

講義

フレッシュマンのための現代光学—II
焦点近傍の光学(2)

大木 裕史

(株)ニコン光学本部光学技術開発部 〒140 東京都品川区西大井 1-6-3

(1992年3月26日受理)

Modern Optics for Freshmen—II

Optics in Focal Regions (2)

Hiroshi Ooki

Optical Division, Nikon Corporation, 1-6-3, Nishi-Ohi, Shinagawa-ku, Tokyo 140

1. はじめに

今回は焦点近傍の点像分布を与える式そのものについて、改めて考えてみる。前半はスカラー理論の扱いでフラウンホーファー回折の正当性を確認し、次にベクトル回折理論の扱いへと移行する。今回は、フレネル数の小さい場合は想定しない。

2. スカラー理論における点像解析

いま、平面波Aがレンズの入射瞳に入射し、この光がレンズによって焦点に集光される場合を考える(図1)。図1でフレネル・キルヒホフの回折積分を考えると、まず焦点に向かう最終波面A'(レンズをすべて通った後の波面)上に点Qをとり、焦点近傍の点をPとする。もちろん、点Pにおける光の振幅を求めるのが目的である。最終波面A'はレンズが無収差なら幾何学的な焦点($x=y=0$)を中心とする球面になる。この球面の半径を f とし、QPを s とする。このとき点Pでの複素振幅 $U(P)$ は、波面A'上の振幅が一定であるとすれば

$$U(P) = C \iint_{A'} \frac{\exp[ik(s-f)]}{s} dS \quad (1)$$

である。ここで dS はA'上の面積素片である。いま点Q, Pの座標をそれぞれ $Q=(p, q, r)$, $P=(x, y, z)$ (いずれも座標軸は図1の x, y, z 軸である)とすると、点Qが球面 $p^2+q^2+r^2=f^2$ 上にあることに注意して、

$$s-f = \sqrt{f^2 - 2(px+qy+rz) + x^2+y^2+z^2} - f \quad (2)$$

点Pは焦点近傍にあるから x, y, z の絶対値は f に比べてはるかに小さい。よって

$$s-f = -(px+qy+rz)/f + (x^2+y^2+z^2)/2f \quad (3)$$

また、(1)式被積分関数の分母 s もこのとき明らかに f に近似できる。(3)式の右辺第2項は積分に関係のない位相項だから、結局(1)式は

$$U(P) = C \iint_{A'} \exp\left[-ik\left(\frac{p}{f}x + \frac{q}{f}y + \frac{r}{f}z\right)\right] dS \quad (4)$$

とおける。ここで

$$\frac{p}{f} = \xi, \quad \frac{q}{f} = \eta, \quad \frac{r}{f} = -\zeta = -\sqrt{1 - (\xi^2 + \eta^2)} \quad (5)$$

とすれば

$$U(P) = C \iint_{A'} \exp[-ik(\xi x + \eta y - \zeta z)] dS \quad (6)$$

となる。 (ξ, η, ζ) は光線(波面に直交する直線)の方向余弦であり、図1で $f=1$ としたときの入射瞳上での座標である(図2)。被積分関数は前回の(15)式と同じになったが、積分変数が異なる。(6)式の積分変数 dS は原点を中心とした球面上にとられるから θ, φ を図3のようにとると

$$dS = f^2 d\Omega = f^2 \sin\theta d\theta d\varphi \quad (7)$$

とおける。ただし $0 \leq \varphi \leq 2\pi, 0 \leq \theta \leq \alpha$ で

$$\alpha = \sin^{-1}(NA) \quad (8)$$

である(媒質の屈折率は1とする)。いま、前回の(1)式、または(15)式に合わせるため、積分変数を $d\xi d\eta$ へ変更することを考えよう。

$\xi = \sin\theta \cos\varphi, \eta = \sin\theta \sin\varphi$ (9)
 であるから、

$$\frac{d\xi d\eta}{d\theta d\varphi} = \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(\theta, \varphi)} = \sin\theta \cos\theta \quad (10)$$

(7)式と(10)式から

$$dS = f^2 \cdot \frac{d\xi d\eta}{\cos\theta} \quad (11)$$

定数の f^2 はよいが、(11)式を(6)式に代入してもフーリエ変換の形にはならない。なぜだろうか。実はここまでのところで2箇所の見落としがある。

一つめは、(1)式を用いるときに、波面 A' 上の振幅が一定であると仮定したことである。われわれの仮定は、入射面上での波面 A の振幅が一定であるということであって、 A' 上での振幅については一定であるという保証はない。むしろ一定になるはずはないのである。図4からわかるように、 A 上の面積 S は、対応する A'

上では $1/\cos\theta$ に増大する。よって、エネルギー保存則からいって、 A' 上では光強度が $\cos\theta$ 倍にならねばならず、これは振幅が $\sqrt{\cos\theta}$ 倍になることを意味している。

もうひとつの見落としは、像面である。(1)式は点 Q に到達する光波が「点 Q への入射角に関わらず」同じ振幅として寄与すると仮定している。つまり点 Q は三次元空間中に孤立した点である。しかし、あくまで像面上での光強度分布を求めることにこだわるならば、点 P は点ではなく、像面 (z 軸に直交する面) 上に存在する面積素片として考えなくてはならない。このとき点 P に入射する光の角度は大きな意味を持つ。図5からわかるように、入射角 θ の光が像面上の単位面積に与えるエネルギーは $\cos\theta$ に比例しなくてはならない。これはまた、振幅が $\sqrt{\cos\theta}$ 倍になることを意味している。したがって(6)式の被積分関数には $\sqrt{\cos\theta}$ が2回、つまり $\cos\theta$ がかからなければならない。このことと(11)式を用いて、定数項を適当にとり直すと

$$\begin{aligned} U(P) &= C \iint_{A'} \exp[-ik(\xi x + \eta y - \zeta z)] * \\ &\quad * \sqrt{\cos\theta} \sqrt{\cos\theta} dS \\ &= C \iint_A \exp[-ik(\xi x + \eta y - \zeta z)] d\xi d\eta \quad (12) \end{aligned}$$

が導かれる。もちろん積分範囲は

$$\xi^2 + \eta^2 \leq NA^2 \quad (13)$$

である。これで前回の(1)式(または(15)式)の正当性が証明された。しかし、ここで前記一つめの見落としは

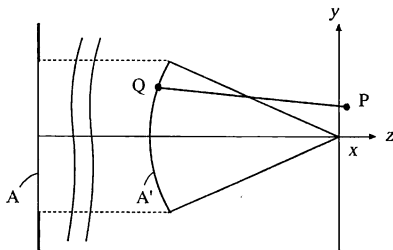


図1 回折積分における座標系

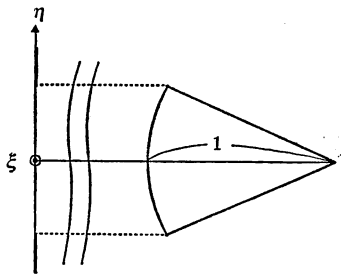


図2 瞳座標 (ξ, η) の定義

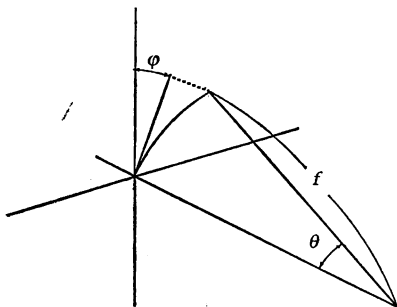


図3 極座標系での変数 θ, φ

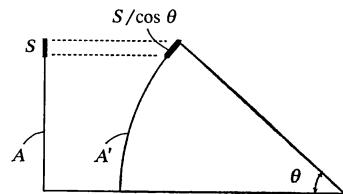


図4 等量の光が通過する波面上の面積の変化

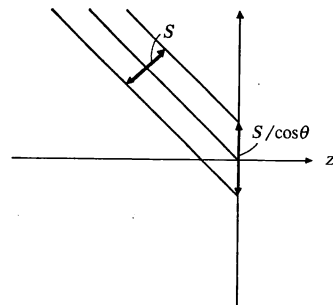


図5 像面上での照射面積

いいとして、第2の見落とし(点Qを面積素片として扱わねばならないこと)については必ずしも見落としとはいえないことに注意したい。実際、感光性のある球形粒子がまばらに並んでいるような像面を考えると、面積素片の考え方が正当かどうか大いに疑問になる。このような場合は結局前回の(1)式は正しいとは言えず、被積分関数(すなわち瞳関数)に $1/\sqrt{\cos\theta}$ を繰り入れるべきである。

3. ベクトル理論による点像解析

ベクトル理論による点像を扱う場合は、まず偏光面を規定しなくてはならない。入射光の偏光状態はいろいろ考えられるが、ここでは電気ベクトルが図1のy軸に平行な直線偏光を仮定しよう。任意の完全偏光状態は直交する二つの直線偏光状態を基底として表せるから、光学形が軸対称であることを考えるとこの仮定のもとでの考察で十分である。

入射瞳に平面波が入射する場合、図1の波面A'に $\sqrt{\cos\theta}$ の振幅分布が生じることはすでに述べたが、これはベクトル理論の場合にも正しい。ちなみに図4から、入射瞳面Aにおけるポインティングベクトルを S_A 、波面A'上のポインティングベクトルを $S_{A'}$ とすれば、エネルギー保存則から

$$|S_A|\cos\theta = |S_{A'}| \tag{14}$$

ここで

$$|S| = (n/2)\sqrt{\epsilon_0/\mu_0} |E|^2 \tag{15}$$

であるから、A, A'における電場をそれぞれ $E_A, E_{A'}$ とすれば

$$|E_{A'}| = |E_A|\sqrt{\cos\theta} \tag{16}$$

である。つぎにA'から像面への伝播を考えよう。スカラー理論では、瞳座標 (ξ, η) からの寄与 $\delta U_{\xi, \eta}(P)$ は前節で述べたように

$$\begin{aligned} \delta U_{\xi, \eta}(P) &= \exp[-ik(\xi x + \eta y - \zeta z)] * \\ & * \sqrt{\cos\theta} \sqrt{\cos\theta} dS \\ & = f^2 \exp[-ik(\xi x + \eta y - \zeta z)] d\xi d\eta \end{aligned} \tag{17}$$

であった。もちろん(17)式は(12)式の被積分関数である。しかし、(17)式中辺の二つの $\sqrt{\cos\theta}$ のうち一つは(16)式から存在の正当性が確かめられるが、もう一つの $\sqrt{\cos\theta}$ はベクトル理論には出てこない。なぜなら、図6から明らかなように、光線が紙面内にあるとすると、像面にP偏光で入射してくる光(図6(a))に対しては、 $E_z=0, E_y=|E|\cos\theta, E_x=|E|\sin\theta$ であり、S偏光成分として入射してくる光に対しては $E_z=|E|, E_y$

$=E_z=0$ である。ゆえに、つねにこの二つの状態を区別しながら像面への寄与を考えねばならない。

図7は入射瞳を光の入射側からみた状態である。点Q (ξ, η) において光は仮定より η 軸方向(y軸方向と平行)に偏光している。したがって像面上にP偏光, S偏光として入射する成分を E_P, E_S とおくと図7より

$$E_P = |E|\sin\varphi = |E| \frac{\eta}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \tag{18}$$

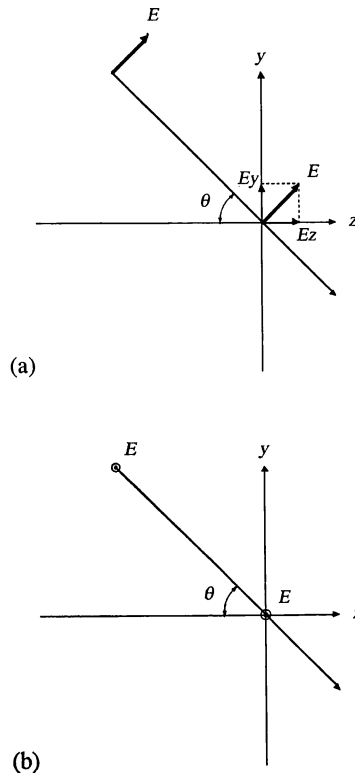


図6 像面での電気ベクトルの構成 (a) P偏光の場合, (b) S偏光の場合。

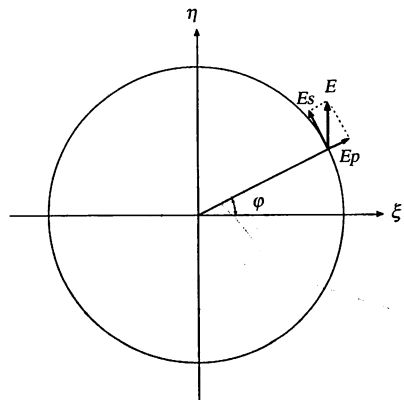


図7 角度φ方向における電気ベクトルの成分分解

$$E_s = |\mathbf{E}| \cos \varphi = |\mathbf{E}| \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \quad (19)$$

となる。ここで、電場の分布を考える領域は瞳径に比べて十分に小さいという仮定をおいた。もちろんこれはフレネル数が十分大きい光学系を考えているという意味である。像面上での電場のベクトル成分 E_x, E_y, E_z に対する E_P, E_S の寄与は、 E_P の方に $\cos \theta$ が余分にかかることを考えて、

$$E_x = E_P \cos \theta \cos \varphi - E_S \sin \varphi \quad (20)$$

$$E_y = E_P \cos \theta \sin \varphi + E_S \cos \varphi \quad (21)$$

$$E_z = E_P \sin \theta \quad (22)$$

である。(20)~(22)式に(18), (19)式を代入し、 $\sin \theta = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$, $\cos \theta = \zeta$ であることを考えれば点 $Q(\xi, \eta)$ からの寄与 $\delta E_x^{i, \eta}(P)$ は

$$\begin{aligned} \delta E_x^{i, \eta}(P) &= \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] \sqrt{\zeta} \\ &\quad \cdot \frac{\xi \eta}{\xi^2 + \eta^2} (\zeta - 1) dS \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \delta E_y^{i, \eta}(P) &= \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] \sqrt{\zeta} \\ &\quad \cdot \frac{\xi^2 + \eta^2 \zeta}{\xi^2 + \eta^2} dS \end{aligned} \quad (24)$$

$$\delta E_z^{i, \eta}(P) = \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] \sqrt{\zeta} \cdot \eta dS \quad (25)$$

ここで

$$dS = f^2 \frac{d\xi d\eta}{\cos \theta} = f^2 \frac{d\xi d\eta}{\zeta} \quad (26)$$

だから最終的に像面上での電場ベクトル成分 (E_x, E_y, E_z) は f^2 を定数 C に繰り込んで

$$\begin{aligned} E_x(P) &= C \iint_A \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] * \\ &\quad * \frac{\xi \eta}{\xi^2 + \eta^2} \left(\sqrt{\zeta} - \sqrt{\frac{1}{\zeta}} \right) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} E_y(P) &= C \iint_A \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] * \\ &\quad * \frac{1}{\xi^2 + \eta^2} \left(\eta^2 \sqrt{\zeta} + \xi^2 \sqrt{\frac{1}{\zeta}} \right) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (28)$$

$$E_z(P) = C \iint_A \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] \eta \sqrt{\frac{1}{\zeta}} d\xi d\eta \quad (29)$$

となる。磁場のベクトル成分 (H_x, H_y, H_z) はマックスウェル方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \dot{\mathbf{H}} = -i k \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \mathbf{H} \quad (30)$$

から容易に求められる。このとき(27)~(29)式がマックスウェル方程式を満たすことを仮定していることになるが、たとえば H_x は(30)式より

$$\begin{aligned} H_x(P) &= C \iint_A \exp[-i k(\xi x + \eta y - \zeta z)] * \\ &\quad * \frac{1}{\xi^2 + \eta^2} \left(\xi^2 \sqrt{\zeta} + \eta^2 \sqrt{\frac{1}{\zeta}} \right) d\xi d\eta \end{aligned} \quad (31)$$

となり、これは(定数係数を除いて) $E_y(P)$ の分布を (ξ, η) 面で 90° 回転したものに等しいから、結局本節で求めた手法が正当であったことがわかる。(27)~(29)式は、1956年に Burtin¹¹⁾ により発表された。この報告にはデフォーカス項が入っていないが、これは本質的な問題ではない。デフォーカス項を含めて詳細な検討を行ったのは1959年の Richards と Wolf による論文²⁾ であり、一般的にはこちらの方がよく知られている。

4. ベクトル理論による焦点近傍の光の分布

前節で導かれた式に従って、焦点近傍の光の強度分布を計算してみよう。ただし、ここでは「強度」としていくつかの定義があることに注意しなくてはならない。たとえば電場エネルギー密度 I_e とポインティングベクトルの像面に対し垂直な成分の絶対値 I_s である。これらの意味についてはあとで触れるとして、まずこれらで定義された光の強度分布をみてみよう。分布を考えるだけだから定数は無視すると、 I_e, I_s は

$$I_e = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2 \quad (32)$$

$$I_s = |E_x H_y - E_y H_x| \quad (33)$$

で与えられるから、これに(27)~(30)式を用いて計算を行えばよい。

図8は焦点面上における I_e の分布を示しており、(a)は $NA=0.999$, (b)は $NA=0.37$ の場合を示す。なお、 x, y 軸ともにフルスケールは $\pm \lambda/NA$ とし、入射光は図の y 軸方向に偏光しているとする。図8(a)より、高 NA の場合 I_e の分布が偏光方向にむかって長く伸びていることがわかる。ただしこの非対称性の度合は、正しくは NA ではなく、それを媒質の屈折率 n で割った値、すなわち NA/n に依存することは前節の議論からすぐに理解できよう。たとえば光ディスクの場合、ディスク面がプラスチック等の基板で覆われているから、対物レンズが $NA=0.55$ だとすれば $NA/n=0.55/1.5=0.37$ くらいの値になる。図8(b)はこれに対応しているが、ここでは非対称性は大幅に減少し、ほとんど無視できる程度である。

図9は、図8の y 軸に沿った断面の I_e の分布を示したものである。 $NA=0.999$ の場合(a)は、スカラー理論による計算結果(点線)よりはるかに大きく広がって

いるが、 $NA=0.37$ の場合(b)ではその差はほとんどない。

NA が大きい場合に偏光方向に光スポットが伸びるのは、図6に示した事情から理解することができる。すなわち瞳上の η 軸上近辺から来る光は、像面ではほぼP偏光となるため NA が高くなればなるほど像面への寄与が減ってくる。つまり y 軸方向には NA が小さくなったかのような効果をもたらすのである。もっともこれは像面に平行な電場成分について考えた結果であり、 I_e を考える場合は像面に直交する成分も考慮しなければいけ

ない。瞳上の η 軸上近辺から来る光は、当然 NA が高いほど E_z 成分に大きな寄与をもたらすが、実は(29)式で与えられる $E_z(P)$ は原点にピークをもたない。

図10(a)は $NA=0.999$ における $|E_x|^2 + |E_y|^2$ の分布を示し、(b)は同じく $|E_z|^2$ の分布を示す。両者をたしたものが図8(a)である。これでわかるように、 NA が大きい場合、瞳の η 軸(入射偏光方向)上近辺から来る光は像面に平行な電場成分に対しては寄与が弱まり NA が小さくなったかのような結果を与え(これだけでもスポット径は偏光方向に伸びてしまう)、かつ

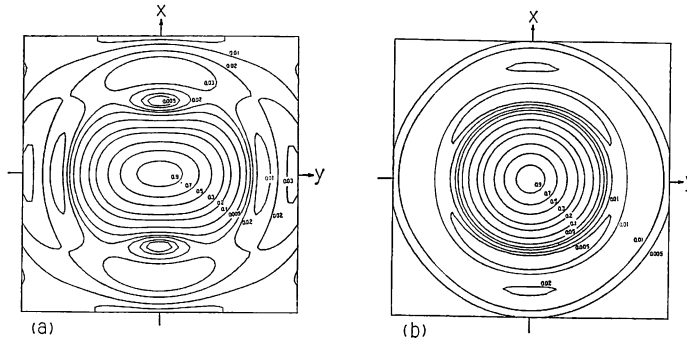


図8 焦点面上での電場エネルギー密度分布。フルスケールは縦軸横軸とも $\pm\lambda/NA$ 。(a) $NA=0.999$, (b) $NA=0.37$ 。

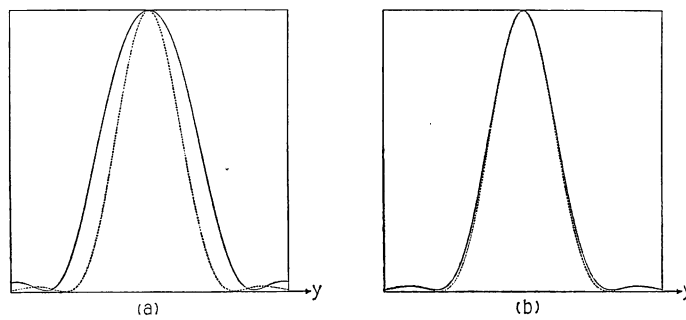


図9 図8の y 軸に沿った断面図。点線はスカラー理論での強度分布を示す。フルスケールは $\pm\lambda/NA$ 。(a) $NA=0.999$, (b) $NA=0.37$ 。

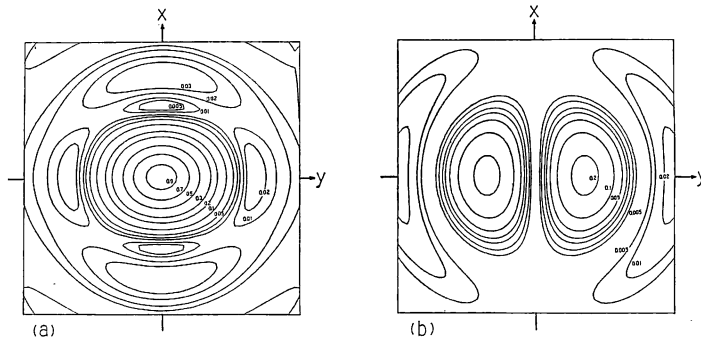


図10 $NA=0.999$ における (a) $|E_x|^2 + |E_y|^2$ の分布と (b) $|E_z|^2$ の分布。フルスケールは図8と同じ。

ありあまる E_x 成分でさらに y 軸方向へスポット径を伸ばすような働きをする. このダブルパンチをうけた結果が図 8 (a) なのである. NA が小さければこれらの効果も著しく低減される. たとえば $NA=0.37$ 程度では, 入射偏光に平行な成分 E_y に対して, 他の成分は無視できるほど小さい. よって像面上の電場は E_y のみで近似的に表現できる. すなわち

$$\mathbf{E} \cong (0, E_y, 0) \quad (34)$$

つぎにポインティングベクトルによる強度分布 I_s を図 11 に示そう. ここでは $NA=0.999$ での結果 (a) と $NA=0.37$ での結果 (b) に大きな差はない.

y 軸に沿った分布でも, I_s はスカラー理論 (点線) と良い一致をみせる (図 12). これは支配的な成分である E_y と H_x とが直交していることから直観的にも明らかである. むしろここで注目すべきことは, 図 12 (a) で I_s が負となる区間があるということである. I_s が負となるのは (33) 式の定義に矛盾するが, この図ではこの区間でポインティングベクトルの向きが逆転していることを示すために負の値を用いて表現したのである. したがって, この区間では光のエネルギーは光軸上とは逆方向に流れていることになる (図 11 (a) で負の等高線が囲ま

れた領域がそうである). このことはすでに 1919 年に Ignatovsky³⁾ が予言していたとされるが, 筆者はまだこの論文の入手に成功していない. なお, ポインティングベクトルの時間平均の流れについては Boivin ら⁴⁾ の報告が詳しく, 特定の場所で渦状となることなどが示されている.

強度分布とは別に, (27)~(29)式を用いると焦点近傍の電場の電気力線も求められる. 図 13 は焦点近傍の空間内 ($y-z$ 平面内) の各点での電場の方向をプロットしたもので, 電気力線の近似的な表示である. なお, y, z 軸ともにフルスケールは $\pm 2\lambda/NA$ とした.

電場の方向は基本的には光の波面の接線方向である. $NA=0.999$ の場合 (図 13 (a)) ではほぼ全域に球面波的な挙動がみられるのに対し, $NA=0.37$ の場合 (b) では (振幅の変化はあるものの) ほぼ平面波とみなせる. したがって焦点近傍に話を限るならば, NA があまり大きくない場合, 焦平面に入射する光波の電場 $E(x, y, z)$ は入射光の偏光方向成分のみを有する空間的な振幅分布をもつ平面波として近似的に捉えることが可能になる. つまり, (34) 式とあわせて

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_y(x, y, z) \mathbf{e}_y = u(x, y) \exp[ikz] \mathbf{e}_y$$

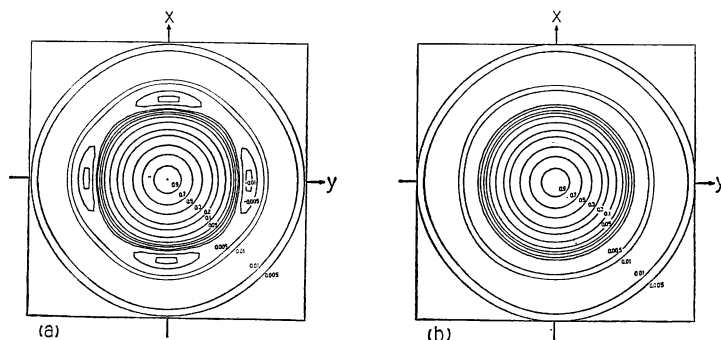


図 11 焦点面上でのポインティングベクトルの分布. フルスケールは図 8 と同じ. (a) $NA=0.999$, (b) $NA=0.37$.

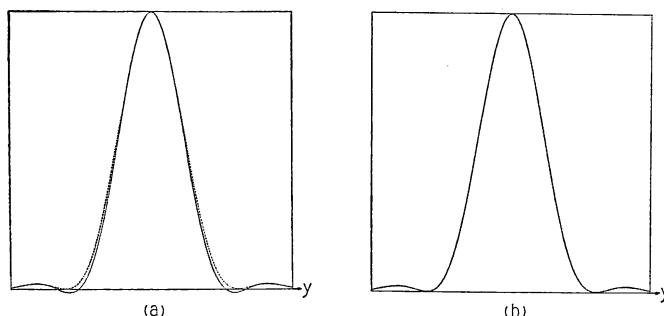


図 12 図 11 の y 軸に沿った断面図. 点線はスカラー理論での強度分布を示す. フルスケールは図 9 と同じ.

(35)

ここで e_y は y 軸方向の単位ベクトルである。もちろん (35) 式は自由空間の波動方程式を満たさないが、このことは (35) 式の近似が全空間では成り立たないことを意味するにすぎない。(35) 式の表現は実際光ディスクの回折問題に応用できる⁹⁾。もっとも、 NA さえ大きくなければ焦点近傍はいつも平面波だと考えてよいわけではない。たとえば多層膜の干渉フィルタにレーザースポットを集光した場合のフィルタリング特性などは空間的な振幅変化が効いてくるので均一な平面波と同様に考えることはできない。

5. 光の強度

さて、光の強度として電場エネルギー密度とポインティングベクトルをみてきたが、実際に考慮しなければならないのはどちらであろうか。

一般に、直接焦点面において光と物質の相互作用が生じているような場合はほとんどの場合が電場によって支配されている。なぜなら光と物質の相互作用はたいてい電気双極子遷移で近似的に表せるからである⁹⁾。この場合、光の電場 E によって励起された電気双極子モーメント P は、非線形項を考えなければ (これはまた励起状態と基底状態が1光子で結ばれていることを意味するが) E に比例する。電気双極子からの光の放射は電場、磁場ともに \dot{P} に比例するから、その強度は $|\dot{P}|^2$ 、したがって電場エネルギー密度に比例する。レーザースポットによる光ディスクの記録過程も同様である。現在の光ディスクの記録原理はほとんどが熱モードであり、光は単なる昇温体にすぎない。これは光の電場によって物体内に生じた電流がジュール熱として発熱することによる。電流密度 j は伝導率 σ を介して入射電場 E に比例するから

これによるエネルギーも電場エネルギー密度に比例する。ベクトル E の方向を問わないのはいずれも等方性を仮定しているからであり、これが成り立たないような場合 (極端に薄い膜など) には問題がある。ただし光ディスクの場合 NA が大きくないため E_z の寄与は小さく、あまり問題にはならないだろう。また、写真フィルムの感光もやはり電場に依存することが知られている⁷⁾。これらに対しレーザーによる粒子のトラッピングについては、光の電場勾配によるものと、粒子と光子間の散乱力によるものがある⁸⁾ が、後者についてはポインティングベクトルに比例するとされている⁹⁾。すでに述べたように焦点近傍のポインティングベクトルは渦状に流れることがあり、事実この散乱力も渦なし条件を満たしていない¹⁰⁾。ただし散乱力だけでは粒子を安定にトラップすることはできず、他の方法との併用になる。いずれにしてもトラッピングの場合は力というベクトル量を考えるわけであるから、一概に光強度の定義を考えることは難しいようである。

では、ポインティングベクトルが意味を持つのはどのような場合であろうか。たとえば焦点面にピンホールを置きその透過光を検出する場合などは、検出される光強度はポインティングベクトルに比例しなければならない⁷⁾。ただしこの場合、焦点面に巨大な境界条件が現れることになり、前節で計算した分布をそのまま計測することはできない。図 12 (a) で示したようなエネルギーの逆流がピンホール走査で検出できないことは明らかである。

6. 焦点近傍の数値計算法

最後に計算機による焦点近傍の数値計算法について簡単に触れておこう。当然瞳を有限個の分割に区切って計

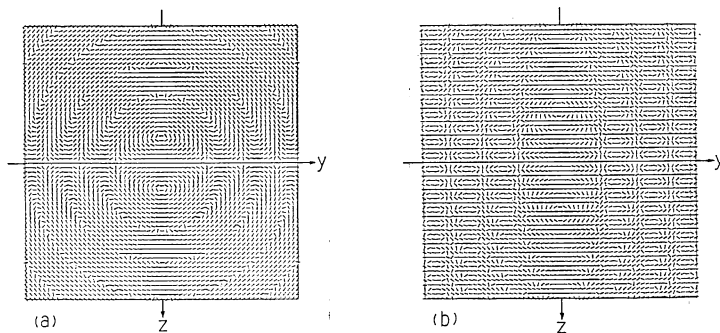


図 13 光軸と偏光方向を含んだ断面内の各点における電気ベクトルの方向。電気力線の簡易表現である。フルスケールは縦軸横軸ともに $\pm 2\lambda/NA$ 。(a) $NA=0.999$, (b) $NA=0.37$ 。

算することになるが、この場合瞳は矩形に分割するのがよい。被積分関数が値が急激に変化するのはスカラー理論でもベクトル理論でも位相項であり、とくに収差やデフォーカスが大きい場合は分割の数が足りないとサンプリングが減茶苦茶になってしまう。この対策としては、分割を増やすのが手っとり早いですが、このほかに一つの分割における位相項を定数と考えずに瞳座標の一次¹¹⁾、あるいは二次で近似する方法がある¹²⁾。これらの方法に比べると、分割からの寄与を単に足してゆくだけの計算法は一分割内では0次近似ということになる。とくに二次で近似すると、驚くほど少ない分割数で大きなデフォーカスに対応できる。この計算にはフレネル積分の展開公式、あるいは漸近展開公式を用いるが、計算速度そのものはあまり速くならないように思える。最近では並列処理のできる計算機が普及してきたので、余力があれば分割を増やすのがベストである。

7. あとがき

焦点近傍の光学としては、まだまだ語りつくせないことが多いが、紙面が尽きてしまった。もはや長々とあとがきを書く余裕もないが、なにせ浅学非才な筆者のことであるから、予期せぬミスがあるのではないかと恐れている。読者諸兄のご意見、ご批判をお願いしたい。

文 献

- 1) R. Burtin: "Deux problemes de diffraction a grande ouverture en optique," *Opt. Acta*, **3** (1956) 104-109.
- 2) B. Richards and E. Wolf: "Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system," *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **253** (1959) 358-379.
- 3) V. S. Ignatovsky: *Trans. Opt. Inst. Petrograd*, vol. 1 (1919) paper 5.
- 4) A. Boivin, J. Dow and E. Wolf: "Energy flow in the neighborhood of the focus of a coherent beam," *J. Opt. Soc. Am.*, **57** (1967) 1171-1175.
- 5) 大木裕史: "光ディスクの回折計算法", *光学*, **17** (1988) 467-471.
- 6) たとえば、榑田孝司: 量子光学 (朝倉書店, 東京, 1981).
- 7) 鶴田匡夫: "第三光の鉛筆・高開口数レンズによる点光源の無収差回折像", *O plus E*, 1992年5月号掲載予定.
- 8) "The feature issue on the mechanical effects of light," *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (1985) 1707-1860.
- 9) D. E. Pritchard, E. L. Raab and V. Bagnato: "Light traps using spontaneous forces," *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 310-313.
- 10) A. Ashkin and J. P. Gordon: "Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem," *Opt. Lett.*, **8** (1983) 511-513.
- 11) H. H. Hopkins: "The numerical evaluation of the frequency response of optical systems," *Proc. Phys. Soc. B*, **70** (1957) 1171-1175.
- 12) J. J. Stamnes, B. Spjelkavik and H. M. Pedersen: "Evaluation of diffraction integrals using local phase and amplitude approximations," *Opt. Acta*, **30** (1983) 207-222.