

硬 X 線ゾーンプレート of 内部透過特性の解析

中島 一 敏

大阪工業技術研究所 〒563 池田市緑丘 1-8-31

An Analysis of the Internal Transmission Properties of Hard X-Ray Zone Plates

Kazutoshi NAKAJIMA

Osaka National Research Institute, AIST, 1-8-31, Midorigaoka, Ikeda 563

Fresnel zone plates are required to have high aspect ratios in order to operate successfully as hard X-ray focusing optics. In such cases, however, their focusing properties have been evaluated on the assumption that their thickness can be neglected. In this paper, an analyzing method is presented for the internal transmission properties of zone plates with high aspect ratios for hard X-rays. To perform the analysis, the media of the zone plate are assumed to be ideally homogeneous and have smooth and abrupt interfaces. On the basis of diffraction theory, formulas are derived to calculate the complex amplitude of the wave field transmitted through and emerging from the zone plate when it is illuminated by a monochromatic plane wave, which gives the internal transmission properties. As numerical examples, the results of the analyses of phase zone plates (to give π and 3π phase shifts) for 8 keV X-rays are shown, with special reference to the change of the properties due to their thicknesses and inclinations.

1. はじめに

近年、放射光のような強力な X 線光源の出現により、材料の構造解析や超微細加工、生物試料の観察など広範な応用研究分野の新たな発展が期待されている。X 線のマイクロビーム化は、これらの研究に対して重要な基盤技術を提供する。しかし、X 線領域では物質の屈折率が 1 にきわめて近くなるため、可視域におけるレンズのように、屈折を利用した有効な集光素子を作製することができない。このため、X 線用の集光素子として、回折を利用したゾーンプレート (ZP) の開発研究が盛んに行われている。ZP に要求される性能は集光効率と分解能である。ZP として、透明、不透明を交互に繰り返す同心状のゾーンからなる振幅変調型とその不透明帯を透明でかつ元の透明帯との間に位相差 π (または π の奇数倍) ラジアンが生じるようにした位相変調型 (位相ゾーンプレート) とがあるが、後者の集光効率は理論的には最大で約 40% であり、前者の 4 倍の効率の向上が可能となる¹⁾。一方、ZP の分解能は最外ゾーン幅 δx_N

$$\delta x_N = x_N - x_{N-1} \doteq x_1 / 2\sqrt{N} \quad (1)$$

にほぼ等しい。ここで、ZP の n 番目のゾーン半径 $x_n (n=1 \sim N)$ は、主焦点距離を f 、真空中の波長を λ として、

$$x_n = \sqrt{n\lambda f} = \sqrt{n} x_1 \quad (2)$$

で与えられる。式 (1) から分解能を上げるためには、ゾーン本数を多くしてゾーン幅 δx_N を小さくする必要がある。

さて、ZP が透過力の強い硬 X 線に対して有効な集光作用を行い、かつ高い分解能を得るためには、その厚さとゾーン幅の比で決まるアスペクト比の大きなものが必要となる。このような ZP の作製には主にスパッタースライス法が用いられている²⁻⁷⁾。この方法は、多層膜作製技術により回転する芯線の周りに光学定数の異なる 2 物質を交互に積層させて円筒状の ZP を作り、スライスおよび研磨により所望のアスペクト比をもつ ZP を得るものであるが、高分解能達成のためにはゾーン界面の平滑性の改善が課題とされている。なお、ZP は一般に +1 次回折光のほかには正負奇数次の回折光および 0 次透過光を生じるので、それらが焦点面でノイズとなるのを防ぐためには ZP の中央部を遮蔽する必要がある。ス

E-mail: nakajima@onri.go.jp

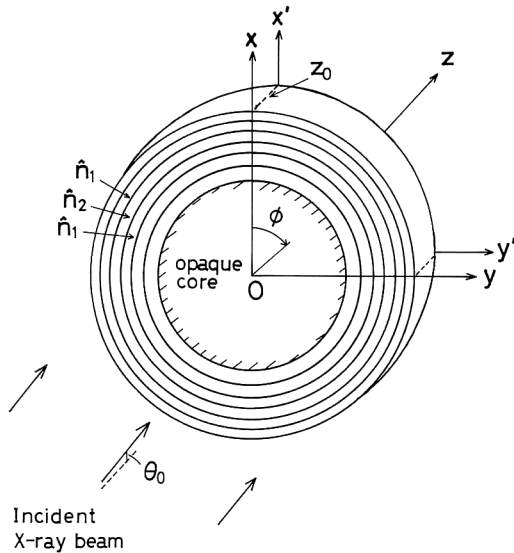


Fig. 1. A zone plate and the coordinate system. The zone plate is illuminated by a monochromatic plane wave whose wave vector lies in the xz -plane and makes a small angle θ_0 to the z -axis. \hat{n}_1 and \hat{n}_2 are the complex refractive indices of the two materials.

パターン-スライス法では芯線が遮蔽効果をもつ。Fig. 1 に ZP の概念図を示す。

ところで、ZP の集光効率や分解能などの性能は、従来、薄い素子の場合と同一の振幅透過率関数⁹⁾に基づいて算出されている。しかし、高いアスペクト比をもつ ZP の性能評価のためには、その内部の透過特性の解析が不可欠である。

本論文は、このような観点から、硬 X 線集光用の高いアスペクト比をもつ ZP の内部透過特性の解析を目的とする。解析には構成材質の光学特性およびゾーン界面について理想化した ZP モデルを用いる。透過特性を「ZP へ単位振幅の平面波を入射させたときの出射波の複素振幅分布」と定義し、回折理論を基礎としてその計算式を導く。このため 2 章では、まず 1 次元 ZP に対する計算式を与え、次にその適用による目的の ZP (2 章では 2 次元 ZP とも記す) の解析法について述べる。具体例として、8 keV の X 線集光用の位相ゾーンプレート (位相差 π または 3π の) について数値解析を行い、その厚さおよび傾きによる透過特性の特徴と変化を明らかにする。

2. 内部透過特性の解析

最初に、この解析で用いる ZP モデルを次のように定める。(A) ZP の構成材質は理想的に均質であり、それ

らの光学的特性は光学定数 (複素屈折率)^{9,10)},

$$\hat{n}_j = 1 - \delta_j - i\beta_j, \quad (j=1, 2) \quad (3)$$

により完全に規定されること、および (B) ゾーン界面は完全に平滑かつ急峻であることとする。また、(C) ゾーン幅は波長 λ に比べてはるかに大きいものとする。なお式 (3) で、 $1 - \delta_j = n_j$ は屈折率、 β_j は消衰係数であり、 δ_j および β_j はごく微小量とする (例、 $\delta_j \sim 10^{-5}$ 、 $\beta_j \sim 10^{-7}$)。

ここで以下の参考のために、消衰係数 β について触れておく。この媒質中を距離 s だけ進行したとき振幅の減衰を $\alpha(s)$ とすれば、

$$\alpha(s) = \exp(-2\pi\beta s/\lambda) \quad (4)$$

で与えられる。 $\beta = 5 \times 10^{-7}$ の場合、 $s/\lambda = 10^3$ すなわち波長の千倍の進行距離に対して、 $\alpha = 0.997$ を得る。

このように減衰は微々たるものであるから、X 線光波の伝搬および反射屈折に関しては、よい近似で透明媒質と同様に取り扱える。さらに、仮定 (A) および (B) から、入射平面波 (球面波) は同一の材質中では、平面波 (球面波) として伝搬し、また異なる材質間の界面での反射屈折に関してフレネルの公式の適用が可能となる。

以下の解析では、これらの基本前提をベースとして議論を進めるものである。

2.1 1次元ゾーンプレートの場合

Fig. 1 の 2 次元 ZP において、その光軸を z 軸にとり、厚さを z_0 とする。ZP の入射側の面 ($z=0$) を入射端面と呼び xy 座標面とし、出射側の面 ($z=z_0$) を出射端面と呼びその x, y 座標を x', y' とする。ここで 1 次元 ZP とは、2 次元 ZP の光軸を含む切断面 (これを xz 面とする) と同一の構造をもつものとする (Fig. 2)。 y 軸方向にはその構造は一定であるから、以下、 xz 面内で議論することとし、入射端面、出射端面を単に入射端、出射端と呼ぶことにする。また、出射端上の透過波を出射波と呼ぶことにする。なお、ZP に傾きがある場合 (セッティング誤差) を考慮して、入射 X 線が z 軸に対してなす角 (微小) を θ とする。

いま、ZP の左側から平面波を入射させる場合を考える (Fig. 2)。このとき、入射端直前にスリット状の開口を設けて、1 つのゾーンにだけ入射波が入り、他のゾーンは完全に遮蔽されているものとする。入射波は、よく知られているように、スリット開口により種々の進行方向の平面回折波を生じそれぞれ ZP に入射する。回折波の中、回折角 θ の平面波の ZP 内での伝搬を考えれば (θ は θ_0 を含めたものとし、また入射端での屈折は無視できるものとする)、① このゾーン内を直進して出

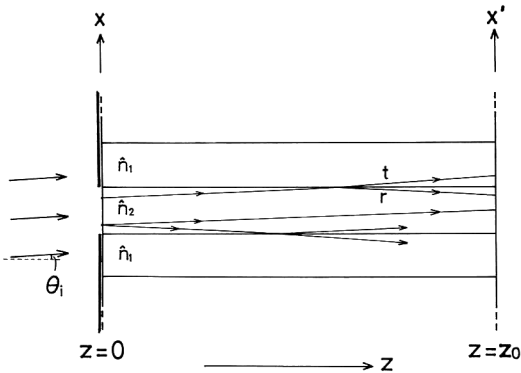


Fig. 2. Schematic depiction of the linear zone plate to illustrate the internal propagation of the diffracted waves by the slit-like opening that makes the incident plane wave illuminate one zone only. θ_i is the angle of incidence.

射端に達する場合、②界面で反射して出射端に達する場合、および、③界面で屈折透過して隣接ゾーンの射出端に達する場合、の3つのケースに分類できる。ただし条件(C)により回折角 θ は微小な範囲内となり、その結果、②の反射は1回だけ、また③では隣接ゾーンについてだけ考慮すればよいものとする(4章参照)。もちろん、上の思考実験においてスリットを除去して開放されていれば、すべてのゾーンについて同様のことが起きているわけである。これらのことから、任意のゾーンの射出波を求めるためには、そのゾーンおよびその両隣接ゾーンへの入射波に対して解析を行えばよいことになる。

さて、上では種々の回折角 θ の平面波の伝搬として議論したが、これを出射端の点 x' (任意) から見れば、入射端の種々の点 x から適切な角度で発してこの点 x' に達する回折光線 (diffracted rays)¹¹⁾ の組へと分類し直すことができる。これらは射出波の計算を行うために見方を変えただけであり全く同一である。以下では、このような回折光線の組を用いて射出波を求める計算式が与えられる。

ZPの内部透過特性は、「単位振幅の入射平面波に対する射出波の複素振幅分布」として定義されるが、これは任意の1つのゾーンの射出波を求める問題に帰着する。さらに上の議論からこれは、任意の隣接する3つのゾーンを1組として、それへの入射波に対する真ん中のゾーンの射出波を求める問題に置き換えられる (Fig. 3)。これを実行するために、X線の内部伝搬を次の3成分に分けて考える。①この(真ん中の)ゾーン中を直接通過して射出端に到達する成分(直接成分)、②こ

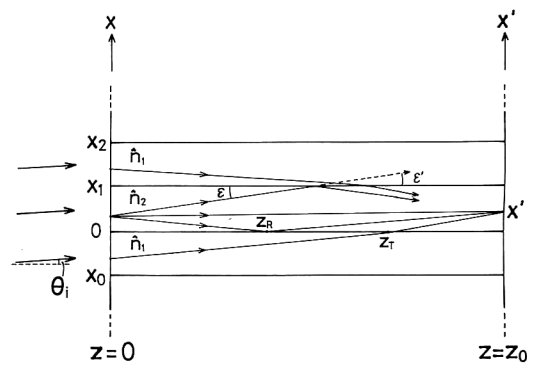


Fig. 3. Calculation of the internal transmission properties of the linear zone plate. This can be done by the use of a set of three adjacent zones and obtaining the wave field emerging from its central zone, and repeating this for the whole zone plate.

のゾーンの界面により反射して射出端に到達する成分(反射成分)、③隣接ゾーンから界面を屈折透過してこのゾーンの射出端に到達する成分(屈折成分)。射出波はこれら3成分を加算したものとなる。もちろんZP全体の射出波は各ゾーンのそれを空間的につなぎ合わせたものである。

以下の計算では、これらゾーンの界面の x 座標 x_{n-1} , x_n , x_{n+1} , x_{n+2} そのものは必要とせず、ゾーン幅だけが必要となるので、計算の便宜上、 z 軸を $x=x_n$ へ移動してこれらゾーン界面の x 座標を順次、 $x_0 (< 0)$, 0 , x_1 , x_2 と記し、また、3つのゾーンの光学定数を順次、 \hat{n}_1 , \hat{n}_2 , \hat{n}_1 とする (Fig. 3)。ZP媒質中における伝搬定数 \hat{k}_j を、式(3)の \hat{n}_j を用いて次のように定義する。

$$\hat{k}_j = (2\pi/\lambda) \hat{n}_j \quad (j=1, 2) \quad (5)$$

入射X線が z 軸に対してなす角(入射角) θ_i は0または微小とするので、入射波の複素振幅は次式で与えられる。

$$u(x) = \exp(-ik\theta_i x) \quad (6)$$

ただし、 $k=2\pi/\lambda$ であり、光波の時間因子を $\exp(i\omega t)$ とする。

各ゾーン幅はその厚さに比べて十分小さいとするので、 $|x|, |x'| \ll z_0$ が成り立つ。また、射出端の x' の領域は $0 < x' < x_1$ とする。

2.2 直接成分

射出端における直接成分波を $u_0(x')$ とすれば、これは2.1節の議論から、1次元のフレネル回折式¹²⁾を参考にして、十分よい近似で次式で与えられる(一定位相項は省略)。

$$u_0(x') = C \int_0^{x_1} \exp(-ik\theta_1 x) \exp(-i\hat{k}_2 s) dx \quad (7)$$

$$C = 1/\sqrt{\lambda z_0} \quad (8)$$

ここで、

$$s = \{z_0^2 + (x' - x)^2\}^{1/2} \quad (9)$$

であり、 \hat{k}_2 は式(5)で与えられる。

2.3 反射成分

Fig. 3 において、真ん中のゾーンの入射端座標 x から発した回折光線が、下側の界面 (z_R) で反射して出射端の x' に達するとすれば、反射前、後の光線の全長は、

$$s = \{(x+x')^2 + z_0^2\}^{1/2} \quad (10)$$

よって、この反射成分波を $u_{R1}(x')$ と記せば、これは式(7)中の s に式(10)を代入し、また界面による振幅反射係数 r を用いて、

$$u_{R1}(x') = C \int_0^{x_1} \exp(-ik\theta_1 x) \exp(-i\hat{k}_2 s) r dx \quad (11)$$

と与えられる。上側の界面による反射成分波 $u_{R2}(x')$ についても同様の方法で求められる。よって、両界面による反射成分波を $u_R(x')$ とすれば、

$$u_R(x') = u_{R1}(x') + u_{R2}(x') \quad (12)$$

なお、反射係数 r については 3.1 節で述べる。

2.4 屈折成分

隣接ゾーンへの入射波の中、界面で屈折透過して真ん中のゾーンの出射端に到達する屈折成分波を求める。

Fig. 3 に示すように、下のゾーンの入射端座標 x から発した回折光線が界面の z_T で屈折透過して出射端の x' に達するものとする。屈折前、後の光線の長さをそれぞれ s_1, s_2 とし、界面における振幅透過係数を t とすれば、屈折成分波 $u_{T1}(x')$ は式(11)と同様に、

$$u_{T1}(x') = C \int_{x_0}^0 \exp(-ik\theta_1 x) \times \exp\{-i(\hat{k}_1 s_1 + \hat{k}_2 s_2)\} t dx \quad (13)$$

と与えられる。ここで、

$$s_1 = (z_T^2 + x^2)^{1/2} \quad (14)$$

$$s_2 = \{x'^2 + (z_0 - z_T)^2\}^{1/2} \quad (15)$$

であり、 \hat{k}_1, \hat{k}_2 は式(5)で与えられる。上のゾーンからの屈折成分波 $u_{T2}(x')$ についても同様にして求められる。よって、上、下両ゾーンによる屈折成分波を $u_T(x')$ とすれば、

$$u_T(x') = u_{T1}(x') + u_{T2}(x') \quad (16)$$

なお、屈折点 z_T および透過係数 t については 3.2 節で述べる。

2.5 出射波とその表示

出射波の複素振幅分布 $u(x')$ は、以上の3つの成分波の和として

$$u(x') = u_0(x') + u_R(x') + u_T(x') \quad (17)$$

により与えられる。

光波の表示のためには、光波を振幅と位相により記述する必要がある。ところで、出射波 $u(x')$ には入射波の傾き θ_1 に対応する位相成分が含まれるので、表示の便宜上、まず、 $u(x')$ からこの位相項を分離して、複素振幅 $v(x')$ を次式により定義し、

$$u(x') = v(x') \exp(-ik\theta_1 x') \quad (18)$$

次に、この $v(x')$ の振幅 $A(x')$ および位相 $\phi(x')$ を求めて、出射波として表示を行うことにする。振幅と位相は次の関係から容易に求められる。

$$v(x') = A(x') \exp[i\phi(x')] \quad (19)$$

2.6 2次元ゾーンプレートの場合

1次元 ZP の透過特性は、任意の隣接する3つのゾーンの組をもとにして算出できることを明らかにした。1次元 ZP の構造は2次元的には y 軸方向に一定であり、式(7)等の回折積分では y 座標に関してはその領域 $-\infty \sim +\infty$ の積分が実行済みである。これは2次元的には、ZP の直前に y 軸方向に無限に長いスリット状の開口を用いた場合に対応するが、これまでの議論から y 軸方向についても開口は有限幅で近似できること、つまり一辺の長さが3ゾーン幅の正方形の開口に置き換えてもよいことがわかる。この事実を2次元 ZP の解析に適用する。

Fig. 1 において x 軸から測った方位角を ϕ とし、座標系 (x, y, z) を z 軸に関して角 ϕ だけ回転したものを座標系 $(\tilde{x}, \tilde{y}, z)$ とする (Fig. 4)。ZP の中央部分は芯線で遮蔽されており、それ以外の有効な部分ではゾーン幅とゾーン半径の比 $(\delta\tilde{x}_n/\tilde{x}_n)$ は十分小さいものとする。Fig. 4 では解析に必要な3ゾーンの一組の開口部分 (破線で示す) だけが誇張して画かれている。開口の一辺の長さを3ゾーン幅 $(3\delta\tilde{x}_n)$ とすれば、ゾーンの円弧とそれに接する開口の端との \tilde{x} 座標の最大差 d は $(\delta\tilde{x}_n/\tilde{x}_n)\delta\tilde{x}_n$ となる。この値は仮定によりゾーン幅より十分小さいので、開口部ではゾーンの円弧を近似的に直線に置き換えてもよいことになり、その結果はすぐ上で述べた1次元 ZP の場合と同じになる。したがってこのような場合には、入射角 θ_1 について以下の考慮をすることにより、2次元 ZP の解析はよい近似で1次元 ZP の解析法をそのまま適用して行えることになる。

Fig. 1 において、入射 X 線の伝搬の単位ベクトル

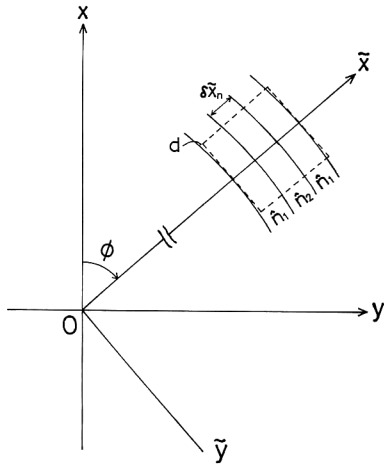


Fig. 4. Calculation of the internal transmission properties of the zone plate in Fig. 1, at an azimuthal angle ϕ . This can be done by making use of that of the linear zone plate in Fig. 3 and replacing the angle of incidence θ by $\theta_0 \cos \phi$, in the $\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ -coordinates.

(xyz -系で) を

$$(\theta_0, 0, 1) \quad (20)$$

とする。まず、 $\theta_0=0$ の場合には全系は z 軸に関して回転対称になるので、透過特性は全方位角について同一である。しかし、 $\theta_0 \neq 0$ の場合には、入射 X 線が方位角 ϕ においてゾーン界面となす角 θ_ϕ は θ_0 とは異なるため、透過特性も当然異なってくるだろう。 θ_ϕ を求めよう。

式(20)の伝搬ベクトルは $\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ -系では

$$(\theta_0 \cos \phi, -\theta_0 \sin \phi, 1) \quad (21)$$

に変換され \tilde{y} 成分が生じる。しかし、Fig. 4 からわかるように開口部では \tilde{y} 方向 (方位角方向) には界面は存在しないと見なせ、かつ θ_0 は十分小さいのでこの \tilde{y} 成分は解析結果に影響せず無視できる。したがって、式(21)は実質的には $(\theta_0 \cos \phi, 0, 1)$ と置いてよく、 θ_ϕ はその \tilde{x} 成分で与えられるので、

$$\theta_\phi = \theta_0 \cos \phi \quad (22)$$

を得る。式(22)から、 θ_ϕ は $\phi=0^\circ$ で θ_0 と最大になるのは当然であるが、 $\phi=90^\circ$ では 0 と最小になる。これは $\phi=90^\circ$ では入射 X 線が界面と平行になるためである。ここで、 $\tilde{x}\tilde{y}$ 座標を改めて xy 座標とし、 θ_ϕ を入射角 θ として用いれば、 $\theta_0 \neq 0$ の場合にも、ZP の全方位角について 1 次元 ZP の解析法がそのまま適用できることがわかる。なお、入射角の符号は解析結果に影響しないので、 $\phi=0 \sim 90^\circ$ について解析を行えばよいことになる。

3. ゾーン界面における反射係数および透過係数

本節では式(11)および式(13)の計算で必要となる、ゾーン界面における振幅反射係数および振幅透過係数について述べる。2物質の屈折率を n_1 および n_2 とし、 $n_{12}=n_2/n_1$, $n_{21}=n_1/n_2$ とおく。消衰係数 β_1 および β_2 の値はそれぞれ n_1 および n_2 に比べてきわめて小さく ($\sim 10^{-7}$)、ここでは無視しても問題ないので、界面における反射、屈折に関しては、吸収のない媒質に対するスネルの法則およびフレネルの反射係数、透過係数¹³⁾ をそのまま適用する。

3.1 反射係数

Fig. 3 において、真ん中のゾーンの入射端の x から発した回折光線のゾーン界面への斜入射角および反射角を ϵ , 屈折角を ϵ' とすれば、振幅反射係数 r (s 偏光) は、

$$r = \sin(\epsilon - \epsilon') / \sin(\epsilon + \epsilon') \quad (23)$$

ここで、 ϵ および ϵ' は、 $\tan \epsilon = (x+x')/z_0$ (下側の界面) または $\tan \epsilon = \{2x_1 - (x+x')\}/z_0$ (上側の界面) および屈折則 $\cos \epsilon' = n_{12} \cos \epsilon$ から得られる。また、 $n_2 > n_1$ の場合には、臨界角を

$$\epsilon_c = \cos^{-1} n_{21} \quad (24)$$

とすれば、斜入射角 ϵ が $0 < \epsilon \leq \epsilon_c$ の範囲になれば全反射が起こる。全反射に伴う位相変化 Δ (s 偏光) は

$$\tan(\Delta/2) = [\cos^2 \epsilon - n_{21}^2]^{1/2} / \sin \epsilon \quad (25)$$

で与えられる。

3.2 透過係数

Fig. 3 において、下のゾーンの入射端の x から発した回折光線の界面への斜入射角を ϵ , 屈折角を ϵ' とすれば、振幅透過係数 t (s 偏光) は、

$$t = 2 / (1 + n_{12} \sin \epsilon' / \sin \epsilon) \quad (26)$$

ここで、式(26)を計算するためには、任意に与えた入射端座標 x および出射端座標 x' に対して ϵ および ϵ' を求める必要がある。これは、屈折点 z_T を求める問題に帰着する。 $\tan \epsilon = -x/z_T$, $\tan \epsilon' = x'/(z_0 - z_T)$ の関係に、屈折則 $\cos \epsilon = n_{12} \cos \epsilon'$ および公式 $1 + \tan^2 \alpha = \sec^2 \alpha$ を用いれば、

$$n_{12}^2(1 + x^2/z_T^2) = 1 + x'^2/(z_0 - z_T)^2 \quad (27)$$

を得る。上式は z_T の 4 次方程式であるから、数値解法により屈折点 z_T を所望の精度で求めることができる。

4. 数値解析

上で導いた計算式に基づき数値計算により任意のゾーンに対する透過特性 (出射波の複素振幅) を算出することができる。具体例として、8 keV の X 線 ($\lambda =$

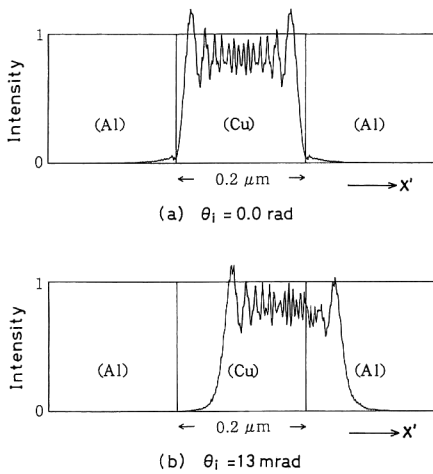


Fig. 5. Intensity distribution of the wave field emerging from the ideal Al/Cu phase zone plate for 8 keV X-rays when the incident plane wave illuminates the Cu zone only as shown in Fig. 2. The zone plate thickness is $4.8 \mu\text{m}$. (a) $\theta_i=0$ and (b) $\theta_i=13 \text{ mrad}$.

1.54 Å) 集光用の位相ゾーンプレート (PZP) について行った解析結果を示す。PZP の構成データに関しては文献5) およびデータ表¹⁴⁾を参考にした。このZPは2物質AlとCuで構成され、焦点距離=18 cm、芯線の半径=50 μm ($n=90$ に相当)、ゾーン幅は0.28~0.2 μm 、2物質間に位相差 $\pi \text{ rad}$ を与えるために必要なZPの厚さは $4.8 \mu\text{m}$ となる。光学定数は、 $n_{\text{Al}}=0.999992$ 、 $n_{\text{Cu}}=0.999976$ 、 $\beta_{\text{Al}}=1.6 \times 10^{-7}$ 、 $\beta_{\text{Cu}}=5.6 \times 10^{-7}$ を用いた。出力としては、2種類のゾーン (AlおよびCu) の出射波を求める必要がある。このためには、解析で用いる3ゾーンの光学定数を置き換えて ($\bar{n}_1 \leftrightarrow \bar{n}_2$)、同様の計算を2度繰り返せばよく、いずれも真ん中のゾーンからの出射波として求められる。なお、角 ϵ および ϵ' は小さく計算結果は偏光状態 (s偏光またはp偏光) による差異が認められないため、偏光の表示は行わないものとする。

まず最初に、3ゾーンだけを用いて解析を行うことの妥当性について調べた。Fig. 5(a)および(b)は、Fig. 2に示すように1つのゾーン (Cu) にだけX線光波を入射させた場合の $z_0=4.8 \mu\text{m}$ における強度分布を示したものである。(a)は入射角 $\theta_i=0$ の場合である。(b)は入射角 $\theta_i=13 \text{ mrad}$ の場合であり、傾きをもつ入射波が界面での屈折透過により隣接ゾーン (Al) へ入り込んで広がる様子がわかる。同時に、隣接ゾーンを超えてさらに広がっていく光量は無視できること、したがって、3ゾーンによる解析の妥当性が確認された。ただし、ゾー

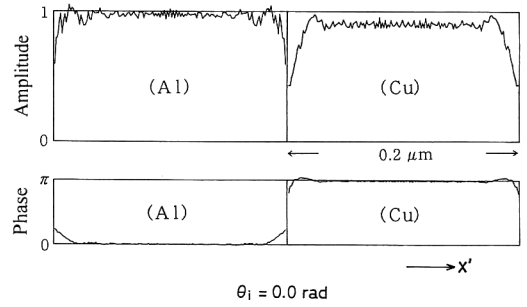


Fig. 6. Internal transmission properties of the ideal Al/Cu phase zone plate whose thickness is $4.8 \mu\text{m}$ (for a π phase shift). The figure shows the wave field emerging from the Al and Cu zones, for the angle of incidence $\theta_i=0$, corresponding to $\theta_0=0$ or $\phi=90^\circ$.

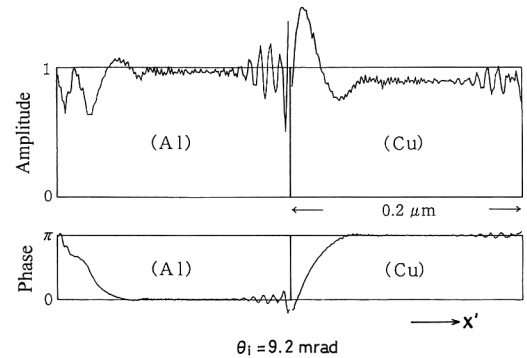


Fig. 7. Internal transmission properties of the same zone plate as in Fig. 6, for $\theta_i=9.2 \text{ mrad}$, corresponding to $\theta_0=13 \text{ mrad}$ and $\phi=45^\circ$.

ン幅は $0.2 \mu\text{m}$ ($n=170 \sim 173$) で、3ゾーンとも近似的に等しいものとした。

なお、ここでは外周部の2ゾーン (Al/Cu) についての透過特性の解析結果を示すが、ZP全体でアスペクト比に大きな違いはなく、内周部でゾーン幅が若干広い場合でも同様の結果が得られる。ZP全体の透過特性は各ゾーンのそれを単に空間的につなぎ合わせたものである。したがって、この2ゾーンの解析結果によりZP全体の透過特性について評価を行うことが可能である。

以下、①入射X線 (またはZP) に傾きがない場合 ($\theta_0=0$)、および②傾きがある場合 ($\theta_0=13 \text{ mrad}$) の透過特性の解析を行う (Fig. 1)。①の傾きがない場合には、特性は全方位角に対して同一であるから、入射角 $\theta_i=0$ について計算すればよい。②の傾き角 $\theta_0=13 \text{ mrad}$ の場合、ZPの方位角 ϕ により入射角 θ_i が異なるので、 $\phi=0^\circ$ 、 45° および 90° について解析を行った。式(22)からこれらの方位角に対してそれぞれ、 $\theta_p=13$,

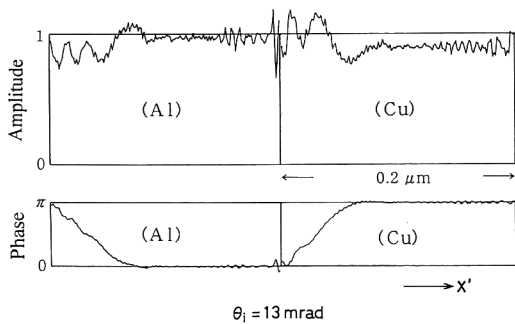


Fig. 8. Internal transmission properties of the same zone plate as in Fig. 6, for $\theta_i=13$ mrad, corresponding to $\theta_0=13$ mrad and $\phi=0^\circ$.

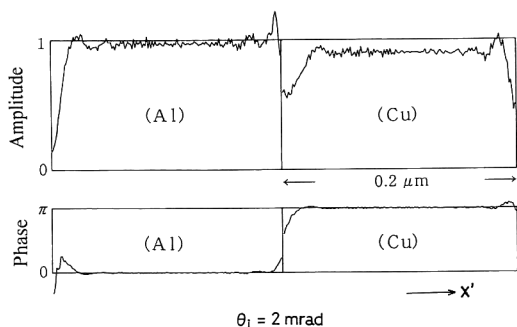


Fig. 9. Internal transmission properties of the same zone plate as in Fig. 6, for $\theta_i=2$ mrad, corresponding to $\theta_0=2$ mrad and $\phi=0^\circ$.

9.2 および 0 (mrad) となる。他の 3 象限 ($90^\circ < \phi < 360^\circ$) については、第 1 象限の結果を用いることができる (2.6 節参照)。よって、入射角 $\theta_i=0$, 9.2 および 13 (mrad) に対する出射波を求めれば、①の全方位角、および②の 8 方位角について内部透過特性が得られることになる。

Fig. 6~Fig. 8 にそれぞれ、 $\theta_i=0$, 9.2 および 13 (mrad) に対する出射波の振幅および位相分布 (A および ϕ)、すなわち、内部透過特性が示されている。なお、もっと精密にセッティングが行われた場合として、傾き角 $\theta_0=2$ mrad ($\phi=0^\circ$) に対する結果を Fig. 9 に示す。

以上から、 $z_0=4.8 \mu\text{m}$ に対しては、傾き角 θ_0 が 0 または 2 mrad とごく微小な場合には (Fig. 6 および Fig. 9)、ゾーン界面の近傍で振幅および位相に多少の乱れが生じるが、大部分の範囲で出射波の波面は ZP の厚さを無視した場合 (薄い ZP 近似) とかなりよく一致していることがわかる。一方、 θ_0 がもっと大きくなり、入射

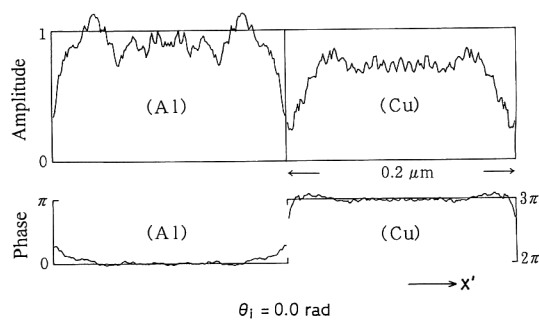


Fig. 10. Internal transmission properties of the ideal Al/Cu phase zone plate whose thickness is $14.4 \mu\text{m}$ (for a 3π phase shift). The angle of incidence $\theta_i=0$.

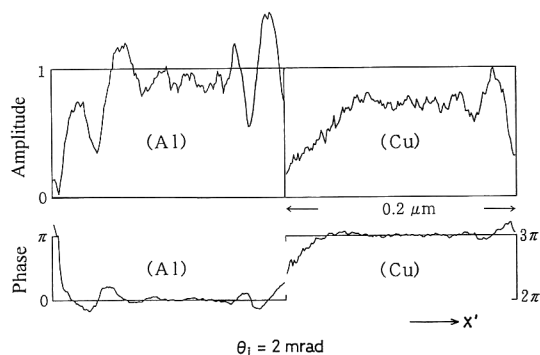


Fig. 11. Internal transmission properties of the same zone plate as in Fig. 10, for $\theta_i=2$ mrad.

波が光束として隣接ゾーンへ入り込む場合には、出射波の中で 2 つのゾーンを通過した部分では、振幅および位相に大きな乱れが生じる (Fig. 7 および Fig. 8)。特に、位相はこの部分で 0 と π rad の間を連続的に変化することがわかる。このため、方位角により内部透過特性が大きく異なるので、傾きの許容値の評価を行うためには、方位角のサンプル数を多くして ZP 全体の出射波を求め、それにより点像分布を算出することが必要である。

次に、厚さと透過特性の関係を調べるために、この PZP の厚さを 3 倍 ($z_0=14.4 \mu\text{m}$) にして、隣接ゾーン間の位相差を 3π rad にした場合について解析を行った。Fig. 10 に $\theta_0=0$ に対する結果を、Fig. 11 に $\theta_0=2$ mrad ($\phi=0^\circ$) に対する結果を示す。これらの結果から、出射波の波面は幾何光学によるものとはかなり大きくずれてくること、特に、ZP のわずかな傾きに対しても波面の乱れが著しくなることがわかる。これは、加工上の理由から厚さ z_0 を大きくして隣接ゾーン間の位相差が 3π rad となる ZP を作製すれば、その透過特性の劣化は

避けられず、またセッティングの条件も非常に厳しくなることを示している。

5. む す び

硬 X 線用の高いアスペクト比をもつゾーンプレート (ZP) について内部透過特性の解析を試みた。本論文では、構成材質の光学特性およびゾーン界面の平滑性・急峻性について理想化した ZP モデルを用い、回折理論を基礎とする透過特性の解析法を提案した。具体例として、8 keV の X 線集光用の位相ゾーンプレートについて解析し、その厚さ (位相差 π または 3π に対する) および傾きによる透過特性の特徴とその変化を明らかにした。

この解析法は ZP の理想化したモデルを用いているので、現実の ZP の性能評価には直ちに適用できないが、この解析結果は ZP の製作および使用上のひとつの参考として利用できるのではないかと思われる。

文 献

- 1) J. Kirz: "Phase zone plates for X rays and the extreme uv," *J. Opt. Soc. Am.*, **64** (1974) 301-309.
- 2) K. Saitoh, K. Inagawa, K. Kohra, C. Hayashi, A. Iida and N. Kato: "Characterization of sliced multilayer zone plates for hard X rays," *Rev. Sci. Instrum.*, **60** (1989) 1519-1523.
- 3) R. M. Bionta, E. Ables, O. Clamp, O. D. Edwards, P. C.

- Gabriele, K. Miller, L. L. Ott, K. M. Skulina, R. Tilley and T. Viada: "Tabletop X-ray microscope using 8 keV zone plates," *Opt. Eng.*, **29** (1990) 576-580.
- 4) W. B. Yun, P. J. Viccaro, B. Lai and J. Chrzas: "Coherent hard X-ray focusing optics and applications," *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1992) 582-585.
 - 5) R. M. Bionta and K. M. Skulina: "Hard X-ray sputtered-sliced phase zone plates," *Appl. Phys. Lett.*, **64** (8) (1994) 945-947.
 - 6) S. Tamura, K. Ohtani and N. Kamijo: "Materials for multilayer zone plates: Development of a focusing element for use in SR photo-excited process," *Appl. Surf. Sci.*, **79/80** (1994) 514-518.
 - 7) N. Kamijo, S. Tamura, Y. Suzuki, K. Handa, A. Takeuchi, S. Yamamoto, M. Ando, K. Ohsumi and H. Kihara: "Fabrication of a hard X-ray sputtered-sliced Fresnel phase zone plate," *Rev. Sci. Instrum.*, **68** (1997) 14-16.
 - 8) G. Harburn and R. P. Williams: "On images and Fraunhofer diffraction patterns obtained from Fresnel zone plates," *Opt. Acta*, **22** (1975) 37-45.
 - 9) R. W. James: *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays* (G. Bell and Sons, London, 1948) pp. 135-150.
 - 10) L. G. Parrat and C. F. Hempstead: "Anomalous dispersion and scattering of X-rays," *Phys. Rev.*, **94** (1954) 1593-1600.
 - 11) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 5th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1975) pp. 384-385.
 - 12) 飯塚啓吾: 光工学 (共立出版, 1989) pp. 43-45.
 - 13) 鶴田匡夫: 応用光学 I (培風館, 1990) pp. 32-40.
 - 14) D. T. Cromer: "Dispersion corrections for X-ray atomic scattering factors," *International Tables for X-ray Crystallography, IV*, eds. J. A. Ibers and W. C. Hamilton (The Kynoch Press, Birmingham, 1974) pp. 148-150.