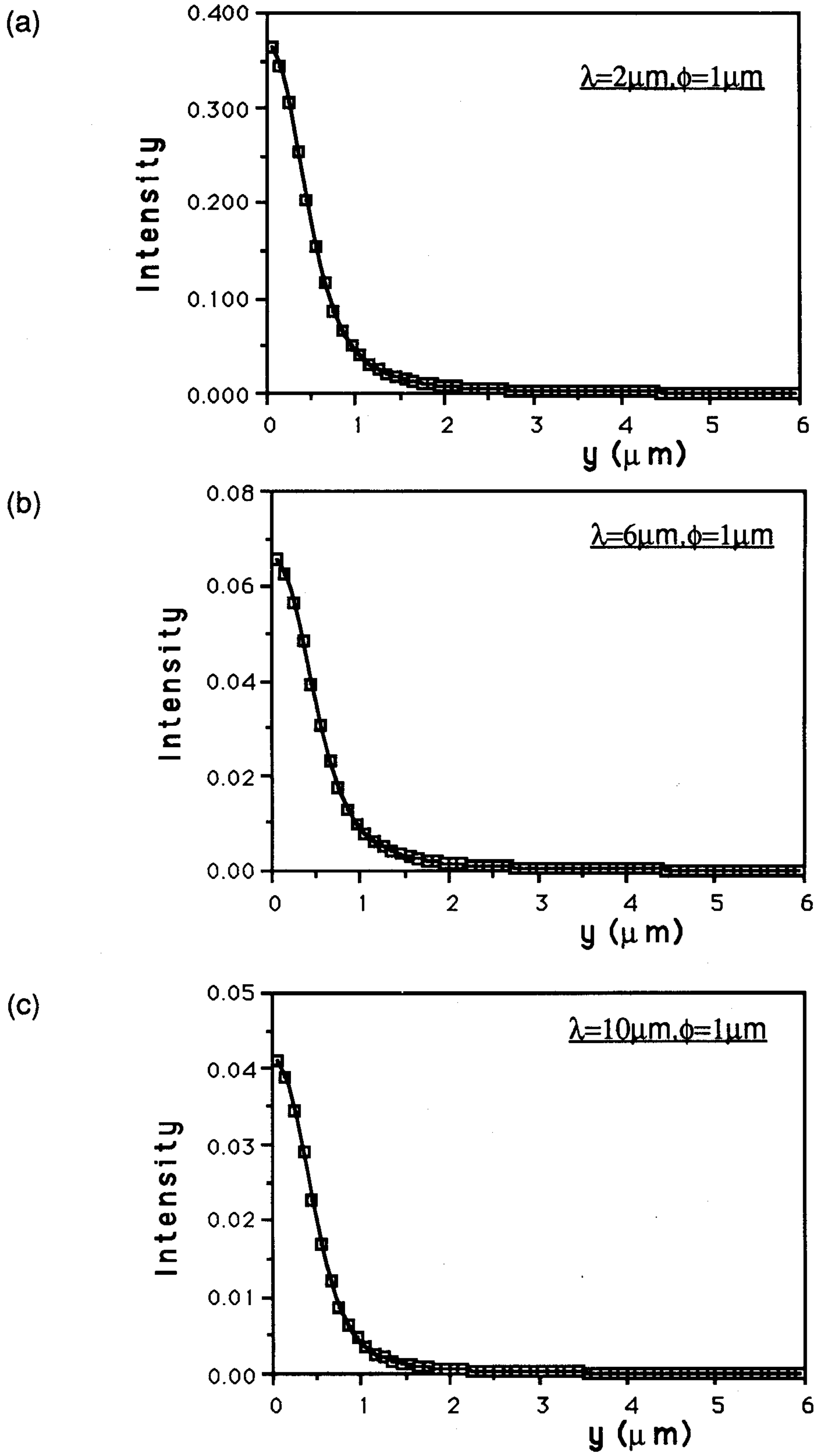


図 3-3　異なった波長が入射した時の面内の強度分布　(z=0.5μm、ϕ=1μm).
(a) $\lambda=2\ \mu$m、(b) $\lambda=6\ \mu$m、(c) $\lambda=10\ \mu$m

3－1－5　Betheの回折理論による回折場との対応関係

Marchandの回折理論 はキルヒホッフの回折理論の拡張として考えられる。そのため、元々開口径が波長に比べて大きいところで使えるうえ、開口径が波長に比べて等しいあたりから、小さいところまで使うことができる。これは、Betheの回折理論では開口径が波長に比べて１／１００以下の部分でしか使用できないのに対して有利な点になる。実際開口径が波長程度から１／１０程度の大きさの場合には、Marchandの回折理論を使うことになると考える。

Marchandの回折理論とBetheの回折理論によるニアフィールドでの強度を比較すると、開口径／波長の比に対する回折場の強度の変化のしかたが異なった。Marchandの理論でも、Betheの理論でも開口径が小さくなると回折場の強度が減少していくが、Betheの回折理論による回折場の方が変化が大きくなった。Marchandの理論を用いた回折場の強度が開口が大きいところではKirchhoffの回折理論を用いた場合と同じで、そこから開口径を小さくしていってλ／１００程度にすると、Betheの回折理論で計算した強度よりも４桁以上大きな値を示した。また、この時のニアフィールドでの強度分布の拡がりを比較するとMarchandの回折理論による計算結果は、Betheの理論による計算結果に比べて大きくなり、ニアフィールドで開口の大きさの強度分布を示さなかった。これから、微小開口が波長より十分小さくなってくるとMarchandの回折理論は使えなくなると考える。

逆にBetheの理論で試しに大きな開口について回折場を計算すると、回折場の強度が、かなり大きくなった。そこで、Betheの理論はやはり開口が大きくなると使えなくなる。

3－2　Fourier Opticsによる回折理論

微小開口の回折場をFourier Optics [4]を用いて計算した。まず、開口部分にのみ入射光による振幅分布が存在すると仮定して、開口面でのAngular Spectrumを考える。この時、開口によって入射波の振幅分布は乱されないものとする。開口から任意の距離の回折場は、この開口面でのAngular Spectrumの伝播を考えることで求められる。

開口内の電場分布を u(x,y) で表したとき、開口面でのAngular Spectrumは、

$$A(\nu,\xi) = \iint u(x,y)\, \exp(-j\, 2\pi\, (x\nu + y\xi))\, dxdy \qquad (3-10)$$

で与えられる。

このAngular Spectrumの z 方向、開口に垂直な方向への伝搬は、

$$A'(\nu,\xi;z) = A(\nu,\xi)\, \exp(j\, 2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1- f_\nu^{\,2} - f_\xi^{\,2}}) \qquad (3-11)$$

で与えられる。ここで、$f_\nu = \nu\lambda$、$f_\xi = \xi\lambda$である。開口から距離ｚだけ離れた位置のｘｙ面内の振幅分布は、フーリエ逆変換を用いて、

$$u'(x,y;z) = \iint A'(\nu,\xi;z)\, \exp(\, j\, 2\pi\, (x\nu + y\xi))\, d\nu d\xi \qquad (3-12)$$

で与えられる。（３－１１）、（３－１２）式では、指数関数の中が虚数でなくなり、減衰項になった場合も含めて考える。

３－２－１　微小スリットの回折場の計算

スリットに平面波が垂直入射する場合を考える。スリットによって入射場が擾乱を受けることなく、スリット内に一様に電場が分布するとして、回折場の強度分布とAngular Spectrum を求める。

入射電場によるスリット内の振幅分布はスリット幅を２ａとして、

$$u(x)=\Pi\ (x/2a) \tag{3-13}$$

の１次元の変数で表される。ここで、ｘはスリットに垂直な方向の座標を示している。（３－１３）式を用いると、（３－１０）～（３－１２）式は、

$$A(\nu)=a\,\mathrm{sinc}\ (a\nu) \tag{3-14}$$

$$A'(\nu;z) = A(\nu)\exp(j\,2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-f_\nu^2}) \tag{3-15}$$

$$u'(x;z) = \int A'(\nu;z)\exp(j\,2\pi\,(x\nu)\,d\nu \tag{3-16}$$

のように書きなおすことができる。

図３－４に、この計算式に基づいて、スリット幅ａ＝０．１９λの場合の回折場の強度分布とAngular Spectrum の計算結果を示す。ｚ／λは、Exp(0.575 i - 4.6)で与えた。またｚ軸はLogスケールで表示した。回折場の振幅分布はΔｘ＝０．０４λでｘ座標を示した。Angular Spectrum はΔｆ＝１／１０λでｆ$_\nu$座標を示した。

回折場の強度分布を見ると、開口のニアフィールドで、開口の大きさの分布を持つが、開口から離れるにしたがって、分布が拡がり強度が急激に減衰しているのがわかる。また、ファーフィールドでは、振幅分布がｚ方向に周期性を持つことがわかる。これに対して、回折場のAngular Spectrum を見ると、開口からの距離が波長程度までは、広い空間周波数帯域を持っているが、それ以上開口から離れると低い空間周波数成分しか持っていないことがわかる。この境目の空間周波数が、１／λに対応していることがわかった。空間周波数で１／λまでは、伝搬光であるが、１／λ以上は、Angular Spectrum の伝搬成分が虚数になり、エバネッセント場と呼ばれる成分になる。また、スリット部分が小さいほど、このエバネッセント場になる空間周波数帯域は広くなる。これより、開口のニアフィールドで強度分布が開口の大きさを持ち、開口から離れるにしたがって急激に強度が減衰するのが、このエバネッセント成分に寄るためと考えることができる。

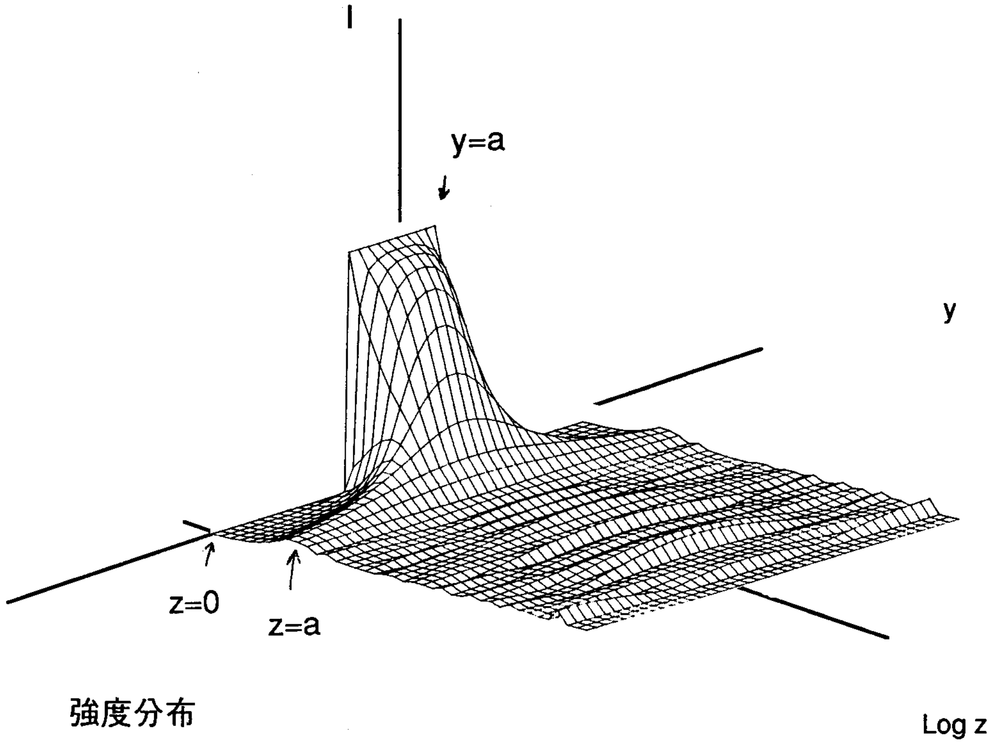
３－２－２　微小円形開口の回折場の計算

次に、円形開口の場合の回折場の強度分布とAngular Sepctrum を求めた。開口の半径がａの円形開口内の電場分布：u(x,y)は円柱座標系を用いて、

$$u(x,y)=u(r)=\Pi\ (r/2a)\ ,\ r=\mathrm{sqrt}(x\verb|^|2+y\verb|^|2) \tag{3-17}$$

で与えられる。（３－１７）式を用いると、（３－１０）～（３－１２）式は、

$$A(f) = 2\pi\int_0^\infty u'(r)\,J_0(2\pi f r)\,r\,dr \tag{3-18}$$



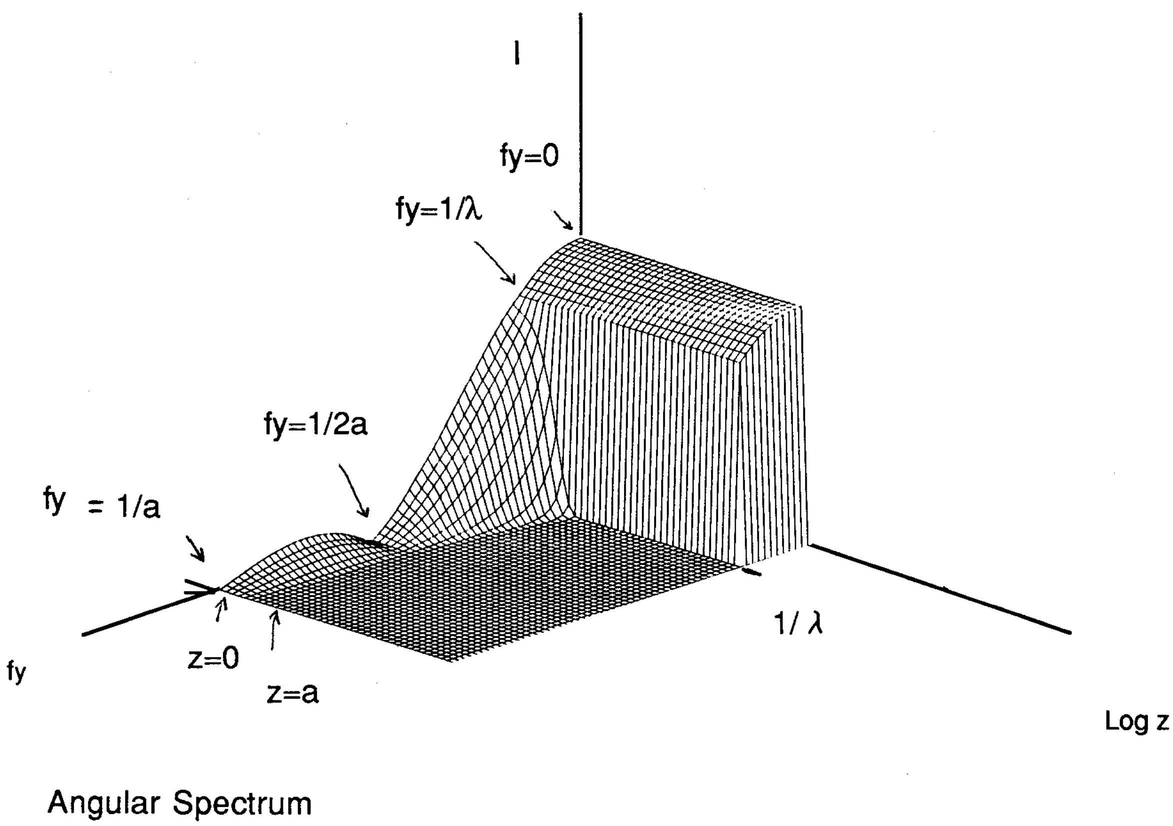


図 3-4　　微小スリットの回折場の強度分布とAngular Spectrum.

$$A'(f;z) = A(f)\exp\left(j\,2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-f^2}\right) \qquad (3-19)$$

$$u'(r;z) = 2\pi\int_0^\infty A'(f;z)\,J_0(2\pi f r)\,f\,df \qquad (3-20)$$

で与えられる。

この式に基づいて、円形開口の開口径が０．１λの場合の回折場の強度分布とAngular Spectrumを計算した。図３－５は、回折場の強度分布を示している。Δｒ＝０．０１λ、ｚ／λ＝exp((0.3 j) -6.9)でｚ軸はLogスケールになっている。強度分布は、開口に近づくほど大きくなる。この時の、ｚ＝０．００１λでのｙ軸上の強度分布を図３－５（b）に示す。開口部分に一様な強度分布が存在する。また、中心強度の変化を図３－５（c）に示す。開口から離れると強度が振動している。しかし、これは縦軸もLog スケールであるため、振動の振幅は小さいものでしかない。

図３－６に図３－５に示した振幅分布に対するAngular Spectrumを示す。その内、ｚ＝０．００１λ,０．１２λ,１４．８λの時の断面を図３－６（b,c,d）に示す。円形開口の回折場が空間周波数でエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。また、開口から離れるにしたがって、エバネッセント場成分が減少し、伝搬光成分だけになることがわかる。ニアフィールドで伝搬光成分よりエバネッセント場の成分が強いことがわかる。

３－２－３　考察

開口による光の回折をFourier Optics で考えた場合、回折場のAngular Spectrumにエバネッセント場の成分が含まれる。この成分は、開口が小さくなるほど、回折場全体に占める割合が増えてくる。エバネッセント場の成分が増えることは、回折場の強度分布において、開口からの距離による、強度分布の拡がり、ピーク強度の減少が大きくなることを示している。

また、Fourier Optics では、開口部分にエバネッセント場の存在を認めることで、微小開口の回折で、開口のニアフィールドには、開口の大きさのスポットがあることを示すことができる。

３－２－４　Marchand の理論による回折場との対応関係

微小開口のニアフィールド回折場をAngular spectrumを用いて解析し、回折場に含まれる空間周波数を考えた。この空間周波数が空間分解を決めている。図３－３に示したMarchandの理論で計算した強度分布の複素振幅分布をフーリエ変換して空間周波数の分布を求めた。図３－７にｚ＝0.5μmで計算した結果を示す。図３－７で、横軸に空間周波数、縦軸にその大きさを示す。２、６、１０μmの各波長で空間周波数は１／λを越え１／ａ（ａ：開口径）までの空間周波数を含んでいる。この領域はエバネッセント波の領域であり、Marchandの理論で計算した回折場の場合でも、エバネッセント場の成分が含まれることがわかった。

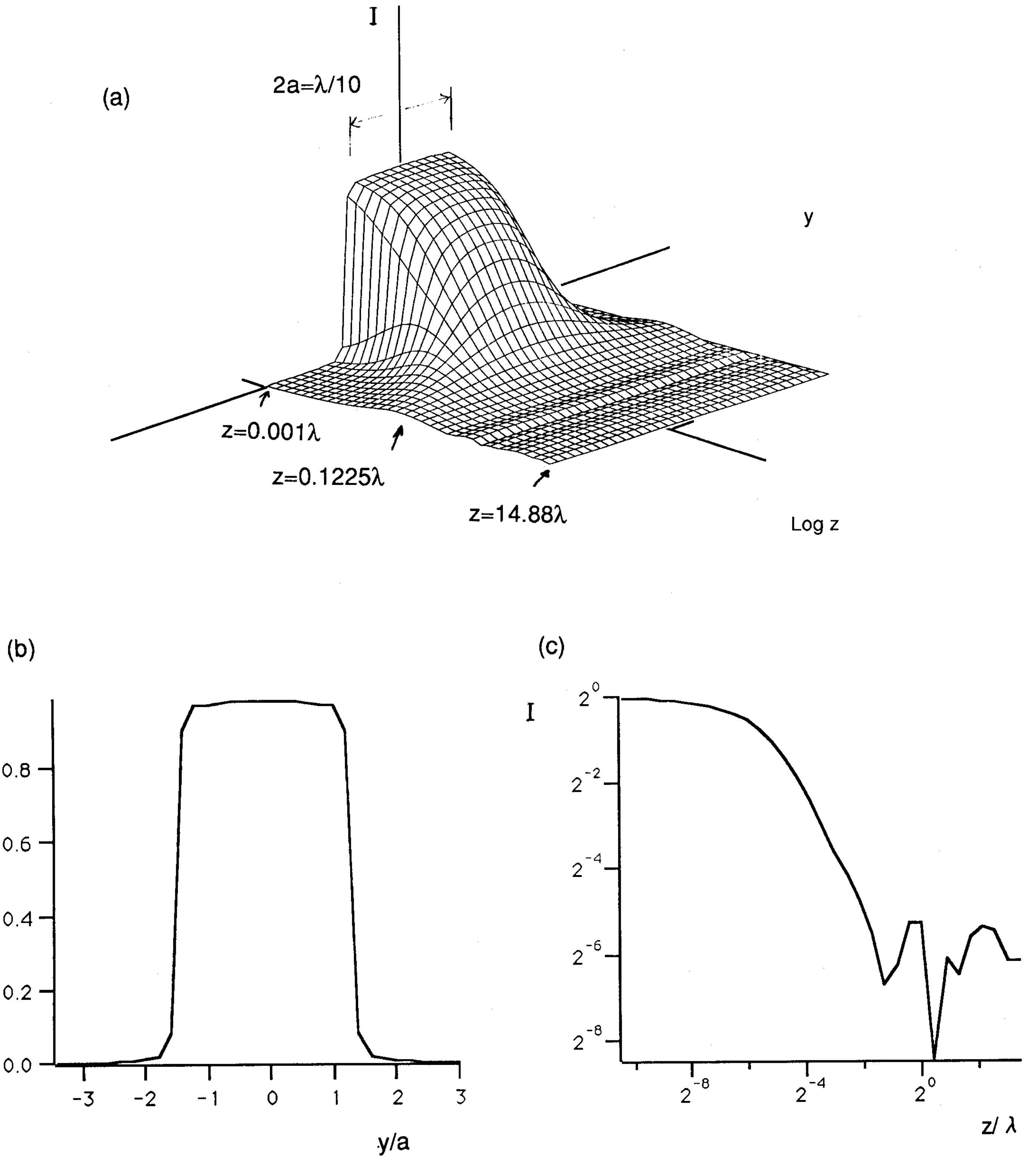


図 3-5　　円形開口による回折場の振幅強度分布（垂直入射：開口半径a：λ／２０、
Δｙ＝λ／１２８、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.
(a)　ｙｚ面での振幅強度分布の変化.
(b)　ｚ＝０.００１λでのｙ軸上の振幅強度分布.
(c)　ｘ、ｙ＝０点の開口からの距離による振幅強度分布の変化.

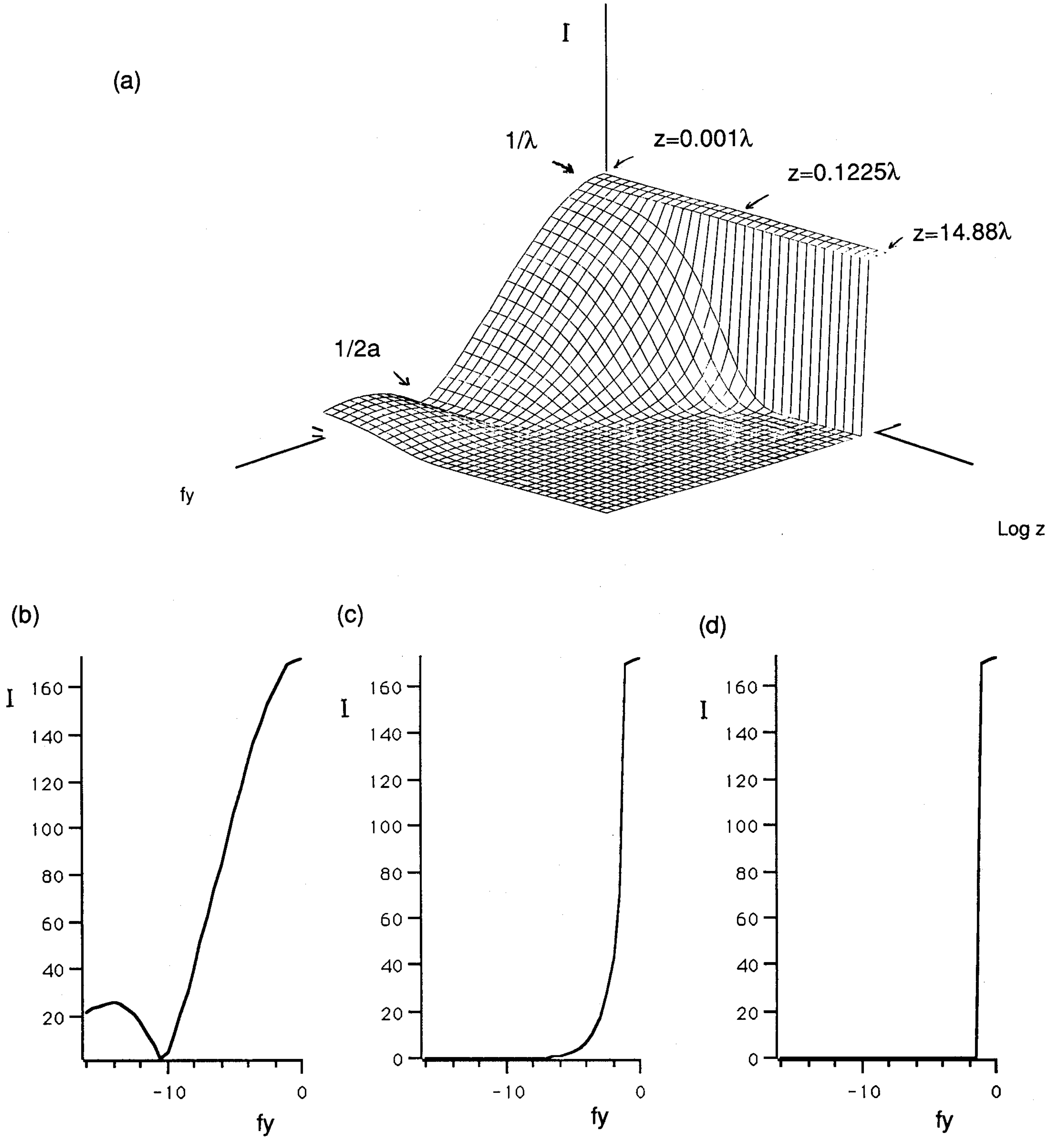


図 3-6　円形開口による回折場のAngular Spectrum（垂直入射、開口半径a：λ／２０、Δｆ＝１／２λ、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.

(a)　ｙｚ面での振幅分布のAngular Spectrumの変化.

(b)　ｚ＝０.００１λでのｙ軸上のAngular Spectrum.

(c)　ｚ＝０.１２２５λでのｙ軸上のAngular Spectrum

(d)　ｚ＝１４.８８λでのｙ軸上のAngular Spectrum.

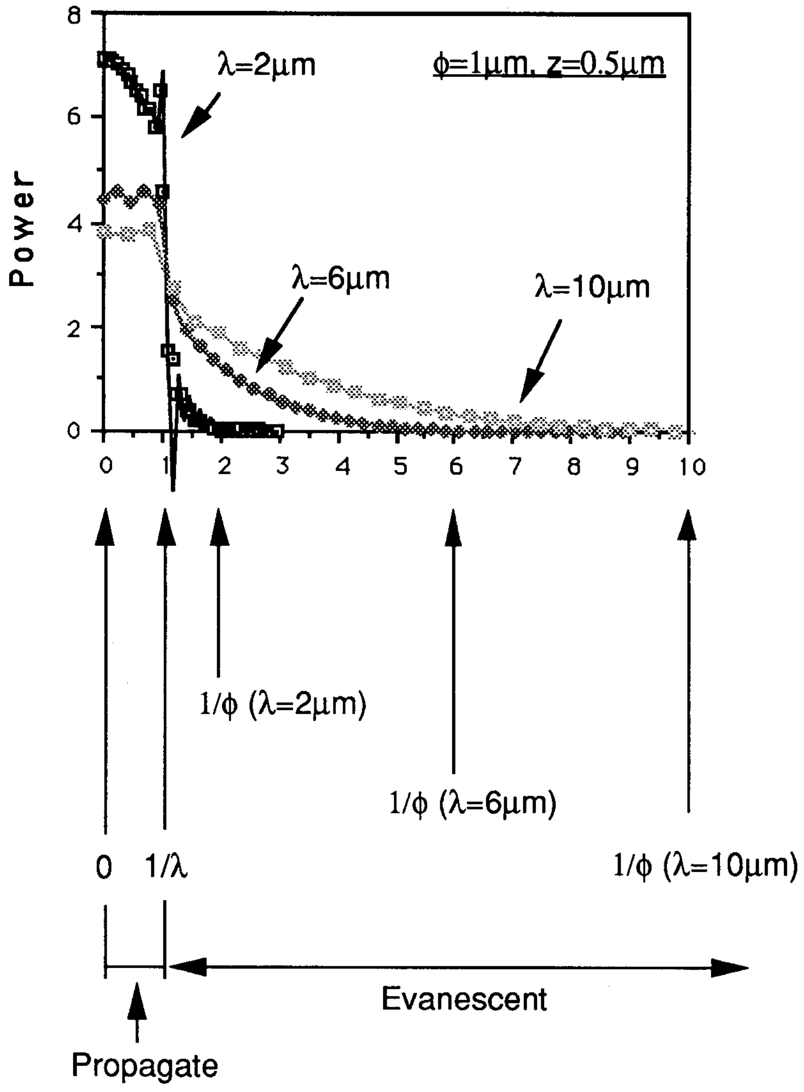


図 3-7　Marchandの理論で計算した振幅分布のAngular Spectrum.

３－３　Fourier Optics とBetheの回折理論による回折場の対応関係

波長より小さな径を持つ開口での光の回折場を、Fourier Opticsと、微小開口での回折を示したBetheの回折理論を用いて別々に計算し、それぞれの理論から求められる回折場の比較を行なった。回折場の計算は、円形開口に直線偏光の平面波が、垂直入射する場合を想定して行なった。Betheの理論を用いた計算結果は、回折場の電場・磁場がベクトル場で求まるために、そのベクトルの大きさだけを用いてFourier Opticsで計算される振幅分布と比較した。また、Angular Spectrumは、Betheの理論で計算した振幅分布からフーリエ変換によって求め比較した。その結果、Fourier Optics によって計算された回折場の振幅強度分布が、Betheの理論で求められる回折場の磁場の振幅強度分布とほぼ一致することがわかった。また、Angular Spectrumを計算した結果、Betheの回折理論による回折場の計算結果にも、エバネッセント場の成分が含まれていることがわかった。

３－３－１　Betheの回折理論によって求めた回折場とAngular Spectrum

図３－８に開口半径a：λ／１００、ｚ＝aの位置の回折場の電場分布をBetheの理論を用いて計算した結果を示した。入射光は直線偏光とし、偏光方向がｙ方向とした。また、光は開口に垂直入射するとした。回折場では、ｘ方向成分の振動成分は存在せず、ｙ方向とｚ方向の振動成分が存在する。ｙ方向振動成分の強度分布は、ｘ＝ｙ＝０を中心にした分布で、ｘ方向への分布の傾きの方がｙ方向に比べて急になっている。ｚ方向成分の振動成分の分布は、ｘ軸上に強度０の分布があり、ｘ軸から離れて開口の半径にほぼ一致するところでピークを持つ。強度分布は、ｙ方向振動成分の方がｚ方向振動成分に対してピーク値で１桁大きい。回折場の振幅の分布は、ｙ方向の振動成分が支配的になることがわかった。これは、入射光の偏光方向に一致している。

図３－９にｙ軸上の強度分布が開口からの距離によって変化する様子を示す。ｚ軸は、対数表示になっている。この時の、ｚ＝０.００１λでのｙ軸上の強度分布を図３－９（b）に示す。これより、強度分布は中心よりも開口の円周上に最大値があることがわかった。また、中心強度の変化を図３－９（c）に示す。ｚ＝０.０５λ-λの間が、直線状になることから、強度分布が指数関数的に減少していることがわかる。また、開口に近づくほど強度が減少するため、ニアフィールドで強度が一定になっていない。

図３－１０に図３－９の強度分布を持つ複素振幅分布を各ｚでフーリエ変換してAngular Spectrum を求めた結果を示す。その内、ｚ＝０.００１λ,０.１２λ,１４.８λの時の断面を図３－１０（b,c,d）に示す。この計算結果より空間周波数でエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。また、開口から離れるにしたがって、伝搬光成分だけになることがわかる。ニアフィールドで伝搬光成分よりエバネッセント場の成分が強いことがわかる。電場分布の計算結果と合わせて考えると、ｚ方向に振動している成分がすべてエバネッセント場の成分を持っていると考えられる。

図３－１１に開口半径a：λ／１００、ｚ＝aの位置の回折場の磁場分布を計算した結果を示す。入射光は直線偏光とし、偏光方向がｙ方向とした。また、光は開口に垂直入射するとした。回折場の磁場分布は電場分布と異なり、すべての振動方向成分が存在する。ｘ、ｙ、ｚ方向成分とも特異な分布形状を示す。ｘ、とｚ方向成分は、ｘ軸つまり、

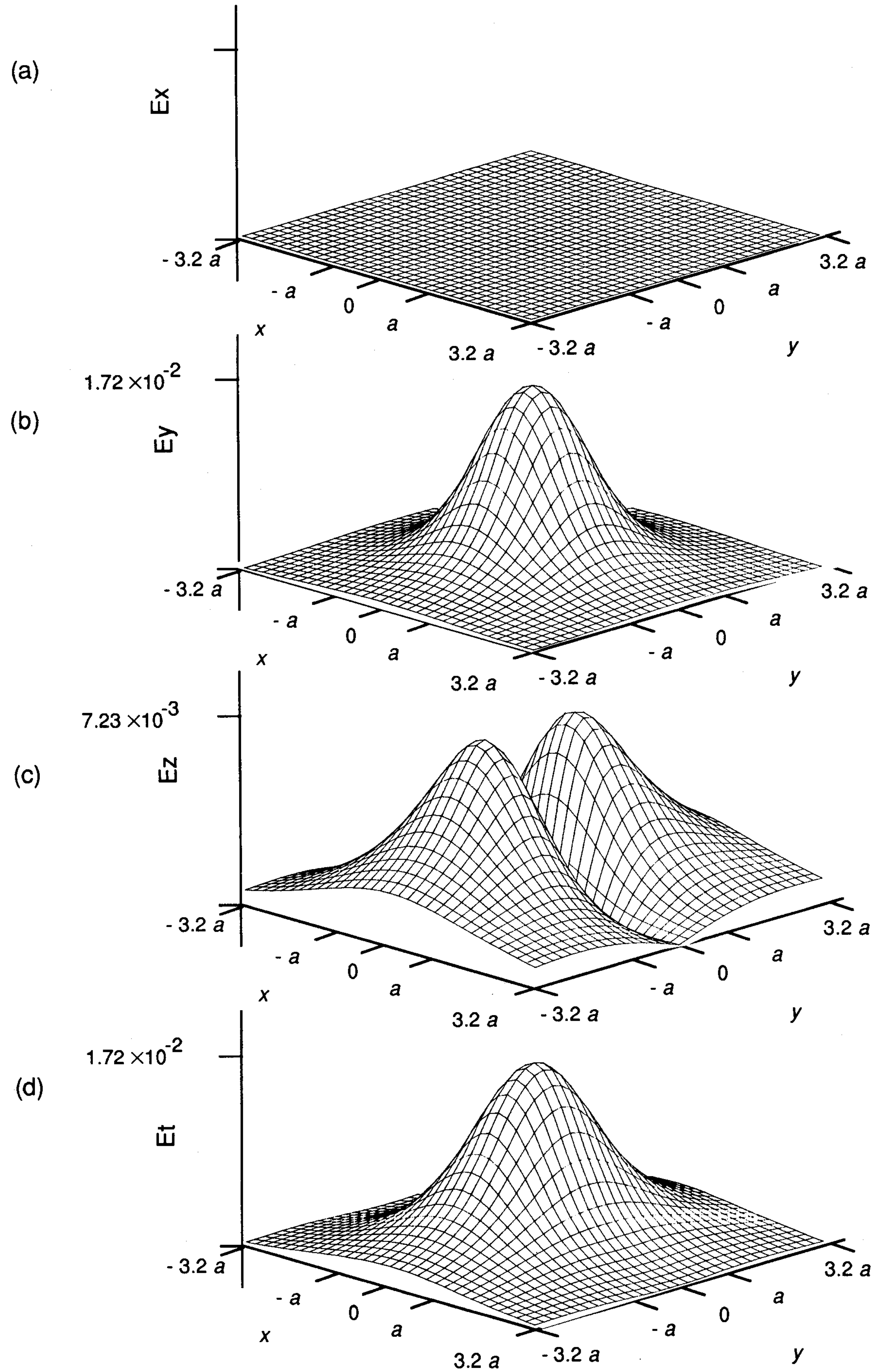


図 3-8　　Betheの理論で計算した円形開口による回折場の電場振幅分布（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｘ、Δｙ＝λ／２０００、ｚ＝a）.
(a)　ｘ方向振動成分, (b)　ｙ方向振動成分, (c)　ｚ方向振動成分, (d)　振幅分布.

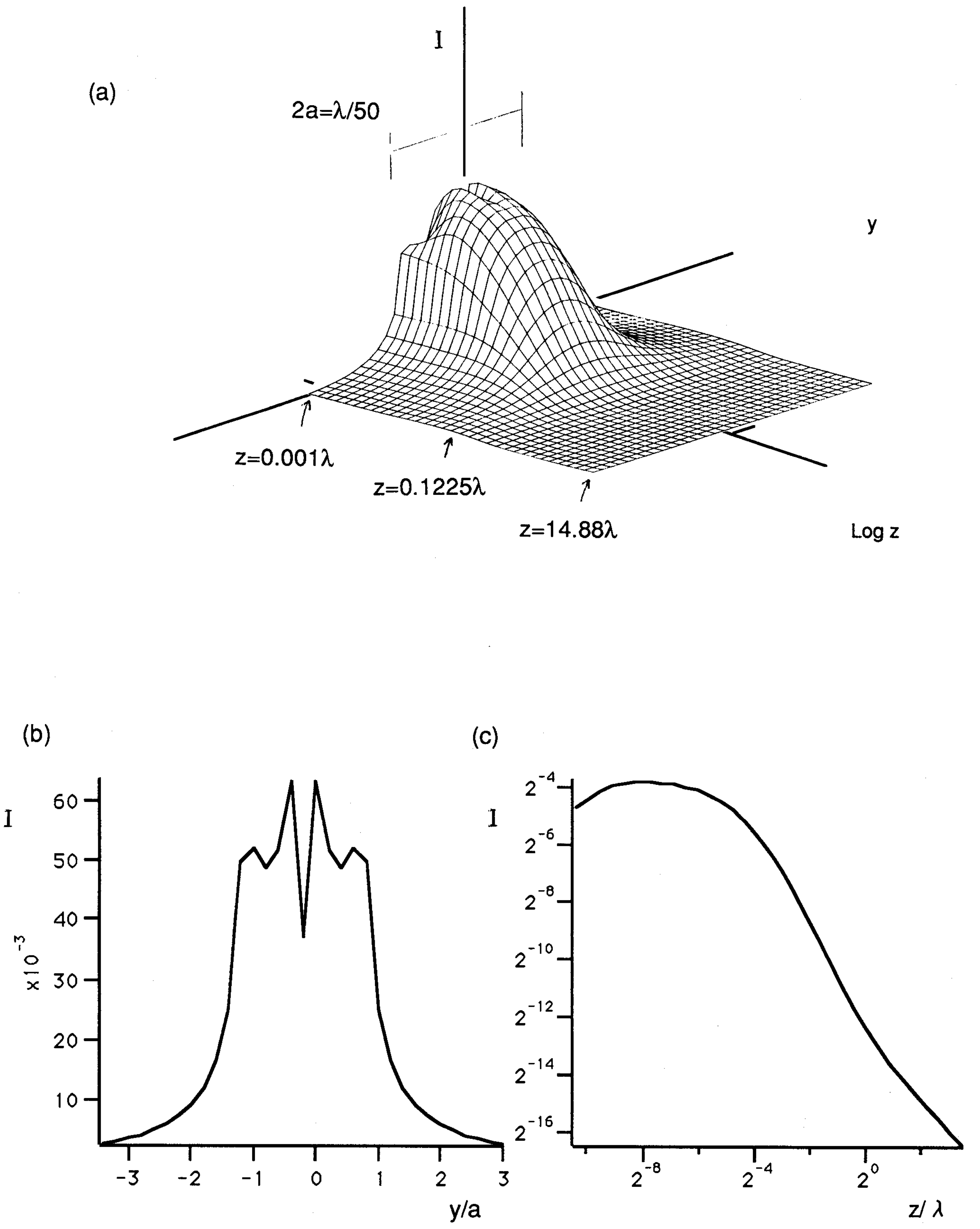


図 3-9　Betheの理論で計算した円形開口による回折場の電場振幅強度分布（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｙ＝λ／２０００、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）．

(a)　ｙｚ面での電場振幅強度分布の変化.

(b)　ｚ＝０．００１λでのｙ軸上の電場振幅強度分布.

(c)　ｘ、ｙ＝０点の開口からの距離による電場振幅強度分布の変化.

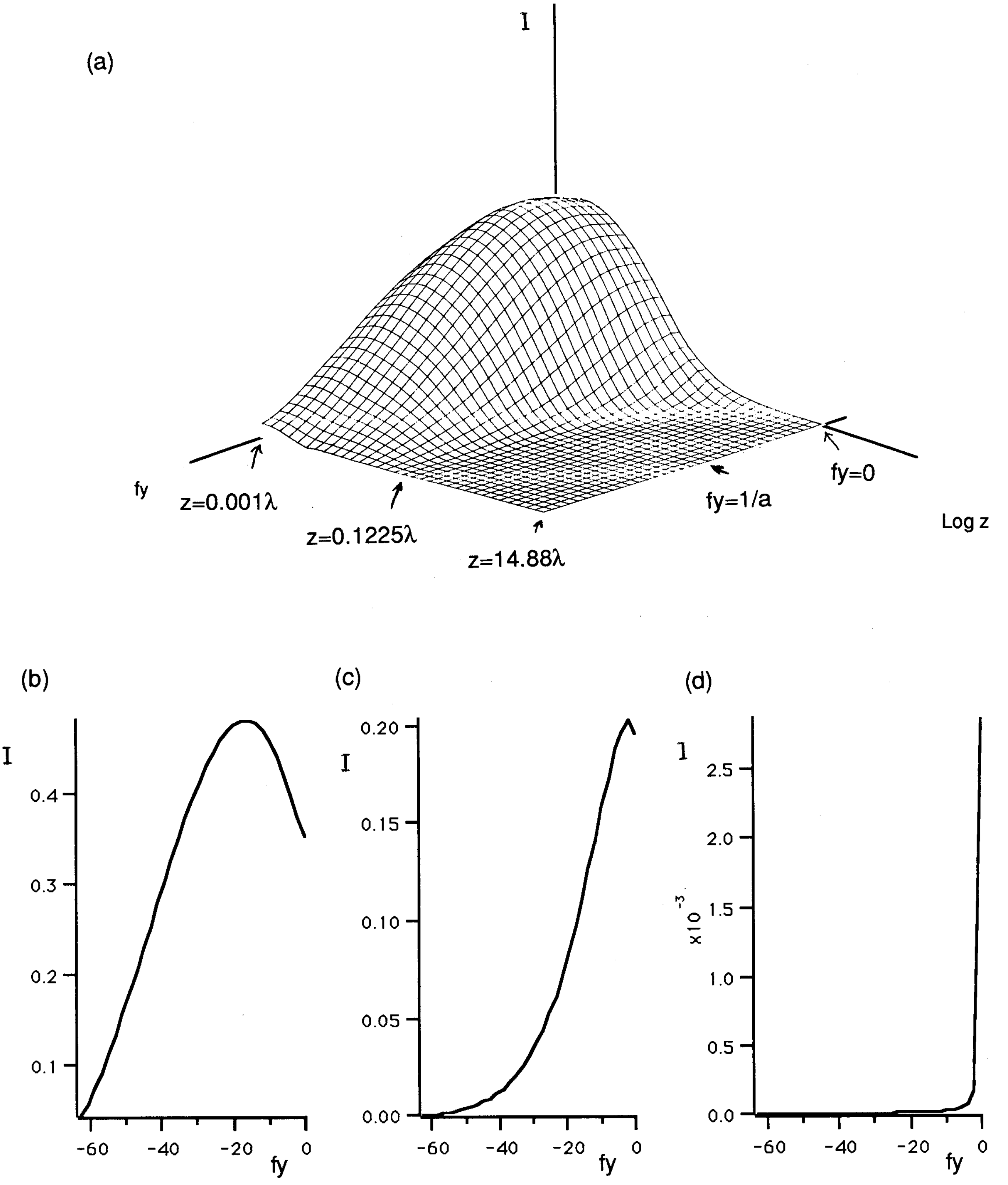


図 3-10　Betheの理論で計算した円形開口による回折場の電場のAngular Spectrum（垂直入射、
開口半径a：λ／１００、Δｆ＝１２５／１６λ、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.
(a)　ｙｚ面での振幅分布のAngular Spectrumの変化.
(b)　ｚ＝０.００１λでのｙ軸上のAngular Spectrum.
(c)　ｚ＝０.１２２５λでのｙ軸上のAngular Spectrum.
(d)　ｚ＝１４.８８λでのｙ軸上のAngular Spectrum.

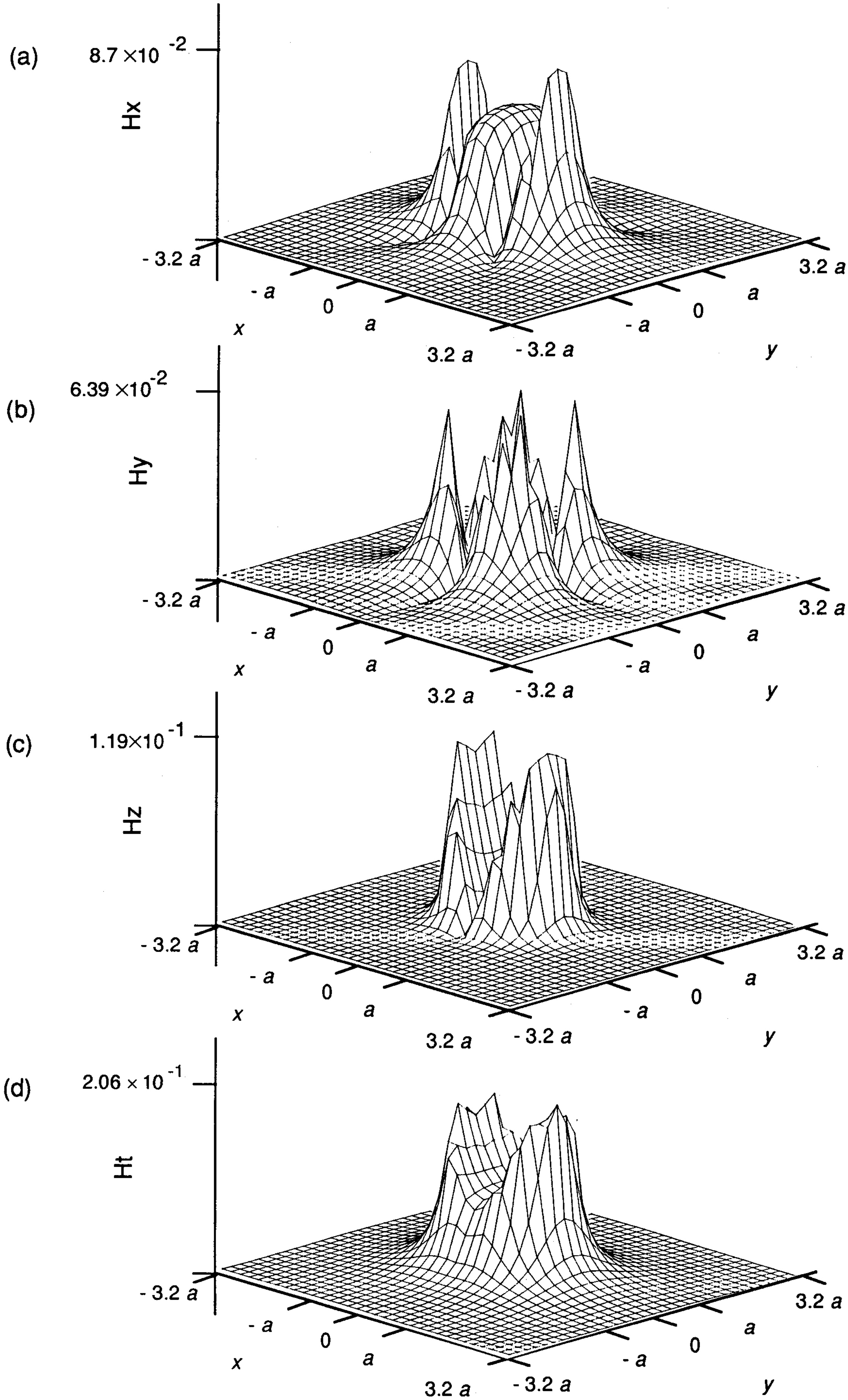


図 3-11　Betheの理論で計算した円形開口による回折場の磁場振幅分布（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｘ、Δｙ＝λ／２０００、ｚ＝a）.
(a)　x 方向振動成分, (b)　y 方向振動成分, (c)　z 方向振動成分, (d)　振幅分布.

入射光の磁場の方向と開口の円周との交点で強度にピーク値を持つ。強度分布は、ｘ、ｙ、ｚともそのピーク強度はほぼ等しくなった。ただし、分布の平均としては、ｘ方向成分が開口内の領域に大きな強度分布を持つことがわかる。

図３－１２にｙ軸上の強度分布が開口からの距離によって変化する様子を示す。ｚ軸は、対数表示になっている。分布の強度は、開口に近づくほど大きくなる。この時の、ｚ＝０.００１λでのｙ軸上の強度分布を図３－１２（b）に示す。開口部分に一様な強度分布が存在する。また、中心強度の変化を図３－１２（c）に示す。ｚ＝０.０５λ-λの間が、直線状になることから、強度分布が指数関数的に減少していることがわかる。また、ニアフィールドで強度は一定になる。

図３－１３に図３－１２の強度分布を持つ複素振幅分布を各ｚでフーリエ変換してAngular Spectrumを求めた結果を示す。その内、ｚ＝０.００１λ,０.１２λ,１４.８λの時の断面を図３－１３（b）に示す。空間周波数でエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。また、開口から離れるにしたがって、伝搬光成分だけになることがわかる。ニアフィールドで伝搬光成分よりエバネッセント場の成分が強いことがわかる。磁場分布と合わせると、その分布形状から、ｙ方向に振動している成分は、すべてエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。

３－３－２　考察

図３－１４,１５,１６に同じ大きさの開口について、Fourier OpticsとBetheの回折理論を用いて計算した振幅分布とAngular Spectrumを示す。図３－１６のFourier Opticsによる場の振幅強度は、Betheの回折理論による計算結果のうち、図３－１５に示した、直線偏光が垂直入射した場合の磁場による励起場にほぼ一致する。開口からの距離による中心振幅の減衰がBetheの計算結果の方がより遠くで始まる。振幅が減衰したところでの中心部以外の部分の振幅強度がBetheの計算結果の方が低い。つまり、Betheの計算結果の場合、振幅が存在しているのが開口の下方部のみになっている。ファーフィールドでの場の振動がBetheの回折理論の計算結果では、大きく現われなかった。また、図３－１４に示した電場の振幅強度分布は、Fourier Opticsの分布とは異なってくる。異なっているのは、開口に近づくほど振幅分布強度が減少していくところである。同じことが、Angular Spectrumからもわかる。また、Angular Spectrumから、各振動成分ともに空間周波数でエバネッセント場の成分を持つことが明らかになった。特に電場のｚ方向成分と、磁場のｙ方向成分は、すべてエバネッセント場となると考える。これは、この二方向に振動する光を考えたとき、光がｘ方向に伝搬することからも推測できる。

Betheの回折場とFourier Opticsによる回折場は、完全には一致しない。ただし、Betheの回折理論で磁場の分布を考えたときに、強度分布がFourier Opticsの場合とほぼ一致する。これより、Fourier Opticsではエバネッセント場を考えることで、微小開口のニアフィールド場を考えられるとしたが、より厳密な解とするには、エバネッセント場で与えられる以上の入射光の擾乱を考慮する必要があると考える。

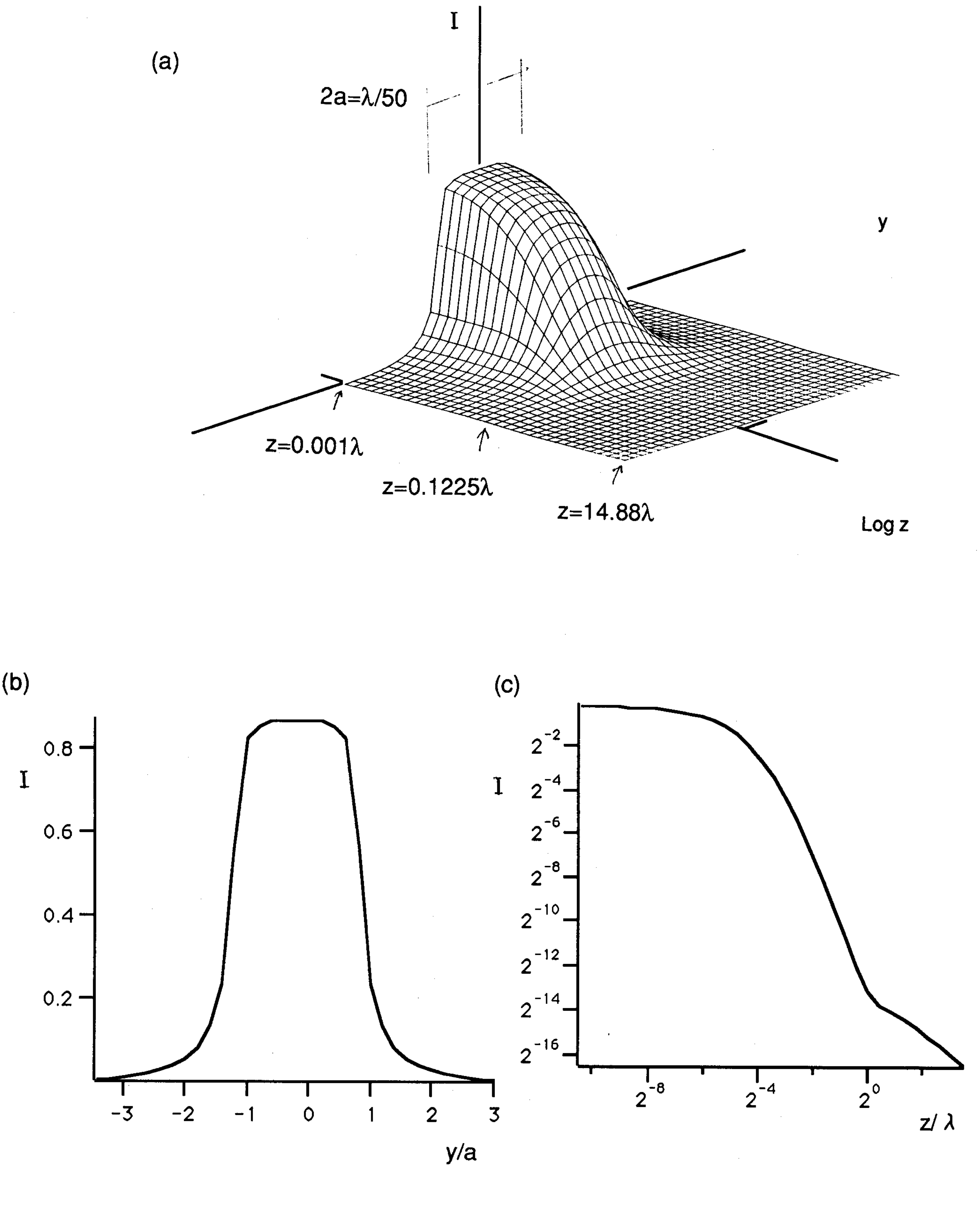


図 3-12　Betheの理論で計算した円形開口による回折場の磁場振幅強度分布（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｙ＝λ／２０００、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.

(a)　ｙｚ面での振幅強度分布の変化.

(b)　ｚ＝０．００１λでのｙ軸上の磁場振幅強度分布.

(c)　ｘ、ｙ＝０点の開口からの距離による磁場振幅強度分布の変化.

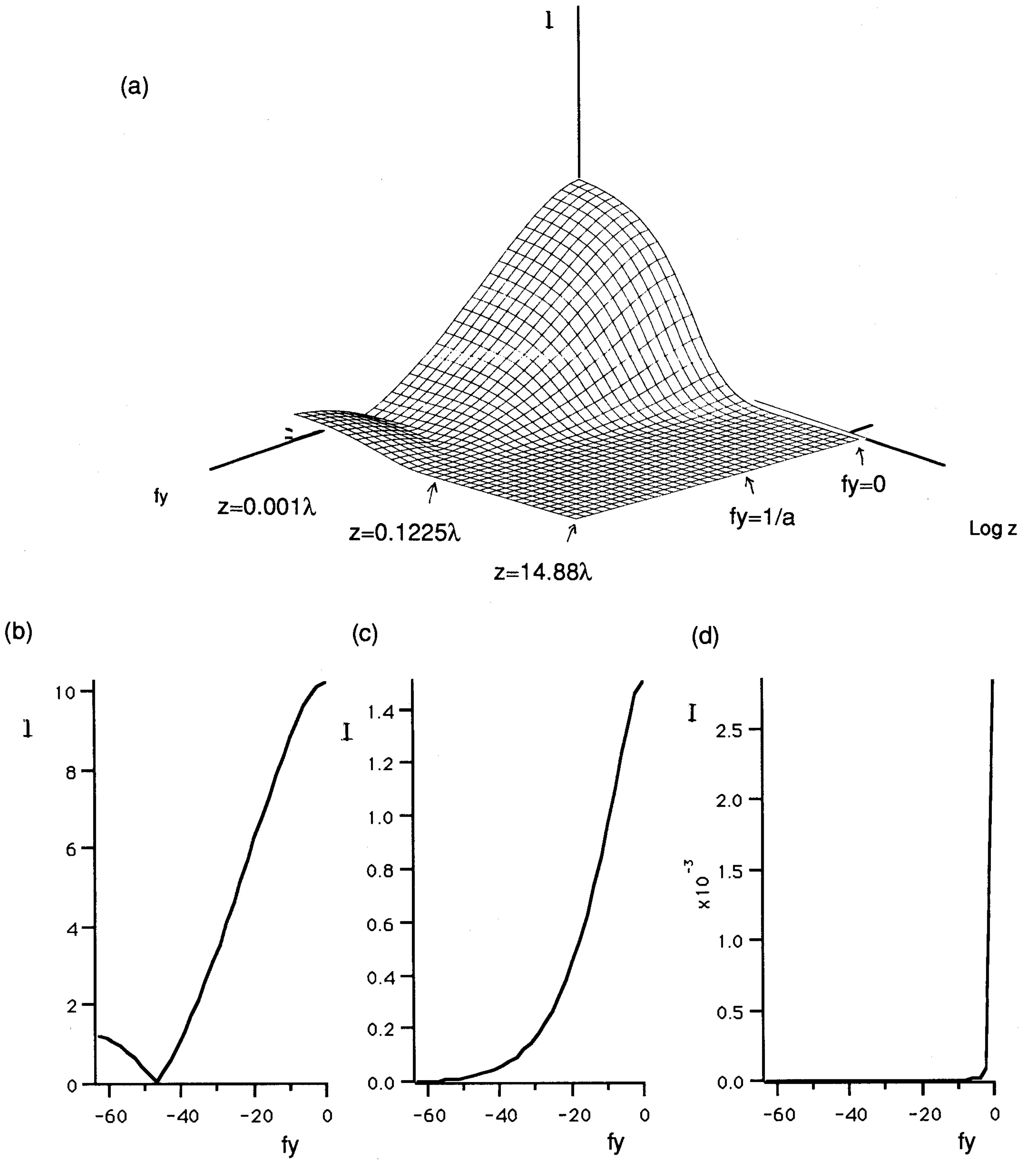


図 3-13　Betheの理論で計算した円形開口による回折場の磁場のAngular Spectrum（垂直入射、
開口半径a：λ／１００、Δｆ＝１２５／１６λ、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.
(a)　ｙｚ面での振幅分布のAngular Spectrumの変化.
(b)　ｚ＝０.００１λでのｙ軸上のAngular Spectrum.
(c)　ｚ＝０.１２２５λでのｙ軸上のAngular Spectrum.
(d)　ｚ＝１４.８８λでのｙ軸上のAngular Spectrum.

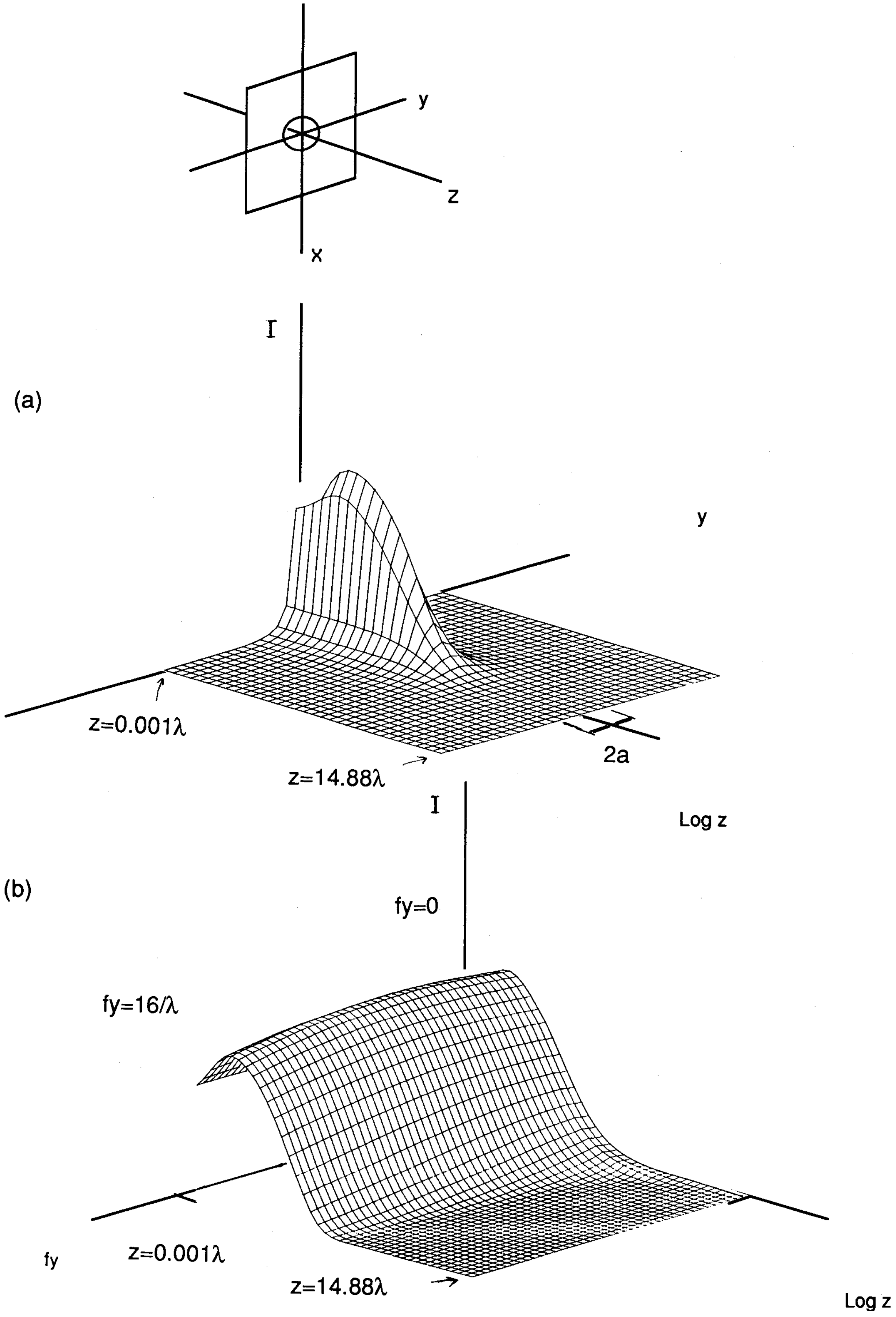


図 3-14　Betheの理論で計算した円形開口による回折場（電場分布）（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｙ＝１／１２８λ、Δｆ＝１／２λ、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.
(a)　ｙｚ面の電場振幅強度分布, (b)　ｙｚ面での振幅分布のAngular Spectrum .

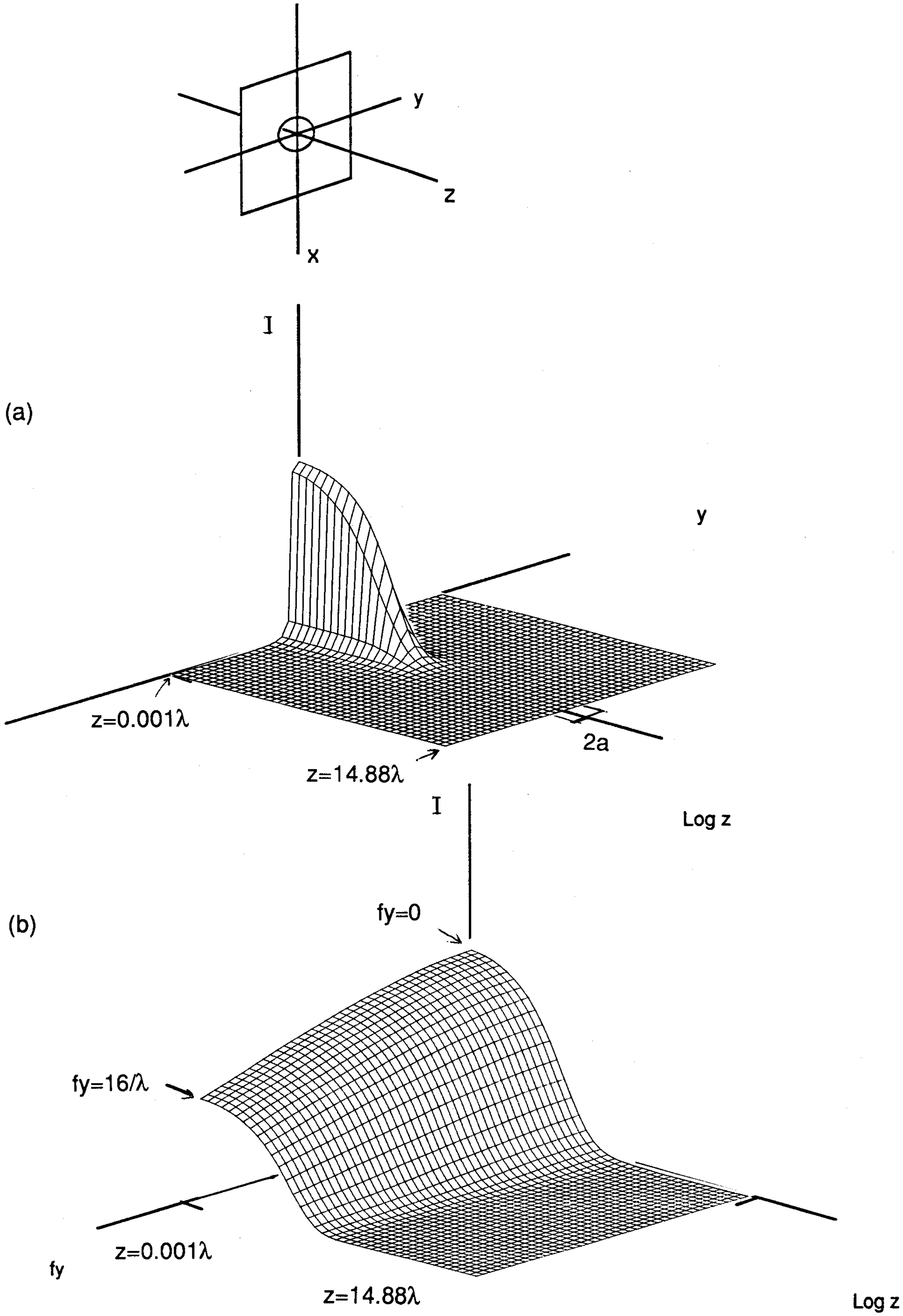


図 3-15　Bethe の理論で計算した円形開口による回折場（磁場分布）（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｙ＝１／１２８λ、Δｆ＝１／２λ、
ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.
(a)　ｙｚ面の磁場振幅強度分布, (b)　ｙｚ面での振幅分布のAngular Spectrum .

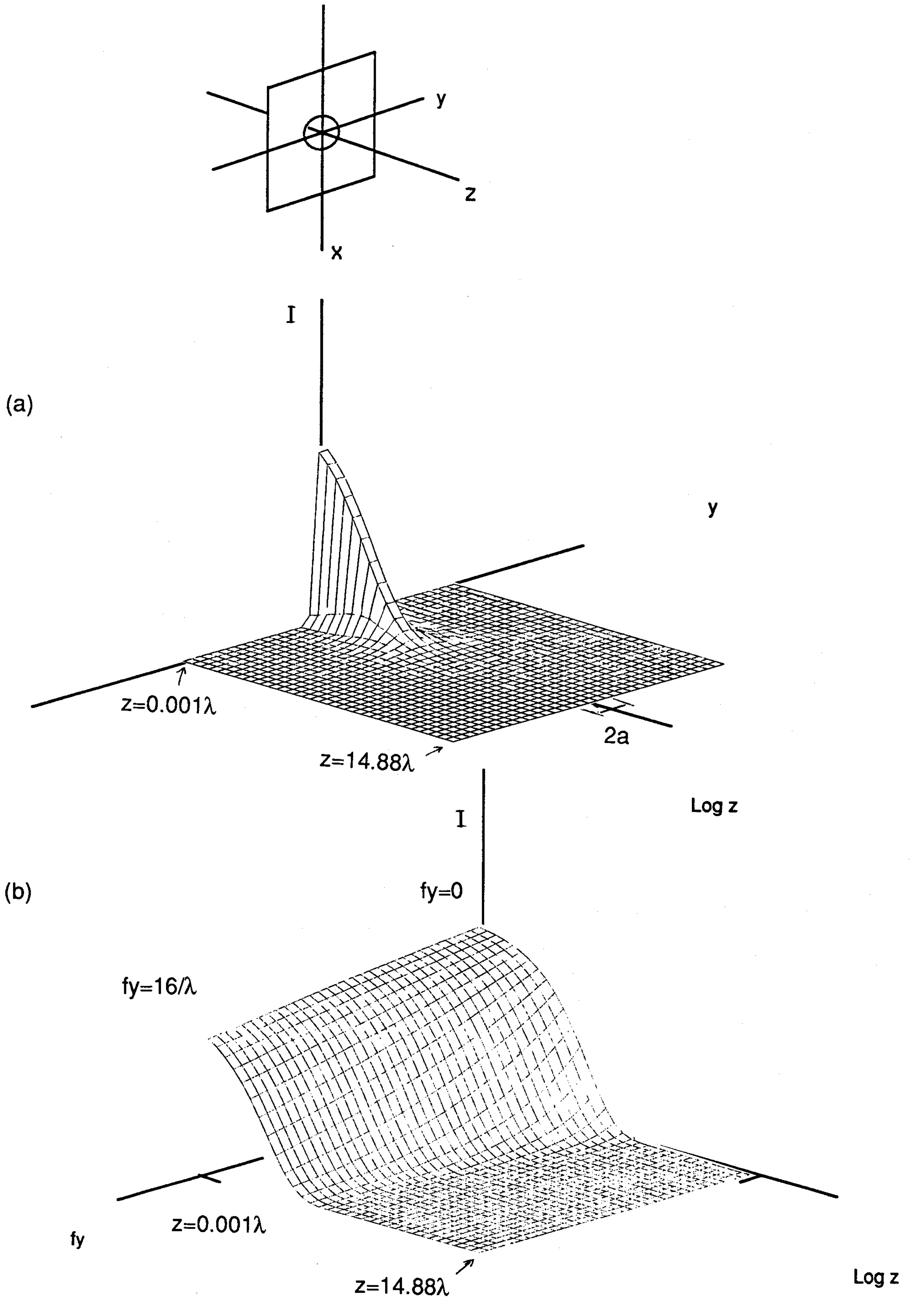


図 3-16　Fourier Opticsで計算した円形開口による回折場（垂直入射、開口半径a：λ／１００、Δｙ＝１／１２８λ、Δｆ＝１／２λ、ｚ＝Exp[(j-1)*0.3-6.9]）.
(a)　ｙｚ面の振幅強度分布, (b)　ｙｚ面での振幅分布のAngular Spectrum.

回折場とエバネッセント場の関係

回折理論の比較より、回折場では、エバネッセント場がニアフィールドにあることが明白となった。特に、微小開口のニアフィールドを考えると、その回折場を作っている成分のほとんどがエバネッセント場になっている。逆に、エバネッセント場であるために、微小開口の大きさの強度スポットがニアフィールドにだけ存在していることがわかる。しかし、微小開口の回折場が単純にFourier Opticsで与えられる解だけで存在せず、それにさらに、付加的な要素が存在していることがわかる。回折場がエバネッセント場で生成している場合に利点について次に示す。

スポットが小さくなることによる分解能の向上

レイリーの分解能の定義を考えたとき、その分解能は、試料を観察する光プローブのスポットの幅に依存する。エバネッセント波が高い空間周波数を持つことができることから、その高い色々な周期の空間周波数を重ね合わせることで、エバネッセント波のスポットは、伝搬光が作る通常の集光スポットより小さなスポットになる。これは、エバネッセント場の持つ見かけ上の波長が小さくなることからも言うことができる。

これによって、試料が吸収分布や蛍光物質の分布があるときに、その一部分だけの情報を取り出すことができる。

エバネッセント波の持つ波数による分解能の向上

顕微鏡の分解能をAbbeの原理で考えると、試料によって回折された光をいかに高い空間周波数まで、取り込むことができるかによって決まる。そのため、通常の顕微鏡では、まず、レンズの径が有限であることによって高い空間周波数の光を検出器まで導くことができない。また、もし、NAが１となるようなレンズを使っていても、結局１／λ（λ：波長）までの空間周波数しか伝播光として存在できないため、測定できる空間周波数は限界がある。そのために、分解能が制限を受ける。

これに対して、試料からの回折光に含まれるエバネッセント波の持つ空間周波数は１／λを超えるため、より微細な情報を含んでいる。このエバネッセント波は非伝播光であるため、通常の顕微鏡では検出できない。しかし、試料からのこのエバネッセント場を検出できれば分解能は高くなる。

逆に試料にエバネッセント場をだすほどの周期の格子が存在しているとした場合、その試料にエバネッセント場で照明すると、条件に一致したエバネッセント場が伝播光として検出することができる。これによっても高分解能の像を得ることができる。

これによって、試料が屈折率分布などをもっている場合、その分布や様々な周期の格子の重ね合わせで表すことができるため、その分布を測定することができる。

この時、エバネッセント場の照明光源になったり、逆にエバネッセント場を伝搬光に変換する働きをするのが微小開口における光の回折現象といえる。

第４章　誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡

厚さのない平面スクリーンにある微小開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡を考えてきた。しかし、平面スクリーンの微小開口を用いた場合、微小開口や試料を走査していくときに、試料の表面に少しでも凹凸があるとその凹凸に追従できないため、高い分解を得ることができない。これは、顕微鏡の分解能が開口の大きさで決まり、試料を高い分解で試料を観察するには、試料を開口径の距離まで近付けなければならないためである。そのため、ニアフィールド光学走査顕微鏡を実現するには、平面スクリーンの上の微小開口に代わるものが必要になる。

第４章では、先端径を波長以下の大きさに加工した誘電体チップを平面スクリーン上の微小開口の代わりに用いて、ニアフィールド光学走査顕微鏡が実現できることを示した。また、誘電体チップを用いて試作した、赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡[1)]について示した。試作した装置は、誘電体チップにZnSeを四角錐状に加工したものを用いた。光源にはハイパワーのＣＯ2レーザ（波長：10.6μm）を用いた。また、赤外検出器には高感度の量子型検出器であるMCT (Mercury Cadmium Telluride)検出器を用いた。本装置の試作においては、信号光の検出方法、誘電体チップの形状、赤外で用いるための誘電体の材質等についても検討した。また、試作した装置がニアフィールド光学走査顕微鏡として動作することを確認するための検証実験を行なった。ZnSeチップの先端に生成したエバネッセント場が、チップ先端のニアフィールドに置いた試料側にCouple Outすることによって、反射光強度が減少することを確認した。また、回折限界を超えた高い面内分解で試料を観察できた。

４－１　原理

先端を波長以下の径に尖らせた誘電体チップ[2)]を微小開口の代わりに使って、ニアフィールド光学走査顕微鏡が実現できることを図４－１を使って説明する。図４－１（a）に示すような微小開口に光が入射したときに、微小開口のニアフィールドに開口の大きさの強度分布を持つ局所場が生成する。第２章で示した様に、この局所場は、波長より小さな径の開口部分に、入射光によって磁流・磁荷が形成され、この磁流・磁荷が作る双極子が振動することによってできると考えた。そこで、微小開口の代わりに、波長以下の大きさの所で双極子の振動を作るものとして、図４－１（b）に示すような波長より小さな径の誘電体を考えた。この微小誘電体に光が入射すると、誘電体に双極子が形成され、誘電体のニアフィールドに誘電体の大きさの局所場が形成できると考えた。これは、微小開口の場合に開口内に双極子が局在したのと反対に、微小誘電体の部分に双極子が局在できるからである。しかし、波長より小さな微小誘電体を単独で保持することは難しいため、図４－１（c）に示すような、誘電体のチップを使うことを考えた。ここで誘電体はチップ先端の部分が波長以下の径になるように加工する。これによって、誘電体チップ先端が図４－１（b）の微小誘電体の役割を持つことができる。また、誘電体チップの先端部分以外のところは、入射光が漏れないように、チップの先端の角度を入射光が全反射する角度にする。

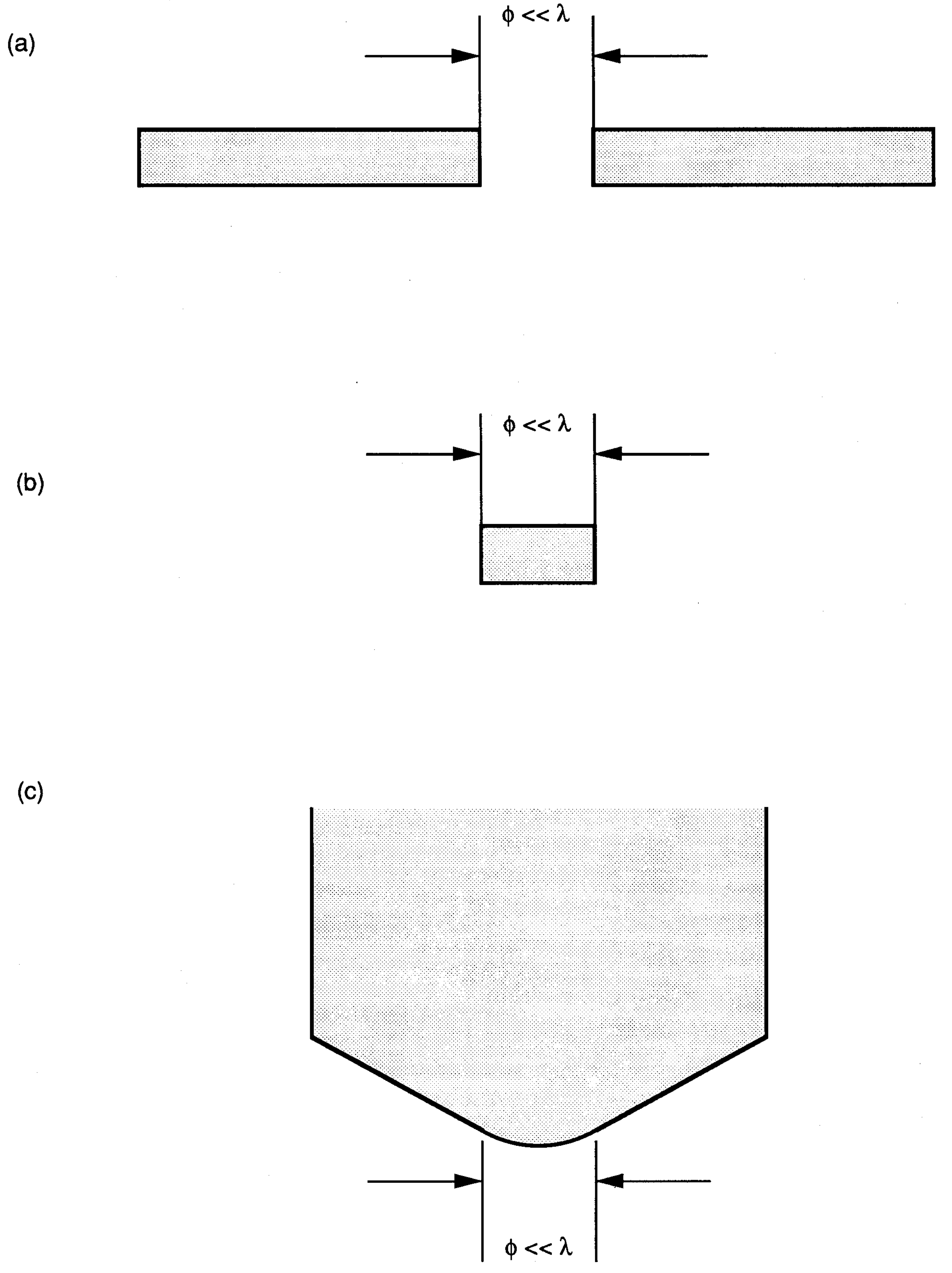


図 4-1　誘電体チップを使ったニアフィールド光学走査顕微鏡の原理.
(a) 微小開口、(b) 微小誘電体、(c) 誘電体チップ（先端径が波長以下）.

この誘電体チップを使えば、チップ先端の大きさで決まる分解能をえることができる。また、試料表面に凹凸があっても、凹凸追従して誘電体チップや試料を走査していくことができる。

4－2　チップの作製

赤外で使うチップを作成するため、各種の材料に対して、潮解性、加工性、可視光の透過性について調べた。潮解性は、赤外の光学材料によく見られるが、空気中の水分で解けていくためにチップの材料には適さない。また、チップの先端を波長以下にまで加工しなければならないため、加工できる硬さであることが必要になる。また、赤外光は、肉眼で観察することができないため、システムを構成していくときに、可視光を使って光学系の調整ができれば有利になる。表４－１に赤外でよく使用される光学材料、ZnSe、Ge、KBrに対して、上記３つの観点について調べた結果を示した。

表４－１

	潮解性	加工性	可視光の透過
ＺｎＳｅ	なし	△	○
Ｇｅ	なし	○	×
ＫＢｒ	あり	×	○

調査の結果、ZnSe（屈折率：n=2.4 @10.6μm）が、潮解性がないうえ、632.8nmのHe-Neレーザを透過できるため、チップとして使うには、最適であると考えた。しかし、現在のところ、ZnSeは、単結晶が製造できず多結晶になるために脆さがあり、加工には注意を有した。また、ZnSeは紛塵に有毒性があるため、加工時の取り扱いに注意を有した。

ZnSeを四角錐状に削りチップを作成した。ZnSeは多結晶のため機械研削や化学エッチングによる加工ができない。そこで、粗さ１μmの酸化アルミ粒子を使ったラッピング・フィルムを用いて、ゆっくりと研磨してチップを自作した。チップの先端は、ちょっとした衝撃で潰れていくため、加工には注意を有した。チップの研磨は、実体顕微鏡（×400）を用いてチップ先端の状態を確認しながら行なった。最終的な形状、チップ先端の大きさは反射型の顕微鏡（×800）を用いて確認した。図４－２に加工したチップの全体像とチップ先端の模式図を示す。チップは全長１６mm、四角錐の底面部分が６mm×６mmで、先端部分は３０°の傾きがある。また、顕微鏡で拡大して観察した結果、チップの先端径は約３μmであった。チップは四角錐状になっているが、先端部分は稜線部分を削り、できるだけ円錐形に近付けた。また、ZnSeの屈折率が２.４であるため、ZnSeと空気の境界面での臨界角は２４.６°になる。そのため、チップ先端の角度が３０°の場合、開口数：NA=０.５～０.２５（実際にこのチップを使用する光学系の開口数）でチップに入射した光は、先端径が波長より大きい部分では全反射する。このチップは、実験中に先端が接触して潰れた場合には、再び研磨して使用した。

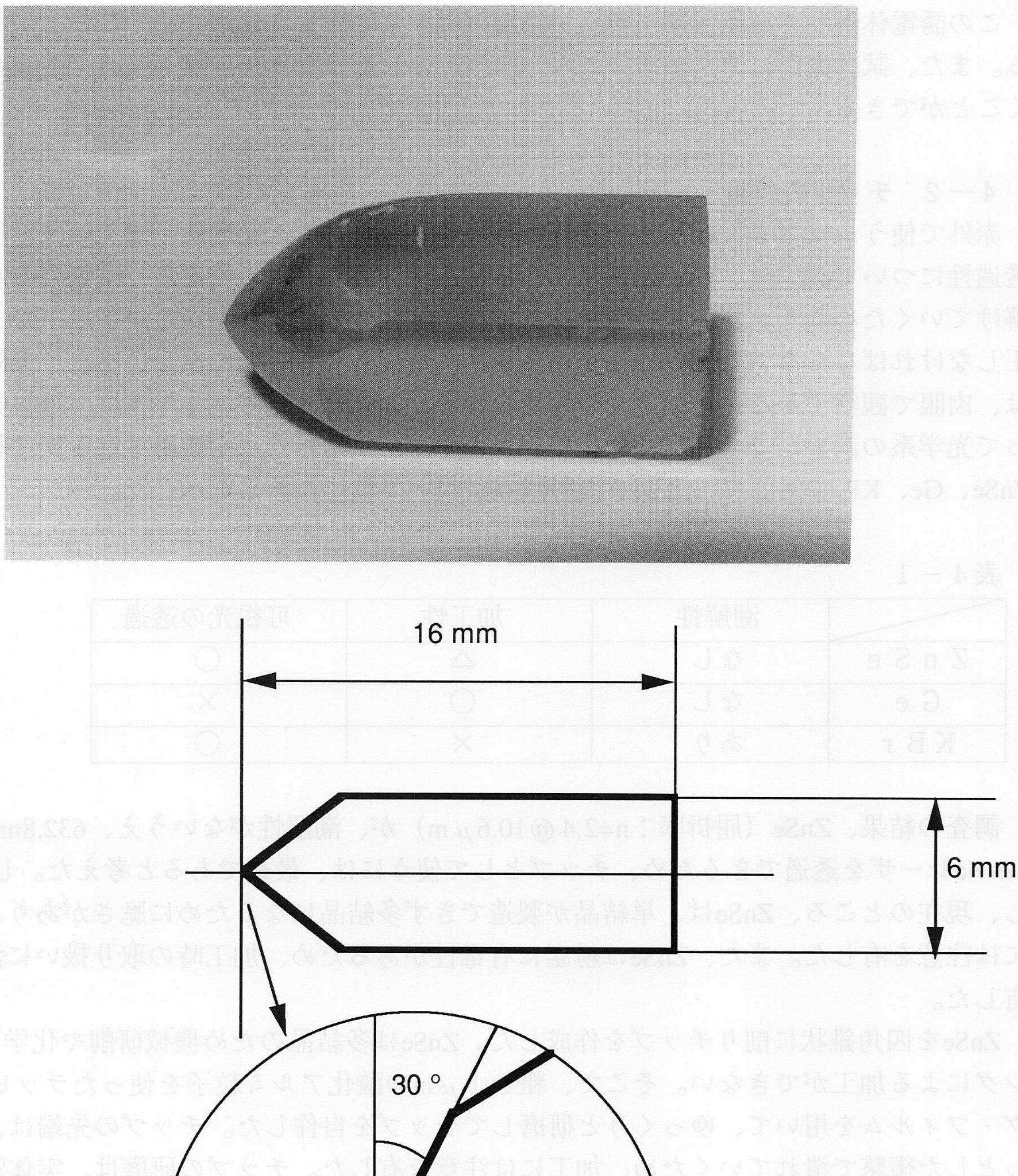


図 4-2　自作したチップの外観と先端の模式図.

4－3　実験システム

図４－３にZnSeチップを使って試作した赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の構成を示す。誘電体のチップを使う場合でも、試料の情報を取り出すために使う誘電体のすぐ後ろにできる局所場の強度は、入射光の強度に比べてかなり小さい。また、一般の赤外光源は空間的な拡がりを持つため、チップ先端に光を集めることが難しく、そのパワーも弱い。そこで赤外光源には最大出力１２ＷのCO_2レーザ（SYNRAD inc. 48-1-115、波長10.6μm）を用いた。レーザからの光は、チョッパーで強度変調した後、カセグレン対物鏡(NA：0.5-0.2)を用いてチップの先端に集光される。チップ先端からの反射光は再びカセグレン対物によって集光され検出器で強度検出される。信号光が弱いため、検出器には量子効率の高い、量子型検出器のMercury Cadmium Telluride（MCT）検出器（New England Research Center, inc. MPC 12-1-B3：$D^{*}=2.5\times10^{10}$、素子サイズ＝１mm×１mm）を用いた。検出器からの信号は、信号のSN比を向上させるために、入射光のチョッピング周波数でロックイン検出し、ロックインアンプ（エヌエフ回路設計ブロック：5600A）からの出力をコンピュータに取り込んで処理をした。

試料はピエゾ素子で駆動する３軸ステージ（Photon Control inc.：μ-FLEX50XYZP)にのせ、チップの先端に近付けた。ピエゾのドライバ回路は自作した。このピエゾステージは、コンピュータコントロールを用いて２５nmのピッチで走査できる。チップ先端と試料の間隔は、チップと試料の側面から直接、長作動距離（１５mm）の対物レンズ（×４０）を付けたCCDカメラで観察した。観察装置の倍率はモニターも含めて１０００倍であり、チップと試料の間の距離を１μmまで確認できる。

図４－４に本システムの測定ヘッドの部分を示す。チップ、カセグレン対物鏡は、微調ができるように５軸ステージで保持した。カセグレン対物鏡は、市販の５軸ステージで保持できたが、チップのホルダーは、ｘｙ２軸にステージ、ｚ軸に直進ポスト、２軸のあおりのついたホルダーを使って自作した。チップとカセグレン対物鏡の距離が決まっているため、市販のステージ同志では、光学系を組み上げることができなかった。

このシステムでの試料の測定方法を示す。チップにＣO2レーザ光が入射すると、チップ先端にエバネッセント場を含んだ局所場ができる。チップ先端のニアフィールドに試料が存在しない場合、チップ先端にできたエバネッセント場は、試料側にエネルギーを伝搬できない。そのため、チップ先端の局所場は変化を受けないため、チップからの反射光の強度は変化しない。これに対して、チップ先端のニアフィールドに試料がある場合を考える。試料がＣO2レーザの波長１０.６μmに対して、高い屈折率を持っていいる場合、チップ先端にあるエバネッセント場が試料側にカップルアウトできるため、局所場が変化する。そのためチップからの反射光強度が減少する。また、試料が細かな構造を持っている場合もエバネッセント場が試料側できるため、チップからの反射光強度が減少する。試料が波長１０.６μmに吸収をもっている場合、入射光のエネルギーの一部が試料に吸収されるため、反射光の強度が減衰する。これにより、局所場がある一点での試料の情報を反射光強度の変化として検出できる。試料全体の情報を得るには、試料をピエゾステージで２次元走査しながら反射光強度を測定して強度分布を測定する。これによって、試料の高分解の像を得ることができる。また、エバネッセント場の

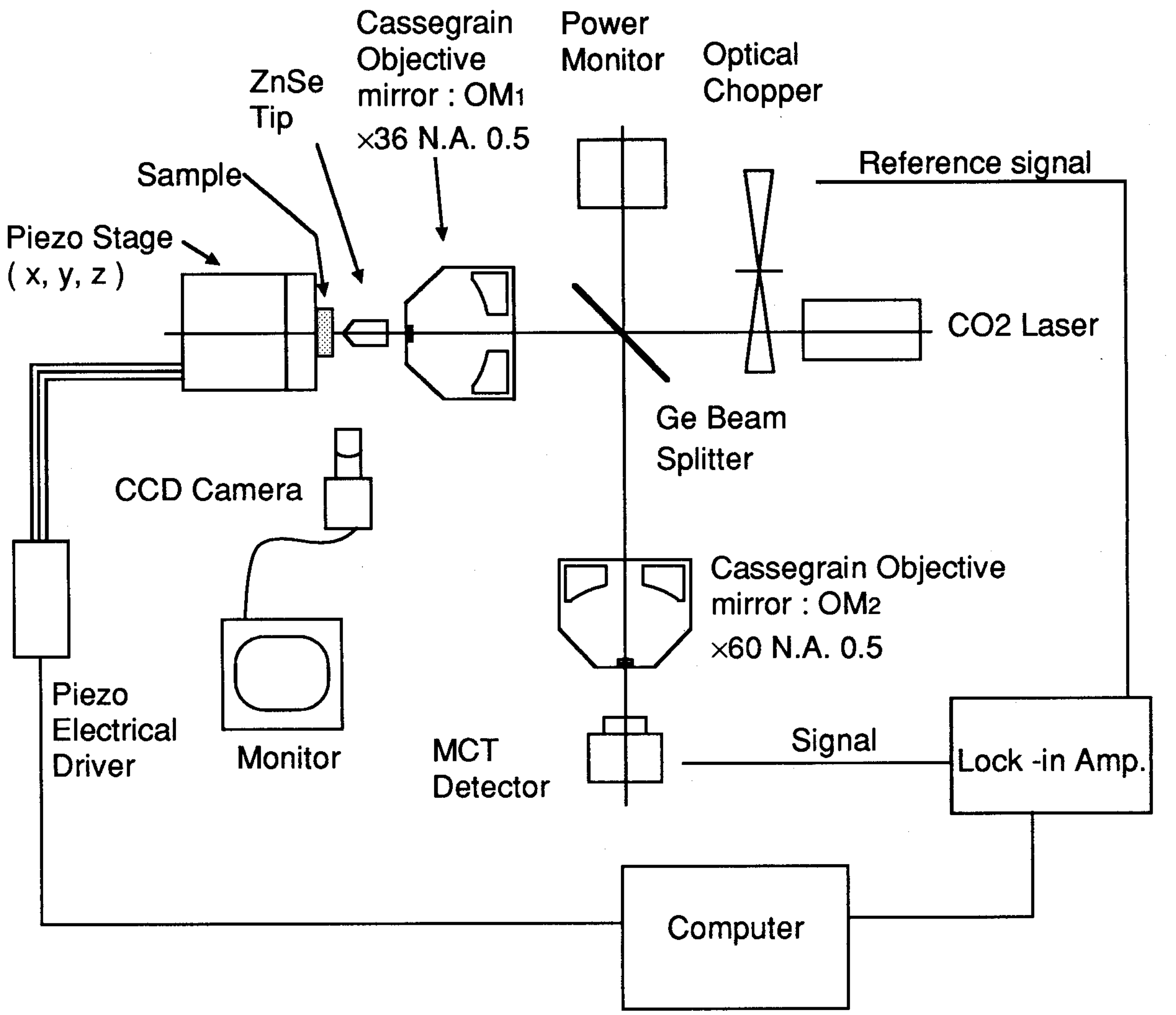


図 4-3　誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の試作光学系.

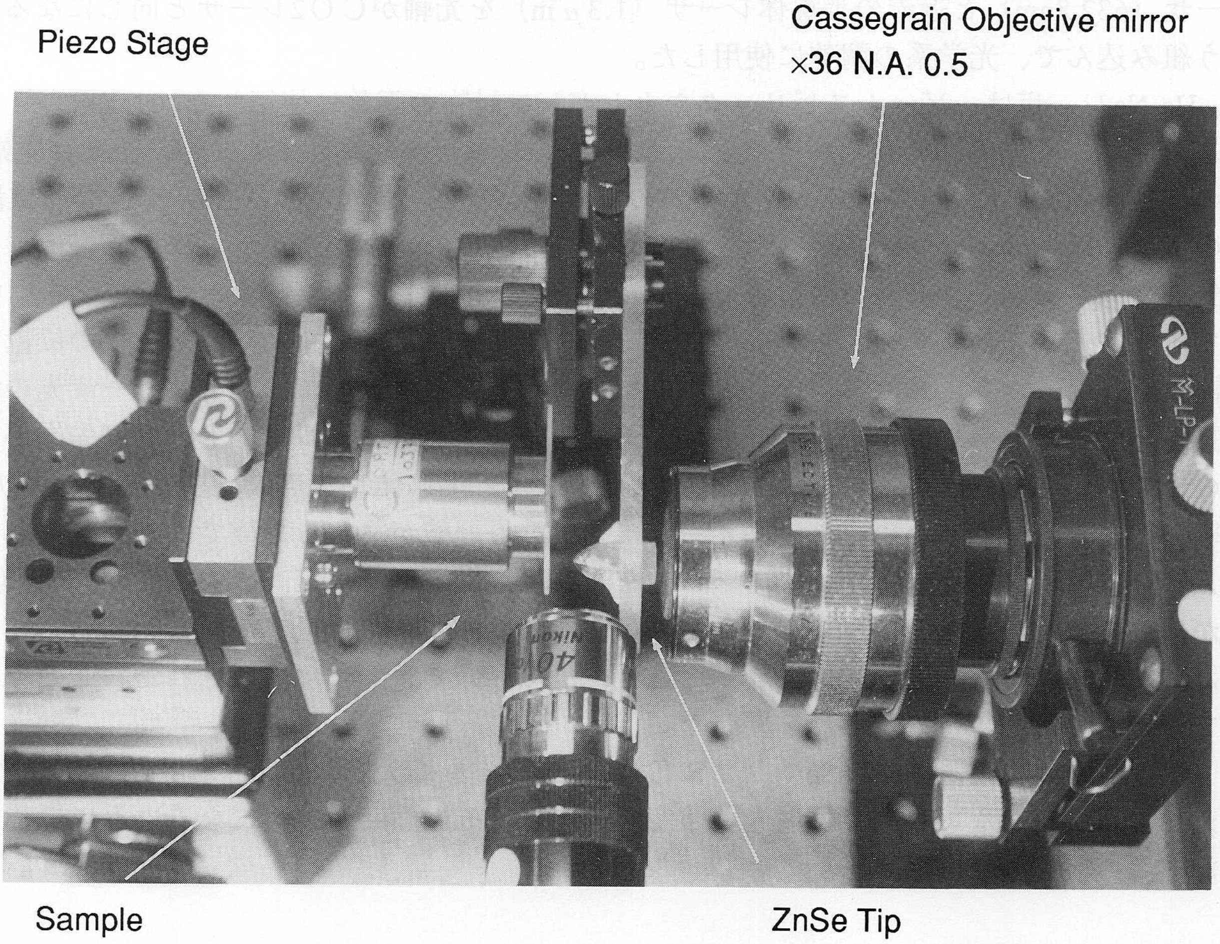


図 4-4　装置の測定ヘッド（誘電体チップ、サンプル等）部分.

強度は、距離に対して指数関数的に急激に減少するため、試料全体の情報を得るには、試料とチップ先端の距離を一定に保って走査することが必要になる。

4－4　光学系の調整

装置を組み上げて実験を行なうには、光学系の調整が必要になるる。しかし、赤外光は、肉眼で観察できないため、実験では、図4－3に示したシステムにさらにHe-Neレーザ（632.8nm）と近赤の半導体レーザ（1.3μm）を光軸がＣＯ2レーザと同じになるよう組み込んで、光学系の調整に使用した。

He-Neレーザは、ビームスピリッタやカセグレン対物の調整に使用した。しかし、ZnSe結晶が多結晶体のため、チップ内部でHe-Neレーザが散乱してしまい、チップ先端の位置の調整にHe-Neレーザを使用するのは難しかった。そのため、ZnSeチップの位置の調整には半導体レーザを用いた。半導体レーザからの光をZnSeチップに導き、チップ先端の方からから、赤外の撮像管であるビジコンに対物レンズを付けた観察装置を用いてチップ先端の様子を観察し、チップ先端部分で輝点が見える様にZnSeチップの位置の調整を行なった。これは、自作したZnSeチップの先端径に比べて、半導体レーザ光の波長１.３μmが小さいため、伝搬光成分があるためにファーフィルドでもチップ先端からの光を検出できるからである。また、ＣＯ2レーザと半導体レーザの波長でZnSeの屈折率の違いはほとんどなかった。図4－5に光学系の調整が終わった後で、チップ先端に入射した半導体レーザ光が作るスポットを観察した様子を示す。直径約3μm径の輝点が観察できた。ZnSeチップの稜線部分には、チップ内部での散乱光成分が多少残っていた。また、チップの表面に付着物があると、その部分で散乱光が観察された。このチップの先端位置の調整には熟練を要した。

MCT検出器の位置は、ZnSeチップにＣＯ2レーザ光を導入し、チップ先端のニアフィールドに試料がない状態で反射光の強度を測定し、その強度が最大になるように調整した。

4－5　実験結果

試作した装置がニアフィールド光学走査顕微鏡として動作することを確認するための検証実験を行なった。実験では、チップ先端にエバネッセント場が生成することを確認し、回折限界を超える分解を得られることを確認した。

4－5－1　光軸方向への移動

チップ先端にエバネッセント場ができていることを確認するための実験を行なった。図4－6(a)に波長１０.６μmで屈折率4をもつゲルマニウム（Ge）平板を試料にして、試料を光軸方向に動かしていったときの反射光の強度変化を測定した結果を示す。この試料の表面に凹凸はない。試料をチップに近付けていくと、チップ先端と試料の間の距離が２.５μm以下のニアフィールドで、反射光強度が指数関数的に急激に減少している。また、ファーフィルドには､フリンジ間隔が約５μmの干渉縞が現われている。

図4－6(b)はアルミニウム（Al）のミラーを試料にして反射光の強度を測定した結果

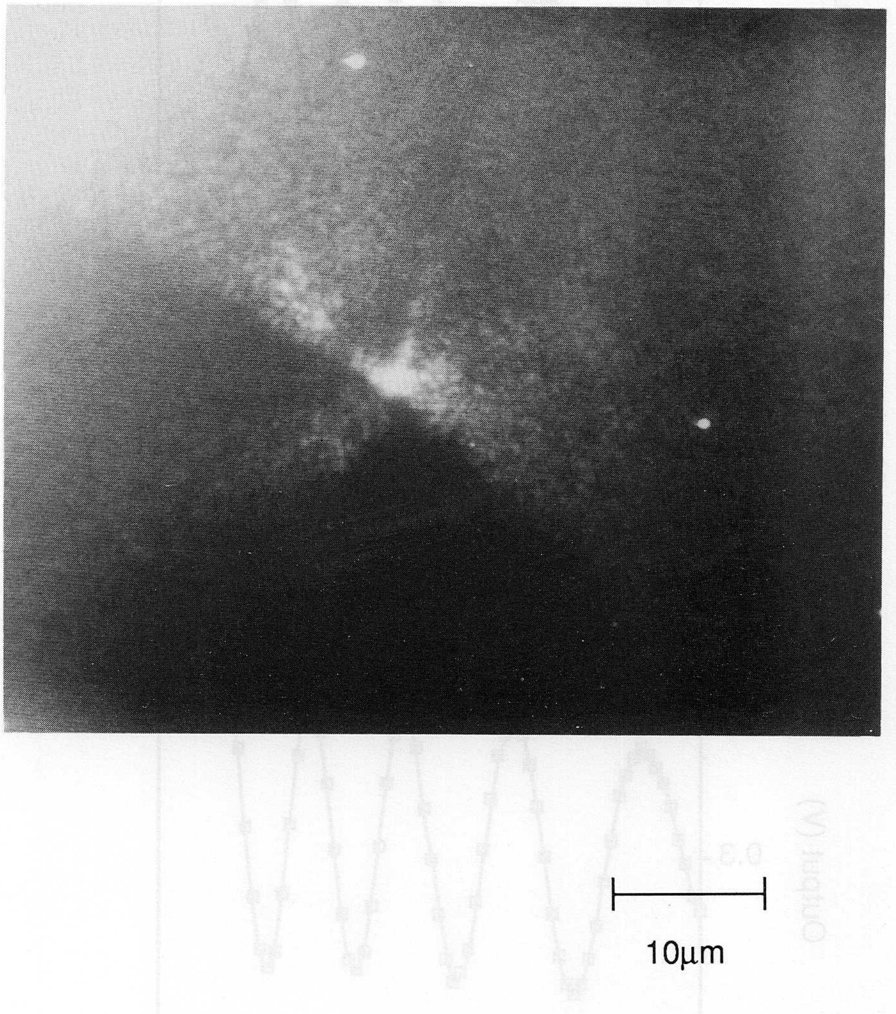


図 4-5　チップに半導体光レーザを入射させた時のチップ先端の観察像.

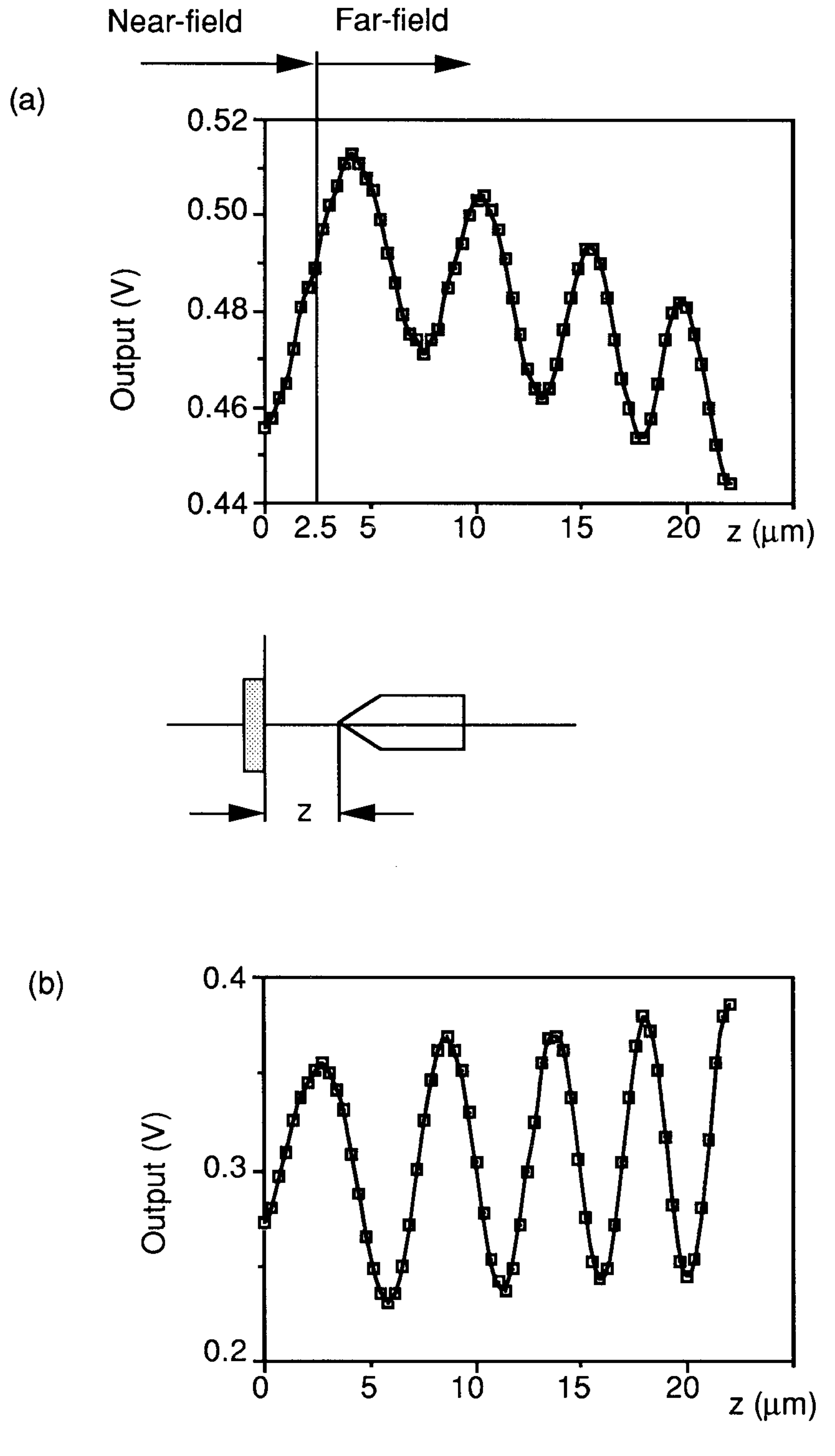


図 4-6　試料・チップ間の距離を変えた時の反射光強度の変化.
(a) Ge sampleの場合.
(b) Al sampleの場合.

を示している。試料がAl鏡面の時は、試料－チップ間の距離が小さくなっても、反射光強度の急激な減少はない。また、Alミラーを試料にした場合には、図４－６(a)で見られたのと同じ、フリンジ間隔５μmの縞が全体で見られる。

この実験結果の解釈を図４－７を使って説明する。図４－６(a)のGeを試料にした測定データは、チップ先端にできた微小スポットを作っているエバネッセント場と試料の相互作用による反射光強度の変化の項と、チップ全体からの散乱光と試料の相互作用による反射光強度の変化の項の和になっていると考える。チップ先端のエバネッセント場を含んだ成分の場合、図４－７(a)に図示するように、ニアフィールドでは、エバネッセント場が高屈折率の試料側にトンネリングしてエネルギーを伝搬するために、反射光強度の減衰がおきる。エバネッセント場は、チップに近いほど強いため、試料がチップに近いほど反射光強度が減衰する。これが、チップと試料の距離に対して指数関数的減少を作る。チップと試料の距離が離れてしまうと、エバネッセント波は、Geに届かないため反射光は減少しない。また、図４－７(b)に図示するように、チップ全体からの散乱光は、試料で反射して、チップに戻ってくるため、チップ内からの反射光と干渉するため、間隔５μmのフリンジを作ると考える。また、チップが試料から離れていくと、その戻って来る散乱光成分が減少するため反射光の強度自身が減少していく。

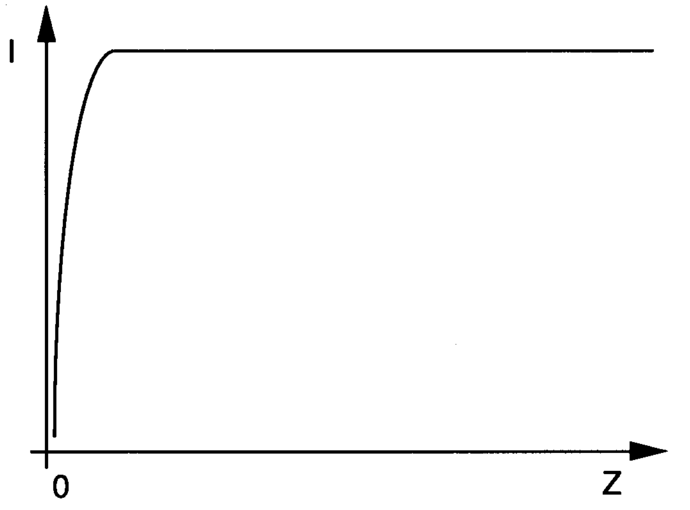
これに対して、図４－６(b)の試料がアルミのミラーの場合は、ニアフィールドでもエバネッセント場のトンネリングが起きないために、測定データには図４－７(a)の減衰項が存在しない。また、ゲルマニウムと、アルミでは、反射のときの位相が異なるために、干渉縞の節のでき方が異なっている。

この解釈が正しいことを確認できれば、誘電体チップの先端にエバネッセント場ができていることをしめすことができる。また、誘電体チップを使って高分解を持つニアフィールド光学走査顕微鏡を作れることを示すことができる。そこで、ZnSeで作成したチップの変わりにピンホールを用いて、ピンホールを光軸方向に走査して反射光強度の変化を測定する実験を行なった。実験では、ピンホールに厚さ１２μmのステンレス基盤に直径５μmの穴が開いているものを使った。

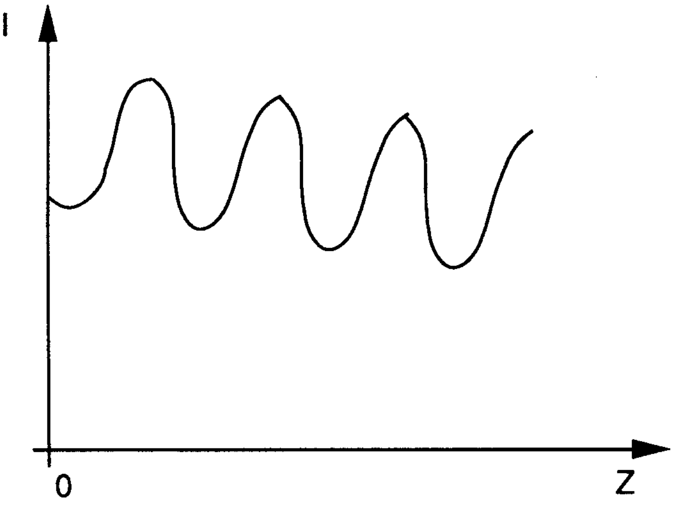
図４－８に反射光強度を測定した実験結果を示す。図４－８(a)は試料に高屈折率媒質のゲルマニウムを用いた場合を示している。開口と試料の距離が近づいていき、その距離が５μmを切る当たりから、反射光強度が急激に減衰している。これは、ピンホールのニアフィールドにできていたエバネッセント場が試料側にカップリング・アウトするためと考えられる。これに対して、ファーフィールドでは、反射光強度の変化は緩やかなカーブを描くだけで干渉縞は観察できなかった。図４－８(b)は、試料にアルミニウムを用いた場合の結果を示している。この場合には、反射光強度に急激な変化は現われていない。また、干渉縞も観察できなかった。

ピンホールを用いた場合の実験結果と、ZnSeのチップを用いた場合の結果において、試料に高屈折率媒質のゲルマニウムを用いた時に、両者ともにニアフィールドで反射光強度の減衰が観察できた。また、その反射光強度が変化し始める距離は、ほぼ開口径に等しくなった。これより、チップ先端にできたエバネッセント場が試料側にトンネリングしていく現象が存在することは明らかである。これより、誘電体のチップを使って

(a)



(b)



(c)

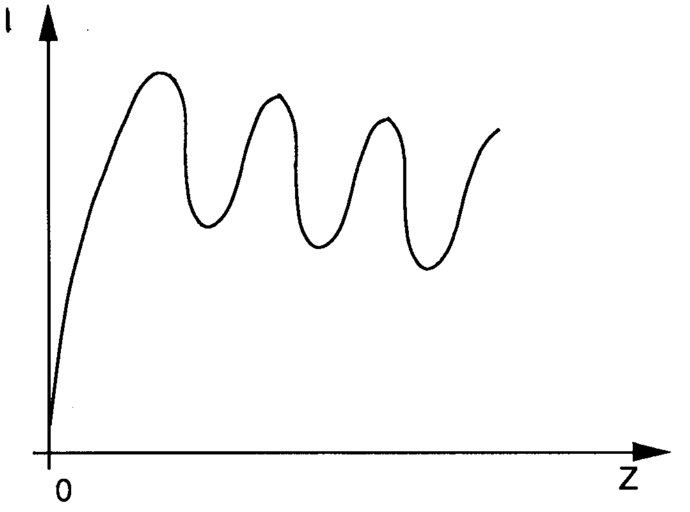


図 4-7　図 4-6に示した実験結果を解釈するためのモデル.
(a) チップ先端のエバネッセント場による反射光強度の変化.
(b) チップ先端の径が波長以下の部分からの散乱光による反射光強度の変化.
(c) (a)、(b)の２つの成分で構成される反射光強度の変化.

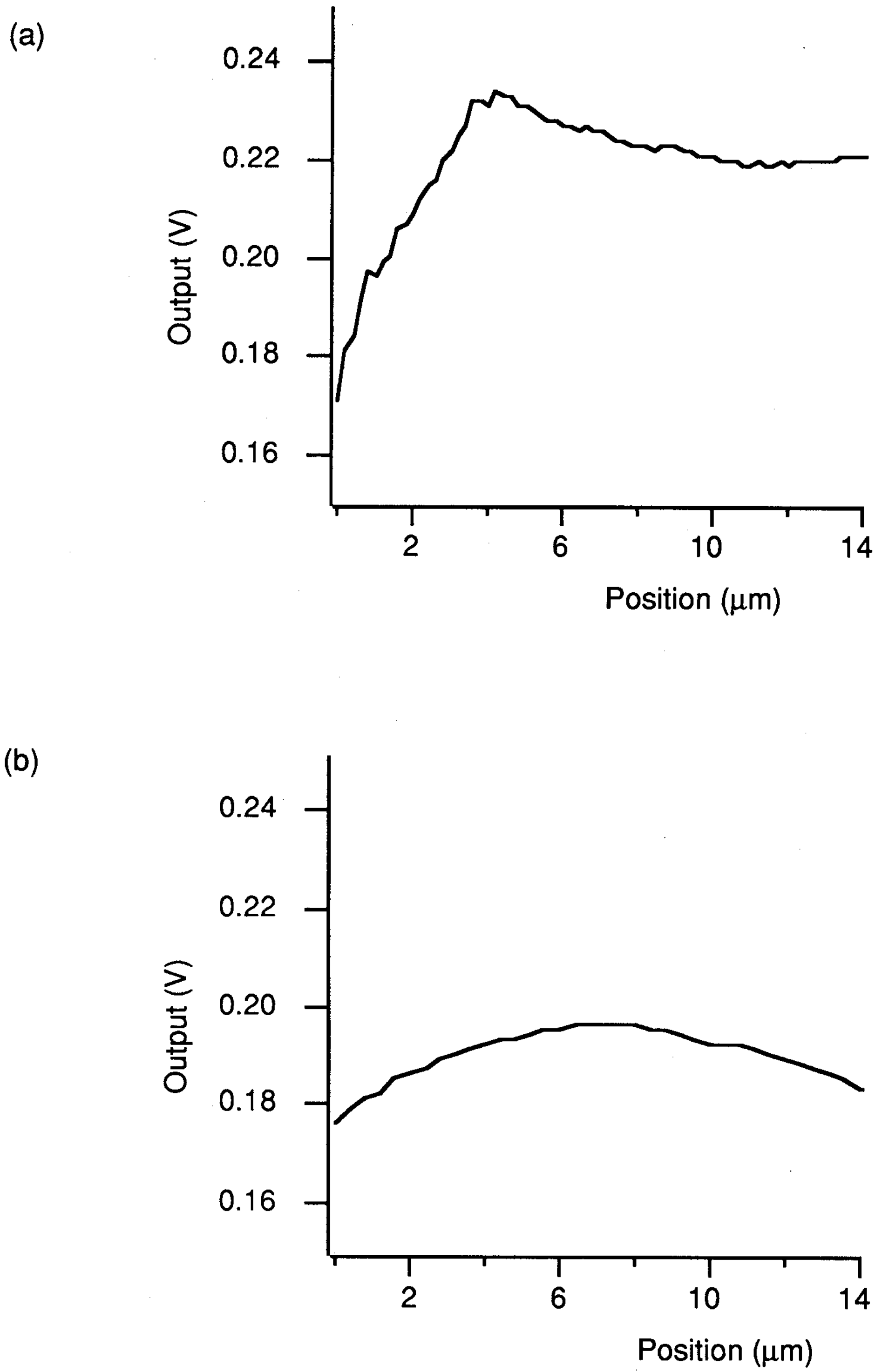


図 4-8　ピンホール（$\phi = 5\ \mu$m）を用いた場合の実験結果.
(a) Ge sampleの場合.
(b) Al sampleの場合.

も、試料とチップ先端の距離をチップの先端径以下に近付け、エバネッセント場による信号だけを検出することで、ニアフィールド光学走査顕微鏡を実現できることが確認できた。

4－5－2　面内方向への移動

本試作システムで空間分解も測定した。試料には、ポリスチレン球（直径6.8μm；屈折率1.5）をスライドガラスの上に付けたものを使った。この試料を、チップの先端とスライドガラスとの距離が一定になるように$x-y$走査して、反射光強度を測定した。チップの先端と試料の間隔をCCDカメラで観察した写真を図４－９に示す。写真右側に見えるのがチップの先端で、左側にライン状に見えるのがスライドガラスの表面、その上に見える球体がポリスチレン粒子である。図４－９に示したチップ先端とポリスチレン粒子の間の距離は２０μmである。

チップ先端とポリスチレン粒子の距離を２μmにして、図４－９において、上から下の一方向に試料を走査していった時の反射光の強度変化を測定した結果を図４－１０に示す。図４－１０では横軸がチップ先端の位置、縦軸が強度を示している。測定結果は、試料が存在するところで反射光強度が減衰し、幅６μmで減衰カーブを示している。これは、ポリスチレンが波長１０.６μmで吸収があるために、チップ先端からのエバネッセント場が試料に吸収されて反射光強度が減衰していると考える。また試料の屈折率も高いので散乱も含まれていると考えられる。反射光強度の減衰カーブの肩の部分の強度が異なるのは、試料を走査するステージがチップに対して、わずかに傾いていたためと考えている。

（１－１）式から本試作システムに使った対物鏡では、１２μmの分解能しかないため、本システムが高い分解を持たなければ、反射光強度の減衰カーブはもっと緩やかになる。それに対して、実験結果が６μm幅の減衰カーブを持つことから、本システムを用いてチップ先端に生じるエバネッセント場を使って、波長以下の分解能で試料を観察できたと考える。

4－6　考察

ZnSeの誘電体チップと光源にＣＯ2レーザを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の検証実験を行なった。試作した装置を用いて、誘電体試料を光軸方向（ｚ方向）に動かし、試料とチップの距離が波長以下で反射光強度が指数関数的に減衰するのを観察した。これより、金属コートの無い誘電体チップを使っても、チップ先端の形状を波長以下にすることによる、チップ先端に局所場としてエバネッセント場が形成されていることが明らかになった。また、実際にポリスチレンラッテクスの球を観察し、１０.６μmの光で直径６μmの構造を観察できた。実験に用いたカセグレン対物鏡の開口数NA=0.5と波長１０.６μmから求めた回折限界が１２μmであるので、この実験結果は、回折限界を超えた像になっている。

本実験では、ＣＯ2レーザの不安定性に悩まされた。今回の装置では、チップを２次元走査して、直径６μmの粒子を１μmピッチで測定して、３６画素程度の像を作るに

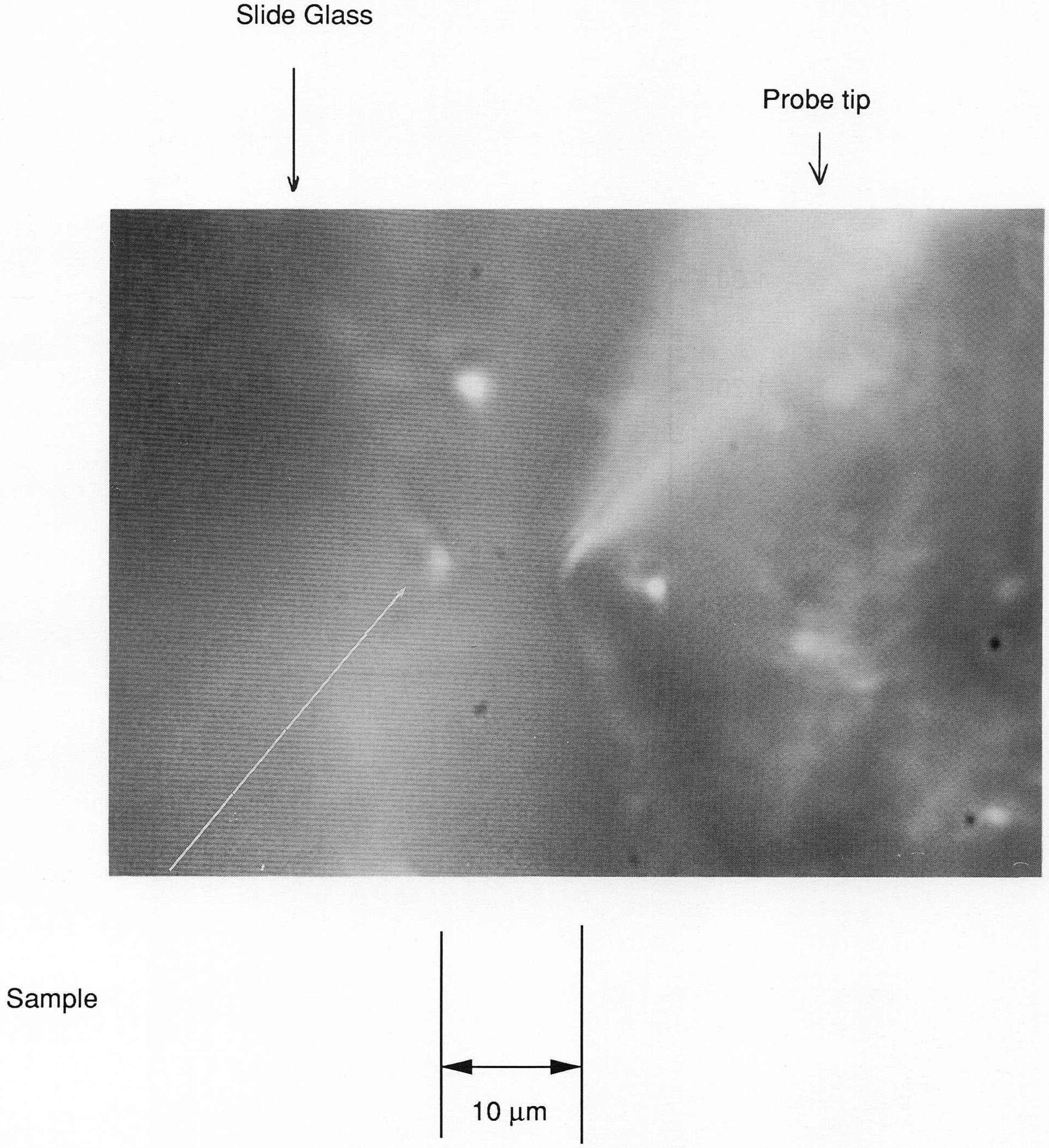


図 4-9　チップ先端と試料の間の距離の観察.

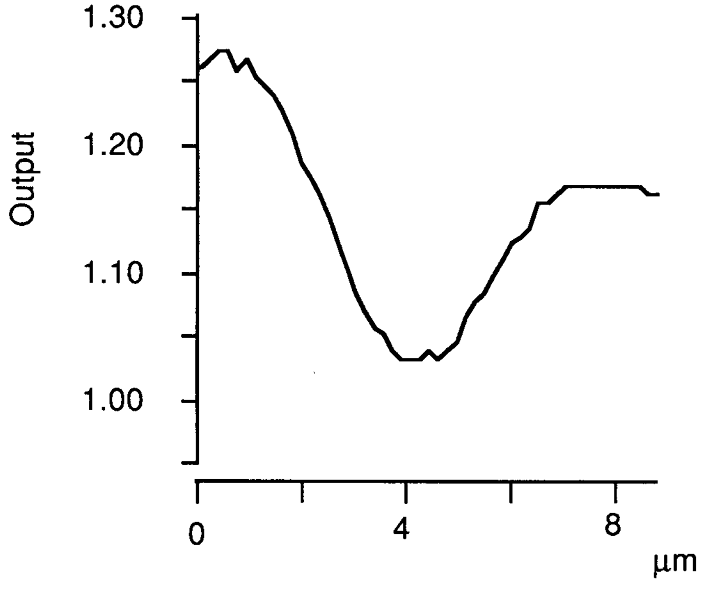


図 4-10　試料を面内方向に動かした時の反射光強度の変化.

も数分必要なため、不安定な光源の元では画像としてデータを取り込むことが難しかった。今後は、安定な光源を使うことと、チップやビームスピリッタからのレーザへの戻り光のアイソレーションを完全に行なうことが必要であると考える。

また、今回の実験では、チップに入射した光は球面収差を持ってしまう。この球面収差は、入射光のかなりの部分をチップ先端以外に集光させてしまう。そこで、チップ底面は球面にして入射光が垂直にチップに入射するようにすることが必要であると考えている。

赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡では、チップ先端を試料から１～２μmの距離に近付けなければ、試料とエバネッセント場との相互作用を検出できない。また、エバネッセント場の減衰は、チップ先端からの距離に対して指数関数減衰なので、顕微鏡の分解能を一定に保つには、チップ先端と試料の距離の制御に精度が必要になる。今回の実験では、チップ先端と試料の距離を対物レンズを使って拡大したモニタ画像から実測していたが、今後は、この距離の制御を自動で行なったり、より高精度に行なえる方法を開発することが必要と考えている。

また、今回の装置では、エバネッセント場の変化による信号にチップからの散乱光の反射が足し合わされたものを強度検出していたが、これではＳＮ比が悪くなってしまう。つまり、本来得たい信号はエバネッセント場の変化によるものだけである。また、エバネッセント場の強度が距離によって指数関数で急激に変化するのに対して、散乱光の干渉縞による強度変化が緩やかである。そのため、試料をチップのニアフィールド内で微小振動させて、その振動周波数でロックイン検出することで、必要なエバネッセント場の変化だけを検出できる装置を実現できると考えている。

また、チップ先端を金属の蒸着膜で被い、チップ先端にAr^+レーザ光を集光して蒸着膜を再び蒸発させて開口を作ったチップを用いても実験を行なった。しかし、現在の光学系では、レーザの戻り項の影響が、先端の蒸着膜のために増大されて、データを取ることはできなかった。また、蒸着膜の厚さや、レーザを使って開口を作るときの、露光量やスポットサイズなど、検討するところがある。

第５章　全反射を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡

全反射を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡を考案した[1,2]。考案した顕微鏡は、微小開口を用いたニアフィールド走査光学顕微鏡と、その光学系は異なるものの、深い関係にある。ニアフィールド光学走査顕微鏡は、光ファイバーの先端を尖らせたり、微小開口をプローブとして使うが、その時高分解能に寄与する光の成分は、エバネッセント場であり、高屈折率プリズム裏面に形成する場と同じである。これまでに、ZnSeのチップを使って赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作したが、次のような問題点を経験した。まず、１）チップと試料間の距離を開口半径（チップ先端の径）程度に一定に保たなければならず、しかも両者が接触することによってチップ先端が破壊しないようしなければならず、結局、装置の駆動精度に非常に高いものが要求された。また、２）波長以下の径のチップ先端に届く光の量はわずかで、そのチップ先端に光が届く前にチップ内部で散乱が起きるため、像のSN比が著しく悪く、測定が極めて困難であった。

今回考案・試作した光学顕微鏡は、分解能は微小開口を用いたニアフィールド走査光学顕微鏡程高くないものの、エネルギー効率が高い等、上記問題点が解決されており、将来の実用化に大きな期待を持つことができる。

５－１　原理

微小な集光スポットを作る方法に、光を高屈折率媒質（屈折率：ｎ）の中に入れて、光の振動数を変えずに、光の速度を変えることで波長を短くする方法がある。この方法を用いると図５－１に示すように、集光スポットの大きさを空気中のスポットの１／ｎにすることができる。この集光スポットを試料の観察に使うことができれば、レイリーの分解能の定義より、より細かい情報を検出できる。しかし、光が高屈折率媒質から出てしまうと、集光スポットの大きさは元に戻る。そのため、観察しようとする試料を、その高屈折率媒質中に埋め込む必要があり実用的でない。

これに対して、高屈折率媒質（屈折率：ｎ）と低屈折率媒質（屈折率：１）の界面で、高屈折率媒質側からの入射光が臨界角を越えて入射すると、光は全反射し低屈折率媒質側にエバネッセント場が形成される。この時、高屈折率媒質側の集光スポットは、前記の条件より図５－２に示すように、空気中の１／ｎのスポットになっている。また、境界面での電場の連続条件より、境界面でエバネッセント場が持つ電場分布は、高屈折率側の電場分布と同じになる。

また、この時作られるエバネッセント場の波長λ_{ev}は、図５－３に示すようにプリズムの屈折率nと入射角θで決まり、

$$\lambda_{ev} = \lambda / (n \sin\theta) \qquad (5-1)$$

で与えられる。$n \sin\theta$が１より大きくなるため、λ_{ev}はλより短くなる。これより、このエバネッセント場のスポットは、高屈折率媒質の外側にありながら、空気中でのスポットサイズより小さくなることが予想される。

ただし、波長が光速と振動数で決まる分散関係を満足しないため、この電磁場は伝播していくことはできず、非放射な減衰電磁場として、プリズム裏面からニアフィールド

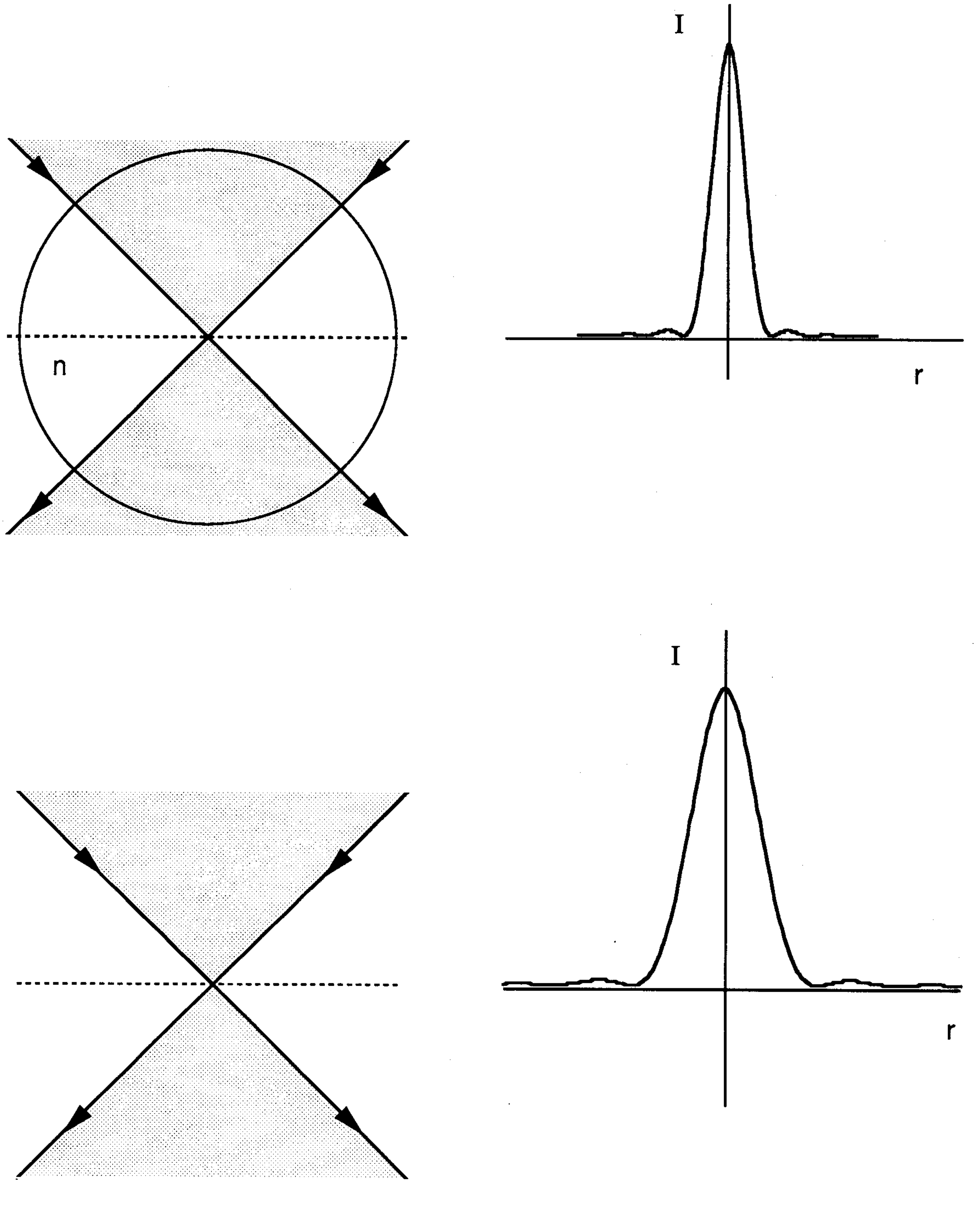


図 5-1　高屈折率媒質中に集光ビームが作るスポットと空気中でのスポット.

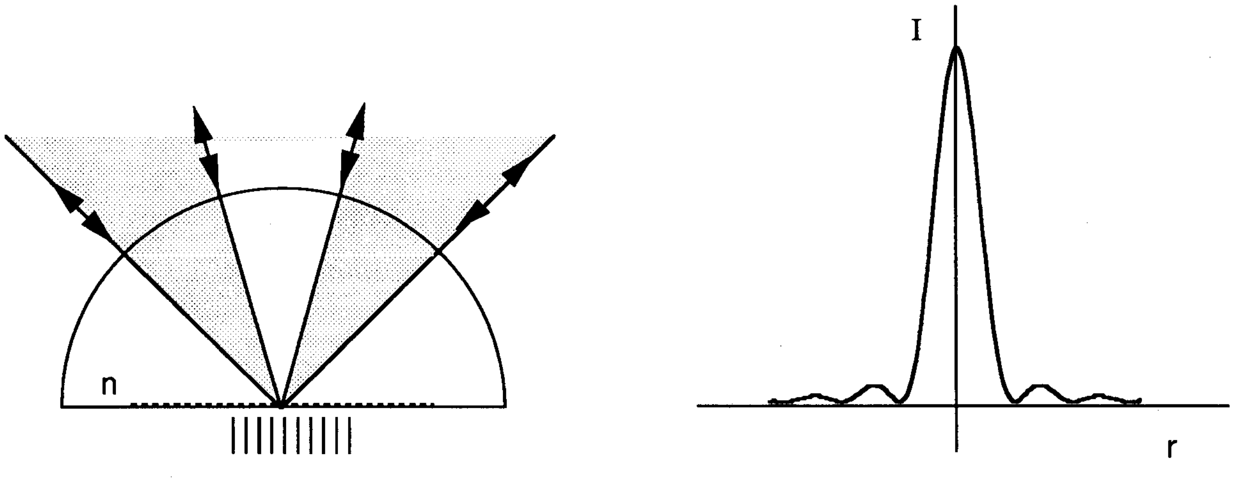


図 5-2　全反射条件が満たされた時にできるスポット.

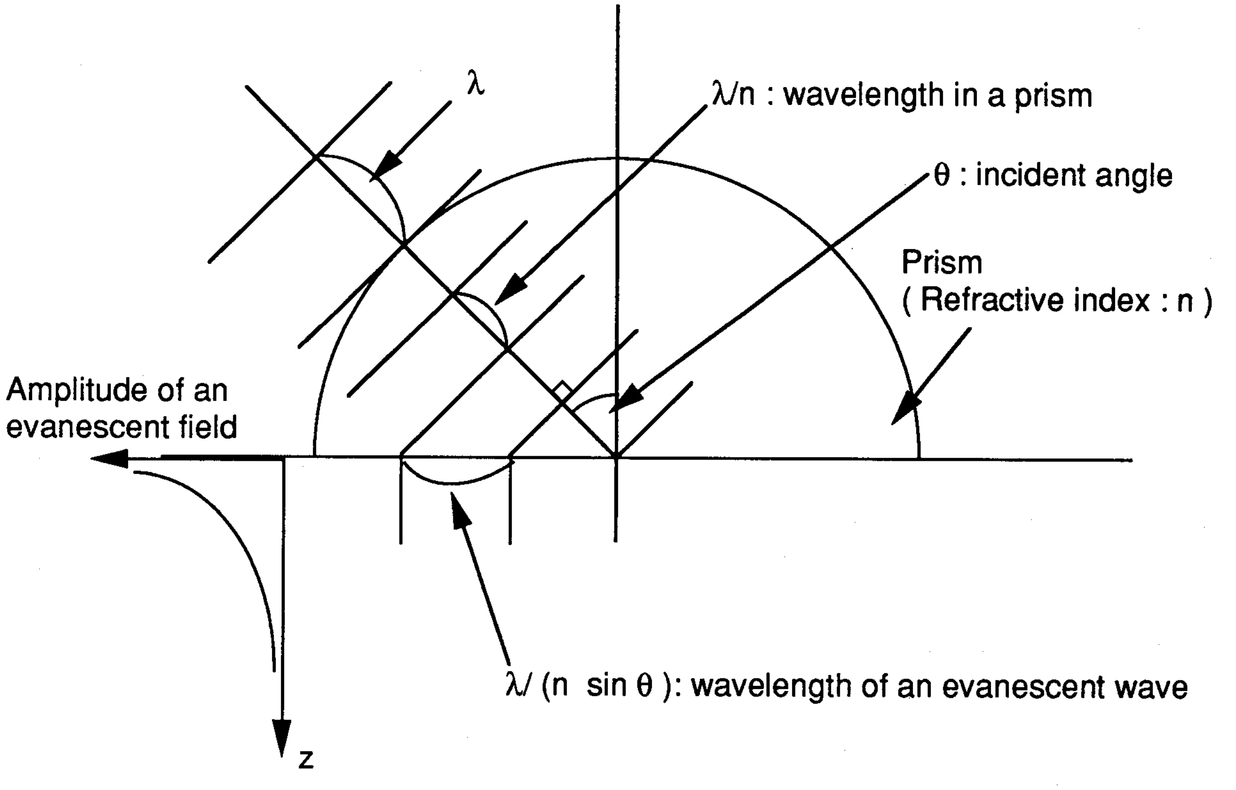


図 5-3　プリズムに入射した光とエバネッセント場の関係.

（波長程度以下）にのみ存在する。その浸み出し深さは、入射角と屈折率で決まり、z 方向への電場分布は、

$$E(z) = \exp(-jz\,\mathrm{sqrt}(1-k_x^2-k_y^2)) \qquad (5-2)$$

で与えられる。z軸は、プリズムから離れる方向に正をとる。k_x、k_yは空気中の波数kのx方向成分とy方向成分である。

5－2　ビームスポットの計算と解析

高屈折率媒質と、低屈折率媒質の境界に高屈折率媒質側から、円形開口からの光が収束する場合の境界面上での強度分布を計算する。この時、界面上にできる強度スポットは、フランホーファ回折パターンとなり、レンズの開口数をNA_1、媒質の屈折率をnとして、

$$I(r) = \left(\frac{J_1(2\pi\, n\, NA_1\, r)}{2\pi\, n\, NA_1\, r} \right)^2 \qquad (5-3)$$

で与えられる。ただし r は中心（光軸）からの距離を真空中（$n=1$）の波長で規格化したもので、J_1は１次のベッセル関数を表している。このスポットサイズは、周りの屈折率が高いため、屈折率の分だけ空気中のスポットサイズより小さくなる。

次に、この強度分布が境界面より下の部分でどんな分布を持つかを示す。入射光のNAが全反射条件を満たしていない場合、入射光はすべて透過する。この透過光の強度分布は、開口数がnNA1のレンズで光を集光した場合のスポットの拡がりに一致する。これに対して、入射光の一部が全反射条件を満たすと、その光による透過波がエバネッセント場になるため、境界面の低屈折率媒質中のスポットは、透過波のみの場合と異なった傾向を示す。この強度分布は、境界面上のAngular Spetrumからその伝搬を考えることで計算できる[3)]。いま境界面でのAngular Spectrumは、空間周波数が$-n\,NA_1$～$n\,NA_1$までの範囲で一定の分布を持つため、強度分布は、

$$I(r) = \left[\int_0^{n\,NA_1} \exp\left(j\, 2\pi z \sqrt{1-(f)^2}\right) J_0(2\pi f r) \cdot f \, df \right]^2 \qquad (5-4)$$

で与えられる。

図５－４に屈折率nが４、開口数NA_1が０.５の場合の強度分布を（５－４）式を使って計算した結果を示す。プリズム裏面から０.０λ、０.０１λ、０.１λ、λだけ離れた距離について計算した。計算結果より、境界のニアフィールドでは、強度分布でスポットの直径が０.６λになることがわかる。境界からの距離が０.１λまでは、そのスポットサイズをほぼ保っているが、距離がλまで離れてしまうと、強度分布はそれまでと異なり拡がっている。これは、この距離まで来るとエバネッセント場の成分が減衰してしまい、低空間周波数の伝搬光（透過光）だけで強度分布を作るために起こる。

円形開口からの集光ビームを用いた場合、伝搬光成分が含まれるため、最終的に強度分布が拡がり、微小なスポットを形成できない。

伝搬光部分をなくすために、小さい入射角の部分をなくして、臨界角を超える光だけを入射させる。この系は、輪帯瞳からの収束光を使って実現できる。輪帯からの収束光

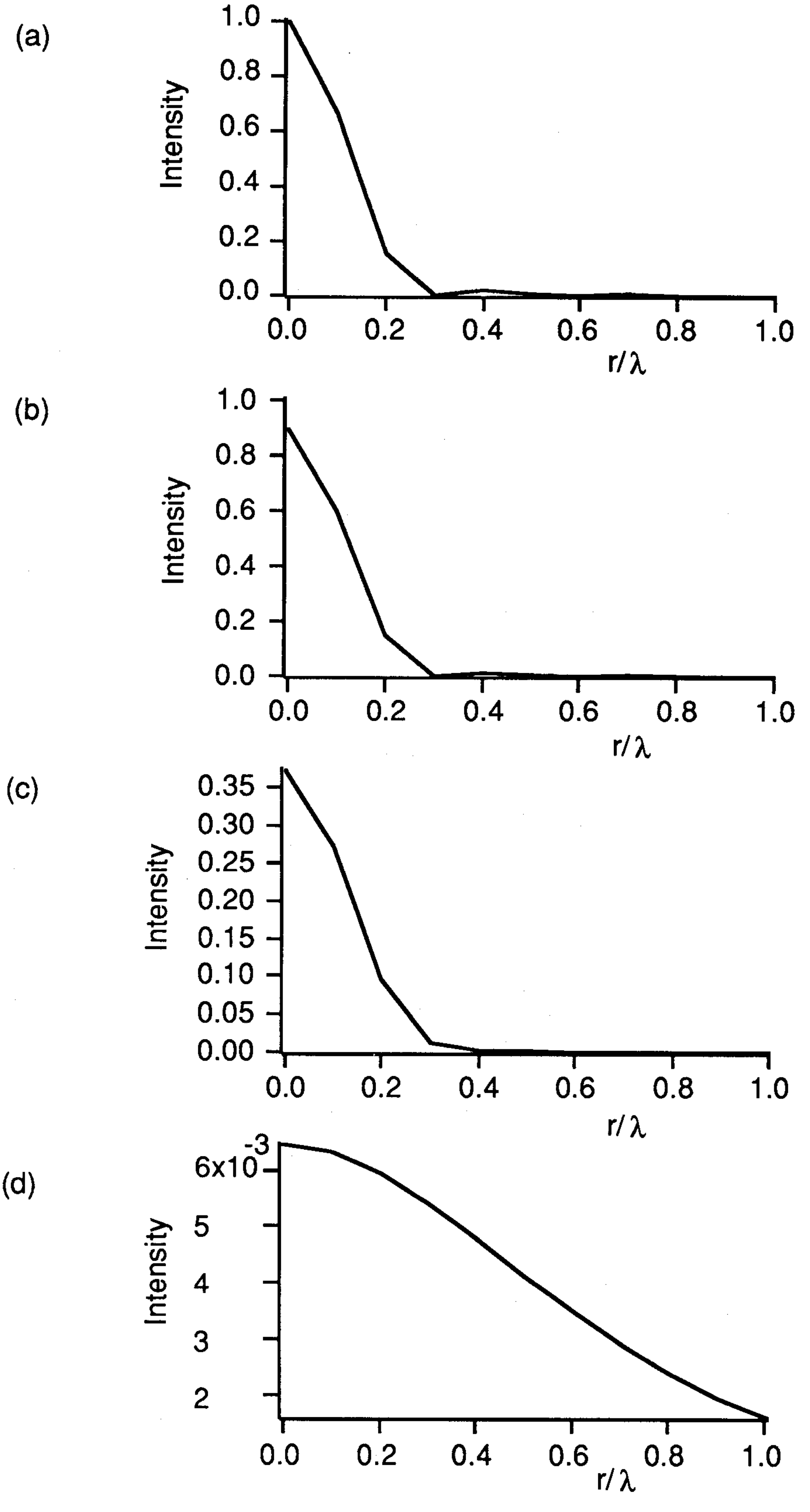


図 5-4　開口数0.5のレンズで作った集光ビームのスポットサイズの計算.
(a) 屈折率：n＝4のプリズムの裏面でのスポットサイズ.
(b) 屈折率：n＝4のプリズムから $z = 0.01\lambda$ 離れた位置でのスポットサイズ.
(c) 屈折率：n＝4のプリズムから $z = 0.1\lambda$ 離れた位置でのスポットサイズ.
(d) 屈折率：n＝4のプリズムから $z = 1.0\lambda$ 離れた位置でのスポットサイズ.

は、大きさの異なる２つの円形瞳からの収束光がつくる振幅分布の差で表現できる。そのため、境界面にできるスポット表す式は（５－３）式に対して、

$$I(r)=\left(1-\left(\frac{NA_2}{NA_1}\right)^2\right)^{-2}\left(\frac{J_1(2\pi\, n\, NA_1\, r)}{2\pi\, n\, NA_1\, r}-\left(\frac{NA_2}{NA_1}\right)^2\frac{J_1(2\pi\, n\, NA_2\, r)}{2\pi\, n\, NA_2\, r}\right)^2 \qquad (5-5)$$

になる。ただし r は中心（光軸）からの距離を真空中（$n=1$）の波長で規格化したもので、J_1は１次のベッセル関数を表し、強度は中心強度（$r=0$）で規格化している。

次に、この強度分布が境界面より下の部分でどんな分布を持つかを計算する。この強度分布も、円形開口の場合と同様に、境界面上のAngular Spetrumからその伝搬を考えることで計算できる。但し、境界面でのAngular Spectrum は、空間周波数が$-n\,NA_1\sim-n\,NA_2$と$n\,NA_2\sim n\,NA_1$までの範囲で一定の分布を持つことになり、強度分布は、

$$I(r)=\left[\int_{NA_1}^{NA_2} J_0(2\pi\, n f r)\cdot nf\cdot \exp\left(j\,2\pi z\sqrt{1-(nf)^2}\right)df\right]^2 \qquad (5-6)$$

で与えられる。

図５－５に、（５－６）を使ってスポットの強度分布を計算した結果を示す。ただし、対物鏡のNAは外側をNA_1＝０.５、内側をNA_2＝０.２５とした。また、プリズムにはGeを用いたとして、n＝４とした。プリズム裏面から０.０λ、０.０１λ、０.１λ、λだけ離れた距離について計算した。計算結果より、強度分布のスポットサイズは、境界からの距離によらずほぼ０.５λの直径を持っていることがわかる。しかし、その強度は、開口から離れるにしたがって、指数関数的に減衰する。

これまでの計算は、光が全反射する時に起こる位相飛び（グース・ヘンシェンシフト）を無視して行なった。次に、この位相の飛びによってスポットサイズに変化があるか考察した結果を示す。図５－６(a)は全反射の時の位相の飛びを組み込んで計算したスポットサイズで、ｚ＝０面での強度分布を示している。この結果を図５－６(b)の位相飛びを含まずに計算した場合の結果と比較する。この２つの計算結果は、スポットサイズにおいて違いを示さなかった。中心から３つめのサブピークの強度がわずかに異なり、グース・ヘンシェンシフトを考慮した方がサブピークが大きくなっている。この計算結果より、全反射の場合の位相の飛びは、スポットサイズにほとんど影響を与えないことがわかった。

以上の計算結果より、高屈折率プリズムでの全反射とエバネッセント場を用いることで、光を微小なスポットに絞り込むことができる。そのスポットサイズは、高屈折率プリズムがない場合に対して１／ｎ（ｎは高屈折率プリズムの屈折率）になる。収束光に円形開口からの光を用いる場合、透過光が含まれるため、最終的に強度分布が拡がるため、微小なスポットとして用いることができない。これに対して、収束光に輪帯瞳からの光を用いると、境界への入射光のすべてを全反射させることができるため、スポットは、すべてエバネッセント場で形成される。そのため、スポットサイズは拡がらず、微小なスポットを実現できる。しかし、強度が境界からの距離によって指数関数的に減衰するため、顕微鏡に使うには、試料を境界面のニアーフィールドに持ち込む必要がある。

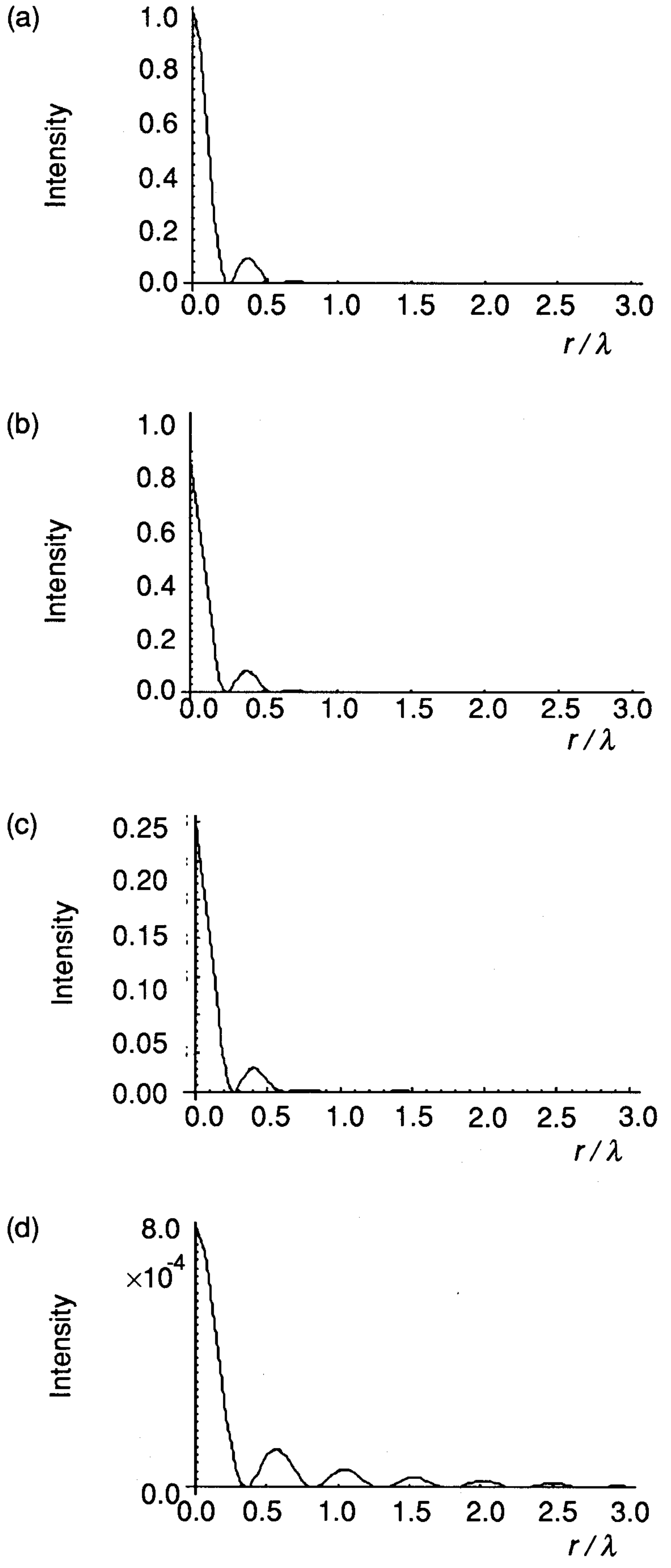


図 5-5　開口数０.５－０.２５のカセグレン対物鏡で作った集光ビームのスポットサイズの計算.

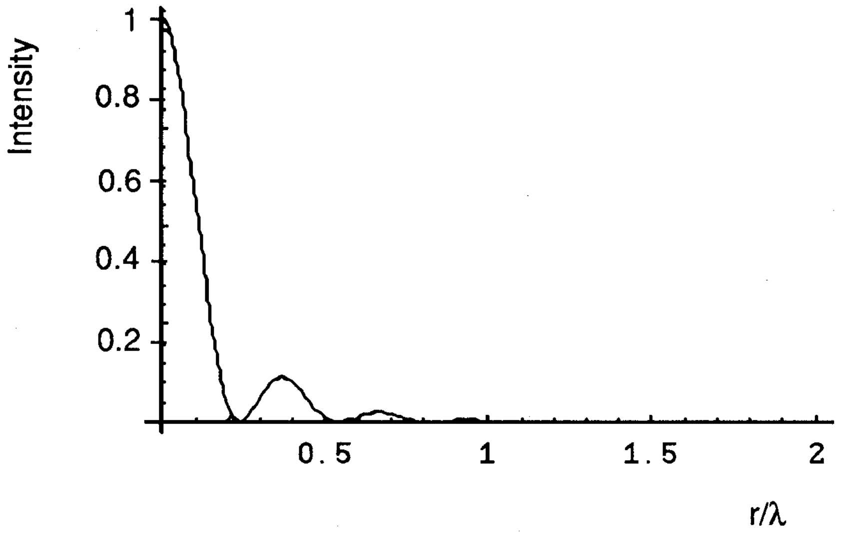
(a) 屈折率：n＝4 のプリズムの裏面でのスポットサイズ.

(b) 屈折率：n＝4 のプリズムから z =0.01λ 離れた位置でのスポットサイズ.

(c) 屈折率：n＝4 のプリズムから z =0.1λ 離れた位置でのスポットサイズ.

(d) 屈折率：n＝4 のプリズムから z =1.0λ 離れた位置でのスポットサイズ.

(a)



(b)

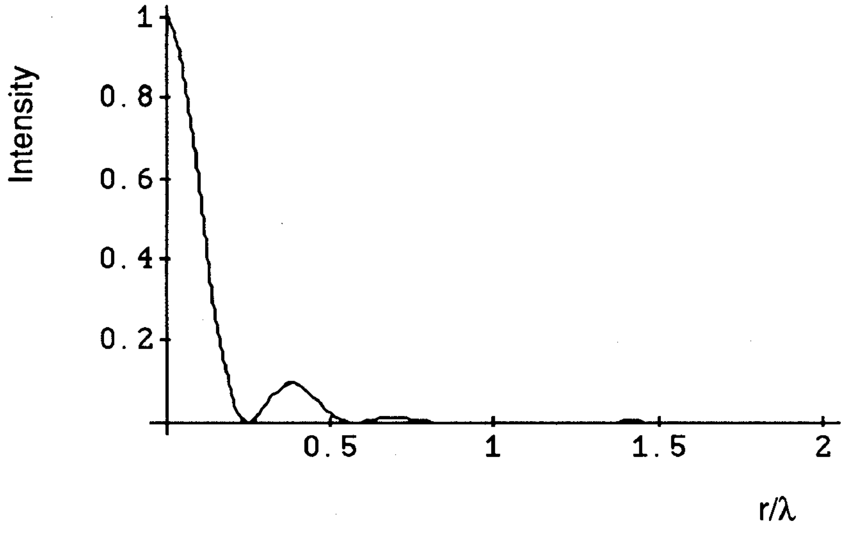


図 5-6　グースヘンシェンシフトの強度分布への寄与に関する考察.
(a) グースヘンシェンシフトを含んだ強度分布の計算結果.
(b) グースヘンシェンシフトを含まない強度分布の計算結果.

５－３　システムの試作

全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を赤外の波長に対して、屈折率４の高い値を持つゲルマニウムの半球プリズムを用いて試作し、赤外顕微分光を行なった。顕微分光の検証実験では、プリズムなしで測定する場合の約４倍の面内分解を得ることができた。

５－３－１　顕微鏡の基本構成

図５－７に考案した全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を示す。顕微鏡は、赤外光源、カセグレン対物鏡、高屈折率の半球プリズム、半透鏡、２つのピンホール、および赤外検出器によって構成される。光源からの赤外光は、ピンホールを通してカセグレン対物鏡によって試料上に集光する。半球プリズムは、集光スポットがプリズムの底面の中心に一致するように配置する。観測する試料は、プリズムの底面に接触した状態か、あるいは底面から波長以下の距離に配置する。ピンホールは、試料観察面と共役な位置にあり、その径は、試料上の集光スポットを対物鏡の倍率によって拡大した大きさである。半球プリズムは、入射光がプリズム球面に対して垂直方向に入射し、プリズムの存在の有無によって集光スポットの位置は変わらない。

プリズム底面への入射角の拡がり$\theta_1 \sim \theta_2$は、カセグレン対物鏡に開口数の高いものを選んで、臨界角θc以上になるようにする。従って、プリズム底面からの透過光はなく、入射光は全反射する。全反射光は、カセグレン対物鏡によって再び集光され、視野絞り（ピンホール）を通して、検出器に届く。プリズム下面には、エバネッセント場のスポットが形成される。入射側、射出側のピンホールは、スポットを１点に絞り、余分な散乱光成分をカットするために用いている。

この光学系は以下のような原理から、波長を超える分解能を与える。第１にスポットを形成するプリズムは、屈折率が高く（例えばゲルマニウムは赤外域において$n \cong 4$）開口数が屈折率倍され、分解は屈折率に比例して向上する。第２には、カセグレン対物鏡の瞳は輪帯であり、小さい角度の入射光は存在していないため、高域強調の空間周波数特性を持つ。

試料として、屈折率分布や微細な面内構造のあるものを考える。このエバネッセント場のスポットに試料がない場合、形成されているエバネッセント場が試料による場の変動を受けないために、入射光は全反射し、反射光強度は変化しない。これに対して、試料がプリズムが作ったエバネッセント場の中に存在した場合には、エバネッセント場が変化を受けるため、入射光は全反射できず、反射光強度に変化が現われる。また、試料に吸収がある場合もエバネッセント場のスポットが、試料の中で吸収のある部分になければ反射光強度は減衰せず、吸収のある部分では、エネルギーが試料側に抜けるため、反射光強度が減衰する。これによって、プリズムによって作られた微小なエバネッセント場のスポットのある１点の試料の情報が反射光強度の変化として得られる。試料全体を観察するには、この試料をxy走査し、反射光を測定する。これによって超解像の画像を得ることができる。

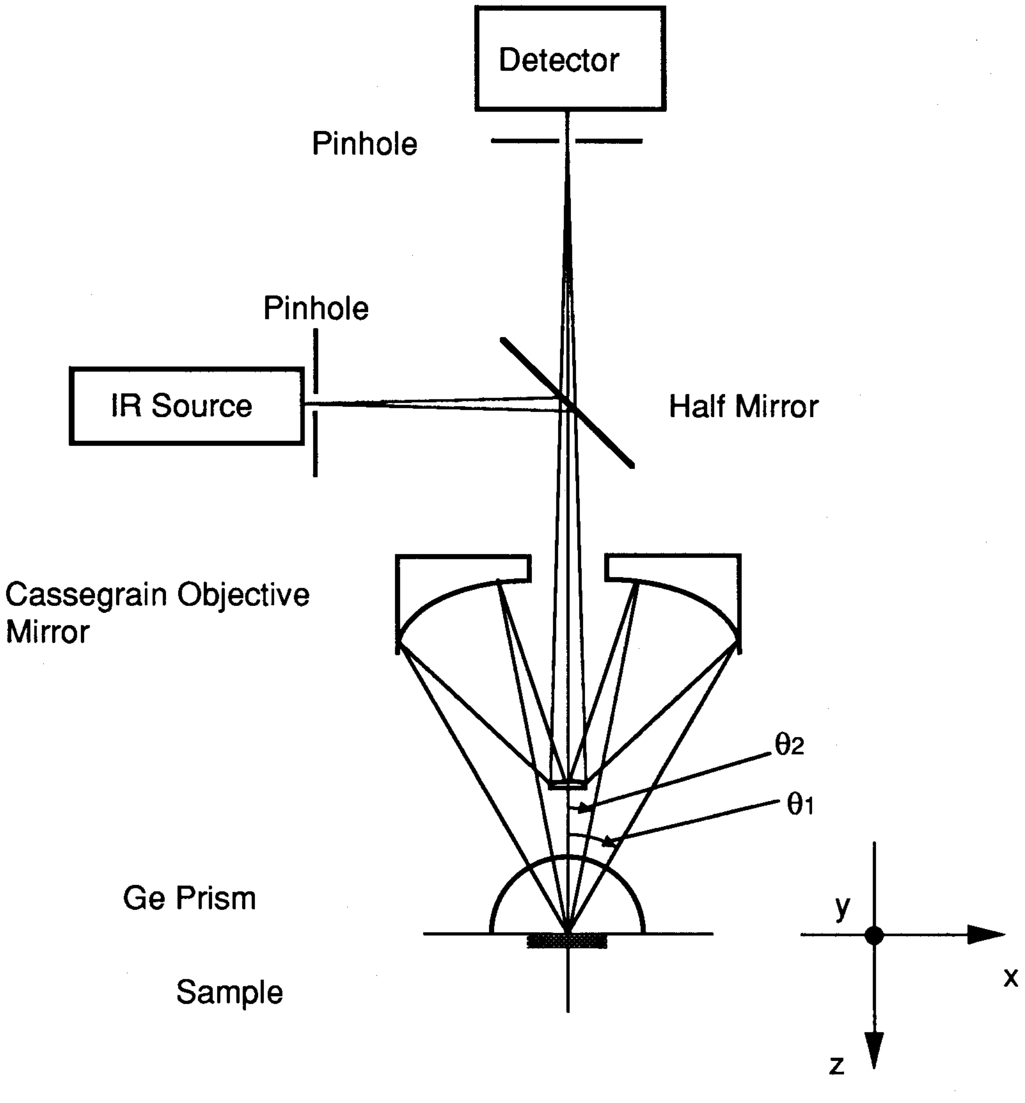


図 5-7　プリズムでの全反射を用いた赤外ニアフールド光学走査顕微鏡.

5－3－2　試作顕微FT-IRシステム

上に述べた原理で実際に全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作し、赤外FT-IRと組み合わせて実験を行なった。使用したFT-IRは日本電子製JIR-6000で、標準の顕微分光システムユニットIR-MAU124を改造し、顕微鏡部分に半径８mmで屈折率４のGeの半球プリズムを取付けた。用いた半球プリズムは、その球面側に無反射コートを行なっている。また、光源側のピンホールには、ϕ 1mm（試料面上に投影したときにϕ 160μm）を用い、これは、JIR-6000の試料室内に設けた。検出器側の視野絞り（スリットの拡がり）は、試料面上に投影したときに２.５μmである。図５－８にシステムの構成図を示す。本装置は、光源にFT-IR分光器を用いて、干渉光をプリズムに入射させることで、試料の赤外吸収スペクトルを測定することができる。図５－７の原理図との違いは、照明光がカセグレン対物鏡の上側の半透鏡からではなく、カセグレン対物鏡（×２０、N.A.０.５－０.２５）の下部にある補助放物面鏡から入射されている点である。また、試料は半球プリズムに密着させ、試料を半球プリズムごと移動させた。これによって、装置が簡単になり、実験も容易になった。

5－4　スキャニング系の収差の検討

半球プリズムを試料と一緒に光軸に垂直な$x-y$面内で走査すると、図５－９(a)に示すように試料と半球プリズムの中心位置がカセグレン対物の焦点位置からずれるので、プリズムの底面に形成されるスポットは、プリズムの移動と共に移動し、走査方向に拡がる。図５－９(b)に半径８mm、屈折率４のプリズムの場合にプリズムの移動距離yに対してスポットの中心が移動した距離y'を計算した結果を示す。横軸がy、縦軸がy'を示している。光の集光スポットの中心位置は、プリズムの移動の３／４の移動距離で進むことがわかる。図５－９(c)に同じプリズムの場合に、プリズムの移動によって生じる、スポットの広がりΔyを計算した結果を示す。スポットの広がりは、移動距離が大きくなると急激に増大する。しかし、１００μmプリズムを動かしてもスポットの広がりは、０.２５μm程度である。高屈折率プリズムの底面に形成されるスポットの大きさは、波長１０μmの時にϕ ５μmなので、０.２５μmのスポットの拡がりは、ほとんど分解能に影響を与えない。また、プリズムを１００μm動かしたときの入射光のプリズム底面への入射角の変化量は、０.０１°程度であり、無視できる。したがって、試料のみを走査する必要はなく、プリズムも一緒に走査して良いと結論できる。

また、この実験系では、光は、プリズムに片側からのみ入射しているので、集光面にできるスポットは、$x-y$面内で等方的にならず、方向性を持つ。つまり、図中y方向にのみ微小なスポットになり、x方向に拡がる。従ってy方向にのみプリズム及び試料を走査して、試料のy方向の構造を観察した。

5－5　実験結果

本システムの分解能をエッジ状の試料を観察することにより求めた。Geプリズムの底面の中心に試料のエッジがくるように張り付け、各点の反射スペクトルを測定し、各点の反射スペクトルに含まれる試料の吸収ピークから、試料のエッジ検出の実験を行なっ

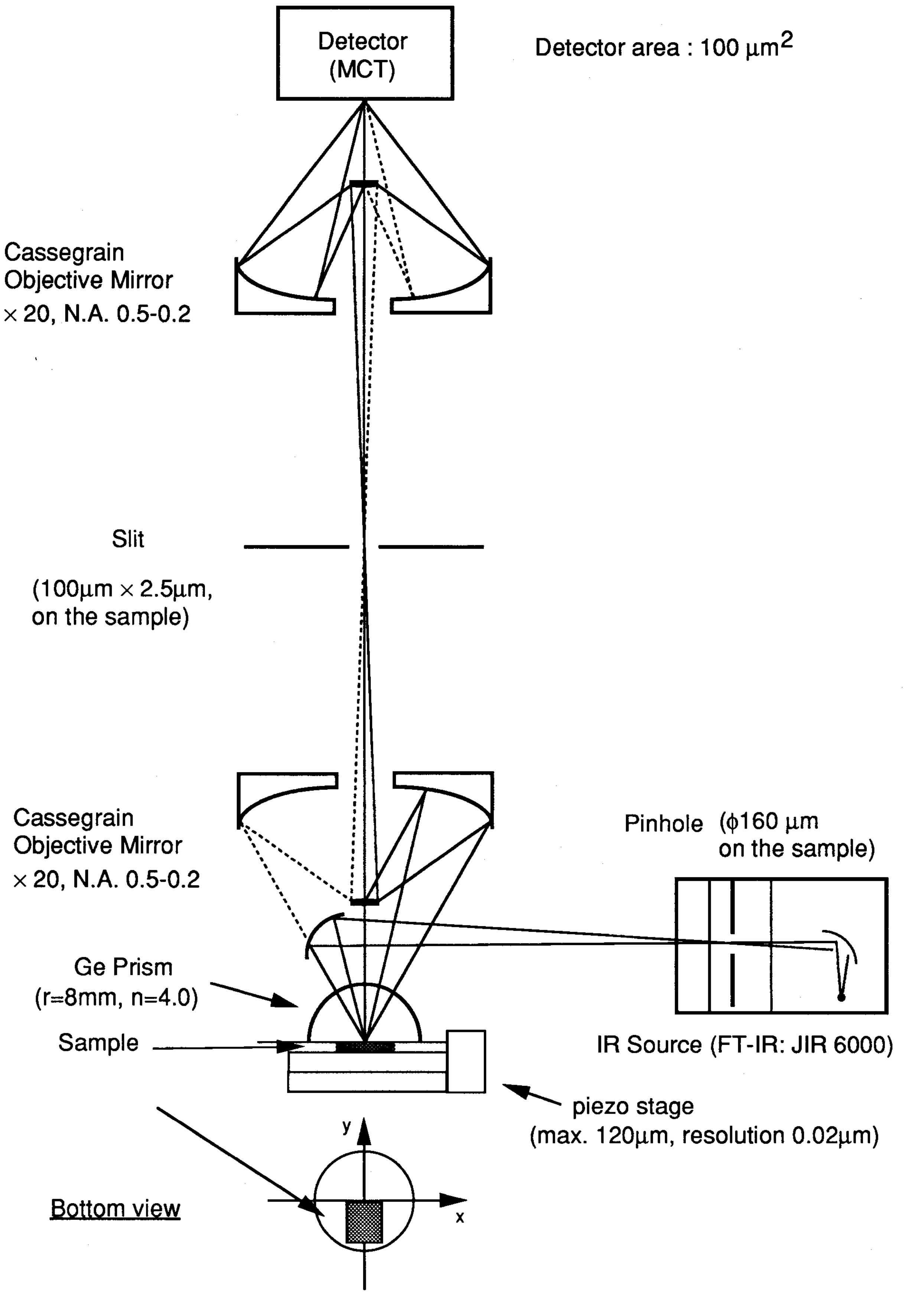


図 5-8　試作した赤外顕微分光装置.

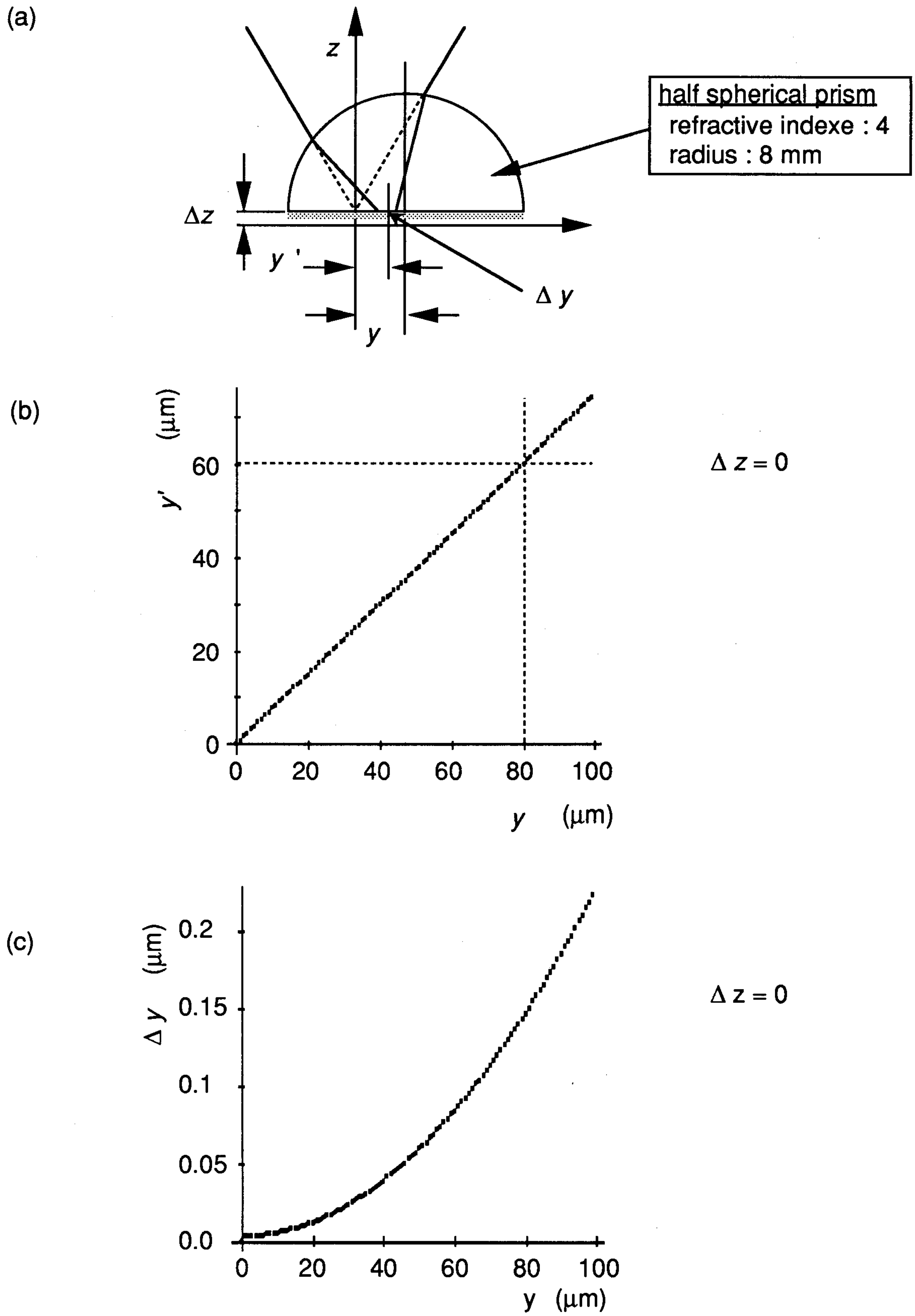


図 5-9　収差の計算結果.
(a) 軸外収束によるスポットの変位と収差.
(b) プリズムの移動距離 y に対する集光スポット位置Δ y’ の計算結果.
(c) プリズムの移動距離 y に対する集光スポットの拡がりΔ y の計算結果.

た。試料には、シリコーンゴムやパラフィン等のフィルムを用いた。

試料に膜厚０．５mmのシリコーンゴムのフィルムを用いた時の実験結果を示す。図５－１０はシリコーンゴムの赤外透過率スペクトルで、試料に特有の特徴的な吸収が１２５０cm^{-1}と１０００cm^{-1}～１１００cm^{-1}の間に見られる。実験では、試料を走査して行ってスペクトルを測定し、これらの特徴吸収が確認できるか試みた。図５－１１は、試料を一方向に走査していったときの、ｙ＝０μm、５μm、１５μm、２５μmの位置でのスペクトルを示している。ｙ＝０の方が試料のあるほうで、試料のあるところと、ないところで、試料の吸収がある部分のスペクトルが変化しているのがわかる。試料の吸収が存在している側には、図５－１０に示したのと同じシリコーンゴムの吸収ピークが観察できる。図５－１２は、図５－１１に示したスペクトルをｙ＝２５μmのスペクトルで規格化したグラフで、試料のエッジの検出結果である。シリコーンゴムを試料にした場合、１５μm幅でエッジの確認ができ、実験結果は良くなかった。これは、試料が厚いため、吸収が大きく散乱光成分も吸収されるために、エッジ部分を離れていっても吸収が残っているためと考える。これは、入射側のピンホールを十分に絞ることができないことにも関連している。次に、試料を薄くして、吸収を小さくして行なった実験結果を示す。

試料に、膜厚４０μmのパラフィンのフィルムを用いた場合の結果を示す。通常のFT-IRでパラフィンのフィルムのスペクトルを測定したところ、図５－１３に示すように、波数１２３０．３８cm^{-1}（８．１２μm）、９４８cm^{-1}（１０．５４μm）に吸収ピークが見られたので、この２つの吸収ピークを用いてエッジの検出を行なった。

図５－１４(a)に、波長８．１２μm、図５－１４(b)に波長１０．５４μmの光の反射率を試料とプリズムの走査量に対して測定した結果を示す。図５－１４の反射率は、パラフィンフィルムの吸収ピークが無い４．５４μm（２２００cm^{-1}）の反射率で規格化している。波長８．１２μmの光の反射率は、５μmの幅で０．９から０．６に変化している。つまり、波長８．１２μmの光では、５μmの分解能で試料のエッジを検出している。カセグレン対物鏡のNAから計算すると、高屈折率プリズムを用いずにエッジを見たときの分解能は、波長８．１２μmで２０μmであるため、高屈折率プリズムを用いることによって、分解は回折限界の約４倍になっている。また、波長１０．５４μmの光の場合も同様に、反射率は７．５μmの幅で０．８から０．６に変化している。波長１０．５４μmの光では、７．５μmの分解能でエッジを検出している。回折限界の計算値は、波長１０．５４μmで５０μmとなるため、分解は回折限界の約４倍になっている。

実験データにおいてエッジ部分の前後に現われているリプル（反射光強度の膨らみ）は、エバネッセント場のスポットが持つサブピークが吸収されることで現われている。

比較のために、Geの半球プリズムを取り除いた赤外顕微分光装置を用いて、同一の試料に対して、エッジ部分の検出実験を行なった。実験は、透過型で測定した。試料を走査していって透過光スペクトルの変化を測定した。測定した時のスリット幅は、１０×１０μmを用いている。測定スペクトルの内、パラフィンフィルムの吸収ピークである、８μmと１０μmでの透過率の変化を試料の走査距離に対してプロットした結果を図５－１５に示した。図５－１５ では、横軸がエッジ部分の位置、縦軸が透過率を示

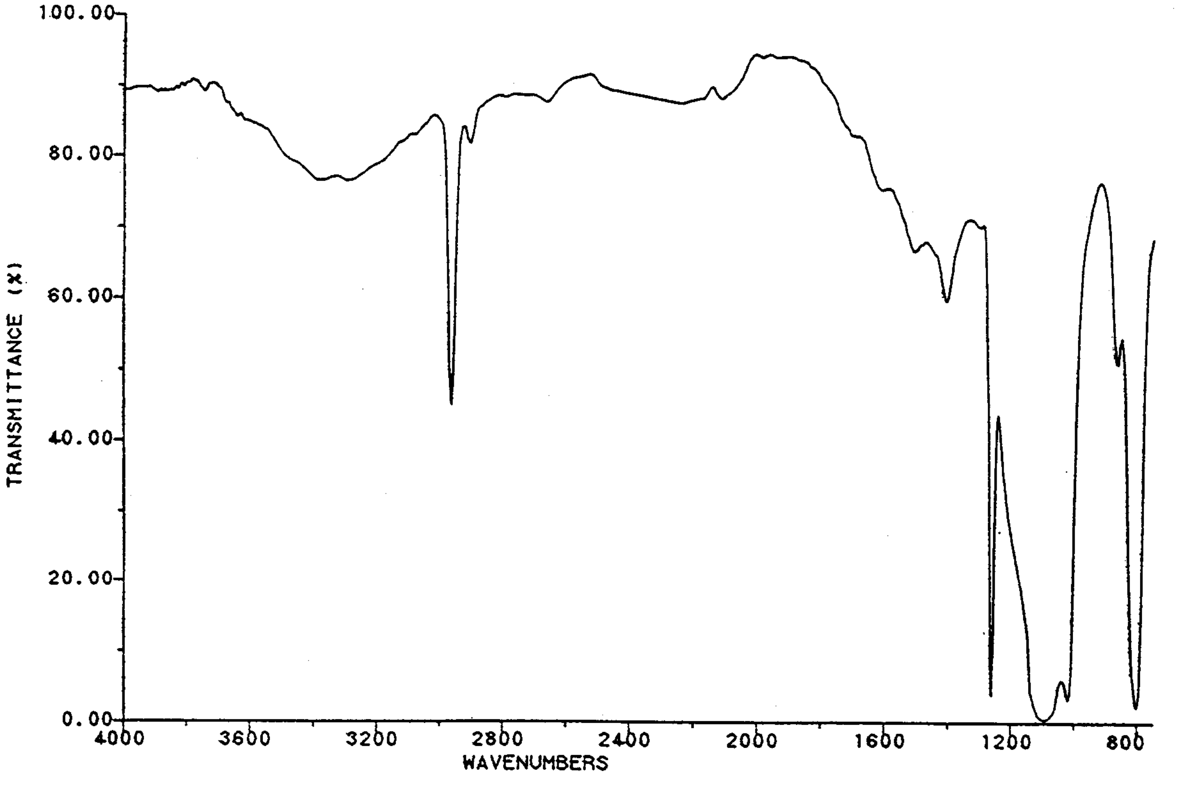


図 5-10　シリコーン・ゴムの透過率スペクトル（ダイヤモンド・セルで加圧）.

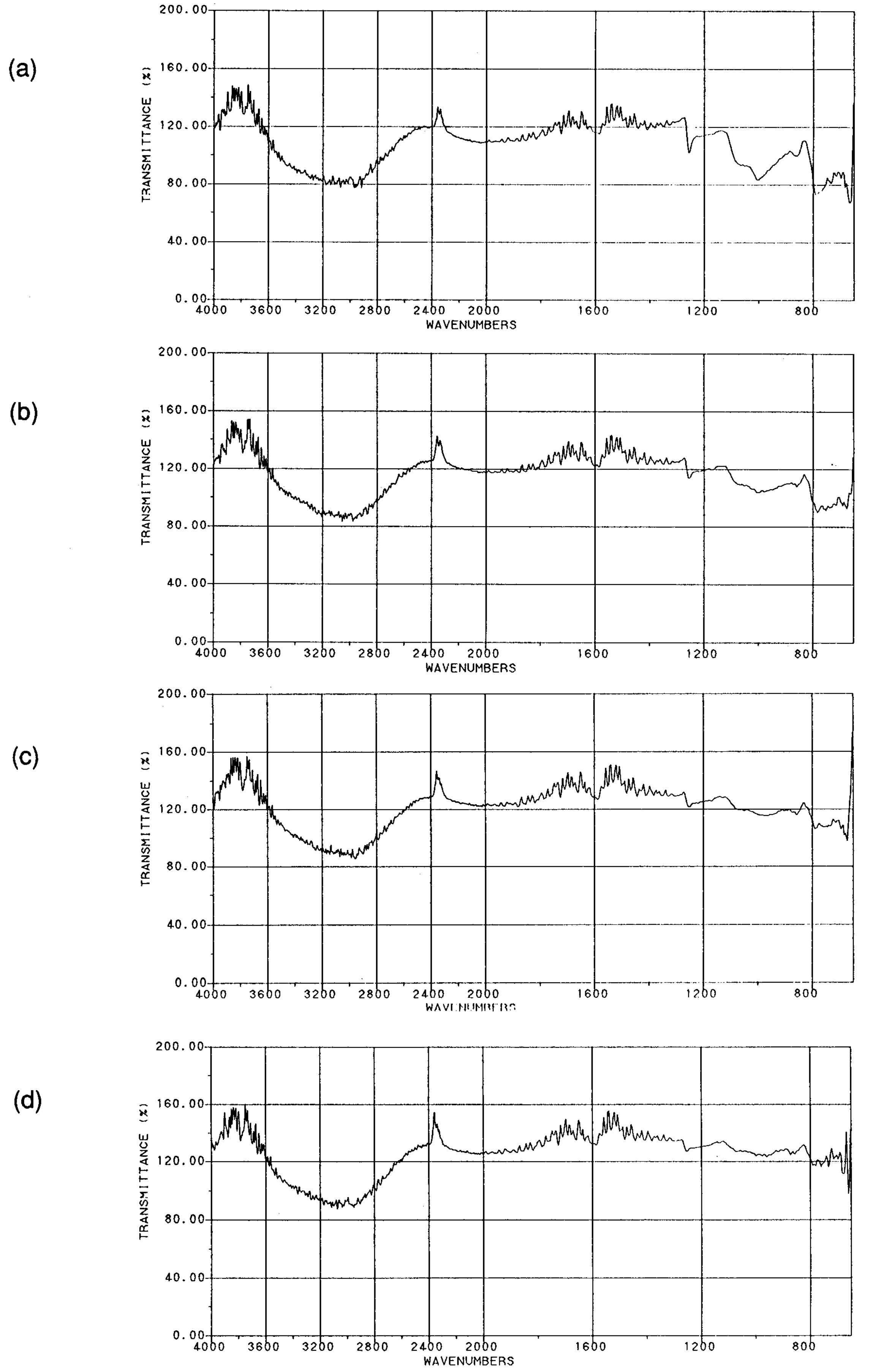
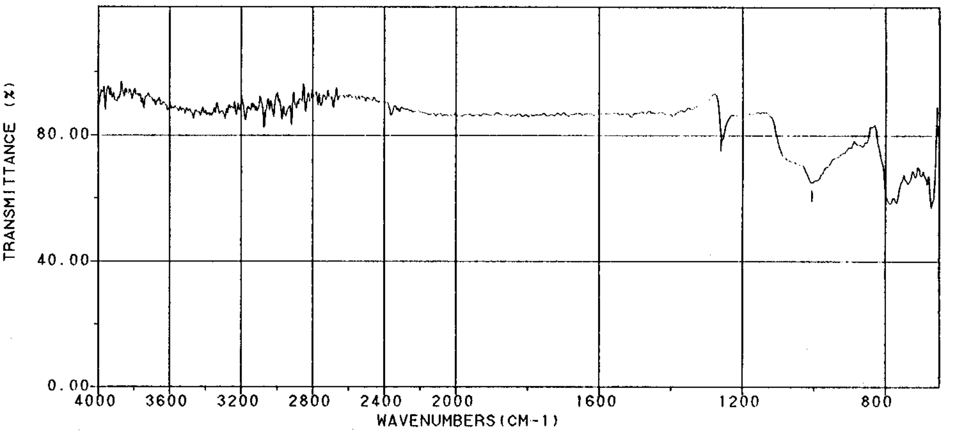
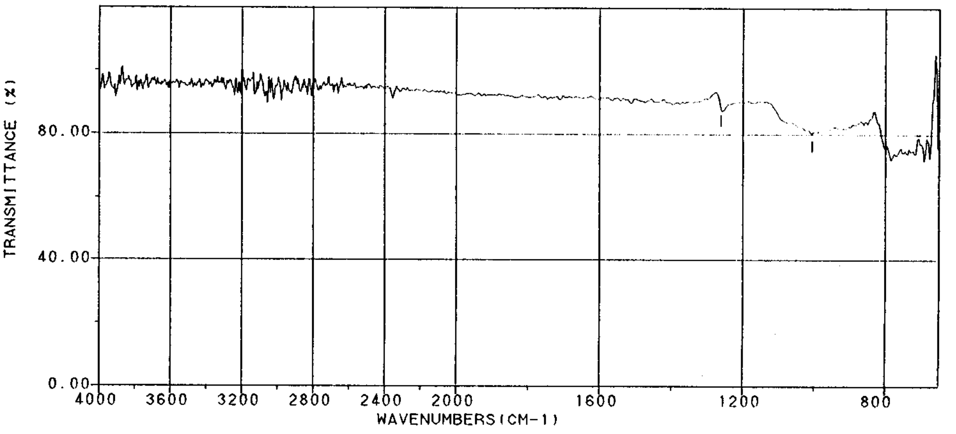


図 5-11　サンプルを走査しながら測定した、透過率スペクトルの例.
(a) y=0 μ m、(b) y=5 μ m、(c) y=15 μ m、(d) y=25 μ m .

(a)



(b)



(c)

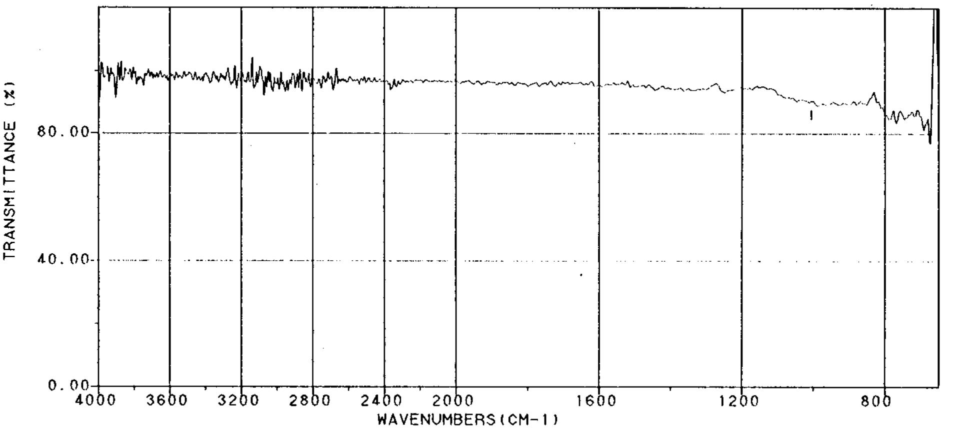


図 5-12　エッジ検出の実験結果の例.
(a) y=0μ m、(b) y=5μ m、(c) y=15μ m.

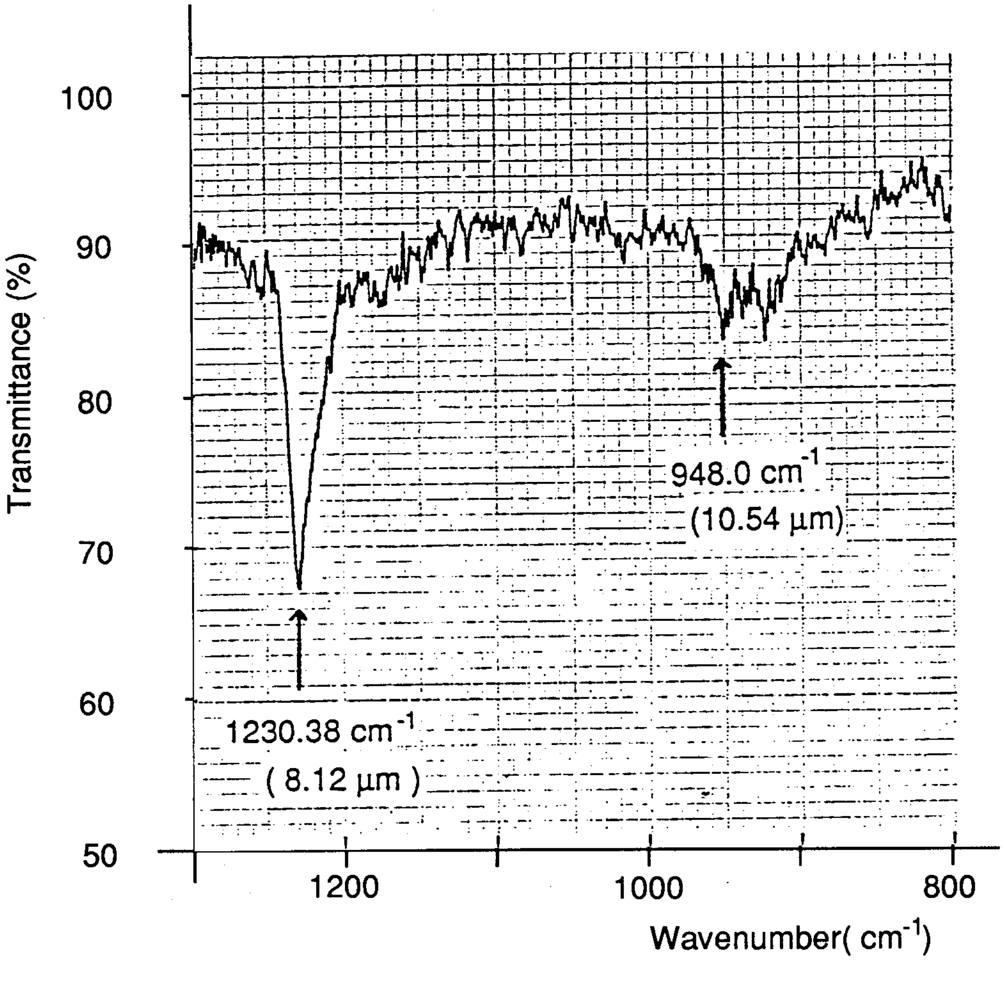
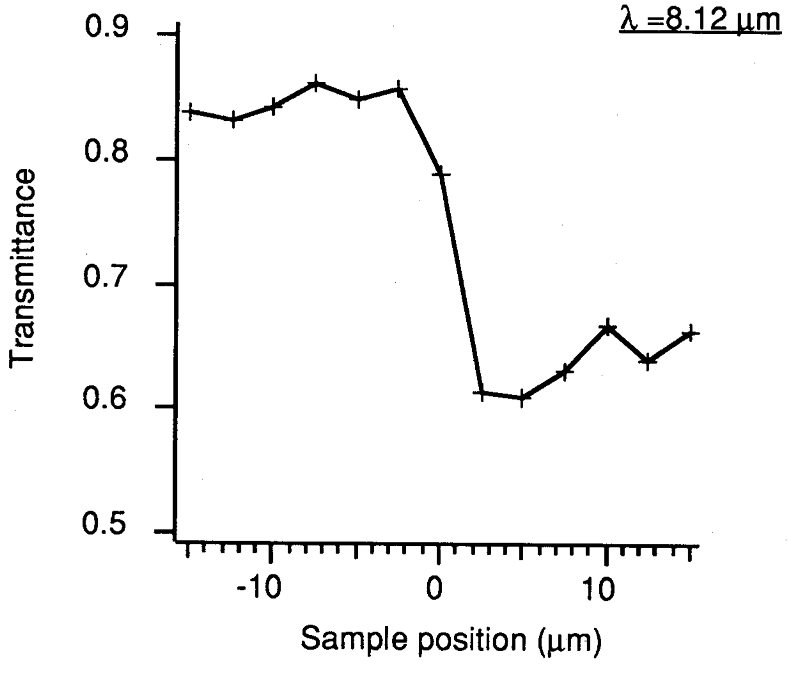


図 5-13　パラフィンフィルムの透過率スペクトル.

(a)



(b)

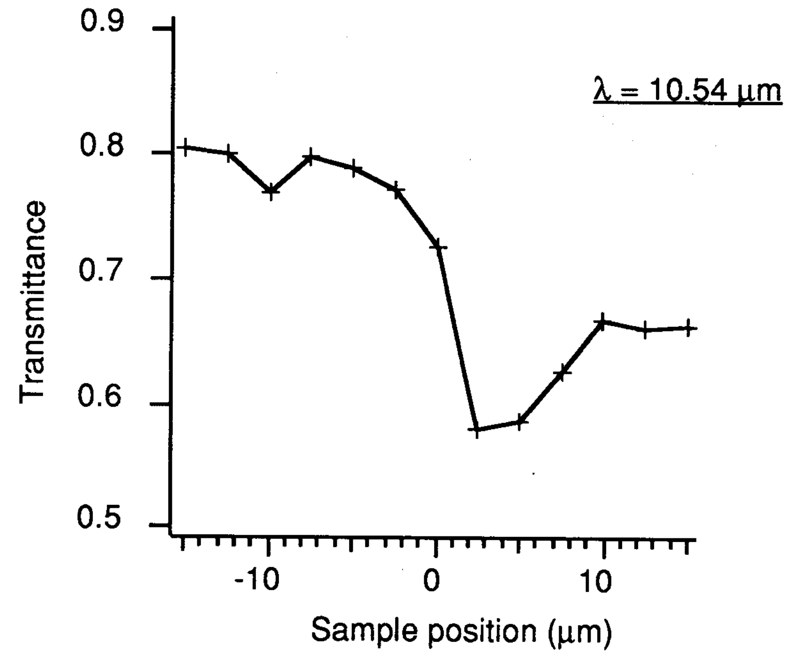
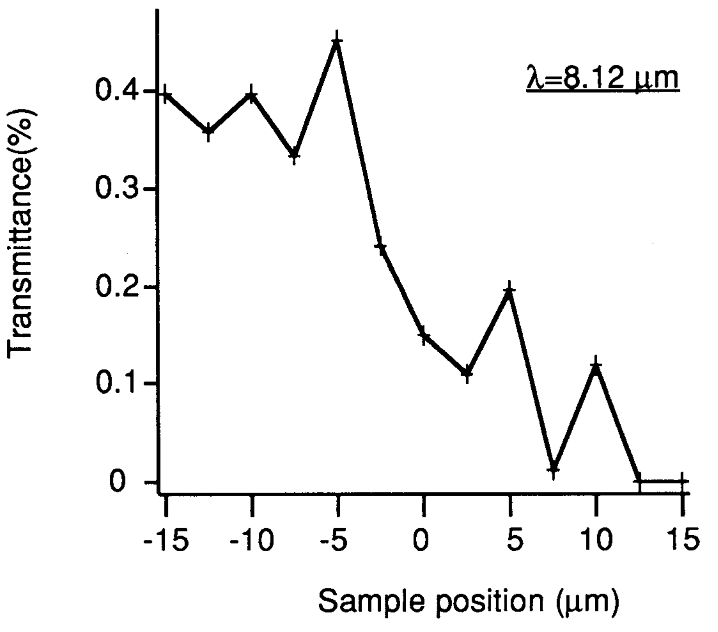


図 5-14　パラフィンフィルムをサンプルにしたエッジ検出の実験結果の例.
(a) 波長 $\lambda = 8.12\,\mu$ mでの透過率の変化.
(b) 波長 $\lambda = 10.54\,\mu$ mでの透過率の変化.

(a)



(b)

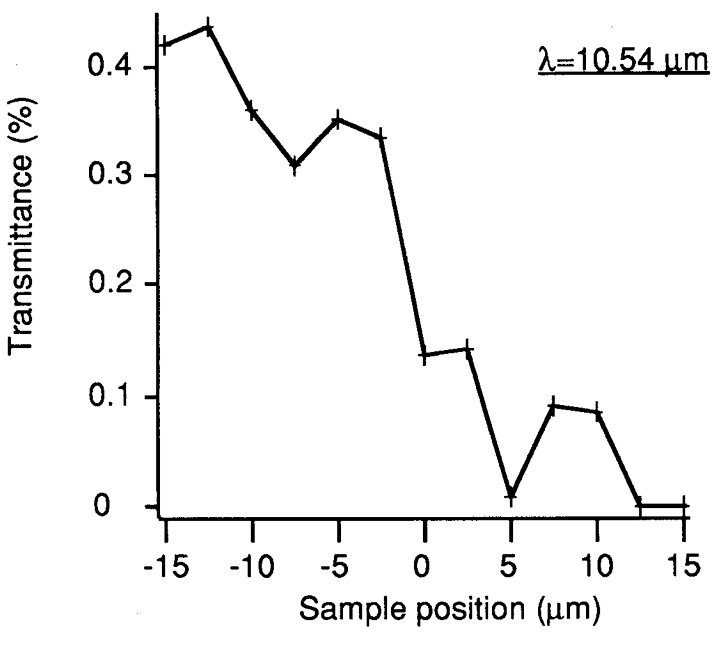


図 5-15　プリズムなしで行なったエッジ検出の実験結果の例.
(a) 波長 $\lambda = 8.12\,\mu$ mでの透過率の変化.
(b) 波長 $\lambda = 10.54\,\mu$ mでの透過率の変化.

している。測定した結果、透過率の変化から、試料のエッジ部分は、約２０μmの分解で検出される。測定結果は、ノイズが大きい。スリットを狭くしているため光量が少ないこと、透過型になり、試料の厚さ４０μmを透過した光を測定するため、測定感度が限界に来ているためと考えている。この結果より、今回提案した手法により、４倍の分解能が得られている。

5－6　考察

全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡実際に試作し、赤外分光器に組込み、波長以下の分解能で赤外顕微分光が実現できることを示した。また、試料の走査範囲が狭ければ、試料をプリズムに密着させたままで走査できることを示した。

高屈折率プリズムを用いたエバネッセント場走査方法の顕微鏡の場合、分解能は用いるプリズムの屈折率によって決まる。赤外域を透過する光学材料の屈折率は、高々４程度であるので、本手法ではサブミクロンまで分解を上げることは難しい。しかし、従来の赤外顕微鏡に若干の改良を加えるだけで、回折限界を超えた分解を得ることができ、走査プローブを使ったニアフィールド光学走査顕微鏡と比べて、装置的にも極めて簡単でかつ操作が容易であるので、実用的にも有用な方法に成り得るものと考えている。

実験では、ゲルマニウムで作ったプリズムの底面の中心をカセグレン対物鏡の集光点に一致させることが難しかった。これは、ゲルマニウムが可視光を透過しないために、肉眼で観察しながらプリズムの位置を合わせることができなかったことによる。今回の実験では、プリズムの半球側の頂点に付けたマーカーを使って、プリズムの中心位置を合わせた後、あらかじめ測定していた、プリズム底面の高さまでステージを下げていって、位置合わせを行なった。今後は、ゲルマニウムを透過する赤外光での撮像素子を使い、肉眼で観察しながらプリズムの位置を合わせられる様にするか、プリズムの底面側つまり試料側から、肉眼で観察できる装置を組み込むことが必要になると考えている。また、試料をプリズム底面に密着させて測定する場合には、試料の測定したい部分を簡単にプリズムの中心に配置できる装置が必要になってくる。

また、実験では散乱光を減らすために光源側、検出器側のピンホールをもっと絞りたかったが、赤外光源の強度が弱いため検出できる強度の限界に来てしまった。今後は、より明るい赤外光源と、感度の高い量子型検出器の開発が必要になる。また、赤外の高感度検出器は点検出器でしか実現されていないが、赤外で高感度な面検出器が開発されれば、可視光で研究されているような、非走査型のニアフィールド光学走査顕微鏡[4,5]を作ることもできる。

総括

ニアフィールド光学走査顕微鏡を赤外顕微分光分析に応用するための基礎研究として、原理の考案と考察を行ない、装置を設計、試作、そして検証実験を試みた。本章では、本研究の成果を各章毎にまとめ、今後の研究課題について言及する。

第１章では、ニアフィールド光学走査顕微鏡の意義と、その歴史について述べた。また、赤外顕微分光の重要性と欠点を示し、ニアフィールド光学走査顕微鏡を応用することの意義を述べた。

第２章では、開口径が波長より小さな微小開口における光の回折場をBetheの回折理論を用いて計算した結果を示した。回折場の強度分布は、開口から開口半径の距離までは、開口の大きさで強度スポットが保たれ、ｐ偏光の光が斜入射する場合の回折場が垂直入射と比べ、強度で４桁高いことがわかった。また、ポインティングベクトルは、垂直入射では開口からの放射場が支配的であるのに対して、斜入射では、開口から出て開口に戻るループを描くことがわかった。

第３章では、Marchandの回折理論に基づいて、Kirchhoffの回折理論に、開口端からの開口面内への回折成分を加えて、微小開口の回折場を計算した。さらに、Fourier Opticsを用いて微小開口での光の回折場を計算し、各理論による計算結果を比較した。

第４章では、誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の試作について述べた。誘電体チップには、ZnSe結晶の先端を波長以下の大きさに加工したものを用いた。光源にはＣＯ2レーザ（１０.６μm）を用いた。チップ先端からの反射光はMCT検出器で強度測定し、試料は、ピエゾ素子で駆動した。実験では、試料をチップ先端から離して行くにしたがって、反射光強度がニアフィールドで指数関数的に減衰することにより、入射光によって、チップ先端にエバネッセント場が生成されていることを確認した。また、直径６μmのラテックス球の空間分布を試作した顕微鏡で測定し、回折限界で得られる分解能のほぼ２倍を得ることができた。

第５章では、チップ先端の尖らない、高屈折率プリズムによるニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を提案し、輪帯開口からの収束光を用いて、エネルギー効率の良い微小なスポットを実現できることを理論と計算から示した。

さらに、実際に高屈折率プリズムを用いて、赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作し、赤外顕微分光に応用した。顕微鏡は、試料の上部に屈折率４のゲルマニウムの半球プリズムを設置し、試料面上に光が収束するようにした。この試作した赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡で実際に、赤外顕微分光の実験を行ない、回折限界で計算した値の２倍の分解能が得られた。

本研究によって、赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の可能性が確認できた。理論で決まった分解能を持つ赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を実用に供する装置として行くには、開口の加工精度や、プリズムの加工精度を上げることが必要であり、ステージを走査する精度、制御機構の開発、S/Nが悪い信号から、目的の情報を取り出す方法の開発が必要と考えている。

謝辞

本研究は大阪大学工学部応用物理学教室において行なったものである。終わりに望み、懇切なるご指導を賜りました志水隆一教授に心から感謝の意を表します。

また現在、大阪大学名誉教授の南茂夫先生（現大阪電気通信大学教授）には、終始、有益な御助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

本学工学部、興地斐男教授、増原宏教授には、論文作成にあたりご検討頂き、貴重な御指示、御教授を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

本研究のすべてにわたり、丁寧なご指導、ご討論を頂きました本学工学部助教授河田聡博士に厚く御礼申し上げます。

研究において有益な御討論、御助言を頂きました、株式会社ニコン、埜田友也博士に感謝いたします。

日頃御指導いただいた本学工学部助手南慶一郎氏、川田善正博士に深く感謝します。

摂南大学工学部内田照雄教授には大阪大学在籍中に数々の有益な御助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

日本電子株式会社には、実験に当たり多大なご配慮を頂きました。ここに御礼申し上げます。

本研究を遂行するに当たり、様々な形で御協力、御援助頂きました大阪大学大学院博士後期課程B. Dingel氏、杉浦忠男氏ならびに、研究室の皆様に感謝いたします。

Appendix

1. H. Betheの微小開口の回折理論の導出過程

Maxwellの電磁方程式から任意の境界面の電場E（r'）と磁場H（r'）の分布を用いて、任意の点の電場E（r）を求めることができる。Strattonの示したベクトルの解を使うと、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r})=\frac{1}{4\pi}\int_S\left[jk\mathbf{n}\times\mathbf{H}(\mathbf{r}')\varphi-(\mathbf{n}\times\mathbf{E}(\mathbf{r}'))\times\nabla\varphi-(\mathbf{n}\mathbf{E}(\mathbf{r}'))\nabla\varphi\right]d\sigma \tag{A-1}$$

で与えられる。nは、境界面に垂直な単位ベクトルを表している。またφは、Green関数であり、境界面のある点の座標r'と測定する位置の座標rを用いて、

$$\varphi(\mathbf{r})=\frac{e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{A-2}$$

で与えられる。ここで、$k=2\pi/\lambda$であり、λは波長を示す。この電場と同様に、任意の位置の磁場H（r）は、

$$\mathbf{H}(\mathbf{r})=\frac{-1}{4\pi}\int_S\left[jk\mathbf{n}\times\mathbf{E}(\mathbf{r}')\varphi-(\mathbf{n}\times\mathbf{H}(\mathbf{r}'))\times\nabla\varphi-(\mathbf{n}\mathbf{H}(\mathbf{r}'))\nabla\varphi\right]d\sigma \tag{A-3}$$

で表せる。これより、任意の境界面での電場分布、磁場分布がわかれば、任意の点の電磁場を求めることができる。

ここで、Betheは、このベクトル式を用いて、微小開口の回折場を次の境界条件の元で示した。波長より小さな径の開口が、完全導体で、厚さ0のスクリーンにある場合を考える。スクリーンは$z=0$にあり、光の入射側を座標の上で負にとる。

まず、開口が無いスクリーンを考える。境界面での電場E_0、磁場H_0に対して境界条件から、境界に平行な振動成分の電場$E_{0_{tan}}$、境界の法線方向の振動成分の磁場H_{0_n}は、

$$E_{0_{tan}}=0 \tag{A-4}$$

$$H_{0_n}=0 \tag{A-5}$$

で与えらる。これに対して、E_{0_n}、$H_{0_{tan}}$は規定できない。また、この条件は開口が存在しているときも、$z=+0$の近傍では、開口の部分を除いて成立しているものと仮定する。

次に開口がスクリーンに存在している場合について考える。光が入射する$z<0$の部分には、開口が無いときのE_0、H_0に加えて、開口があることによってE_1、H_1が加わり、$z>0$では、E_2、H_2が存在すると仮定する。スクリーンの入射側を$z=-0$、射出側を$z=+0$で表すと、それぞれの電場E・磁場Hは、

$$H=H_0+H_1,\quad z=-0 \tag{A-6}$$

$$E=E_0+E_1,\quad z=-0 \tag{A-7}$$

$$H=H_2,\quad z=+0 \tag{A-8}$$

$$E=E_2,\quad z=+0 \tag{A-9}$$

で表される。境界面での境界条件は、

$$E_{1_{tan}}=E_{2_{tan}}\quad \text{: in the hole} \tag{A-10}$$

$$E1_{tan} = E2_{tan} = 0 \quad : \text{out side the hole} \tag{A-11}$$
$$H2_{tan} - H1_{tan} = H0_{tan} \quad : \text{in the hole} \tag{A-12}$$
$$H1_{n} = H2_{n} \quad : \text{in the hole} \tag{A-13}$$
$$H1_{n} = H2_{n} = 0 \quad : \text{out side the hole} \tag{A-14}$$
$$E2_{n} - E1_{n} = E0_{n} \quad : \text{in the hole} \tag{A-15}$$

で与えられる。

また、$z>0$ の各点において、対称性から光軸に垂直方向成分に関して、

$$E1_{tan}(x, y, -z) = E2_{tan}(x, y, z) \tag{A-16}$$
$$H1_{tan}(x, y, -z) = -H2_{tan}(x, y, z) \tag{A-17}$$

の関係が成立すると仮定すると、Maxwellの電磁方程式より境界に垂直な方向に関して

$$H1_{n}(x, y, -z) = H2_{n}(x, y, z) \tag{A-18}$$
$$E1_{n}(x, y, -z) = -E2_{n}(x, y, z) \tag{A-19}$$

の関係が求められる。（A-16）式から（A-19）式の関係と、$z=0$ での境界条件から最終的に、$z=+0$ 面の境界での電磁場と、開口が存在しないとしたときの $z=-0$ の境界面における電磁場との間に、

$$H2_{tan} = 1/2\, H0_{tan} \tag{A-20}$$
$$E2_{n} = 1/2\, E0_{n} \tag{A-21}$$

の関係があることがわかる。また、開口が十分小さいという仮定を考えると、開口部分で $H0_{tan}$、$E0_{n}$ が定数であると仮定できるので、$H2_{tan}$、$E2_{n}$ も定数となる。しかし、回折場を解くために必要な、境界面上での電磁場の分布として、まだ $E2_{tan}$ と $H2_{n}$ が求まっていないために、この条件からだけでは解けない。

次に、開口以外の部分での（A-1）式を（A-4）式の境界条件で考える。スクリーンは、完全導体であるため、$z=+0$ 面でも $E0_{tan}=0$ が成立する。（A-1）式において、r がスクリーン上にあると考えると、$E_{tan}(r)$ は、0 でなければならない。このとき、$n\times E$、$n\times H$、grad φ は、スクリーンに平行なベクトル成分をもつため、（A-1）式の積分項の内、第１項と第３項は、打ち消し合わなければならない。最終的に関係してくる項は、第２項のみである。つまり、電場を求めるには、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{-1}{4\pi}\int_S \left[(\mathbf{n}\times\mathbf{E}(\mathbf{r}'))\times\nabla\varphi\right] d\sigma \tag{A-22}$$

を考えればよいことになる。また、磁場に関しても同じことが言える。

次に、（A-22）式を考える。この式のうち、$E(r')$ が既知であれば、この式は解けるが、$E_{tan}(r')$ のみしか求まっていないため、解くことができない。そこで、（A-22）式において $n\times E$ の意味を考える。$n\times E$ は、磁流と考えることができるので、$z=+0$ の平面内に磁流が存在しているとして（A-22）式を解くことを考える。磁流を K で表すと K は、$z=+0$ 面内成分のみを持つベクトルであり、$K(r')$ で与えられる。この磁流に対して、磁荷 $\eta(r')$ の存在も仮定できて、

$$\mathrm{div}\, K = jk\eta \tag{A-23}$$

で与えられる。この磁流・磁荷を用いると、（A-22）式は最終的に

$$\mathbf{E}(\mathbf{r})=\int_S \left[\mathbf{K}(\mathbf{r}')\times\nabla\varphi\right]d\sigma \tag{A-24}$$

で表すことができ、Ｅ（ｒ'）の変わりに、Ｋ（ｒ'）を求めればＥ（ｒ）が求まる。同様にして、磁場は、

$$\mathbf{H}(\mathbf{r})=\int_S \left[jk\mathbf{K}(\mathbf{r}')-\eta\nabla\varphi\right]d\sigma \tag{A-25}$$

で与えられ、Ｋ（ｒ'）、η（ｒ'）を求めればＨ（ｒ）が求められる。

次に（A-24）、（A-25）式を用いて電場Ｅ（ｒ）、磁場Ｈ（ｒ）を求めるために、Ｋ（ｒ'）、η（ｒ'）を、円形開口について考える。ここで、開口の半径ａは、ｋａ<<１（ｋ＝２π／λ）の条件を満たすとする。

磁場Ｈ（ｒ）をスカラーポテンシャルΨを用いて表すと、

$$H(r)=-\mathrm{grad}\,\Psi(r) \tag{A-26}$$

になる。また、スカラーポテンシャルΨは、磁荷を用いて

$$\psi(\mathbf{r})=\int \eta(\mathbf{r}')\frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{A-27}$$

で与えられる。Ho_{tan}が開口部分で一様であることから（A-26）式は

$$\Psi(r)=-1/2\,Ho\cdot r \tag{A-28}$$

になる。今、開口部分に、同一方向を向いた双極子が一様に分布していることで、１／２Hoの定常場ができると考える。開口部分での双極子の光軸方向への拡がりが十分小さいとすると、双極子のスクリーン表面での密度分布μが、

$$\mu=(a^2-r'^2)^{1/2} \tag{A-29}$$

に比例するものとする。この双極子の表面分布密度ががポテンシャルに対応するものになる。故に（A-26）は、（A-28）、（A-29）式と合わせて、

$$Ho\cdot\mathrm{grad}\,\mu=-(Ho\cdot r')/(a^2-r'^2)^{1/4} \tag{A-30}$$

によって満たされる。この（A-30）と（A-27）式より磁荷η（ｒ）は、

$$\eta(r')=-C(Ho\cdot r')/(a^2-r'^2)^{1/4} \tag{A-31}$$

になる。定数項Ｃは円形開口では、１／π^2になる。これより、磁荷η（ｒ）は、

$$\eta(\mathbf{r}')=\frac{-1}{\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{-1}{2}}\mathbf{H}_0\mathbf{r}' \tag{A-32}$$

と求めることができた。また、磁荷η（ｒ）が求まったので(A-13)式から磁流Ｋ（ｒ）を求めると、

$$\mathbf{K}_\mathbf{H}(\mathbf{r}')=\frac{jk}{\pi^2}(a^2-r'^2)^{\frac{1}{2}}\mathbf{H}_0 \tag{A-33}$$

になる。

次に電場の境界条件を使って、Ｋを求める。磁荷の場合のアナロジーとして考えることができる。ベクトルポテンシャルを用いると電場は、

$$E=\mathrm{curl}\ F \tag{A-34}$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int \mathbf{K}(\mathbf{r}') \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{A-35}$$

$$F = 1/4\, E_0 \times r \tag{A-36}$$

$$\int K_x \frac{dx'\ dy'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = -F_x = \frac{1}{4} E_{0,z}\, y \tag{A-37}$$

$$K_x = \frac{1}{2\pi^2(a^2-r'^2)} E_{0,z}\, y \tag{A-38}$$

$$K_E = \frac{1}{2\pi^2(a^2-r'^2)} \mathbf{r}'\times\mathbf{E}_0 \tag{A-39}$$

最終的に磁流は、二つの成分の足し合わせとして、

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}') = \frac{jk}{\pi^2}(a^2-r'^2)^{1/2}\mathbf{H}_0 + \frac{1}{2\pi^2}(a^2-r'^2)^{-1/2}\mathbf{r}'\times\mathbf{E}_0 \tag{A-40}$$

で与えられ、境界面上でのE_0、H_0を用いて表すことが出来る。また$K(r')$、$\eta(r')$は、境界面上にのみに存在することを仮定しているため、ベクトルの性質により、E_0、H_0のうち、$K(r')$、$\eta(r')$の計算に関係するのは、E_{0_n}、$H_{0_{tan}}$の方向成分のみとなる。

2．数値計算方法

回折場に関係する電磁場E_0、H_0として、z、x方向のベクトルを考え、z軸方向の単位ベクトルzとx軸方向の単位ベクトルx、さらに任意の定数α、βを用いて、

$$E_0 = \alpha \cdot z \tag{A-41}$$

$$H_0 = \beta \cdot x \tag{A-42}$$

で表わす。また、r'をスクリーン面内のベクトルとして、その大きさを

$$r' = |r'| = (x'^2 + y'^2)^{1/2} \tag{A-43}$$

で表わし、開口半径aに対して、$r' < a$とする。また、電磁場を求める位置を、

$$r = |r| = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \tag{A-44}$$

とする。

このとき、(A-32、40) 式でr'、E_0、H_0に関して

$$r' \cdot E_0 = \beta x' \tag{A-45}$$

$$r' \times H_0 = \alpha\,(y'x - x'y) \tag{A-46}$$

が成立し、(A-32、A-40) 式は、

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}') = \frac{1}{\pi^2}\left\{\left[jk\beta(a^2 - r'^2)^{1/2} + \frac{\alpha y'}{2}(a^2 - r'^2)^{-1/2}\right]\mathbf{x} - \frac{\alpha x'}{2}(a^2 - r'^2)^{-1/2}\,\mathbf{y}\right\} \tag{A-47}$$

$$\eta(x',y',z') = -\frac{1}{\pi^2}\beta x'(a^2-x'^2-y'^2-z'^2)^{-1/2} \tag{A-48}$$

で考えることができる。また、（A-2）式のGradとして、

$$\mathrm{grad}\varphi = \frac{\partial}{\partial(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}\frac{\exp(jk(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

$$= \left(\frac{jk}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}\right)\exp(jk(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{A-49}$$

$$r - r' = (x - x')\,\mathbf{x} + (y - y')\,\mathbf{y} + z\,\mathbf{z} \tag{A-50}$$

$$|r - r'| = [(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2]^{1/2} \tag{A-51}$$

を用いる。

ここで、x'、y'を極座標を用いて、

$$x' = r'\cos\theta \tag{A-52}$$

$$y' = r'\sin\theta \tag{A-53}$$

で表わし、（A-47から51）式をx、y、z方向成分に分けて考えると、

$$K(x', y') = f1(r', \theta)\,\mathbf{x} - f2(r', \theta)\,\mathbf{y} \tag{A-54}$$

$$f1(r',\theta) = \frac{1}{\pi^2}\left[jk\beta(a^2 - r'^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{\alpha r'\sin\theta}{2}(a^2 - r'^2)^{\frac{-1}{2}}\right] \tag{A-55}$$

$$f2(r',\theta) = \frac{1}{\pi^2}\frac{\alpha r'\cos\theta}{2}(a^2 - r'^2)^{\frac{-1}{2}} \tag{A-56}$$

$$\eta(x', y') = -g(r', \theta) \tag{A-57}$$

$$g(r',\theta) = -\frac{1}{\pi^2}\beta r'\cos\theta\,(a^2 - r'^2)^{\frac{-1}{2}} \tag{A-58}$$

$$\mathrm{grad}\,\phi = p(x, y, z, r', \theta)\cdot[(x - r'\cos\theta)\,\mathbf{x} + (y - r'\sin\theta)\,\mathbf{y} + z\,\mathbf{z}] \tag{A-59}$$

$$p(x,y,z,r',\theta) = \left(\frac{jk}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} - \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3}\right)\exp(jk(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \tag{A-60}$$

$$|r - r'| = [x^2 + y^2 + z^2 + r'^2 - 2r'(x\cos\theta + y\sin\theta)]^{1/2} \tag{A-61}$$

で表わすことができる。

回折場の電磁場は、これらの式を用い、各ベクトル方向成分に分解して、

$$E(x, y, z) = Ex\,\mathbf{x} + Ey\,\mathbf{y} + Ez\,\mathbf{z} \tag{A-62}$$

$$Ex = -z\iint pf2r'dr'd\theta \tag{A-63}$$

$$Ey = -z\iint pf1r'dr'd\theta \tag{A-64}$$

$$Ez = y\iint pf1r'dr'd\theta + x\iint pf2r'dr'd\theta$$

$$-\iint pf1r'^2\sin\theta dr'd\theta - \iint pf2r'^2\cos\theta\, dr'd\theta \quad \text{(A-65)}$$

$$H(x, y, z) = Hx\,\mathbf{x} + Hy\,\mathbf{y} + Hz\,\mathbf{z} \quad \text{(A-66)}$$

$$Hx = x\iint gpr'dr'd\theta - jk\iint f1\varphi r'dr'd\theta - \iint gpr'^2\cos\theta\, dr'd\theta \quad \text{(A-67)}$$

$$Hy = y\iint gpr'dr'd\theta - jk\iint f2\varphi r'dr'd\theta - \iint gpr'^2\sin\theta\, dr'd\theta \quad \text{(A-68)}$$

$$Hz = z\iint gpr'dr'd\theta \quad \text{(A-69)}$$

で表わすことができる。これらの式において、その積分範囲は、$0 \leqq r' < a$、$0 \leqq \theta < 2\pi$、とした。

参考文献

第１章

1) E. H. Synge, "A Suggested Method for extending Microscopic Resolution into the Ultra-Microscopic Region," Phil. Mag. S. 7. **6**, 356-362(1928).
2) E. H. Synge, "A microscopic Method," Phil. Mag. S. 7. **11**, 65-80(1931).
3) E. H. Synge, "An Application of Piezo-electricity to Microscopy," Phil. Mag. S. 7. **13**, 297-300(1932).
4) J. A. O'Keefe, "Resolving Power of Visible Light," J. Opt. Soc. Am. **46**, 359(1956).
5) E. A. Ash, G. Nicholls, "Super-resolution Aperture Scanning Microscope," Nature **237**, 510-512 (1972).
6) A. Lewis, M. Isaacson, A. Harootunian, and A. Muray, "Development of a 500 Å Spatial Resolution Light Microscope 1. Light is efficiently transmitted through $\lambda/16$ diameter apertures," Ultramicroscopy **13**, 227-232 (1984).
7) E. Betzig, A. Harootunian, A. Lewis, and M. Isaacson, "Near-field diffraction by a slit: implications for superresolution microscopy," Appl. Opt. **25**, 1890-1900 (1986).
8) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson, A. Lewis, "Super-resolution fluoresence near-field scanning optical microscopy," Appl. Phys. Lett. **49**, 674-676 (1986).
9) E. Betzig, M. Isaacson, A. Lewis, "Collection mode near-field scanning optical microscopy," Appl. Phys. Lett. **51**, 2088-2090 (1987).
10) E. Betzig, M. Isaacson, H. Barshatzky, A. Lewis, and K. Lin, "Near-field scanning optical microscopy (NSOM)," SPIE **897**, 91-99 (1988).
11) D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, "Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$," Appl. Phys. Lett. **44**, 651-653 (1984).
12) U. Dürig, D. W. Pohl, and F. Rohner, "Near-field optical-scanning microscopy, " J. Appl. Phys. **59**, 3318-3327 (1986).
13) U. Ch. Fischer, U. T. Durig and D. W. Pohl, "Near-field optical scanning microscopy in reflection," Appl. Phys. Lett. **52**, 249-251 (1988).
14) D. W. Pohl, U. Ch. Fischer, and U. T. Dürig, "Scanning near-field optical microscopy (SNOM): basic principles and some recent developments," SPIE **897**, 84-90 (1988).
15) D. W. Pohl, U. Ch. Fischer, and U. T. Dürig, "Scanning near-field optical microscopy (SNOM)," Journal. of Microscopy **152**, 853-861 (1988).
16) S. Okazaki, H. Sasatani, H. Hatano, T. Hayashi, and T. Nagamura, "D evelopment of High-Resolution Optical Scanning Fluorescence Microscopy,"

Mikrochimica Acta **3**, 87-95 (1988).

17) G. A. Massey: "Microscoy and pattern generation with scanned evanescent waves," Appl. Opt. **23** 658-660 (1984) .
18) G. A. Massey, J. A. Davis, S. M. Katnik, and E. Omon: "Subwavelength resolution far-infrared microscopy," Appl. Opt. **24** 1498-1501 (1985).
19) R. C. Rdddick, R. J. Warmack, and T. L. Ferrell, "New form of scanning optical microscopy," Physical review B **39**, 767-770 (1989).
20) D. Courjon, K. Sarayeddine, and M. Spajer, "Scanning Tunneling Optical Microscopy," Opt. Commun. **71**, 23-28 (1989).
21) D. Courjon, J. M. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine, and S. Leblanc, " External and internal reflection near field microscopy:experiments and results," Appl. Opt. **29**, 3734-3740 (1990).
22) S. Jiang, N. Tomita, and M. Ohtsu, "Photon Scanning Tunneling Microscope," Kogaku **20**, 134-141 (1991).

第2章

1) H. A. Bethe, "Theory of diffraction by small holes," Phys. Rev. **66**, 163-182 (1944).
2) J. A. Stratton and L. J. Chu: "Diffraction Theory of Electromagnetic Waves," Phys. Rev. **56**, 99-107 (1939).
3) C. J. Bouwkamp, "On Bethe's Theory of Diffraction by Small Holes," Philips Res. Rep. **5** , 321-332 (1950) and "On the Diffraction of Electromagnetic Waves by Small Circular Disk and Holes," Philips Res. Rep. **5**, 401-422 (1950) .
4) C. Butler, Y. Rahmat-Samii, and R. Mittra, "Electromagnetic Penetration Through Apertures in Conducting Surfaces," IEEE Trans. Antennas Propagat. **AP-26** , 82-93 (1978).
5) Y. Leviatan and R. F. Harrington, "A low frequency moment solution for electromagnetic cuouling through an aperture of arbitrary shape," Arch. Elektr. Ubertr. **38**, 231-238 (1984) .
6) Y. Leviatan, "Study of near-zone fields of a small aperture," J. Appl. Phys. **60** , 1577-1583 (1986).
7) E. Betzig, A. Harootunian, A. Lewis, and M. Isaacson, "Near-field diffraction by a slit: implications for superresolution microscopy," Appl. Opt. **25**, 1890-1900 (1986).
8) R. E. English, and N. George, "Diffraction from a small square aperture: approximate aperture fields, " J. Opt. Soc. Am. A **5**, 192-199 (1988).
9) R.E. Collin: *Foundations for microwave engineering* , (McGraw Hill, London, 1966) 190-197.

10) T. Nakano and S. Kawata, "Numerical analysis of the near-field diffraction pattern of a small aperture," J. Modern Optics **39** , 645-661 (1992).

第3章

1) E. Marchand and E. Wolf, "Consistent formulation of Kirchhoff's Diffraction Theory," J. Opt. Soc. Am. **56**, 1712-1721 (1966).
2) E. Marchand and E. Wolf, "Diffraction at small apertures in black screens," J. Opt. Soc. Am. **59**, 79-90 (1969).
3) B. J. Lin, "Electromagnetic Near-Field Diffraction of a Medium Slit," J. Opt. Soc. Am. **62**, 976-981 (1972).
4) J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics,* (McGRAW-HILL, New York, 1988) 48-54.
5) G. A. Massey, "Microscoy and pattern generation with scanned evanescent waves," Appl. Opt. **23**, 658-660 (1984).
6) D. Courjon, J. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine, and S. Leblanc, "External and internal reflection near field microscopy: experiments and results," Appl. Opt. **29**, 3734-3740 (1990).

第4章

1) T. Nakano and S. Kawata, "Infrared Evanescent-field Microscope using CO_2 Laser for Reflectance Measurement," Optik (submitted).
2) D. Courjon, J. M. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine, and S. Leblanc, " External and internal reflection near field microscopy:experiments and results," Appl. Opt. **29**, 3734-3740 (1990).

第5章

1) 中野隆志, 河田　聡, "エバネッセント場顕微鏡による超解像赤外顕微分光," 分光研究 **41**, 377-384 (1992).
2) 中野隆志, 河田　聡, "赤外エバネッセント場走査顕微鏡," １９９２年分析機器と解析システムに関する東京討論会要旨集 51-52 (1992).
3) M. Born and E. Wolf , *Principles of optics* (Pergamon, New York, 1987) p. 416.
4) J. M. Guerra and W. T. Plummer: "Optical proximity imaging method and apparatus," United States Patent 4681451 (1987).
5) J. M. Guerra: "Photon tunneling microscopy," Appl. Opt. **29** 3741-3752 (1990).

発表論文リスト

第２章

1．T. Nakano and S. Kawata, "Numerical analysis of the near-field diffraction pattern of a small aperture," J. Modern Optics **39**, 645-661(1992).

第４章

2．T. Nakano and S. Kawata, "Infrared Evanescent-field Microscope using CO_2 Laser for Reflectance Measurement," Optik (submitted).

第５章

3．中野隆志, 河田　聡, "エバネッセント場顕微鏡による超解像赤外顕微分光," 分光研究 **41**, 377-384 (1992).

4．中野隆志, 河田　聡, "赤外エバネッセント場走査顕微鏡," １９９２年分析機器と解析システムに関する東京討論会要旨集 51-52 (1992).