

目次

第 10 章 線光学素子と光学系	389
10.1 ミラー	389
10.1.1 ミラーの特性	389
10.1.2 凹面鏡	391
(1) 球面ミラー	391
(2) 2次元収束ミラー	392
(3) 1次元収束ミラーとその2次元収束への利用	392
(4) ウォルター型ミラー	393
10.2 キャピラリー	394
(1) モノキャピラリー	394
(2) ポリキャピラリー	394
10.3 X線導波路	395
10.4 屈折レンズ	396
(1) 複合屈折レンズ	396
(2) キノフォルムレンズ (1次元)	398
(3) 小プリズム配列のレンズ	399
10.5 多層膜	400
(1) 多層膜の特性	400
(2) 傾斜多層膜	403
(3) 多層膜スーパーミラー	405
10.6 フレネル・ゾーンプレート	406
(1) フレネル・ゾーンプレートの特性	406
(2) 各種のフレネル・ゾーンプレート	407
(3) ブラッグ - フレネルレンズ	408
10.7 多層膜ラウエレンズ	409
10.8 集光 X 線のビームサイズの超微小化をめざして	410
参考文献	413
索引	415

第 10 章

X 線光学素子と光学系

X 線ビームの発散・収束（集束）やコリメーション（平行化）のように X 線の角度広がりを変えたり，X 線ビームのサイズを縮小・拡大させたり，X 線のエネルギーを選別（分光）したりするには，X 線の反射 (reflective)，屈折 (refractive)，回折 (diffractive) の現象に基づく，つぎのような各種の X 線光学素子がある．それに吸収に基づく光学素子も加わる．¹⁻⁵⁾ 反射：ミラー，キャピラリー，導波路

屈折：複合屈折レンズ，キノフォルム・レンズ（回折も含まれる）

回折：多層膜（反射も含まれる），フレネル・ゾーンプレート，

ブラッグ - フレネルレンズ，多層膜ラウエレンズ

吸収：スリット，ピンホール，フィルター（基礎編 2.1.2 参照）

X 線光学素子の使い勝手としては，入射線の光軸上に集光点があるのがよく，屈折レンズ，フレネル・ゾーンプレート，多層膜ラウエレンズなどが該当する．それに対して，よく使われるミラーや多層膜などはその光軸から集光点がずれる．

結晶からなる光学素子は第 11 章で，それに含まれる偏光光学素子については第 16 章で述べる．なお，光学素子に対する X 線の入射角と反射角はそれぞれ入射線と反射線が表面の垂線となす角であるが，それらの余角を視斜角と出射角とよぶことにする．

最近のリソグラフィなどの微細加工技術や表面処理技術の発展に伴ない，高性能の光学素子が作製されるようになっている．これらの X 線光学素子は微小試料や微小領域の X 線回折法や蛍光 X 線分析法，高空間分解能の X 線イメージングなどに広く用いられている．

10.1 ミラー

10.1.1 ミラーの特性

X 線がミラーに臨界角以下の小さい視射角で入射すると，全反射を生ずる（基礎編 2.2.4 参照）．熔融石英 (fused quartz) などの基板に Ni, Au や Pt などの金属薄膜をコーティングして臨界角を大きくしたものが，全反射ミラーとして使われる．基板としては SiC も使われる．SiC は熱伝導率が大きいのので，耐熱性が必要な放射光用の前置ミラーに適している．連続 X 線を一定の視射角で入射した場合には，臨界エネルギーよりも高エネルギー側の X 線は，反射率が落ちてカットされるので，全反射ミラーはローパス・フィルターとして機能する．結晶による分光では高調波が無視できない場合があるが，ミラーと組み合わせれば，それを除去できる．

ミラーの反射特性はつぎのようなミラーの加工の精度に依存する．

(表面粗さ)

ミラーのマイクロな表面粗さを表わす指標には、**rms 粗さ** (roughness) σ が用いられる。これは表面粗さの曲線を $f(x)$ とすれば

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l f(x)^2 dx} \quad (l: \text{基準長}) \quad (10.1)$$

から求まる。放射光用ミラーでは、 σ は 0.3 nm 以下が望ましい。

表面粗さによりミラーの反射率は、結晶の回折の場合と類似のデバイ・ワーラー型因子によって、つぎのように理想的な反射率 R_0 から減少する

$$R = R_0 e^{-K^2 \sigma^2} \quad (10.2)$$

ここで、 K は散乱ベクトルの大きさである ($K = (4\pi/\lambda) \sin(\Theta/2)$, Θ : 散乱角)。

表面粗さを表わす指標として、表面粗さの曲線 $f(x)$ の最大値 (ピーク) と最小値 (谷) の差である **P-V 値** も用いられる。表面粗さの曲線を正弦関数とすれば、 σ と P-V 値は、 $\sigma = 0.354 \times (\text{P-V 値})$ の関係にある。

光学系の結像には**レイリーの 1/4 波長則** (Rayleigh's quarter wavelength rule) を満たす必要がある。これは物点から光学素子を経て像点に至るすべての光線の光学距離が波長の 1/4 以内で一致していることである。これを表面粗さのあるミラーの場合に適用してみる。加工面が理想面から h だけずれている場合、それによる光路差は臨界角 θ_c での入射のとき $2h \sin \theta_c \approx 2h\theta_c$ であるから、レイリーの 1/4 波長則はつぎのように表わされる。

$$2h\theta_c < \lambda/4, \quad \text{あるいは} \quad h < \lambda/(8\theta_c) \quad (10.3)$$

$\lambda = 0.1 \text{ nm}$, $\theta_c = 10 \text{ mrad}$ のとき、P-V 値が 1 nm 程度以下であることを要する。

(スロープエラー)

実際のミラー形状の理想からのずれを示す形状精度は主としてスロープエラーによっている。スロープエラーは平面鏡では平行光が入射したときの反射光の角度広がりになる。光学系に入射するビームの平行度よりもスロープエラーが小さいことが望ましい。実際に実現できるスロープエラーは平面鏡、球面鏡でふつう 0.1 秒位まで、非球面鏡では 1 秒位までである。

(全反射ミラーの超精密加工)

ミラーの精密加工はふつうラッピングやポリッシングによって行なわれるが、最近超精密加工が可能になっている。⁶⁾ 1 nm レベルの形状精度と原子レベルの平坦さをもち、10 mm から数 100 mm の大きさの表面が **EEM** (Elastic Emission Machining) によって得られる。この加工法の過程は、はじめに加工物表面との反応性をもったサブミクロン以下の SiO_2 や ZrO_2 などの微粒子を超純水の流れによって加工物の表面に供給し、互いの表面間に化学結合を生じさせる。そのあと超純水の流れによって微粒子を除去する際に、微粒子が加工物表面の個々の原子を分離して持ち去る。このように化学的な加工法であるので、結晶学的な欠陥は生じない。実際には数値制御 EEM 加工機が用いられる。これにより加工物の各点で、前加工形状と目的形状との偏差分を除去する加工が行なわれる。

EEM は加工速度が小さいので、前もって目的形状に近い前加工面を**プラズマ CVM** (Chemical Vaporization Machining) によって作製する。この加工法では、1 気圧という高圧力雰囲気中で空間に局在したプラズマを発生させ、そこで生成した反応性の高い中性ラジカル分子を加工物表面原子に作用させて揮発性の物質に変えることで除去を行なう。

コヒーレント X 線の場合、ミラー面のごく微小な粗さからスペックルが生ずるが、EEM 技術によりこの問題を克服できることが、SPring-8 で実証されており、X 線自由電子レーザーの光学素子として用いる

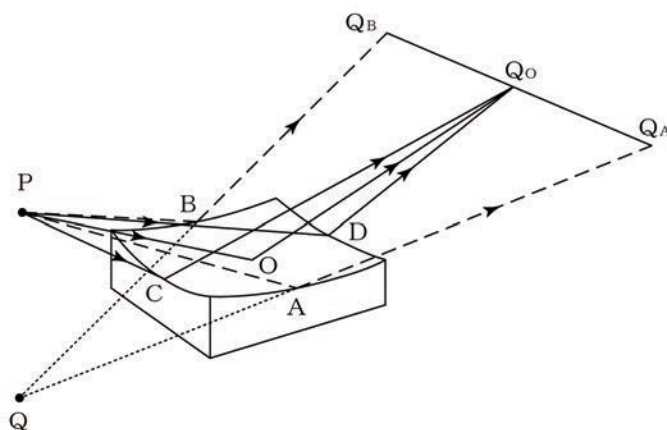


図 10.1 凹面鏡の光学系

ことができる。

長尺のミラー表面の長軸に沿ったスロープエラーや曲率半径は光学的に LTP (long trace profiler) によって精密に測られる。

10.1.2 凹面鏡

凹面鏡には利用目的に応じてつぎのような多くのタイプがある。

(1) 球面ミラー

凹面の**球面ミラー** (spherical mirror) の一部を反射面として図 10.1 のように X 線が入射したとき、ビームは弧 COD を含む**メリジナル面** (meridional plane) あるいは子午面 (タンジェンシャル面) 内では、物点 P は点 Q_0 に結像し、焦点距離 f_m は

$$f_m = R \sin \theta / 2 \quad (10.4)$$

で与えられる。ここで R は曲率半径、 θ は視斜角である。光源からミラーまでの距離を p 、ミラーから収束点までの距離を q とすれば

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f_m} \quad (10.5)$$

である。

一方、メリジナル面に垂直な弧 AOB を含む**サジタル面** (sagittal plane) あるいは球欠面内では、物点 P は点 Q_A と Q_B を結ぶ線上に広がり、焦点距離 f_s は

$$f_s = R / (2 \sin \theta) \quad (10.6)$$

で与えられる。いまの場合は

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f_s} \quad (10.7)$$

となる。(10.4) と (10.6) から分かるように、X 線領域では球面ミラーで 2 次元的な結像は厳密にはできない。球面ミラーは加工が容易で、形状精度が高く、面粗さも小さいが、上述のように非点収差が大きい。

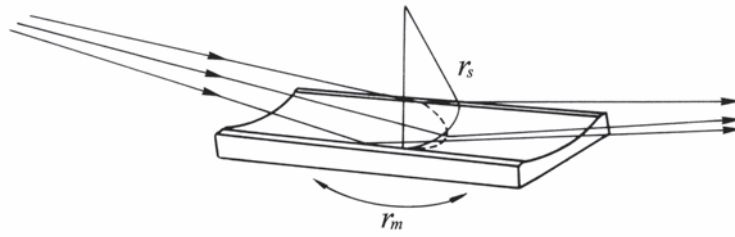


図 10.2 機械的に曲げた円筒面ミラーによる放射光X線の収束

(2) 2次元収束ミラー

メリジオナル面内とサジタル面内の2方向で2次的に収束させる非球面のミラーとして、まず**トロイダルミラー** (toroidal mirror) が挙げられる。この形状はドーナツの外周面の一部と同じであって、メリジオナル面とサジタル面の曲率半径をそれぞれ r_m と r_s とすれば、ドーナツの外周円の半径が r_m 、断面の円の半径が r_s である。(10.4) と (10.6) を参照して両面の焦点距離が等しいとすれば、それを f とおいて

$$f = r_m \sin \theta / 2 = r_s / (2 \sin \theta) \quad (10.8)$$

である。したがって r_m と r_s には

$$r_s = r_m \sin^2 \theta \quad (10.9)$$

の関係があり、この条件のとき両面で点に結像して非点収差はなくなる。しかし、ほかの収差はある。またトロイダルミラーの形状の正確な研磨は難しい。

回転楕円面ミラー (ellipsoidal mirror of revolution) あるいは簡単に**楕円面ミラー**では、一方の焦点にある点光源からの光は楕円面で反射してもう一方の焦点に集光し、非点収差や球面収差はない。しかし、光源が大きさをもてば、収差のためのボケが生ずる。大型のものを高精度で製作するのは難しい。

回転放物面ミラー (rotating paraboloidal mirror) は点光源からの光を平行にする、また平行光を点に集光させる働きをする。

(3) 1次元収束ミラーとその2次元収束への利用

(1次元収束ミラー)

形状が円筒の一部になっている**円筒面ミラー** (cylindrical mirror) は一方向に1次的に収束できるミラーであって、作製はしやすい。

形状が楕円状のものが**楕円筒面ミラー** (ellipsoidal mirror) であり、放物線状のものが**放物筒面ミラー** (paraboloidal mirror) である。

(1次元収束ミラーの曲げによる2次元収束)

放射光 X 線の収束のためには寸法の大きなトロイダルミラーが必要であるが、高精密な加工をするのは難しい。そのような場合、トロイダルミラーの代わりに、図 10.2 のように長い円筒面ミラーを長手方向の円筒主軸に沿って機械的に曲げたもので近似することができる。円筒の半径 r_s と曲げの半径 r_m は

$$r_s = \frac{2pq}{p+q} \sin \theta, \quad r_m = \frac{r_s}{\sin^2 \theta} \quad (10.10)$$

によって与えられる。ここで p は光源からミラーまでの距離、 q はミラーから収束点までの距離、 θ は X 線のミラーへの視斜角である。

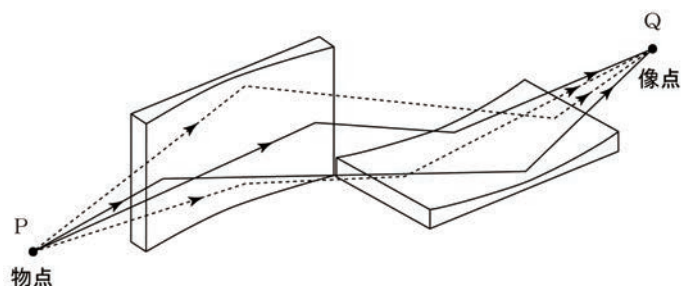


図 10.3 K-B 配置

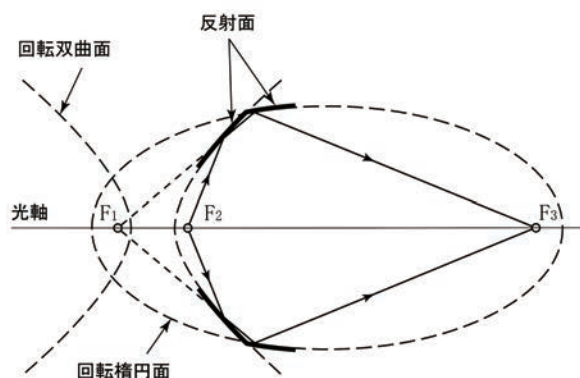


図 10.4 ウォルター型ミラーの光学系

(1 次元収束ミラー 2 個の K-B 配置 による 2 次元収束)

正確な形状の 2 次元収束ミラーを作製するのは難しいので、2 枚のミラーを直交させたカークパトリック - ベッツ (Kirkpatrick-Baez) 配置あるいは **K-B 配置**とよばれる光学系が効果的な場合もある。図 10.3 のように、2 枚の円筒面ミラーで縦・横独立に集光を行えば、非点収差を避け、点収束させることができる。球面収差は残るが、2 個の楕円筒ミラーを用いれば、それも除かれる。K-B 配置での光線の軌跡を図に示す。実線の光は 1 枚目のミラーのメリジオナル面で強く収束し、2 枚目のミラーのサジタル面で弱く収束する。点線の光ではそれらが逆になる。

K-B 配置用の 2 枚の楕円ミラーが EEM とプラズマ CVM の超精密加工法により作製されている。一例を挙げれば、長手方向 100 mm の大きさで、水平方向と垂直方向の集光用はそれぞれ焦点距離が 300 mm と 150 mm、曲面の最大深さが約 $3\ \mu\text{m}$ と約 $6\ \mu\text{m}$ である。2 枚とも形状誤差は 3 nm (P-V 値) 以下であり、K-B 配置で集光されたビームプロファイルは半値幅が水平と垂直方向でそれぞれ 180 nm と 90 nm である。また、ミラーに傾斜多層膜を施すことにより、集光効率を高めるとともに、大きい視斜角をもつのでビームサイズを小さくできる。さらに超精密な領域では、ユニークな手法が開発されている (10.8 参照)。

(4) ウォルター型ミラー

有限の大きさの物体 (光源) に対して収差の少ないミラーとして、回転双曲面と回転楕円面の 2 種類の回転 2 次曲面を 1 つの焦点を共有する形で組み合わせて単体にした**ウォルター型ミラー** (Wolter mirror) がある。開口数が大きいので、空間分解能が高い。図 10.4 で共有焦点を F_1 とすると、双曲面の物点 F_2 を出た X 線ははじめに双曲面で反射し、つぎに F_1 を虚物点として楕円面に入射し像点 F_3 に収束する。

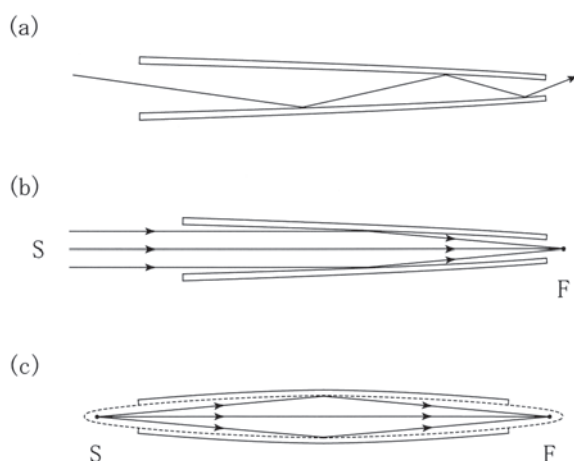


図 10.5 キャピラリー (a) 円錐型 (b) 回転放物面型 (c) 回転楕円面型

10.2 キャピラリー

各種の形状のガラス製中空細管を用い、その内壁で入射X線を1回あるいは複数回全反射（臨界角は10 keV X線で約3 mrad (0.2°)) させると、点光源からの発散X線を集束したり、平行化したりすることができる。これは**キャピラリー**（capillary）あるいはX線導管（X-ray guide tube）とよばれる。⁷⁾

（1）モノキャピラリー⁸⁾

テーパがついて管径が細くなっていく円錐型（図10.5(a)）あるいはそれに近い形状の場合、点状光源からの発散X線束を取り込み、多重回の全反射で集束させて、スポットサイズを絞ることができる。それとともに、単位面積あたりのフラックスが、条件によるが、数10倍に増加する。なお、反射の回数が少ない方が得られるX線強度は大きい。出射X線は臨界角程度の発散角で広がるので、出射口のごく近くに試料などを置く必要がある。実際に、ラボX線利用の走査型蛍光X線顕微鏡にX線導管が組み込まれ、試料上の照射領域を10 $\mu\text{m}\phi$ ぐらいに絞って解析されている。

一方、図のような形状のものを精密に作れば、1回の全反射でビームの集束、平行化を高精度でできる。回転放物面型（図10.5(b)）では、平行なX線は点集束する。回転楕円面型（図10.5(c)）では点光源からの発散X線が点集束する。いずれの場合も、作業距離（working distance）はごく短い。放射光用にはサブ $\mu\text{m}\phi$ スポットサイズの集束が実現している。

（キャピラリーのフレネル・ゾーンプレートとの組み合わせ）

放射光をあらかじめフレネル・ゾーンプレートによって絞り、その焦点に回転楕円面型キャピラリーの第1焦点を置く。キャピラリーでの1回の全反射により第2焦点に集束する。その際、キャピラリーをわずかに傾けて、キャピラリーの側面の一部だけで反射するようにすると、さらに小さく絞れる。この2段階の集束系で15 keV X線が250 nmのスポットサイズまで絞られている。⁹⁾

（2）ポリキャピラリー

多数の細管（内径 $\sim 5 \mu\text{m}$ ）を蜂の巣状に束ねて、図10.6(a)のように成形したポリキャピラリーは、点状光源からの発散光を取り込み、細管中で多数回の全反射の後、点状に集束させることができる。モノキャピラリーに比べてX線を取り込む立体角が大きく、得られるスポットサイズは50 $\sim$ 100 $\mu\text{m}\phi$ と少し大

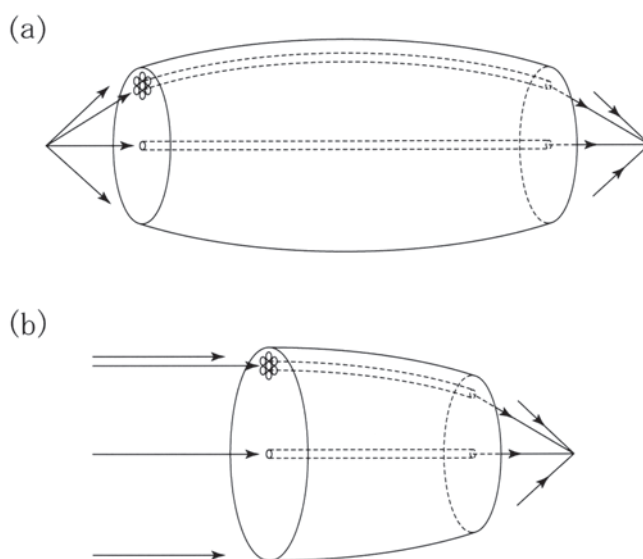


図 10.6 ポリキャピラリー (a) 発散光の集束 (b) 平行光の集束

きいが，その単位面積あたりの強度は 100 倍ぐらいに増大する．ポリキャピラリーの外側の細管は大きく曲げられるので，臨界角の小さい高エネルギー成分は全反射できない．そこでエネルギー成分によってスポットサイズが変わることに注意する必要がある．ポリキャピラリーは実際に，微小焦点の X 線源 (10 ～ 30 keV) と組み合わせて，走査型の微小部蛍光 X 線分析装置などに使われている．¹⁰⁾

このポリキャピラリーを半分にしたものは，図 10.6(b) に示すように，平行光を集束させたり，逆向きにすれば，点光源からの発散光を平行光にすることができる．

10.3 X線導波路

厚さ ～ 100 nm の低密度媒質からなるコア層を高密度媒質からなるクラッド層ではさんだサンドイッチ構造では，X 線が両境界で全反射を繰り返しながら，コア層中を伝播する．¹¹⁾ これは光導波路と類似しており，**X 線導波路** (X-ray waveguide) とよばれる．導波路内に生ずる電場は，マクスウェル方程式から得られるヘルムホルツ方程式

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (10.11)$$

を境界条件のもとで解くことで得られる．ここで k は導波路内の X 線の波数である．この素子の作業距離は短いので，広範な利用には適さない．

入射 X 線を導波路へ導入させるカップリングの仕方のひとつが**共鳴カップリング** (resonant coupling) **方式**である．上部のクラッド層を薄くして上面から X 線を全反射条件で入射させる (図 10.7(a))．そうするとエバネッセント波がコア層に導入され，その上下面での全反射波が干渉して光軸に垂直方向に定在波が生じ，光軸方向には進行波になる．1 次の定在波は上下面で節，コア層の中央で腹になる．入射波の視斜角を大きくしていくと，定在波は 2 次，3 次などと順に高次のモードが形成される．2 次，3 次の定在波は上下の界面で節，コア層中にそれぞれ 2 個と 3 個の腹をもっている．このように導波路内の X 線波動場は，光軸に垂直方向に定在波ができ，光軸に沿って進行波になる．実際に C のコア層 (厚さ 130 nm)，Cr のクラッド層 (上面のカップリング部の厚さ 5 nm) をもつ導波路 (長さ 2 mm) で，13 keV X 線に対して 0.14 μm 幅の線状ビームが得られている．¹²⁾

もうひとつのカップリングの仕方が**フロント・カップリング** (front coupling) **方式**である^{13, 14)}．この

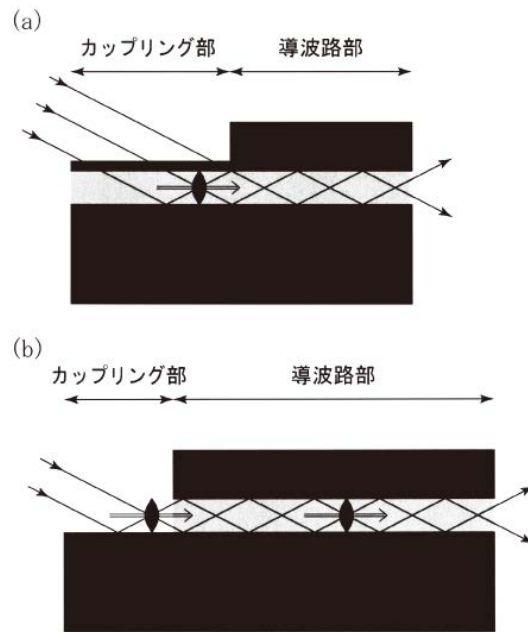


図 10.7 導波路 (a) 共鳴カップリング方式 (b) フロント・カップリング方式

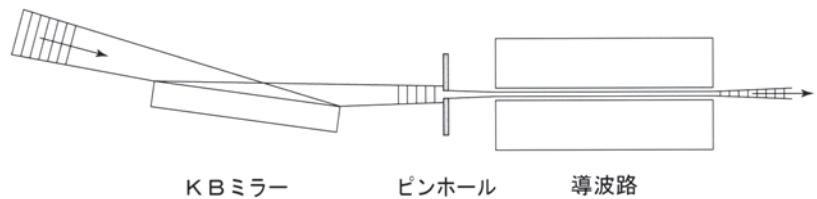


図 10.8 K-B ミラーと導波路の組み合わせ

場合、定在波を形成するのに、入射波を導波路の前面から導入する (図 10.7(b)). 導波路前面に下面のクラッド層だけのカップリング部を設けると、そのクラッド層に向かう入射波とそこからの全反射波が干渉して定在波が形成される．それが導波路内に導かれる．この方式の導波路の上流に 1 次元フレネル・ゾーンプレートを置いて、集束ビームを入射させることにより、導波路から得られるフラックスが 54 倍増強されている.¹⁵⁾

上述の導波路は 1 次元であるが、コア層が光軸に沿って四角形になった 2 次元の導波路が作られている．図 10.8 のように、K-B ミラーによって集束されたビームが導波路の前面から入射し、直接単一モードの波動場のカップリングする．得られたビームサイズは $25 \times 47 \text{ nm}^2$ で、この光学系でのフラックス密度のゲインは約 4000 であった．

10.4 屈折レンズ

(1) 複合屈折レンズ

X 線に対する物質の屈折率は 1 にごく近く、屈折レンズの集束効果はごく小さいが、放射光の集光に役立つことが指摘され、¹⁶⁻¹⁸⁾ 実際凹レンズを光軸上に多数並べたものが実用に供されている．これは**複合屈折レンズ** (compound refractive lenses, CRLs) とよばれる．図 10.9(a) のように回転放物面状の凹レンズでは、曲率半径を R とすれば、焦点距離 f' は近似的に

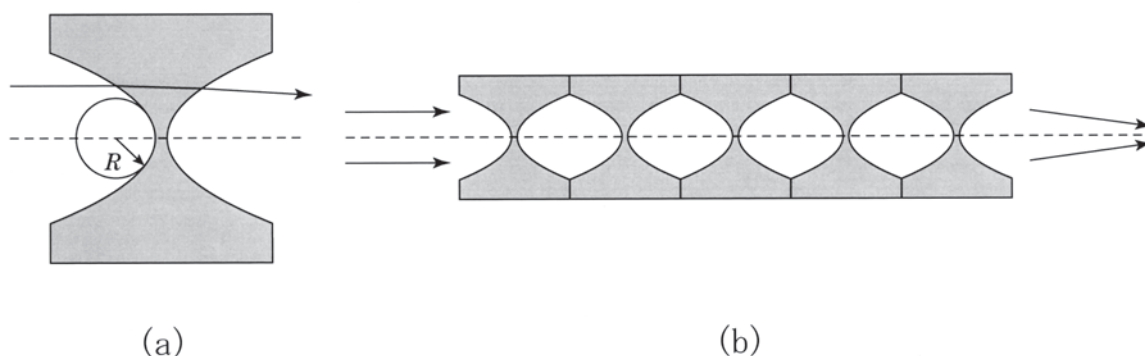


図 10.9 (a) 屈折レンズ (b) 複合屈折レンズ

$$f' = \frac{R}{2(1-n)} = \frac{R}{2\delta} \quad (10.12)$$

で与えられる．同じ形の凹レンズが N 個並ぶと， $1/f = 1/f' + 1/f' + \cdots + 1/f' = N/f'$ であるから

$$f = \frac{R}{2N\delta} \quad (10.13)$$

となる (図 10.9(b))．このレンズを顕微鏡に用いた場合について触れる．放射光に照射された試料から距離 L_1 にレンズを置くと，そのうしろの $L_2 = L_1 f / (L_1 - f)$ の位置に拡大率 $m = L_2 / L_1 = f / (L_1 - f)$ の像が得られる．**開口数** (numerical aperture) は有効な開口を D_{eff} として $N.A. = D_{eff} / 2L_1$ であり，空間分解能は $\Delta r = 0.75\lambda / (2N.A.)$ ，**焦点深度** (depth of focus) は $D.F. = 0.64\lambda / (N.A.)^2$ で与えられる．ここで D_{eff} の大きさは吸収によって制限されるので，レンズの素材には吸収の少ないものがよく，Li, Be, B, C, Al などが用いられ，高エネルギー X 線の方が有利である．また D_{eff} には加工による表面粗さも影響する． ~ 20 keV X 線で Al の複合屈折レンズ ($f \sim$ 数 m, $N \sim 100$, $R \sim 0.2$ mm) を用い， $L_1 \sim 1$ m, $L_2 \sim 20$ m, $m \sim 20$ の場合， $\Delta r \sim$ 数 100 nm, D.F. $\sim$ 数 mm となる．簡便には，回転放物面の代わりに球面状の凹レンズの配列も用いられる．平板に円筒状の穴を数珠繋ぎにあけたもので初期の試行実験が行われた (14 keV X 線に対して Al の場合， $\delta = 2.8 \times 10^{-6}$ であるので，1 個のレンズ ($R = 0.3$ mm) では $f' = 54$ m であるが， $N = 30$ とすれば， $f = 1.8$ m となる)．

(ナノ集束屈折レンズ (1 次元))

焦点距離の短いレンズをつくるには， R を小さくする必要がある．それにはレンズを高精度の加工が可能な 1 次元とし，2 個を光軸上で直角に交差させて配列する．電子線リソグラフィと高アスペクト比用反応性イオンエッチングを利用して Si 基板上に 1 次元の放物線状レンズを作製することにより，焦点サイズが数 10 nm の集束ができるので，特に**ナノ集束レンズ** (nanofocusing lenses, NFLs) とよばれる．21 keV X 線で，水平方向に対して $R = 2.0 \mu\text{m}$ の要素レンズを 100 個配列した $f = 10.7$ mm のレンズによって 47 nm に集束させたビームが得られている (垂直方向に対しては 55 nm に集束)．¹⁹⁾

(アディアバティック集束屈折レンズ (1 次元))

多数の要素レンズの配列において各要素レンズで X 線ビームは少しずつ集束していくので，前段のレンズからの収束光にマッチするようにつぎのレンズの開口を少しずつ小さくしていく形のレンズが考案され，**アディアバティック** (adiabatic, 徐々に微小な形状変化を施す) **集束屈折レンズ** とよばれる²⁰⁾．微細加工技術の進展により，ナノ集束屈折レンズの分解能を超えて，10 nm を切ることも見込まれている．

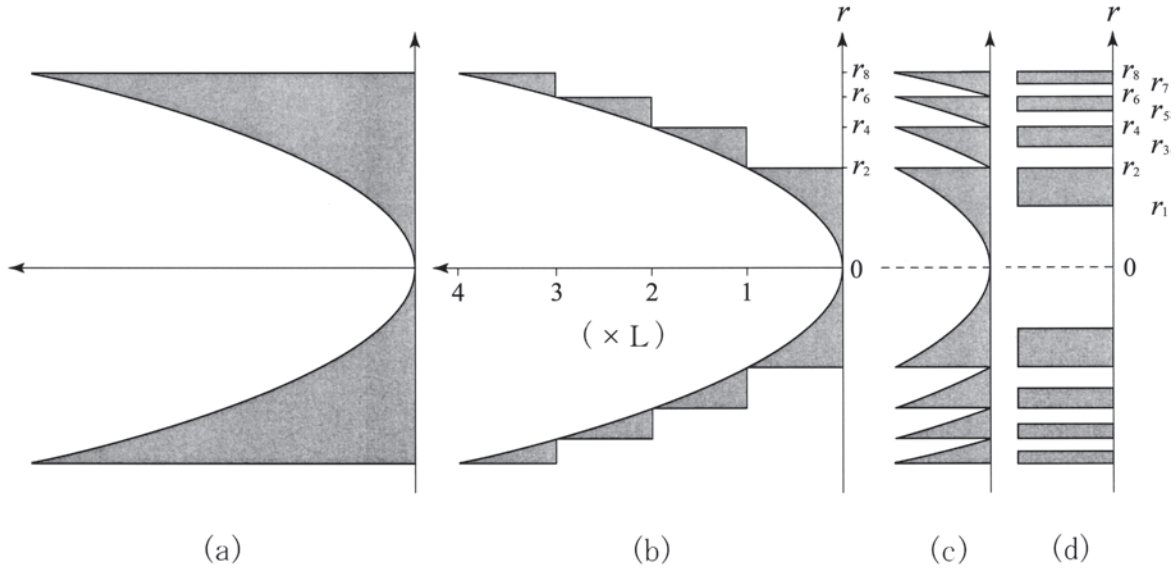


図 10.10 屈折レンズ、キノフォルムレンズとフレネル・ゾーンプレート (a) 屈折レンズ (b) キノフォルムレンズ (c) キノフォルムレンズ (フレネルレンズ) (d) フレネル・ゾーンプレート

(2) キノフォルムレンズ (1次元)

図 10.10(a) の平凹形の屈折レンズでは光軸から離れるにしたがい、レンズ媒質中をX線が透過する距離が長くなり、吸収が問題であるが、図 10.10(b) のように 2π の整数倍の位相シフトを生ずる余分な部分を取り除いたのがキノフォルム (kinoform) レンズである²¹⁾。このような微細構造も微細加工技術の発展により作製が可能になった。大気中と媒質中 (屈折率 $\tilde{n} = 1 - \delta + i\beta$) で位相差が 2π になる媒質の長さ L は、

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{1 - \text{Re}(\tilde{n})}{\lambda} L = 2\pi \quad (10.14)$$

から $L = \lambda/\delta$ となる。キノフォルムの各切片は3角形に近い形をしており、X線の光路は平均的に $L/2$ の長さであるから、X線の透過率は

$$T = \exp\left(-\mu \frac{L}{2}\right) = \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(\tilde{n}) L\right) = \exp\left(-2\pi \frac{\beta}{\delta}\right) \quad (10.15)$$

となり、吸収はレンズの開口の大きさを制限しない。X線の吸収を軽減できるので、光軸上での曲率半径を小さくして、焦点距離の短いレンズをつくることができる。

(1要素レンズの場合)

複合屈折レンズのように多数の要素レンズを使わずに、1つの要素レンズだけで済むことになる²²⁾。1要素の屈折レンズの正確な形状はつぎに示すように楕円形である。図 10.11 のように、平凹レンズに入射した平面波が、焦点 $F(f, 0)$ に集束するとする。曲面上の点 $P(x, y)$ を通る光路 s の光路長 $\text{Re}(\tilde{n})x + \sqrt{(f-x)^2 + y^2}$ と光軸上の光路 t の光路長 f が等しいことから

$$y^2 + (2\delta - \delta^2)x^2 - 2\delta fx = 0 \quad (10.16)$$

が成り立つ。これは楕円を表わし、長軸と短軸の $1/2$ の長さがそれぞれ $a = f/(2-\delta)$ と $b = f\sqrt{\delta/(2-\delta)}$ である。点 (a, b) を点 $(f, 0)$ から見込む角 θ は、 $\theta \ll 1$, $\delta \ll 1$ では

$$\theta = \frac{b}{f-a} \approx \sqrt{2\delta} \quad (10.17)$$

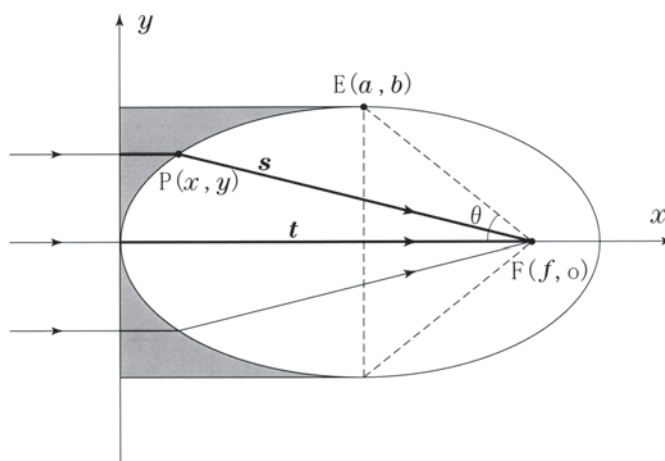


図 10.11 平凹形キノフォルムレンズにおける平行光の集束

となり、臨界角 θ_c に等しい ($\text{N.A.} \propto \theta_c$).

(複数個の要素レンズの場合)

レイリーの規準による回折限界分解能は、1つの要素レンズの場合、開口が $2b$ と大きくとれるので、数係数を除いて $f\lambda/2b \approx \lambda/\theta \approx \lambda/\sqrt{2\delta}$ であり、Si では $\sim 40 \text{ nm}$ である。さらに、要素レンズを複数個 (m 個) 配列し、各要素レンズはその前段のレンズから収束する光をマッチするように受ける形にすれば、開口数は $\text{N.A.} \propto m\theta_c$ と大きくなり、1つの要素レンズの場合の限界を超えることができる。 $m = 4$ で上述の分解能は $\sim 10 \text{ nm}$ に向上する²³⁾。

図 10.10(b) のキノフォルムレンズでレンズ作用をもつ3角片を移動してコンパクトにまとめたキノフォルムが図 10.10(c) であり、同心円形をなし、鋸歯状の断面をもつ。これは光学でフレネルレンズとよばれ、もともと燈台の大型照明レンズを軽量化するために考案されたものである。この鋸歯状の厚さを2値化して表示したのが図 10.10(d) であり、後述のフレネル・ゾーンプレートになる。さらに図 10.10(c) で3角片を交互にひっくり返したキノフォルムでは、図 10.10(c) より微細加工がしやすい。

実際に、1次元の Si 製のキノフォルムレンズで放射光 (19 keV) を $\sim 50 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ の線状に集光し、多層膜の構造の場所的な変化を反射率法により調べている²⁴⁾。

(3) 小プリズム配列のレンズ

(鋸歯状屈折レンズ)

図 10.12 のように、2つの鋸歯状構造 (1次元) を光軸から対称的に傾けたレンズは光軸方向から見た厚さが実効的に放物線状をなしており、屈折が効いて高エネルギー X 線の集束に役立つ²⁵⁾。Si 単結晶でつくられた長さ $6 \sim 9 \text{ cm}$ 、歯の高さ $0.1 \sim 0.2 \text{ mm}$ のレンズを用いて、81 keV X 線に対して幅 $2 \sim 25 \mu\text{m}$ の線状焦点が得られている。

(クレシドラ状キノフォルムレンズ)

図 10.13 に示すように、左側の鋸歯状屈折レンズで、位相差が 2π の整数倍になる長さの媒質 (⊗ の部分) を除去したのが右側のレンズである。これは小さな3角形プリズムが多数集まって、対向する2つの大きな3角形プリズムを形成している (1次元)。全体の形が砂時計に似ているので、クレシドラ (clessidra) 状レンズとよばれる。光軸近くを通る X 線は数個の小プリズムで屈折を受けるが、光軸から離れるほど X 線は多くの小プリズムで屈折を受け、全体として集束する。このレンズでは、小さなプリズムが周期的に

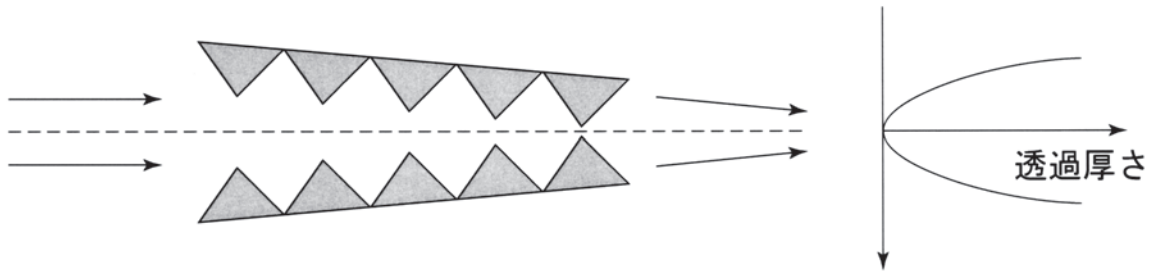


図 10.12 鋸歯状屈折レンズ

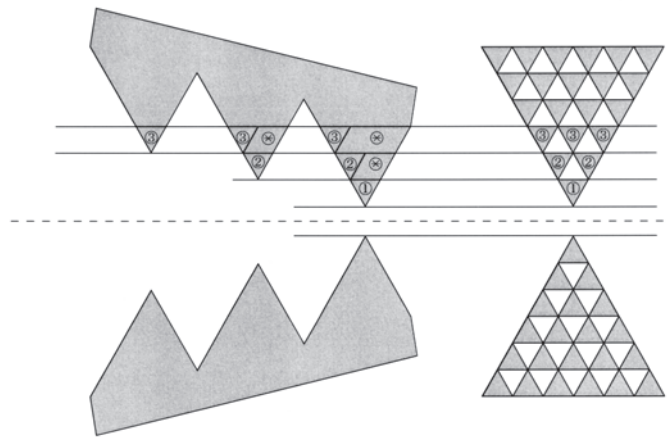


図 10.13 鋸歯状屈折レンズからクレシドラ状レンズへの移行

配列しているので、屈折とともに回折の効果も働く．その際、大きな開口を照射する X 線のコヒーレンスの度合いが関係する²⁶⁾．

10.5 多層膜

(1) 多層膜の特性

結晶によるよりも粗い分光やコリメーションをするには**多層膜**が適している．また結晶を用いることのできない長波長の軟 X 線に対して多層膜が役立つ．X 線や軟 X 線の分光素子としては、原子番号の大きい物質 (W, Pt, Au, AuPd, ReW など) と小さい物質 (C, B₄C, Si など) とからなる多層膜で、例えば Pt/C, W/C, W/Si などがある．各層の厚さが数 nm から数 10 nm, 周期が 100 ~ 200 のものが用いられる．基板上への多層膜の作製は電子ビーム蒸着法、マグネトロンスパッタリング法、イオンビームスパッタリング法、分子線エピタキシー法などの方法により行なわれる．

異なる屈折率をもつ 2 種の物質 A, B を膜厚 d_A と d_B で交互に積層した多層膜に波長 λ の X 線を入射すると、各層の界面において反射と透過をくり返して干渉しあい、 n 次反射に対して

$$2d \sin \theta_B = n\lambda \quad (10.18)$$

の回折条件を満たし、回折線を生ずる．ここで θ_B はブラッグ角、 $d = d_A + d_B$ は周期長である．

屈折を考慮すると (3.64) のように、ブラッグ角は上式の θ_B より大きくなり、それを θ'_B とすれば

$$2d \sin \theta'_B \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta'_B} \right) = n\lambda \quad (10.19)$$

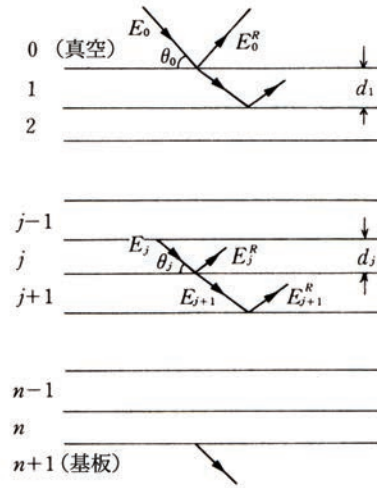


図 10.14 多層膜におけるX線の反射

で与えられる。ここで δ は多層膜の平均の屈折率の 1 からのずれで、

$$\delta = \frac{\lambda^2}{2\pi} r_e \sum_j \bar{N}_j Z_j \quad (10.20)$$

$\bar{N}_j$ は膜全体で平均された単位体積中の j 種原子の数である。

多層膜の構造は、X 線の反射率のプロファイルから評価される。反射特性を求めるには、多層膜中の各層での多重散乱を扱う必要があり、結晶の動力学的回折理論によれば、ピークでの反射率は

$$R = \tanh^2 D \quad (10.21)$$

によって与えられる。ここで D は特に $d_A = d_B = d/2$ のときであって、界面が急峻な場合には、 n 次反射 (n : 奇数) に対して

$$D = \frac{2Nd^2P}{\pi n^2} (\phi_A - \phi_B) \quad (10.22)$$

である。 N は周期数である。 ϕ_A と ϕ_B は 2 つの物質の散乱振幅の密度で、例えばそれぞれの物質が単元素からなり、吸収を無視すると $\phi_i = N_i Z_i r_e$ である ($i = A, B$, N_i は単位体積中の i 種原子の数)。 $D \gg 1$ のとき、(10.21) は $R = 1$ の全反射を示す。その角度幅は

$$\omega = \frac{2}{\pi} \frac{D \tan \theta_B}{nN} \quad (10.23)$$

で与えられる。それに対応するエネルギー幅を ΔE として、ブラッグの式の微分形を用いてその大きさを見積ると

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\omega}{\tan \theta_B} = \frac{2D}{\pi nN} \quad (10.24)$$

となり、 $\Delta E/E = 10^{-2} \sim 10^{-3}$ のワイド・バンドパスである。なお $D \ll 1$ のとき、(10.21) は $R = D^2$ となり、この近似は運動学的回折理論によるものに対応する。

(多層膜からの X 線の反射率)

多層膜の反射率をもう少し一般的な条件で求めるには、光学でのフレネルの式に基づくコンピューター計算と同じ方法が役立つ²⁷⁾。図 10.14 に示すように、真空 (大気) が媒質 0, 多層膜が媒質 1 から n まで、

基板が媒質 $n+1$ で表わされるとする．ここでは σ 偏光の場合を扱うが，散乱角が小さいので π 偏光でも同じである．多層膜において j 層の厚さを d_j ，屈折率を $n_j (= 1 - \delta_j + i\beta_j)$ とする．いま多層膜に視射角 θ_0 で X 線が入射するとき， j 層と $j+1$ 層との界面へ入射する波の視斜角を θ_j とすると，スネルの法則により $K \cos \theta_0 = k_j \cos \theta_j$ (K は真空中の波数) であるから， $k_j = Kn_j$ を用いて

$$\cos \theta_0 = n_j \cos \theta_j \quad (10.25)$$

が得られる． j 層中での波の位相変化は深さ方向に注目して

$$\delta_j = k_j d_j \sin \theta_j = K g_j d_j \quad (10.26)$$

となる．ここで g_j はつぎのようにおき，さらに (10.25) を用いて変形される．

$$g_j = n_j \sin \theta_j = (n_j^2 - \cos^2 \theta_0)^{\frac{1}{2}} \approx (\theta_0^2 - 2\delta_j + 2i\beta_j)^{\frac{1}{2}} \quad (10.27)$$

$j-1$ 層と j 層との界面を通して j 層に入射する波の電場ベクトルの振幅を E_j ， j 層と $j+1$ 層との界面で反射される波の振幅を E_j^R とする． j 層と $j+1$ 層との界面で $\mathbf{E}$ と $\mathbf{H}$ の界面に平行な成分 $\mathbf{E}_t$ と $\mathbf{H}_t$ がそれぞれ等しいという境界条件を用いる (基礎編 2.2.1 参照)． σ 偏光の場合， $\mathbf{E}_t$ に関しては

$$E_j e^{i\delta_j} + E_j^R = E_{j+1} + E_{j+1}^R e^{-i\delta_{j+1}} \quad (10.28)$$

のようになる．ここで位相に関しては， j 層と $j+1$ 層の界面を基準線にとっており， E_j は基準線まで進むので $e^{i\delta_j}$ がつき， E_{j+1}^R は基準線まで戻るので $e^{-i\delta_{j+1}}$ がついている． $\mathbf{H}_t$ に関しては，(基礎編 (5.18)) から $(\mathbf{K} \times \mathbf{E})_t$ の形で考えればよい．例えば j 層側に対しては $k_j(E_j e^{i\delta_j} - E_j^R) \sin \theta_j$ であるから，(10.27) を用いて $K g_j(E_j e^{i\delta_j} - E_j^R)$ になる．したがって

$$g_j(E_j e^{i\delta_j} - E_j^R) = g_{j+1}(E_{j+1} - E_{j+1}^R e^{-i\delta_{j+1}}) \quad (10.29)$$

反射に対するフレネル係数 (振幅反射率) は

$$F_{j,j+1}^\sigma = \left(\frac{E_j^R}{E_j} \right)^\sigma = \frac{g_j - g_{j+1}}{g_j + g_{j+1}} \quad (10.30)$$

で与えられ，また

$$R_{j,j+1} = \frac{E_j^R}{E_j e^{i\delta_j}} \quad (10.31)$$

を定義すると，(10.28) と (10.29) からつぎのような $R_{j,j+1}$ に関する漸化式

$$R_{j,j+1} = \frac{R_{j+1,j+2} + F_{j,j+1}}{R_{j+1,j+2} F_{j,j+1} + 1} \quad (10.32)$$

が得られる．なお π 偏光の場合，フレネル係数は (10.30) のかわりに

$$F_{j,j+1}^\pi = \left(\frac{E_j^R}{E_j} \right)^\pi = \frac{g_j/n_j^2 - g_{j+1}/n_{j+1}^2}{g_j/n_j^2 + g_{j+1}/n_{j+1}^2} \quad (10.33)$$

で与えられる．これを用いて，(10.32) が同様に成り立つ．

漸化式を用いた計算は基板 (基板の番号を $j = n+1$ とする) のところから始める．基板は十分に厚いとする，基板の底面からの反射はない，すなわち $R_{n+1,n+2} = 0$ となる．(10.32) を用いて多層膜の深い方から計算を進め，表面の 1 層まで来る．さらにその外の真空 ($j = 0$ とする) では $e^{i\delta_0} = 1$ とすることができるので， $R_{0,1} = E_0^R/E_0$ が求まる．これは多層膜からの反射強度 $I(\theta)$ と

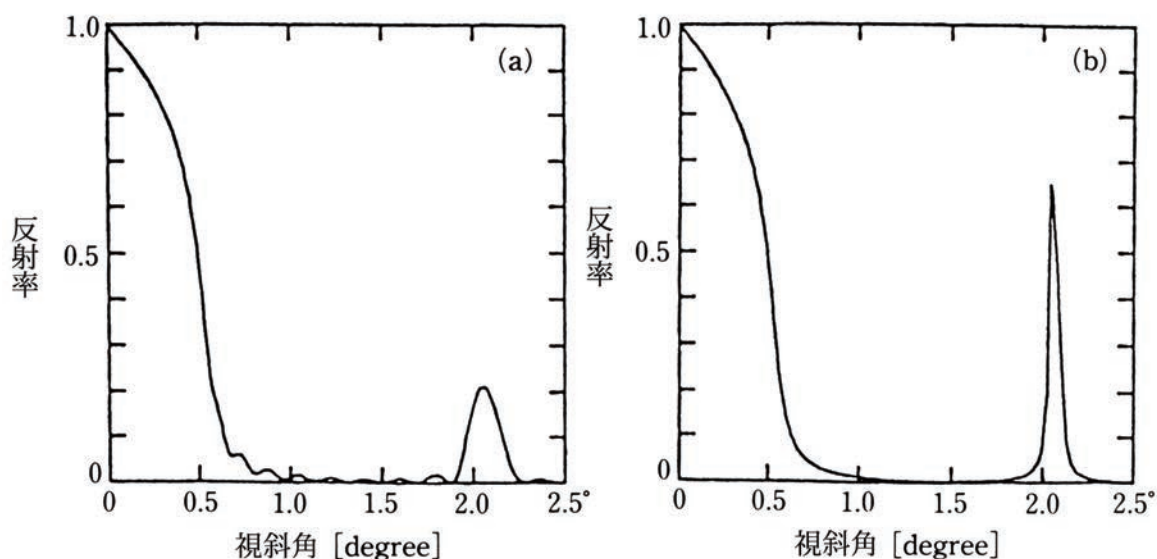


図 10.15 W / C 多層膜 ($d_W = 1.24 \text{ nm}$, $d_C = 2.00 \text{ nm}$) による $\lambda = 0.22631 \text{ nm}$ の X 線の反射率の計算 (a) 10 周期 (b) 100 周期

$$\frac{I(\theta)}{I_0} = |R_{0,1}|^2 \quad (10.34)$$

の関係がある。

W/C 多層膜での視斜角 θ に対する反射率 $I(\theta)/I_0$ の変化を計算したものを図 10.15 に示す。このように条件によるが、ピークの反射率は数十%に達し、半値幅は数分前後である。実際に作製される膜は、界面が理想的に急峻ではなく、相互拡散を生じ、粗さもある。また積層している膜の厚さにばらつきがあるので、多少、反射率は低下し、半値幅は広がる。

なお、基板上に薄膜が 1 層だけあるもっとも単純な場合にも、この手法は適用できる。薄膜の表面からと、基板との界面からの反射波が干渉して振動構造が生じ、振動の周期から膜厚が求まる。

(放射光収束用多層膜)

放射光の収束にも多層膜が用いられる。例えば、熔融石英ガラス基板 (450 mm 長・50 mm 幅・10 mm 厚) 上に 50 周期の W (13 Å) / Si (39.5 Å) を積層させた多層膜では 14.4 keV X 線に対して視射角 8.6 mrad で反射率は 75 % を越えている。これを機械的に楕円状に湾曲させて放射光の水平方向の広がりや距離 600 mm のところで収束 (サジタル集光) させている。

(2) 傾斜多層膜

(放物線状傾斜多層膜)

多層膜の格子面の形状が放物線になっていて、格子面間隔の値に傾斜をもたせた放物線状傾斜多層膜 (graded d-spacing parabolic multilayer) では、点光源からの発散ビームを単色の平行ビームにすることができる²⁸⁾。実際には線状焦点、ソーラースリットと組み合わせて用いられる。図 10.16 のように、放物線は焦点を $(p, 0)$ とすれば $y^2 = 4px$ のように表わされる。多層膜の表面はこの放物線に沿った形になるように形成する。また、多層膜上の各点に入射するビームの視斜角 θ は光源に近い方で大きいので、それに対応して多層膜のブラッグ条件を満たす格子面間隔 d は、光源に近い方で小さくなるように作製する。この多層膜の仕様の 1 つ²⁹⁾ は、W/B₄C からなり、CuK α 線用で光源から 90 mm の距離に置かれる。 $p = 0.0439 \text{ mm}$ の放物線形状をもち、長さ 40 mm、中央で $d = 3.5 \text{ nm}$ 、 $\theta = 1.26^\circ$ である。焦点サイズ 0.05 mm から

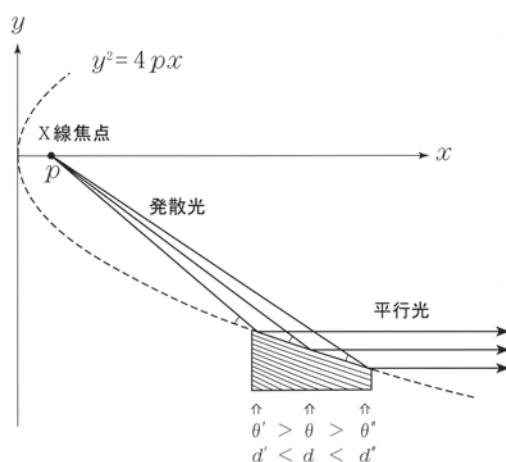


図 10.16 放物線状多層膜による発散ビームの平行ビーム化

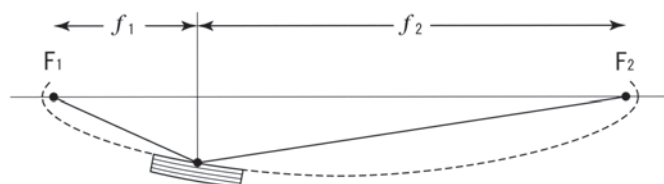


図 10.17 楕円状多層膜による集光



図 10.18 L 字形に配置された2つの楕円状多層膜による2次元集光

の X 線が発散角約 0.5° で多層膜に取り込まれ、発散角約 0.045° の平行ビームになる。多層膜上の各点での反射率は 70 % ぐらいであるので、単にスリットを用いて得た平行ビームに比べて強度が約 8 倍大きい。

(楕円状傾斜多層膜)

図 10.17 のように、楕円の焦点 F_1 にある X 線源から出た X 線は、楕円形状の多層膜で反射されて、もう 1 つの焦点 F_2 に収束する。X 線源の焦点サイズは収束点で f_2/f_1 倍になる。この楕円状傾斜多層膜 (graded d-spacing elliptic multilayer) でも膜上に各点で異なった回折角に対応するように格子面間隔の値を傾斜させている。

(L 型配置による 2 次元化)

放物線状や楕円状の傾斜多層膜は 1 次元で機能するが、それらを 2 枚直角に L 字形に配置し、例えば図 10.18 のように、焦点位置を一致させて 2 次元で収束させることができる。ここで、点光源からのビームは L 字形の側面と底面で順に反射される一方、逆の順でも反射される。実際、楕円状傾斜多層膜では長さ 8 cm の多層膜で、その中心から X 線源と収束点までの距離がそれぞれ 10 cm と 40 cm の仕様のものがあり、収束点でのサイズは光源サイズの 4 倍になる²⁹⁾。

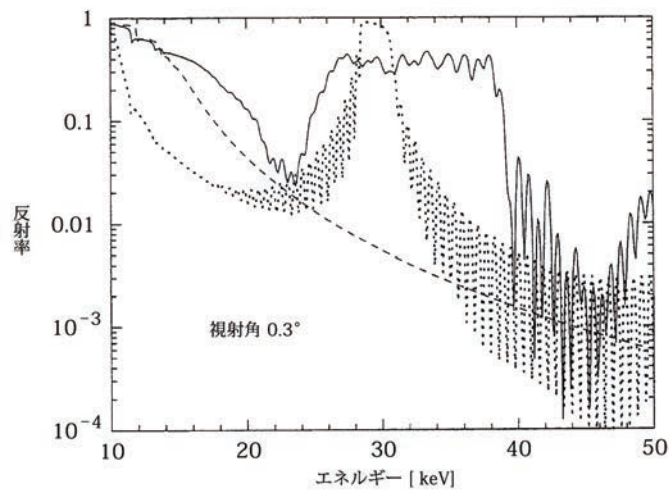


図 10.19 3 種の X 線ミラーに対する視斜角 0.3° で計算された反射率³⁰⁾ 破線：白金単層ミラー、点線：Pt / C 多層膜 (周期 44, 周期長 4 nm), 実線：Pt / C スーパーミラー (周期 44, 変化する周期長; 最上層に 7.5 nm 厚の白金膜)

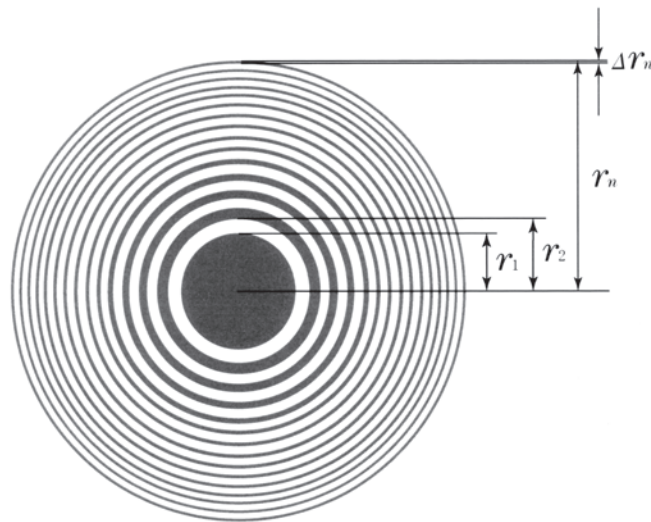


図 10.20 フレネル・ゾーンプレート

(3) 多層膜スーパーミラー

多層膜の周期長を反射面の深さ方向に変化させて、異なるエネルギーの X 線が反射できるようにして、広いエネルギー範囲で高い反射率をもたせたのが**多層膜スーパーミラー** (supermirror) である。図 10.19 は数値計算例で³⁰⁾、視斜角 0.3° に対して白金単層ミラーでは反射率は 15 keV 付近で急激に減少する。Pt/C 多層膜では 30 keV でピークをもち、バンド幅は 2 keV と狭い。一方、多層膜スーパーミラーは膜の周期長が深さ方向に小さくなるので、25 keV から 40 keV までのバンド幅で約 40 % の反射率をもつ。また最上層の白金膜で低エネルギー領域の X 線が全反射する。このような多層膜スーパーミラーは X 線望遠鏡に用いられ、X 線観測衛星に搭載される。

10.6 フレネル・ゾーンプレート

(1) フレネル・ゾーンプレートの特性³¹⁾

フレネル・ゾーンプレート (Fresnel zone plate, FZP) は図 10.20 のようにX線 (軟X線) に対して透明と不透明の同心円状の帯 (ゾーン) が交互に繰り返されている, 回折効果に基づくレンズ作用をもつ薄板である. X線のエネルギーが高い場合は, ゾーンプレートに厚さが必要で, **アスペクト比** (aspect ratio, 厚さと幅の比) を大きくしなければならない. いま, ゾーンプレートに平行光が入射したとき, あるゾーン内とその隣のゾーン内に焦点までの距離が $\lambda/2$ だけ異なる点があれば, それらの波は互いに弱めあうように干渉する. したがって, 透明のゾーンを通る波が同位相で集まることになる. なお, 図のゾーンプレートは中心円の部分が不透明であるが, そこが透明で全体が逆の場合でも同じ機能をもつ. いま, 焦点距離を f として, ゾーンプレートの半径 r_n の円上の点に注目すると

$$f^2 + r_n^2 = \left(f + \frac{n\lambda}{2}\right)^2 \quad (10.35)$$

から, $f \gg n\lambda/2$ では

$$r_n = \left(n\lambda f + \frac{n^2\lambda^2}{4}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \sqrt{n\lambda f} \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (10.36)$$

となる. したがって,

$$f = \frac{r_n^2}{n\lambda} = \frac{r_1^2}{\lambda} = \frac{r_N^2}{N\lambda} \quad , \quad r_n = \sqrt{n}r_1 \quad (10.37)$$

と表わされる. n 番目のゾーンの幅はつぎのようになる.

$$\Delta r_n = r_n - r_{n-1} \cong \frac{r_n}{2n} = \frac{f\lambda}{2r_n} \quad (10.38)$$

Δr_n を用いると, (10.37) から

$$f = \frac{4N(\Delta r_N)^2}{\lambda} \quad , \quad r_N = 2N\Delta r_N \quad (10.39)$$

の関係が得られる.

一般に, 光学系で2つの点物体により生ずる2つの点像が, 2点として分解されるための**レイリーの規準** (Rayleigh criterion) によれば, 回折限界空間分解能 (diffraction-limited resolution) は

$$\Delta r_R = \frac{K\lambda}{\text{N.A.}} \quad (10.40)$$

で与えられる. ここで K は開口の形状に関わる1程度の大きさの定数である. N.A. は開口数 (numerical aperture) で, $\text{N.A.} = \sin \theta_{\max} \approx \theta_{\max}$ と表わされる. $\theta_{\max}$ は, 開口 (半径 a) を f だけ離れた位置で光軸方向から見込む角 $\theta_{\max} = a/f$ である.

ゾーンプレート (半径 $a = r_N$) の場合, 無限遠点から光が入射すると, 焦点面上には点像強度分布の**エアリー像** (Airy pattern) が生ずる. その半径方向の強度分布は, ピンホール (半径 a) によるフラウンホーファー回折の場合と同様に, $|2J_1(2\pi a\theta/\lambda)/(2\pi a\theta/\lambda)|^2$ に比例したものになる (J_1 は第1種の1次ベッセル関数).

レイリーの規準は具体的には, 第1点像の主極大の位置に第2点像の第1暗環がくるところまで接近しても両者を判別できるということで, $(2\pi/\lambda)r_N\Delta r_R/f = 3.83$ から

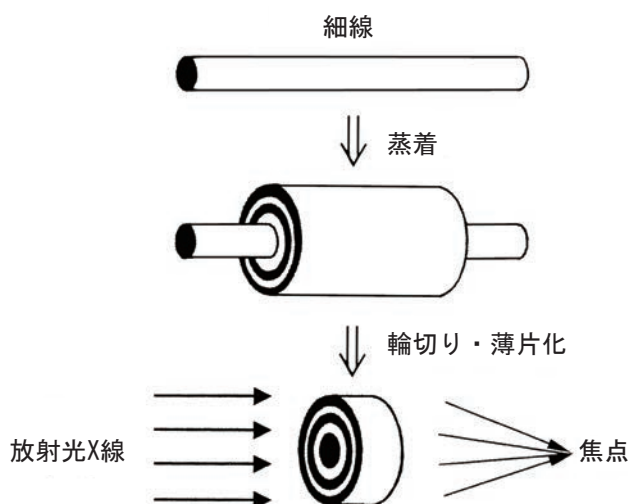


図 10.21 積層法により作製されたポリウム・フレネル・ゾーンプレート³¹⁾

$$\Delta r_R = 0.61 \frac{f\lambda}{r_N} = 0.61 \frac{\lambda}{\text{N.A.}} \quad (10.41)$$

が得られる．ここで $\text{N.A.} = r_N/f = \lambda/(2\Delta r_N)$ である．また (10.40) で $K = 0.61$ の場合に対応する．(10.41) は (10.38) を用いて

$$\Delta r_R = 1.22 \Delta r_N \quad (10.42)$$

となり，空間分解能はもっとも外側のゾーンの幅にほぼ等しい．焦点深度については，焦点を中心に

$$\text{D.F.} = \frac{\lambda}{(\text{N.A.})^2} = \frac{4(\Delta r_N)^2}{\lambda} \quad (10.43)$$

の幅で表わされる．また，(10.42) の空間分解能を得るには，入射線に

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \leq \frac{1}{N} \quad (10.44)$$

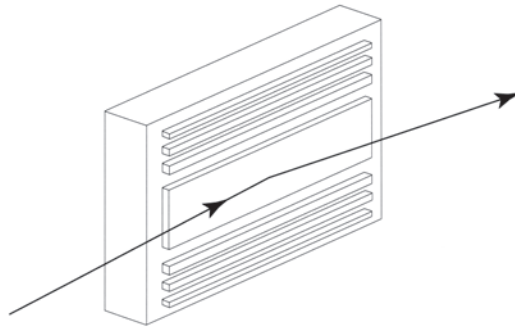
の単色性が必要である．

なお，ここで述べた 1 次回折のほかに，3 次，5 次などの高次回折（焦点距離は $f/3$, $f/5$ など）が生ずる．しかも，正とともに負の焦点距離をもつ．1 次回折光だけを取り出すためにはその焦点の前に **OSA** (order sorting aperture) とよばれる微小な円形開口板が置かれる．

ゾーンプレートは微細加工のリソグラフィの手法で作製され，10 keV X 線で空間分解能は 30 nm ぐらいに達する．なお，ゾーンプレートは，Si 基板のマドに形成した SiN のメンブレン（薄膜）上に保持される．放射線耐性と力学的剛性の高い SiC も用いられる．

(2) 各種のフレネル・ゾーンプレート

上述のゾーンプレートは，X 線に対して透明帯と不透明帯が交互に並んだ構造の**振幅型**であって，焦点面上での結像効率は約 10 % と低い．この効率はつぎのような方式により向上させることができる．不透明帯の部分 transparent 帯と位相が π だけ異なるような透明物質に置き換えた**位相型**では，4 倍の約 40 % の効率になる．さらに位相が完全にそうように各ゾーン内で動径方向の屈折率に傾斜をもたせた**屈折率傾斜型**あるいは外形を鋸歯状にした**キノフォルム型**（あるいはブレース型）(図 10.10(c)) で効率が 100 % になる．これは X 線の吸収がない場合であって，実際にはそれを考慮すれば，効率は低下する．実際に作製するには屈折率傾斜型では，2 種類の屈折率の異なる物質を用い，各ゾーン内を多層にして位相変化に分布をも

図 10.22 1次元ブラッグ-フレネルレンズ³³⁾

たせる。キノフォルム型では、外形を多重の階段構造にして近似する³²⁾。

(ポリウム・フレネル・ゾーンプレート)

ゾーンプレートを硬 X 線では、膜厚を厚くする必要がある。その作製法を図 10.21 に示す。直径 $50\ \mu\text{m}$ ぐらいの Au 細線を回転させながら、その表面にスパッタリング法により同心円形の Cu/Al 多層膜を形成する。それを輪切りにし、研磨・薄片化 (厚さ $10 \sim 200\ \mu\text{m}$) することにより、膜厚の多層膜ゾーンプレートが得られる (sputtered-sliced FZP)³¹⁾。100 keV X 線で $0.5\ \mu\text{m}$, 200 keV で $5\ \mu\text{m}$ のスポットサイズが得られている。さらに屈折率傾斜型にして効率を高めている。実際、Cu と Al を用いて、4 段階の混合比で作製され、50 keV X 線で 50 % に達している。

(1次元フレネル・ゾーンプレート)

フレネル・ゾーンプレートを 1 次元化すると、直線状の配列になる。これを作製するには、スパッター法により基板上に X 線に対する透過層と半透過層を交互に積層してから、基板の垂直方向で薄膜を切り出す。この素子へ X 線を視射角を変えて入射すると、集光する X 線の波長を連続的に変えることができる。これは 2 次元の場合には一定の波長になるのに比べると、自由度が大きい。また 2 個の素子を直交配置にして 2 次元集光もできる。

(3) ブラッグ - フレネルレンズ

ブラッグ - フレネルレンズ (Bragg-Fresnel lens, BFL) は、結晶あるいは多層膜 (軟 X 線用) でのブラッグ反射による分光とフレネル・ゾーンプレートでのフレネル回折による集束を 1 つの光学素子で行なえるようにしたものである³³⁾。フレネル・ゾーンプレートが透過型であるのに対して、ブラッグ - フレネルレンズは反射型である。基板の結晶あるいは多層膜の表面上に形成したゾーンプレートパターン (高さ h) 中をブラッグ角 θ_B で透過した X 線が、その底面でブラッグ反射し、表面に戻ってくるまでの光路長は $2h/\sin\theta_B$ であるから、屈折率を $n = 1 - \delta$ とすれば、パターンのないところと比べて位相差は $4\pi h\delta/\lambda \sin\theta_B$ となる。これが π に等しくなる必要がある。垂直入射に近い場合は、円形のゾーンプレートで機能するが、一般には楕円形になる。もっと簡便な素子が、結晶表面に 1 次元のゾーンプレートを形成した 1 次元 BFL である (図 10.22)。線状に集束するので、これを 2 個直交する 2 方向に配置すれば、点状に集束させることができる。

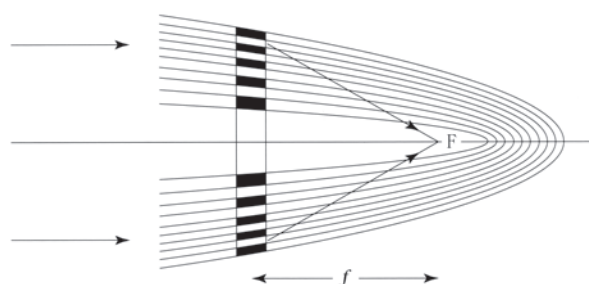


図 10.23 回転放物面群により形成される多層膜ラウエレンズ³⁴⁾

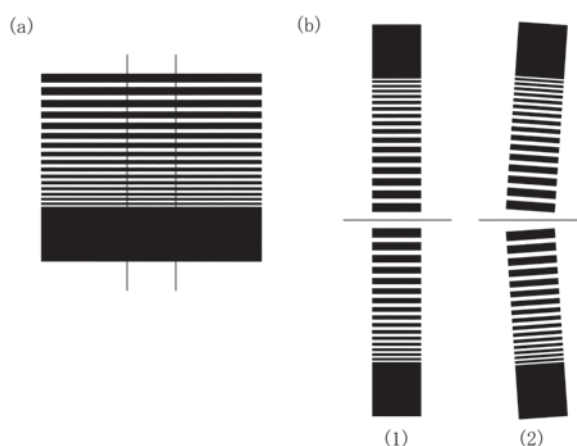


図 10.24 多層膜ラウエレンズ³⁵⁾ (a) 多層膜の蒸着、切断・研磨 (b) 平板型 (flat) (1) と傾斜型 (tilted) (2) のレンズの作製

10.7 多層膜ラウエレンズ

フレネル・ゾーンプレートのような平面的構造の光学素子では、空間分解能は 10 nm 程度が限界であるが、立体構造をもつ光学素子はそれを超えることが可能である。多層膜ラウエレンズ (multilayer Laue lens, MLL) はフレネル・ゾーンプレートの特別な形といえるもの (1 次元の場合が扱われている) で、厚みをつけて硬 X 線の集光に利用できるようにするとともに、厚み方向に構造をもたせてゾーンプレートの空間分解能を越す、高回折効率の光学素子である。

2 つの点光源を考えると、それらからの球面波が干渉して生ずる干渉図形は、2 つの点光源を結ぶ線を光軸とした回転楕円面になるが、点光源の一方を無限遠にもっていくと、平面波と球面波の干渉になり、図 10.23 のような回転放物面の干渉図形が形成される。いま、光軸に直角に平面スクリーン s を置くと、回転放物面群との切口からフレネルゾーンプレートが得られる。この平板スクリーンに厚みをもたせたのが多層膜ラウエレンズである。

ふつうの薄いゾーンプレートは電子ビームリソグラフィによって作製されるが、このレンズはつぎのようにして作られる。DC マグネトロン・スパッタリングによって、図 10.24(a) のように平らな基板上に多層膜を 2 層構造で積層する。その際、幅が最も薄いゾーンの方から蒸着を始める。これは蒸着膜生成の初期段階で粗さの少ない良質の膜が得られるからである。この基板上に生成された多層膜を垂直方向にダイス状に切断 (ダイシング) し、研磨・整形して、厚さ 5 ~ 20 μm の薄板に加工する。これが MLL 構造の半分に相当する。リソグラフィではアスペクト比 (加工物の深さ/幅の比) の高いものは得られない (≤ 20)



図 10.25 多層膜ラウエレンズの高分解能化³⁷⁾ (1) 楔型 (wedged) (2) 曲線型 (curved)

が，いまの場合，光軸に沿っての深さに制約はないので，最も外側のゾーンに対するアスペクト比は 3000 位にできる．この薄板 2 個を厚い層の側が向き合うようにして一体化したのが図 10.24(b)(1) の平板型である．これはフレネル・ゾーンプレートに厚みをもたせたものであるが，集光効率を向上させるために薄板 2 個を傾けて組み合わせたものが図 10.24(b)(2) の傾斜型である．レンズの中心部分は遮蔽片で覆って使用される³⁶⁾． WSi_2 と Si の層を交互に積み，最小層厚が 5 nm の傾斜型 MLL が作製され，19.5 keV X 線で集光サイズ 16 nm が観測されている³⁴⁾．

多層膜ラウエレンズの理想的な形状は，図 10.23 から得られる図 10.25(2) の曲線型である．これは素子の奥行き方向で膜の厚さが変わり，形も曲線状になるので，製作は難しい．そこで，傾斜型 (図 10.24(b)(2)) からさらに高分解能化を図った楔型 (図 10.25(1)) が作られている．これは図 10.24(a) で基板の表面に沿って膜の厚さに勾配をもたせて蒸着して作製される³⁷⁾．

(多重散乱の考慮)

焦点から半径 r_n の円へ向かう X 線の光軸からの開き角は r_n/f であるから，円環の幅 Δr_n で，厚さ d のところを通り抜けるには $d \cdot r_n/f < \Delta r_n$ ，すなわち $d < 2(\Delta r_n)^2/\lambda$ でなければならない．しかし，いまのように 3 次元構造体になれば，それは満たされず，多重散乱を考慮する必要がある．高木-トーパン流の動力学的回折を適用した厳密な取り扱いによるシミュレーションが行なわれている³⁷⁾．

10.8 集光 X 線のビームサイズの超微小化をめざして

放射光の高輝度化に応じて新しい X 線光学素子が提案されるとともに，超微細加工技術の発展によって，高性能の光学素子が前述のようにつぎつぎに出現してきた．いくつかの特性の中で，ここでは集光 X 線のビームサイズの超微小化あるいは分解能の向上の見通しについて触れる．ビームサイズは X 線では 50 nm 位 (軟 X 線では 20 nm 位) が実用化しつつあり，マイクロビームからナノビームの利用へと発展している．現在は，集光 X 線のビームサイズに対して 10 nm をひとつの目標として，近い将来には 1 nm に迫るべく技術開発が進められている．

K-B ミラーでは 1 次元集光において 20 keV X 線で 7 nm のサイズに到達している³⁸⁾．これには図 10.26 のように集光ミラーの前に形状可変ミラーが置かれる．これは 0.1 nm の精度で形状を制御できる補正用のミラーである．集光ミラーは多層膜をコーティングした楕円ミラーで，平面状の形状可変ミラーか

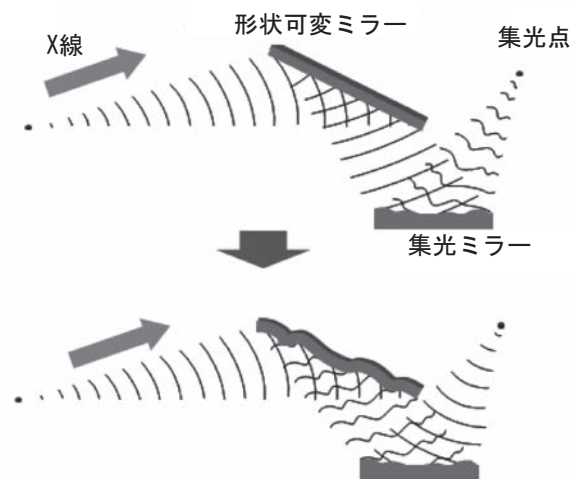


図 10.26 形状可変ミラーを用いて 10 nm より小さい集光ビームを得る過程³⁸⁾

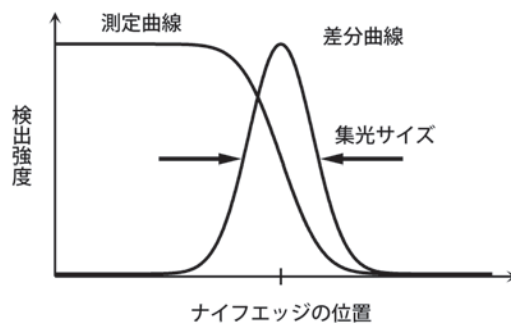


図 10.27 ナイフエッジ走査法

らの X 線の波形が揃っていても、集光ミラーがもつ微小な表面粗さやスロープエラーのために集光ミラーから反射する X 線の波形が乱れ、ビームサイズが広がる。そこでその波面の場所的な歪みを正確に測定したうえで、形状可変ミラーで波面を補正し、理想に近い集光を実現している。

楔型の多層膜ラウエレンズでは、シミュレーションにおいて多層膜の界面粗さを考慮した場合が扱われているが、1次元集光 X 線のサイズは 1 nm に達している³⁹⁾。微細加工技術の進展によりこの楔型のものが高精度で実現できれば、10 nm を超えて 1 nm に迫ることが期待される。きわめて有望な素子の候補である。

複数個の要素レンズからなるキノフォルムレンズやアディアバティック集束屈折レンズも高性能化が待たれる。

さらに、導波路やキャピラリーをテーパー状にして出口を絞ると、かなり小さいビームサイズが得られるという提案もある³⁹⁾。

利用にあたっては、ごく微小な焦点にどのぐらいの X 線強度を集中できるかが肝心であり、高輝度 X 線源とのマッチングが前提になる。

(ナイフエッジ走査法)

微小なビームサイズの測定には、ビームをナイフエッジで遮っていきながら X 線の強度変化を測定するナイフエッジ走査法 (knife-edge scanning method) が用いられる。図 10.27 のように各測定点での強度の差分をとった (微分) 曲線のピーク幅からビームサイズが求められる。ビームサイズがサブ μm 以下の

場合には、Si 基板上に蒸着した Au などのグレーティングを用いたり、照射により放射される蛍光X線の強度の走査による変化が利用される場合もある。

参考文献

- 1) 石川哲也 (分担執筆): 「シンクロトロン放射光の基礎」 大柳宏之編, 丸善 (1996) p.275.
- 2) 青木貞雄 (分担執筆): 「シンクロトロン放射光の基礎」 大柳宏之編, 丸善 (1996) p.359.
- 3) A. I. Erko, V. V. Aristov and B. Vidal: “Diffraction X-Ray Optics” Institute of Physics Publishing, Bristol (1996).
- 4) 波岡 武, 山下広順編: 「X線結像光学」 培風館 (1999) .
- 5) 大橋治彦, 平野馨一編: 「放射光ビームライン光学技術入門」 日本放射光学会 (2008) .
- 6) COE シンポジウム「完全表面の創成」文部省 COE「大阪大学・超精密加工研究拠点」 2001 年 3 月.
- 7) 金沢康夫, 中沢弘基: 地質ニュース No.378 (1986) 6.
- 8) N. Yamamoto: Rev. Sci. Instrum. **67** (1996) 3051.
- 9) A. Snigirev, A. Bjeoumikhov, A. Erko *et al.*: J. Synchrotron Rad. **14** (2007) 326.
- 10) 大堀謙一, 細川好則, 松永大輔: 応用物理 **74** (2005) 472.
- 11) E. Spiller and A. Segmüller: Appl. Phys. Lett. **24** (1974) 60.
- 12) W. Jark, S. Di Fonzo, S. Lagomarsino *et al.*: J. Appl. Phys. **80** (1996) 4831.
- 13) C. Fuhse, A. Jarre, C. Ollinger *et al.*: Appl. Phys. Lett. **85** (2004) 1907.
- 14) A. Jarre, C. Fuhse, C. Ollinger *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 074801.
- 15) J. H. H. Bongaerts, C. Davis, M. Drakopoulos *et al.*: J. Synchrotron Rad. **9** (2002) 383.
- 16) S. Suehiro, H. Miyaji and H. Hayashi: Nature **352** (1991) 385.
- 17) A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva and B. Lengeler: Nature **384** (1996) 49.
- 18) B. Lengeler, C.G. Schroer, B. Benner *et al.*: J. Synchrotron Rad. **9** (2002) 119.
- 19) C.G. Schroer, O. Kurapova, J. Patommel *et al.*: Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 124103.
- 20) C.G. Schroer, B. Lengeler: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 054802.
- 21) V. Aristov, M. Grigoriev, S. Kuznetsov *et al.*: Appl. Phys. Lett. **77** (2000) 4058.
- 22) K. Evans-Lutterodt, J.M. Ablett, A. Stein *et al.*: Opt. Express **21** (2003) 919.
- 23) K. Evans-Lutterodt, A. Stein, J.M. Ablett *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 134801.
- 24) M. K. Tiwari, L. Alianelli *et al.*: J. Synchrotron Rad. **17** (2010) 237.
- 25) S. D. Shastri, J. Almer, C. Ribbing and B. Cederström: J. Synchrotron Rad. **14** (2007) 204.
- 26) L. De Caro, W. Jark *et al.*: J. Synchrotron Rad. **15** (2008) 606.
- 27) J. H. Underwood and T. W. Barbee: in.
- 28) 表 和彦, 藤縄 剛: X線分析の進歩 30 (1999) 165.
- 29) Osmic Inc. 現在は Rigaku Innovative Technologies Inc.
- 30) K. Yamashita, P. J. Serlemitsos, J. Tueller *et al.*: Appl. Optics **37** (1998) 8067.
- 31) 田村繁治, 安本正人, 上條長生他: SPring-8 利用者情報 **6** (2001) 31.
- 32) S. Tamura, M. Yasumoto, N. Kamijo *et al.*: Proc.8th Int. Conf. X-ray Microscopy, IPAP Conf. Series **7** (2006) 107.

- 33) V. V. Aristov, Yu. A. Basov *et al.*: Nucl. Instrum. and Meth. A **261** (1987) 72.
- 34) H. C. Kang, H. Yan, R. P. Winarski *et al.*: Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 221114.
- 35) H. Yan, J. Maser, A. Macrander *et al.*: Phys. Rev. B **76** (2007) 115438.
- 36) C. Liu, R. Conley, A. T. Macrander *et al.*: J. Appl. Phys. **98** (2005) 113519.
- 37) 三村秀和, 松山智至: 放射光 **23** (2010) 176.
- 38) H. Yan, J. Maser, A. Macrander *et al.*: Phys. Rev. B **76** (2007) 115438.
- 39) C. Bergemann, H. Keymeulen and J. F. van der Veen: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 204801.

索引

E		
EEM(Elastic Emission Machining)		390
O		
OSA(order sorting aperture)		407
P		
P-V 値		390
R		
rms 粗さ (roughness) σ		390
X		
X線導管 (X-ray guide tube)		394
X線導波路 (X-ray waveguide)		395
あ		
アディアバティック (adiabatic, 徐々に微小な形状変化を施す) 集束屈折レンズ		397
アディアバティック集束屈折レンズ		411
アスペクト比 (aspect ratio, 厚さと幅の比)		406
位相型ゾーンプレート		408
ウォルター型ミラー (Wolter mirror)		393
エアリー像 (Airy pattern)		406
円筒面ミラー (cylindrical mirror)		392
か		
カークパトリック-ベッツ (Kirkpatrick-Baez, K-B) 配置		393
開口数 (numerical aperture)		397
回転楕円面ミラー (ellipsoidal mirror of revolution)		392
回転放物面ミラー (rotating paraboloidal mirror)		392
キノフォルム (kinoform) レンズ		398
キノフォルム型 (ブレース型) ゾーンプレート		408
キノフォルムレンズ		411
キャピラリー (capillary)		394
球面ミラー (spherical mirror)		391
共鳴カップリング (resonant coupling) 方式		395
屈折率傾斜型ゾーンプレート		408

さ	
サジタル面 (sagittal plane)	391
焦点深度 (depth of focus)	397
振幅型ゾーンプレート	408
た	
楕円状傾斜多層膜 (graded d-spacing elliptic multilayer)	404
楕円筒面ミラー (ellipsoidal mirror)	392
楕円面ミラー (ellipsoidal mirror)	392
多層膜	400
多層膜スーパーミラー (supermirror)	405
多層膜ラウエレンズ (multilayer Laue lens, MLL)	409
トロイダルミラー (toroidal mirror)	392
な	
ナイフエッジ走査法 (knife-edge scanning method)	412
は	
複合屈折レンズ (compound refractive lenses, CRLs)	396
プラズマ CVM(Chemical Vaporization Machining)	390
ブラッグ-フレネルレンズ (Bragg-Fresnel lens, BFL)	408
フレネル・ゾーンプレート (Fresnel zone plate, FZP)	406
フレネルレンズ	399
フロント・カップリング (front coupling) 方式	396
ヘルムホルツ方程式	395
放物線状傾斜多層膜 (graded d-spacing parabolic multilayer)	404
放物筒面ミラー (paraboloidal mirror)	392
ま	
ミラーの特性	389
メリジオナル面 (meridional plane)	391
ら	
レイリーの 1/4 波長則 (Rayleigh's quarter wavelength rule)	390
レイリーの規準 (Rayleigh criterion)	406