

# マイクロビーム形成とその評価

ビームライン： BL24XU

兵庫県立大学 高野 秀和

## 1. はじめに

線は電磁波であり、その波長は原子の大きさのスケールである。このとき光子エネルギーは原子の内殻電子の結合エネルギー程度であり、相互作用の断面積は比較的小さい（透過能が大きい）。このような性質を持つため、線はレントゲン等のイメージング手法、元素組成や電子状態の分析手法、回折を利用した結晶構造解析等に広く用いられてきた。線を小さく集めるというマイクロビーム技術は、このような様々の線分析手法に対して空間分解能と時間分解能を向上し得るという点で非常に重要な技術である。

線を集めるには線を曲げる必要がある。ただ曲げるだけではなく、法則に基づいて曲げてやらないことには、より小さいサイズの集光ビームを得ることが困難である。しかしながら線を精度良くきちんと曲げるという事は実は非常に難しい。またそれが望み通りに曲がっている事を評価する事も難しい。線を光学的に捉え、「線レンズ」で線を集光するという線マイクロビーム技術は、最近10年程度の間で急速に発達した技術であるが、第3世代放射光光源の出現、微細加工技術の進歩、微小計測技術等、要素技術の進歩によるところが大きい。現在では光学顕微鏡の空間分解能を超える集光が、10 keV程度までの線であれば様々な施設で定期的に行われるようになりつつある。しかしながらその基本はごく簡単な光学でほとんど説明が可能である。

本実習では光学的集光による線マイクロビームの生成とその評価について、空間コヒーレンスという概念を通して学んでいく。尚、本テキストを含め実習の説明は概念の分かり易さを優先するため、厳密性が欠ける場合もある。

## 2. レンズを使った集光（光学集光）

さて、光を可能な限り小さく集光するためにはどのように曲げてやればよいか。光は必ず発光点があるので、それを「レンズ」で縮小結像してやれば良いのである。その縮小率が大きいほど

線は絞れる。「レンズ」というものは、平行光に対して焦点距離 $f$ を持つ光学素子であり、図1のように、入射する光が光軸から離れるに従って大きく曲げる機能を持つ。また、近軸で薄いレンズの場合は図2のような結像作用を持ち、レンズの公式

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (1)$$

が成立する。理想的なレンズを用いた場合の集光サイズ $d_0$ は線の光源（大きさ $d_s$ とレンズまでの距離 $a$ ）及び集光点（大きさ $d_0$ とレンズまでの距離 $b$ ）から、

$$d_o = \left(\frac{b}{a}\right)d_s \quad (2)$$

となり、光源サイズが小さく、倍率  $b/a$  が小さいほど光を小さく絞ることができる。また、倍率が十分小さいときは  $b \sim f$  であるため、 $f$  が小さい方が望ましい。この議論（幾何光学）では、 $a$  を無限に長く取れば集光サイズも限りなく小さくなってしまふ（完全平行光に対する焦点、図1）が、実際には波動光学的な限界（不確定原理より起因する）が存在する。線の場合はレンズの半径を  $r$ 、光の波長を  $\lambda$  とすると、

$$d_o = C\lambda \left(\frac{f}{r}\right) \quad (3)$$

と考えてよい。ここで  $C$  はレンズの開口で決まる定数であり、円形開口では約 0.6 程度である。レンズが大きいくほど光を小さく絞れるということになるが、 $f$  も考慮した  $rf$  すなわち「レンズで最も大きく光を曲げる角度」が大きいということが重要なのである。

一方、形状誤差等のレンズ自体の不完全さがあると光が曲がる方向に誤差が生じる。これはレンズの収差と呼ばれ、その角度が  $d_o/f$  を超えると集光性能に大きく影響してくる。結局、光学集光における集光サイズは、幾何光学的サイズ、波動光学的サイズ、収差によるサイズの畳み込みとなるため、すべてについて考慮した光学設計が重要である。

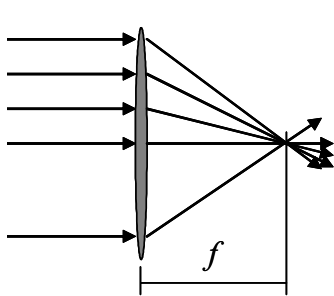


図1 レンズの機能

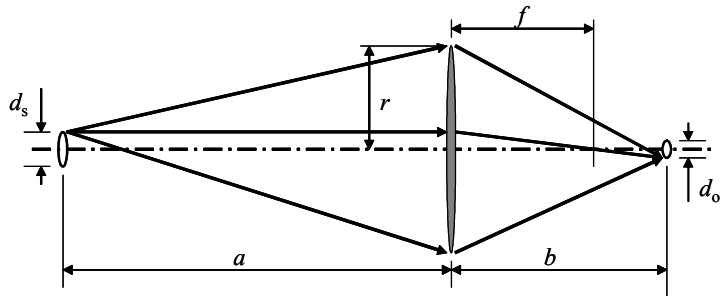


図2 レンズによる結像

### 3. コヒーレンス

これまでの議論より、光学集光を行う際のレンズに対する照明光を考えると、光源サイズが大きいあるいは  $a$  が十分でない場合は光を絞れない。これはレンズへの入射光に角度誤差が生じるためであり、レンズの収差と同様に集光サイズに影響するためである。また、光源とレンズの間にフィルター等、光の角度（位相）を乱す物が存在している場合の集光サイズへの影響についても同様に考えられる。これらを考慮する場合、光の空間コヒーレンスという概念は非常に便利である。

コヒーレンスとは、干渉のしやすさの程度と考えると分かり易い。図3のような2光束の干渉を考えた場合、2光束の位相差（平均位相差）が波長の整数倍であるとき、干渉光は強め合う。光束内の位相がそろっている(a)のような場合では振幅が2倍となる。光波の強度は振幅の自乗に比例した量として観測されるため、干渉光の強度は、単一光束の強度に比べ4倍になる。一方、光束内の位相にばらつきがある(b)のような場合、実効的に干渉に寄与する振幅が小さくなり（光

束内の平均となるため、強め合いの効果が薄れる。さらに光束内の位相のばらつきが大きくなり、光束内の平均振幅が 0 となると、干渉による強め合いの効果が無くなる。この状態をインコヒーレントという。このような 2 光束間の干渉による強め合いの程度がコヒーレンス度であり、コヒーレント状態では 1、インコヒーレント状態では 0 として定義される。

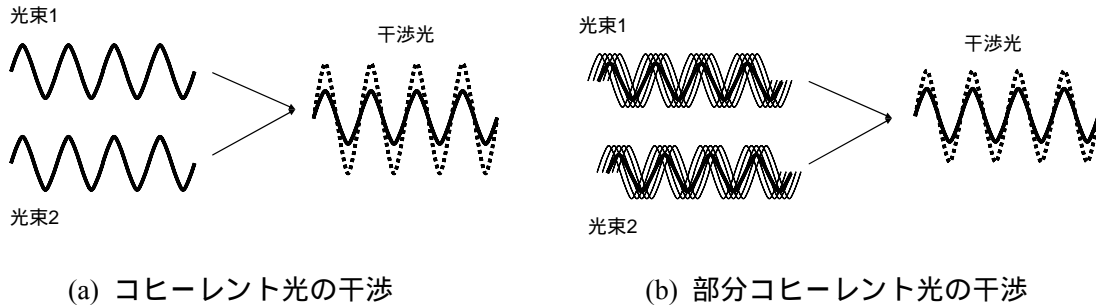


図 3 光の干渉とコヒーレンス

光束内の位相のばらつきが無くても 2 光束間の位相差にばらつきがある場合も同様に干渉性が低下する。また、光の波長にばらつきがある場合も干渉性が低下するが、この場合の干渉性は時間コヒーレンスと呼ばれ、通常の X 線実験においては（単色性が十分であるため）考慮しない場合が多い（実は考慮すべき重要な事である）。十分単色性の良い光に対する干渉性は空間コヒーレンスと呼ばれる。幾何光学的にも波動光学的にも限界の集光を行うためにはレンズをコヒーレントに照明してやればよい。つまり、レンズを通して集まってきた光に干渉性があれば限界に近い集光が可能なのである。あるコヒーレンス度を満たす 2 点間の距離  $l_{\text{Coh}}$  は空間コヒーレント長と呼ばれ、光源サイズ  $d_s$  及びレンズまでの距離  $a$  より、

$$l_{\text{Coh}} = \frac{A\lambda a}{d_s} \quad (4)$$

で与えられる。 $A$  は定数であり、コヒーレンス度によって異なる。干渉実験等に要求されるコヒーレンス度（0.9 程度）では約 0.3 であるが、光学集光の場合は 2 程度（わずかに干渉性がある程度）でも十分である。結局、この  $l_{\text{Coh}}$  がレンズの直径  $2r$  より大きくなるように照明光の条件を設定すれば限界に近い集光が可能となる。逆に空間コヒーレンスの評価を行う事により、集光ビームの評価も行うことも可能となる。

#### 4. X 線を曲げるには

X 線のレンズを実現するにはまずどのようにして X 線が曲がるかを理解する必要がある。線は電磁波であるため基本的に可視光における理論と共通するが多いが、基本的に曲がりづらい。ここでは線が曲がるいくつかの現象について説明を行う。

##### 屈折

線も光と同様に屈折により曲がる。屈折とは物質中における光の伝搬速度の変化、すなわち光の位相変化に起因する。その変化の度合いである屈折率  $n$  を用いると物質内での光の位置  $x$  における振幅変化は次式表される。

$$A = A_0 \exp(-iknx) \quad (5)$$

ここでは簡単のため時間による変動は考えず、初期位相は 0、初期振幅は $A_0$ である。 $k$ は波数であり、X線の波長を $\lambda$ とすると $k=2\pi/\lambda$ である。X線領域ではすべての物質において屈折率は1より小さく(可視光領域では基本的に1より大きく、ガラスなどは1.5程度)、その差も僅かであるため、 $n = 1 - \delta$ と表される。 $\delta$ は物質の密度、元素組成、線の波長によって異なるが、 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 程度である。つまり線は可視光とは逆向きに屈折し、屈折の法則(スネルの法則)よりその屈折角は $\mu\text{rad}$ のオーダーとなる(1/1000度が17.3 mrad)。また、屈折率を $n = 1 - \delta - i\beta$ と定義してやると、 $\beta$ の項は(5)式において実数成分すなわち振幅の減衰(物質による線の吸収)を表すことになるため、 $n$ を複素屈折率として取り扱う場合が多い。

### 反射

屈折率がほぼ1というであるという事は、物質による線の直入射反射率はほぼ0である。しかしながら真空中(あるいは大気中)から物質に対して斜入射条件下では全反射を起こす場合がある。これは屈折率が1より小さいためであり、可視光とは逆センスに起こる現象である。全反射を起こす臨界角 $\theta_c$ (これより小さい斜入射角で全反射が起こる)は近似的に物質の $\delta$ のみで決まり、

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} \quad (6)$$

として表される。前述の $\delta$ の値を考えると $\theta_c$ はmradオーダーとなり、屈折に比べると大きな角度で線を曲げることが可能であることがわかる。しかしながらこの場合には反射面には原子レベルの鏡面精度が要求され、反射面の粗れによる反射率の低下(及び反射方向の乱れ)に非常に敏感であるため、線ミラーの加工、研磨は非常に難しい。

### 回折

線も可視光と同様に周期構造(回折格子)により回折される。ピッチ $d$ の回折格子による回折角 $\theta_g$ は、

$$\theta_g = \lambda / d \quad (7)$$

で表されるが、線の波長(1 ~ 0.01 nm)では無機結晶などにより、radオーダーでの回折が可能であり、単色分光器などに利用されている。

## 5. X線レンズ

前述のような原理を利用することにより、X線領域でもレンズの作製が可能である。しかしながらその加工には基本的に必要とする集光サイズ程度の加工精度を要するため、高性能な素子の開発は近年になるまで困難であった。以下では代表的な線レンズについて、その原理と特徴について簡単に紹介する。本実習で使用するフレネルゾーンプレート(FZP)についてはやや詳しく説明を行う。

### 屈折レンズ

可視光領域で「レンズ」といえばほぼこのタイプであるが、線に対して完全に透明な物質が存在しない事と線の屈折角の小ささから線領域においては実用ではないとされていた。しか

しながら最近では、特に透過能のより高い高エネルギー X線領域で効率も高く焦点距離の比較的短いレンズが可能となってきた。これは Compound Refractive Lens (CRL) と呼ばれ、図 4 のような単レンズを直列に多数 (~100 個) 組み合わせたものである。屈折の向きが可視光とは逆であるため、可視光における凹レンズと同様の構造を吸収の小さい軽金属 (アルミ、カーボン、ベリリウム) を用いて構成して配列する。光学特性は非常に素直ではあるが、加工誤差、配列の誤差により、他の X 線集光素子に比べて性能はやや劣る。

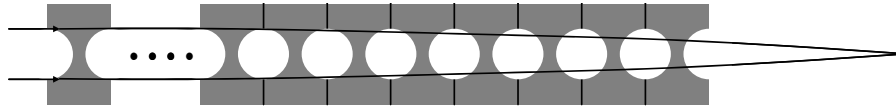


図 4 線屈折レンズ

### 全反射ミラー

全反射を利用すると比較的大きく X線を曲げることが可能である。反射面形状を放物面にすれば平面波、楕円面にすれば球面波を幾何光学的に集光可能となる。図 5 のように、二枚の直行した一次元非球面で二次元集光を行うミラーを Kirk-patrick Baez (KB) ミラーと呼び、図 6 のような回転非球面内面での全反射により集光を行うミラーを Wolter ミラーという。Wolter ミラーは通常回転双曲面と組み合わせることにより軸外収差を低減させ、結像素子としても利用されることが多い。また、開口領域を大きくとることができるために原理的な空間分解能が非常に高いが、加工が極めて難しいために大きく及んでいない。ただし集光効率は非常に高いため X線望遠鏡などの光学系においてよく利用されている。一方、KB ミラーは研磨が比較的容易であるため、最近では 50 nm 以下の集光サイズを達成するものの製作も可能となってきた。

全反射ミラーの最も有用な点は色収差がないという点である。屈折レンズも回折型のレンズも、入射波長が変われば焦点距離が変化してしまう (これを色収差とよぶ)。全反射の場合、反射角は波長に依らないために焦点位置も変化しない。この性質を利用することにより、分光分析や、白色光の集光等が可能である。さらに、全反射臨界角は波長が短いほど低角度になるためという性質があるため、反射波長に対してローパスフィルターとしても機能する。この現象をうまく活用すると、アンジュレーター光の高次高調波や結晶分光器からの高次反射を遮断することもできる。

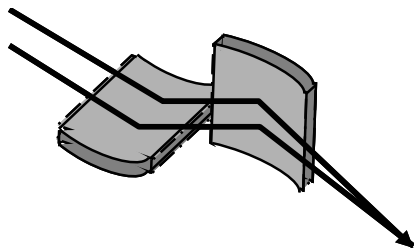


図 5 KB ミラー

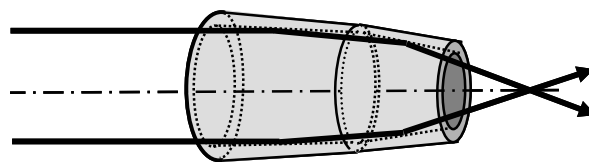


図 6 Wolter ミラー

## Fresnel Zone Plate (FZP)

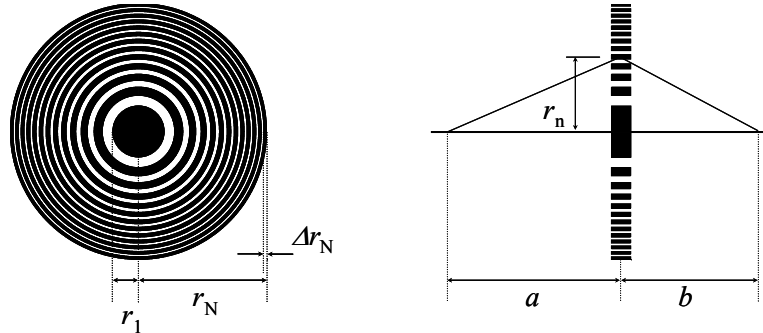


図7 FZPの概略図及びパラメーター

本実習で使用する集光素子はFZPという、回折を利用した集光素子である。その概略は図7に示すようなものであり、同心円上の輪帯を持つ透過型回折格子である。隣り合う輪帯間の境界からの回折光の光路差が $\lambda/2$ の時に各境界からの回折光の位相が揃うため、回折光が干渉し強め合い焦点を結ぶ。また、輪帯を線が透過した際の位相シフト量を $\lambda/2$ とすることにより、回折効率を高めることが可能である。FZPの焦点距離を $f$ とし、中心から $n$ 番目の境界までの半径を $r_n$ とすると、次の関係が成り立つ。

$$f^2 + r_n^2 = \left(f + \frac{n\lambda}{2}\right)^2 \quad (8)$$

この式を整理すると、

$$r_n^2 = nf\lambda + \frac{n^2\lambda^2}{4} \quad (9)$$

となる。ここで $n\lambda/2$   $f$ とすると、第二項が十分小さくなり、

$$r_n \approx \sqrt{nf\lambda}, \quad f = \frac{r_n^2}{n\lambda} = \frac{r_1^2}{\lambda} \quad (10)$$

となる。次に光軸上にある光源の集光について考えると、隣り合う境界を通る光線の光路の差は $\lambda/2$ でなければならない。つまり光源からFZPまでの距離を $a$ 、FZPから像までの距離を $b$ とした場合、

$$a + b + n\frac{\lambda}{2} = (a^2 + b^2)^{\frac{1}{2}} + (b^2 + r_n^2)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

が成立すればよい。式(11)の右边を展開し、また $r_n$   $a, b$ であれば高次の項を無視できるので、

$$n\lambda = r_n^2 \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) \quad (12)$$

と整理することができる。これと(1)式を比べると、FZPがレンズの法則を満たしていることがわかる。以上の議論より $r_n$ が式(10)を満たすような境界を持つ同心円回折格子を設計すれば、レンズの働きをする。

隣り合う境界との光路差が $\lambda/2$ の奇数倍のときも回折した光は干渉し合い、焦点を結ぶ。そこで、式(11)において、 $n\lambda/2$ の代わりに $(2m+1)n\lambda/2$ とすれば、 $2m+1$ 次の焦点距離は、

$$f_{2m+1} = \frac{f}{2m+1}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (13)$$

となる。この事からFZPには高次の回折光も存在することがわかる。FZPの総輪帯数を $N$ 、半径を $r_N$ とすると、最外輪帯幅 $\Delta r_N \equiv r_N - r_{N-1}$ なので、式(10)を用いると、

$$r_N^2 - r_{N-1}^2 = Nf\lambda - (N-1)\lambda f = \lambda f \quad (14)$$

と整理できる。また、 $N$ が十分に大きいとすると $\Delta r_N \approx r_N$ となるので、左辺は、

$$r_N^2 - r_{N-1}^2 = r_N^2 - (r_N - \Delta r_N)^2 = 2r_N \Delta r_N - (\Delta r_N)^2 \approx 2r_N \Delta r_N \quad (15)$$

となる。よって、

$$2r_N \Delta r_N \approx \lambda f \quad (16)$$

という関係が導ける。さらに式(10)の $n$ を $N$ とすれば、 $\lambda f \approx r_N^2/N$ となり、高次の回折光を考慮すると、

$$f_{2m+1} \approx \frac{4N(\Delta r_N)^2}{\lambda(2m+1)}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (17)$$

と表すことができる。焦点距離が波長に反比例の関係があることにより、FZPを分散素子としても使えることがわかる。

FZPは回折を利用した光学素子であるので、色収差を避けるには入射光に単色性が必要である。入射光の波長のばらつきを $\Delta\lambda$ とすると、式(10)、(13)から、

$$\left| \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right| = \left| \frac{f_{2m+1}}{\Delta f_{2m+1}} \right| \quad (18)$$

が得られ、入射光に求められる単色性 $\lambda/\Delta\lambda$ は、

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \geq N(2m+1) \quad (19)$$

となる。従って限界の集光性能を得るためには、この条件が満足されていなければならない(時間コヒーレンスの条件)。

FZPは通常電子線リソグラフィ法を用いて作製される。その描画精度は非常に高く、光学素子に起因する収差がほとんど無いものを作製することも可能である。最近では100 nm以下集光サイズを達成する場合も珍しくなく、線領域においてFZPは最も一般的な光学素子として用いられている。しかしながら、10 keVのX線に対して理想的な回折格子の厚さは重金属でも数 $\mu\text{m}$ 必要であるが、リソグラフィ法ではそのプロセスの困難さよりゾーンの厚さと $\Delta r_N$ との比(アスペクト比)が10程度という限界があるため、回折効率はまだ高くない。ユニークな方法を用いた厚いFZPの作製も試みられており、高いエネルギー領域に対しても高効率を達成しているが、ゾーンの作製精度は比較的悪い。

## 6. マイクロビームの計測法

集光ビームのサイズを直接測定する方法として、図8のように集光点を十分鋭利な刃（ナイフエッジ）で徐々に隠しながら強度変化を見る方法を考える。強度変化を微分する事により、走査をした方向の線像分布関数（集光点を一次元積分したもの）を得ることができる。これはナイフエッジスキャン法と呼ばれ、スポットサイズ以外にもレンズの収差などを知ることができるため可視光領域で用いられている（フォーコートテストという）が、線は透過力が高いため、使用するナイフエッジの形状による影響に注意することが必要である。通常は圧延した重金属のワイヤーが用いられる。ワイヤーの太さは焦点深度内であれば良い。また、透過強度ではなく蛍光強度、散乱強度を測定することも有効である。

間接的な評価手法として、光学素子からの出射光の空間コヒーレンスを調べる事によりスポットサイズを見積もることも可能である。空間コヒーレンスを調べるには離れた2点間を干渉させてやればよい、簡単にできる一つの例としてインラインホログラフィーがある。図9のように照明光の途中で物体を置いてやることのみで、物体からの散乱光と入射光が干渉して干渉縞が形成される（赤線と青線が交差している場所が強め合っている点）。物体を置く位置を工夫して、2点間干渉を起こしている距離を計測してやることで、式(4)の $l_{coh}$ を大まかに求めることができる。レンズに収差がない場合、レンズから光源を見込む角度とスポットサイズを見込む角度は等しい（ $d_o/f \sim d_s/a$ ）ため、式(4)より、

$$l_{coh} = \frac{A\lambda f}{d_o} \tag{20}$$

というような、スポットサイズと空間コヒーレンスの関係が成立する。

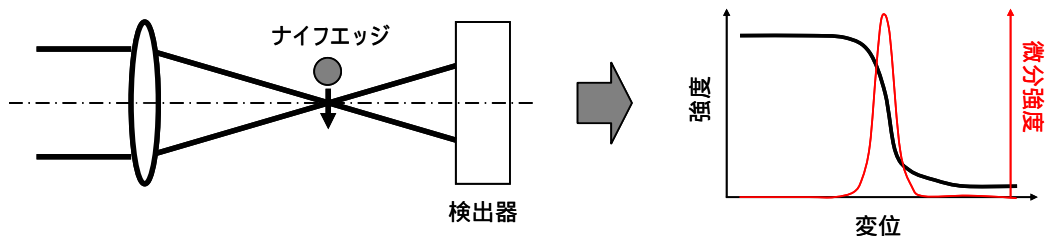


図8 ナイフエッジスキャン法

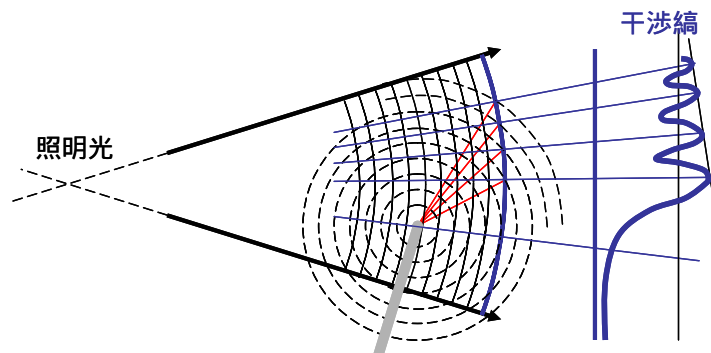


図9 インラインホログラフィー



## 7. 実習内容

具体的な実習内容を以下に紹介する。基本的にゼロの状態から光学系の遠隔操作による光学調整から行ってもらおう。この際、検出器、自動制御等についても学んでもらう。

- ・ FZP を用いた X 線マイクロビーム光学系 ( 図 1 0 ) の構築と調整を行う
- ・ フーコーテストを用いた焦点調整を行う
- ・ ナイフエッジスキャン法を用いた X 線マイクロビームのサイズ評価を行う
- ・ インラインホログラフィーの干渉縞を観察し、入射光の空間コヒーレンスを見積り、スポットサイズ評価の結果と比較、検討を行う

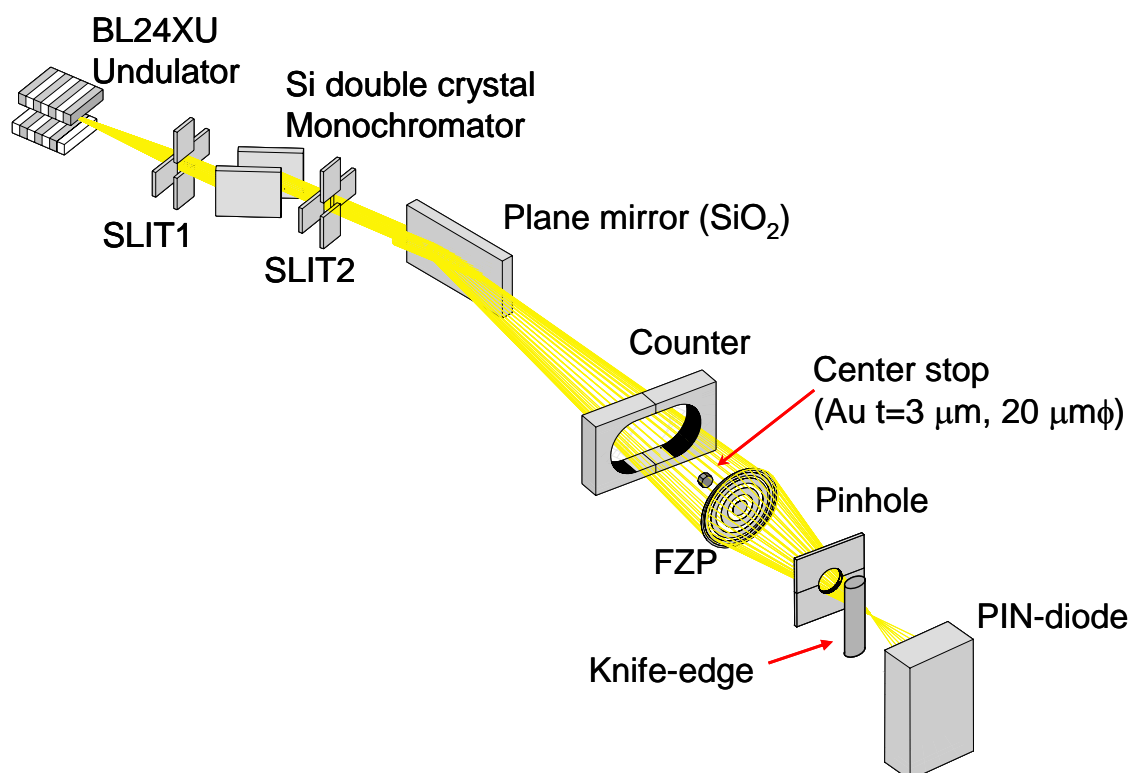


図 1 0 マイクロビーム光学系

## 8. おわりに

マイクロビームは現在様々な分野に応用が始められており、その性能も年々進歩している。しかしながらサイズの微小化に伴い、計測法、ステージの駆動、検出器等、周辺技術の開発も非常に重要である。また、放射される X 線のうちコヒーレント光として取り出せる量をコヒーレントフラックスというが、世界最高の輝度を誇ると言われる SPring-8 の線光源をもってしても、十分なコヒーレントフラックスを有しているとはいえない。光源からの発光がすべてコヒーレントフラックスであるような光源 ( 第 4 世代といわれる。いわゆる 線レーザー ) の開発も行われており、将来的にも X 線マイクロビーム技術の必要性、重要性は高くなっていくであろう。