

X線プリズムと干渉計

鈴木芳生 財団法人高輝度光科学研究センター, SPring-8 〒679-5198 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1

要旨 大部分の読者にとっては馴染みのない話であろうが、単純なプリズムを硬 X 線領域の光学素子として用いることが可能である。屈折プリズムの材質として吸収の影響が小さい軽元素からなる素材を用い、プリズム面に浅い視射角で入射させることにより、たとえば波長 1 Å の X 線を 0.1 度程度まで偏向させることが可能である。この方法で可視光の干渉計に用いられているフレネルのバイプリズムと等価な光学系を構成出来る。ここでは、この硬 X 線用プリズムとその応用例である二光束干渉計による空間コヒーレンスの定量測定および X 線ホログラフィーへの応用について紹介する。

1. はじめに

X 線領域でプリズムが光学素子として成り立つとはなかなか考えにくいことであろう。X 線光学と言うと、もっぱら結晶による回折に関する結晶光学を指す場合が多い。実際、シリコンやダイヤモンド等の単結晶によるブラッグ反射はもっとも重要な X 線光学技術のひとつではある。しかしながら、非常に浅い視射角で X 線を入射させた場合におこる全反射現象も硬 X 線光学系として幅広く使われている。それ以外の光学系としては人工多層膜反射鏡、透過型回折格子やフレネルゾーンプレートも X 線領域で広範囲に使われている光学素子であろう。これに対して、最近では新たに屈折レンズが硬 X 線領域の光学系として開発されてきている。

X 線が実際に媒質の界面で全反射されるという事実は、X 線の界面での反射が屈折現象で理解できることを示しているのであるが、屈折を利用した透過型の X 線光学素子が実際に考えられたのは比較的最近になってからのようである。屈折光学系としては、1991年に宮地氏らによる最初の屈折レンズの提案があった¹⁾。その後すぐに、実効的な効率から考えて軟 X 線領域では実現不可能なことが指摘されたが²⁾、高エネルギー領域では屈折レンズが可能であり、まもなく Snigirev らによりアルミニウムを素材とした最初の X 線レンズであるシリンドリカルレンズが作られ、実際に X 線を集光できることが示された³⁾。

反射鏡と屈折レンズが出来れば、可視光の類推で考えると、プリズムも可能と考えるのが自然である。しかしながら、これまで X 線領域でプリズムを用いた光学系に関してはほとんど報告されていない。今までは、X 線の屈折率がほとんど 1 に近いために、実用的な意味合いでの屈折光学系は不可能と考えられていたようである。もちろん、通常の光学プリズムに可視光と同じように X 線を入射しても巨視的な屈折現象を観測するのは不可能と言って

良い。しかしながら、全反射現象が浅い視射角で X 線を照射した場合にのみ起こるように、X 線が比較的浅い視射角で界面に入射するような条件下では、実際に目に見えるような屈折現象を観測することが可能である。もっとも極端な例を示せば、結晶による X 線の非対称反射で明示的に界面での屈折効果が現れていることをご存じの方も多いだろう。

ここでは、屈折を利用した X 線光学素子のひとつであるプリズムとその応用例としての二光束 X 線干渉計について紹介する。さらに、干渉計の応用として空間コヒーレンスの定量測定とホログラフィーに関して詳述する⁴⁻⁶⁾。

2. X 線はプリズムで偏向される

X 線の反射屈折は基本的に可視光と同じであり、スネルの公式で幾何光学的な光線ベクトル、すなわち屈折角を導くことが出来る。

$$\cos \theta_1 / \cos \theta_2 = n_2 / n_1 \quad (1)$$

ここで、Fig. 1 に示すように、 θ_1 , θ_2 はそれぞれの媒質側での視射角であり、 n_1 , n_2 は各々の媒質の屈折率である。通常の光学の教科書では視射角ではなく入射角を用いて書かれているが、ここでは便宜上この表現を使用しておく。X

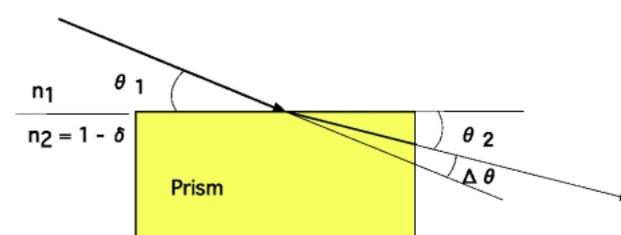


Fig. 1 Refraction of X-ray beam at a boundary of optical media.

線領域での屈折率は、電磁波により媒質中の電子が振動し、二次の電磁波放射を生成する過程で記述できることが知られている⁵⁾。よく知られているように、硬 X 線の場合は媒質中の全部の電子を自由電子として見なす近似が有効であり、

$$n = 1 - \lambda^2 r_e N / (2\pi) \quad (2)$$

r_e は古典電子半径であり、 $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 mc^2) = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$ 。また N は単位体積中の電子数である。アボガドロ数 ($N_A = 6.02 \times 10^{23}$)、 Z : 原子番号、 A : 原子量を用いて、 $N = N_A \rho Z / A$ と書ける。 $Z/A \sim 1/2$ と近似すると、

$$n \sim 1 - 1.35 \times 10^{-6} \lambda^2 \rho \quad (3)$$

ρ は媒質の密度である。したがって、X 線に対するすべての媒質の屈折率は 1 (すなわち真空の屈折率) に非常に近いことがわかる。そう考えて、上式に $n \sim 1$ として代入し、界面における屈折を考えると、

$$\cos \theta_1 / \cos \theta_2 \sim 1 \quad (4)$$

すなわち、 $\cos \theta_1 \sim \cos \theta_2$ となり、結果として、 $\theta_1 \sim \theta_2$ となり、X 線は屈折されないという結論が導かれてしまう。しかし、ここでもう少し詳しく調べてみると、一般的な単純化の条件として真空中から媒質に入射する条件を考え、 $\delta = 1 - n_2$ とおくことにより、 $n_1 = 1$ なので、スネルの法則は

$$\cos \theta_1 = (1 - \delta) \cos \theta_2 \quad (5)$$

と書くことが出来る。ここで入射側と出射側の視射角の差を偏向角として、 $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ と定義し、

$$\cos \theta_1 = (1 - \delta) \cos (\theta_1 - \Delta\theta) \quad (6)$$

$\cos (\theta_1 - \Delta\theta)$ に関して、 $\Delta\theta$ を十分小さいとしてテーラー展開の第一項だけで近似して、

$$\cos \theta_1 \sim (1 - \delta) (\cos \theta_1 + \sin \theta_1 \Delta\theta) \quad (7)$$

$$\therefore (1 - \delta) \sin \theta_1 \Delta\theta \sim \delta \cos \theta_1 \quad (8)$$

したがって、

$$\Delta\theta \sim \delta / \tan \theta_1 \quad (9)$$

となる。すなわち、直入射に近い条件 (たとえば $\tan \theta_1 = 1$) では屈折角 $\Delta\theta$ は δ と同程度 (おおよそ $1 \mu\text{rad}$ のオーダー) であるのに対し、斜入射条件では屈折角が $1/\tan \theta_1$

だけ増幅されることになる。こういった条件では X 線に対して比較的透明な軽元素を主体とする媒質であっても (そのような媒質は大体において、密度も小さく、 $\rho \sim 1$ 程度である)、十分観測可能な大きい偏向角を得ることが出来るのである。たとえば典型的な例として、媒質がグラファイト ($\rho = 2.2$)、波長 1 \AA の条件を考えてみよう。直入射に近い $\tan \theta = 1$ の条件では $\Delta\theta = 3 \mu\text{rad}$ であるのに対し、視射角 2 度では $\Delta\theta \sim 0.1 \text{ mrad}$ ($= 1/175$ 度) に達する。ここで問題になるのはこのような条件で吸収が無視できるかどうかである。炭素の質量吸収係数から見積もられるグラファイトの線吸収係数は 2.548 cm^{-1} であるので、視射角 2 度 ($\tan \theta \sim 1/30$) の条件で強度が $1/e$ になる条件 (振幅透過率なら 0.61) で考えると、透過可能なビーム断面は $\sim 130 \mu\text{m}$ 以上になる。ここで電磁波自身による回折を考えてみると、波長 1 \AA の X 線をこのビーム幅 ($W = 130 \mu\text{m}$) で制限した場合のフランホーファー近似での回折角は $\lambda/W \sim 0.8 \mu\text{rad}$ である。すなわち、プリズムによって X 線の自然発散角より遙かに大きい角度で屈折させることが可能であり、屈折プリズムが実際に硬 X 線領域で実用になることが理解できるであろう。

ここで、 $\Delta\theta \sim \delta / \tan \theta_1$ 式の有効限界の問題がある。この式が常に正しいとすると、斜入射の極限で $\Delta\theta$ が無限大に発散してしまうが、当然このような現象はあり得ない。これは (6) から (7) 式への移行時の近似に問題があるためで、実際には斜入射条件では全反射臨界角である $\theta_1 = \sqrt{2\delta}$ より低角領域では反射光だけが観測され、屈折光は観測できない (この全反射臨界角は式 (5) で $\theta_2 = 0$ とおくことによって得られる。これより小さい視射角では方程式を満たす θ_2 が存在しない)。再び式 (5) に戻ってみるとわかるが、 $\theta_1 > \sqrt{2\delta}$ の入射条件では屈折透過波が存在し、 $\theta_1 = \sqrt{2\delta}$ でちょうど $\theta_2 = 0$ となり、ここで最大の屈折角 $\Delta\theta = \theta_1 = \sqrt{2\delta}$ を与えることが出来る。すなわちプリズムで屈折され得る最大角は全反射臨界角に等しい。さっきと同じようにグラファイトを例にとると、波長 1 \AA での最大屈折角は 1.8 mrad (~ 0.1 度) になる。

以上の説明はプリズムの頂角が 90 度程度であるものを例題として、斜入射条件での議論を進めているが、斜出射条件でも基本的には同一の議論が成り立つ。ただし、プリズムは完全な意味での stigmatic な光学系ではないため非対称ブラッグ反射のようにエミッタンス保存の形式に非対称性が存在する。詳細は原論文⁴⁾を参照していただきたい。また、単純化のためにここでの議論は主に吸収がない場合を考えているが、屈折角自体には吸収の影響はないので、基本的には上記の考え方で問題はない。

3. 最初のプリズムから干渉縞観測まで

筆者が最初に目に見える形で X 線の屈折をみたのは PF の BL8C2 実験ステーションで 1991 年の 10 月 9 日ことであ

った。そのときのマシンタイムでは、全反射集光鏡の評価実験をおこなっていたのであるが、その反射鏡は無酸素銅の切削面を直接反射面として用いたものであった。その反射鏡の構造を Fig. 2 に示す。斜入射反射鏡のアライメントをやったことのある方ならすぐに理解していただけると思うが、最初に視射角を調整する際には、Fig. 3 に示すようにミラーの下流に X 線カメラ等の二次元検出器をおいて反射光と直接光をみながらミラーを回転させ、視射角零度の位置を探るのがふつうである。たいていは直接光がいちばん大きく見えるところを原点とするものである。この調整を行っている際に（それまでにもう数え切れないほど何回も行って定常的な作業である）、Fig. 3 に示すよう

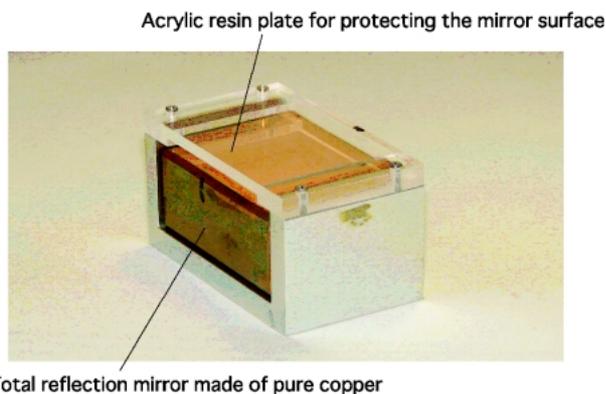


Fig. 2 Photograph of the first X-ray prism. An edge of acrylic resin plate used for protecting the total reflection mirror surface works as a prism.

に、それまで見えていなかった変なスポットを偶然観測したのがその日であった。詳しく実験してみると、本来の反射光ビームの近くに見えるそのビームには次のような特徴があった。

1. 鏡面による反射ビームが見える入射角度では観測されないか、されても非常に弱い。反射ビームと同じくらい直接光から離れた位置に出現するが、詳しく比較してみると、反射光より曲がり角は小さい。
2. 反射ビームとは反射面の角度に関して逆の動きをする（視射角を大きくするとビームは直接光の位置に近づいていく）
3. 反射光と異なりビーム位置が X 線エネルギーに依存する。

ここまでくれば明確である。この反射鏡には傷付き易い無酸素銅の反射面を保護するカバーが Fig. 2 のように付けられていたが、この透明カバーはアクリル樹脂の削り出しで作ってあった。X 線は本来のミラーではなく、間違えてアクリルのカバーに当たっていたのである。観測していたのはこのアクリルブロックのコーナーが偶然プリズムとして作用したことによる屈折光であった。この偶然は、保護カバーが X 線吸収の小さい軽元素（炭素と水素）素材であったこと、コーナーがフライス加工でかなりよい精度で加工されていたこと、さらに、本来のミラーの反射光を探するためにアクリルカバーの面に極端な斜入射条件で入射させていたことによるものである。もっとも注意してみれば、全反射ミラーの実験の際に臨界角より大きい角度になった場合、微弱なものではあるが、しばしばミラー端部か

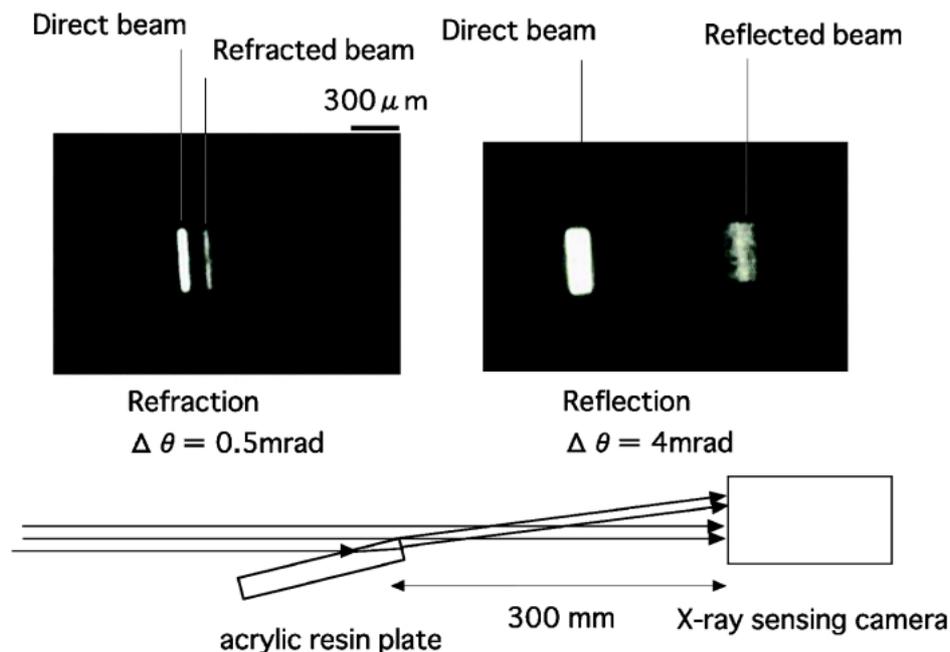


Fig. 3 Observation of X-ray refraction and reflection. Corner of acrylic resin plate works as an X-ray prism. X-ray wavelength is 1.5 Å. Prism to camera distance is 300 mm. X-ray sensing pickup tube is used as an imaging detector.

らの屈折率は観測されるものであり、けっして珍しい現象ではない。

このようなX線の巨視的な屈折に関する実験結果をそれまでに聞いたことはなかったが、考えてみればあたりまえの現象である。実際、プリズムによるX線の屈折はX線の屈折率直接測定の方法として古くから利用されている(しらべた限りの最古の文献は1925年にまで遡れる)⁸⁾。しかしながら、ふつうは屈折角が高々数秒程度のため、結晶光学系のコヒーレントとアナライザーの組み合わせでないと観測できない⁹⁾。光学を専門としている者としては、つぎに考えることはひとつしかなかった。“これで干渉縞を観測してみる”である。十分な単色性と平行性(X線ビームのコヒーレンス)があれば、直進するX線ビームとプリズムで屈折された波面との干渉が起こり、干渉縞が観測されるはずである。予定していた実験を中断して、即座に干渉実験を試みた。諸般の条件を考えると少なくとも3本くらいの干渉縞が見えるはずであったが、実験はみごとに失敗した。その原因は、今となっては確かめる術がないが、ベリリウム窓や分光結晶の表面粗度による波面の乱れが主な原因ではないかと想像している。

その後、この実験のアイデアは自分の中でしばらく凍結されていたが、その間に(たいへん残念なことに)プリズムを使った最初の干渉計の実験結果がLangとMakepeaceにより1999年に報告されてしまった¹⁰⁾。かれらのプリズムはFig. 4に示すような形をしており、二本の角柱(図でA, Bと示してある)の角を突き合わせた形をしている。これは可視光でフレネルのバイプリズムとして知られているFig. 5の光学系をそのままX線領域に置き換えようとしたものと思われる(可視光と異なり屈折率が1より小さいため、同じ光学系にするためにはプリズムの凹凸が逆になる)。しかもこのプリズムは単結晶ダイヤモンドで作られており、プリズムのコーナーを正確に加工するのはかなり困難であったと思われる。また、二個のプリズムの頂点を正確にあわせるのは至難の技であったと推察される。ほかにも実験上の工夫が数々あり、たとえば、分光結晶による波面の乱れを回避するために、分光器はプリズムよりずっと下流の画像検出器(なんと原子核乾板である!)の直前においてあり、分光結晶のextinction depthによる像のぼけの影響を避けるため、入射面は干渉縞と平行になるように配置されている。かれらはこのプリズムを使ってダレスベリーのシンクロトロン放射光源を用いて波長1Å前後の硬X線で3~4本の干渉縞を観測するのに成功した。かれらのプリズムは複雑な形状をしているが、本来、真空との連続性を考えればバイプリズムの形式に拘る必要はなく、Fig. 1のような形状で可視光におけるフレネルのバイプリズムと同じ効果を得ることが出来るのは自明であろう。

そうこうするうちに、筆者はSPring-8で新しい中尺ビームラインであるBL20XUの設計建設に参加すること

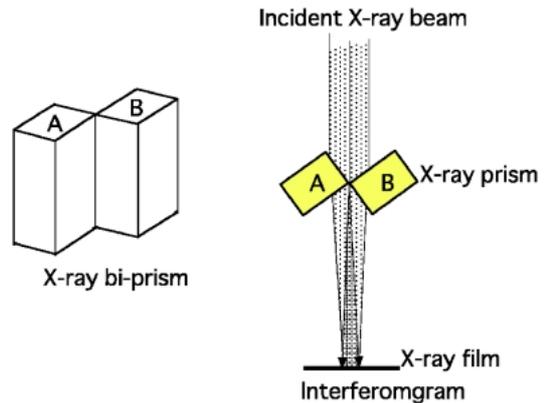


Fig. 4 X-ray bi-prism made of single crystal diamond [ref. 10].

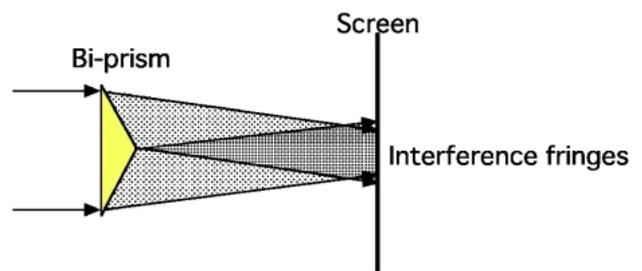


Fig. 5 Schematic diagram of Fresnel bi-prism for visible light optics.

になった。このビームラインの第一の特徴は、250 m長のビームラインという世界で最も長いビームライン(ただし、実際には建設途上で理研の1 kmビームラインに追い越された)であり、その長さと同レベルの輝度を生かして、コヒーレントX線光学の実験が可能になるよう設計された。BL20XUは2001年10月から共同利用に公開されたが、本当のビームライン立ち上げはその後も続き、所期の性能に到達したのはその1年以上後のことであった。ともかくビームラインがユーザー公開されて完全とは言えないまでもコヒーレントX線光学の実験(たとえば、回折限界マイクロビームやホログラフィーなど)が行えるようになってきていた。ここで再びプリズムを用いた干渉実験を試みたい気持ちになっていたちょうどそのとき、偶然市販されている“X線プリズム”を見つけたのである。それは著名な某DIYショップで1個260円で売られていたアクリルの立方体である(Fig. 6)。以下に記述するすべての実験はこのアクリルブロックをプリズムとして用いて行ったものである。

ホログラフィー実験を定常的に行うことのできるビームラインと実験装置があればプリズムによる干渉計実験はきわめて容易なものであった。実際に実験を始めてから干渉縞を観測するまでにかかった時間はほんの1~2時間である。実験に必要なものは、

- 1) コヒーレンス、特に広い空間コヒーレントな領域
- 2) 高空間分解能画像検出器



Fig. 6 Photograph of “X-ray prism”. A cube of acrylic resin, 2 cm in each dimension. This “prism” is sold in a hobby shop (only 260 Yen).

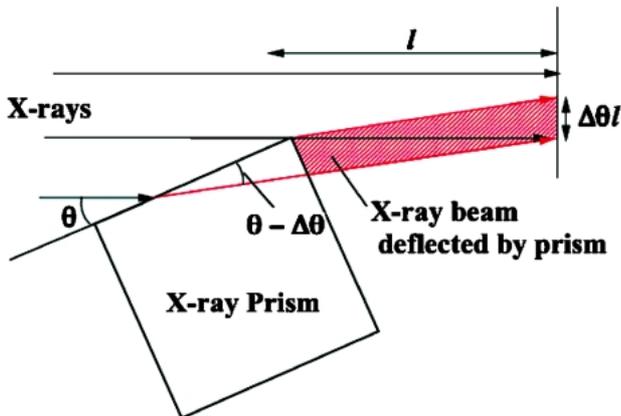


Fig. 7 Schematic diagram of two-beam X-ray interferometer with prism optics.

3) 十分な長さの実験ハッチ（プリズムでかなり大きい偏向角も実現可能であるが、その場合干渉縞間隔が短すぎて検出器の分解能が追いつかない。適切な干渉縞間隔で広い領域に干渉縞を生成するためには、プリズムから観測面までの距離を数 m にする必要がある）以上である。

原理実験を行うだけなら、透過光学系であるプリズムにさしたる形状精度は必要でない。市販のアクリルブロックで十分であった（一応表面はレーザー光が鏡面反射する程度には光学的に平坦である）。Fig. 7 に二光束干渉計の原理を示す。単純化して平行完全可干渉光を仮定する。ビームの半分がプリズムで偏向され、直進するビームに対して $\Delta\theta$ だけ傾斜した波面が形成され、両者が像面（検出面）で合流して干渉縞を生成する。干渉縞の周期長はプリズムによる偏向角 $\Delta\theta$ と X 線の波長 λ で $\lambda/\Delta\theta$ と書かれる。またビームの重畳する領域の幅（干渉縞の生成する領域の幅）はプリズムから検出器までの距離 l を用いて $\Delta\theta l$ になる。

Fig. 8 に最初の干渉縞測定例を示す⁴⁾。実験は SPring-8 の BL20XU で行った。ビームラインの詳細は文献¹¹⁾を参照して頂きたいが、二結晶分光器で単色化した波長 1 \AA の X 線を用い、プリズムに対する視射角 $\theta = 6^\circ$ 、ビーム偏向角 $\Delta\theta = 15 \text{ \mu rad}$ 、の条件で干渉縞を生成した。検出器と

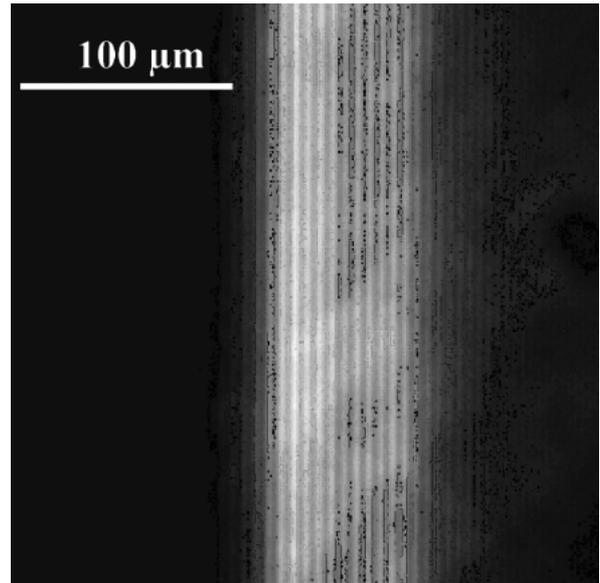


Fig. 8 First interferometer experiment at BL20XU of SPring-8. X-ray wavelength is 1.0 \AA . Prism to image plane distance is 5.3 m.

しては可視光変換型 X 線 CCD カメラ（空間分解能約 2 \mu m ）を用いている。干渉計の長さ l は 5.4 m である。図に示すように等間隔干渉縞が生成されており、観測された干渉縞間隔は、計算で予想される値 (6.7 \mu m) におおよそ等しく、 6 \mu m であった。

4. 二光束干渉計の応用

前節までで X 線プリズムの原理と干渉計としての干渉縞計測例まで示したが、この干渉計の応用として、空間コヒーレンスの定量測定⁵⁾と Leith-Upatnieks 型ホログラフイーの実験例⁶⁾を簡単に紹介する。

4.1 空間コヒーレンスの定量的測定

二つのビーム間のコヒーレンス度 γ （正しくはその絶対値）は、その二つのビームを合流させたときに観測される干渉縞の visibility であり、次式のように表される^{12,13)}。

$$\gamma = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (10)$$

ここで、 I_{\max} 、 I_{\min} は観測された干渉縞の最大強度と最小値である。ここでは X 線は結晶分光器で単色化されており、実験条件内では時間コヒーレンスは十分高く、コヒーレンス度はいわゆる空間コヒーレンスだけに依存しているものと考えられる（厳密に言えば時・空間コヒーレンスを完全に分離することは不可能であり、あくまで近似的なものである）。本実験のように光源からの距離が干渉計の長さ比べて十分長い場合の空間コヒーレンス度は以下の式で表される。

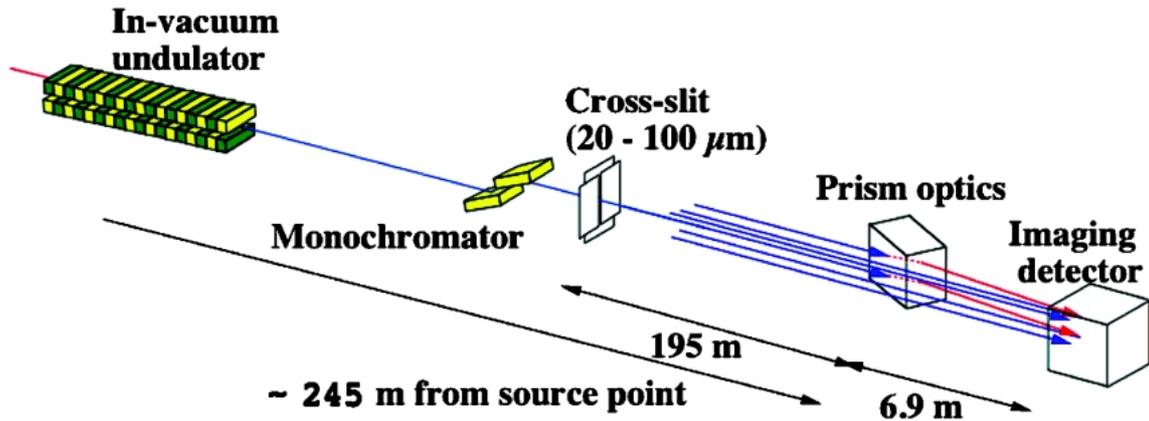


Fig. 9 Schematic diagram of experimental setup of quantitative measurement of spatial coherence at BL20XU of SPring-8.

$$\gamma = \sin(\pi \Delta\theta / S / \lambda L) / (\pi \Delta\theta / S / \lambda L) \quad (11)$$

ここで、 L は光源から干渉計までの距離、 S は光源の大きさ、 l は干渉計の長さ（プリズムから検出器面までの距離）である。 S/L は観測位置での空間コヒーレンスの特徴づける幾何学的な量であり、光源の角度サイズ（angular size of light source）と呼ばれることもある。また、この観測位置で、 $A = \lambda L / S$ だけ離れた波面同士はコヒーレンスが消失するところ（ $\gamma = 0$ ）になるため、 A を空間コヒーレント領域のサイズと呼ぶ場合がある（一般的にはより狭い領域、すなわちこの値の $1/(2\pi)$ を可干渉領域と定義していることが多いので文献を読む場合は注意されたい）。ここで、 γ はこのコヒーレント領域サイズ A と偏向されたビームの重なり幅、すなわち空間的な間隔 $B (= \Delta\theta l)$ を用いて、

$$\gamma = \sin(\pi B / A) / (\pi B / A) \quad (12)$$

と書き直すことも出来る。ビームのオーバーラップ領域の幅を変えながら干渉縞の鮮明度を観測することによって、その場所での可干渉領域の広さを定量的に測定することが出来る。ビーム偏向角は、プリズムの角度を回転させることによって、容易に広い範囲で可変である。本実験ではプリズムの視射角を変えることで、 B を制御した。実験装置構成は最初の実験とほとんど同じであるが、干渉計の長さが若干長く（6.9 m）、画像検出器として高空間分解能のズーム管（浜松ホトニクス、C5333、空間分解能：0.7 μm ）を用いたところが異なる。実験装置構成をFig. 9に、干渉縞測定例をFig. 10に示すが、画面外側にも干渉縞は続いており、百本以上の干渉縞が観測できている。この干渉縞が画面に対して傾いているのは画像検出器であるズーム管の磁場レンズによる像回転であり、実空間ではこの干渉縞方向が垂直である。ここで図に示したビームライン上流においた仮想光源スリットの幅を変えて干渉縞

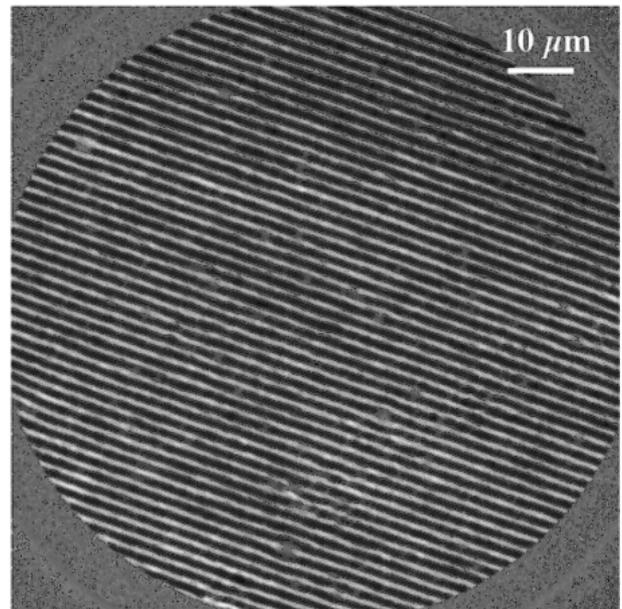


Fig. 10 Typical interference fringes measured with X-ray zooming tube (Hamamatsu Photonics, C5333). X-ray wavelength is 1.0 \AA . Beam deflection angle: $\Delta\theta = 44 \mu\text{rad}$. Dimensions of slit for second source: 20 μm . Measured fringe spacing is 2.3 μm . Beam overlap is 300 μm . Exposure time is 60 s.

の visibility を測定した結果をFig. 11に示す。X線波長は1 \AA 、スリット幅20、50及び100 μm で測定した。理論計算に良く一致する結果が得られており、仮想光源のスリットサイズが20 μm の場合、波長1 \AA のX線の可干渉領域が実測でも500 μm 以上であることがわかる。なお、Visibilityの実測値が計算値よりやや小さい傾向があるが、これは画像検出器のMTF（Modulation-transfer-function）補正が完全でなかったためと推定されている。

この実験結果を逆に考えると、干渉計を用いて光源サイズを決定することが出来ることを示している。この条件での光源サイズの決定精度を見積るとおおよそ10 μm 相当であり、干渉計から光源までの距離を（=195 m）を考え

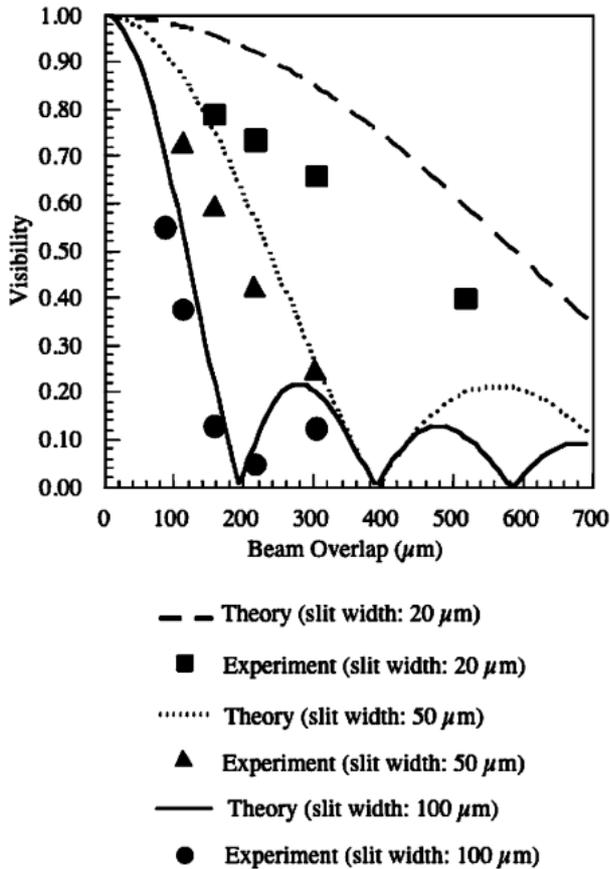


Fig. 11 Visibility of interference fringes. Solid squares, circles and triangles represent experimental data, and solid line, dotted line and dashed line are respective theoretical curves for source size of 100 μm , 50 μm , and 20 μm .

ると角度精度（角度分解能）として約50ナノラジアン（1/100秒）に相当する。すなわち、角度分解能は400 km 離れた1円硬貨を観測するのと同程度である。光学定盤を含めて防震機構は一切使われていないにもかかわらず、これだけの安定性を持っている SPring-8 の環境は精密実験を行う上で格別のものであろう。

なお、この実験では時間コヒーレンスが十分に高いものとして解析している。実際に必要な時間コヒーレンスがどの程度であるかは、おおまかに言って、観測される干渉縞の本数が最大光路長差に相当することから見積もることが出来る（厳密にはプリズムの屈折率に波長分散があるため、やや複雑な取り扱いになる）。たとえば、干渉縞の本数が N 本の場合、相対波長分散幅 ($\lambda/\Delta\lambda$) が N より十分大きければ良いことになる。結晶分光器による単色性 ($\Delta\lambda/\lambda$) は 10^{-4} 程度であるため、ここでの実験にとっては十分良い時間コヒーレンスが得られていることになる。

4.2 ホログラフィー

波面再構成法であるホログラフィーはガボアにより50年以上前に発明されたが¹⁴、この光学系は参照光が物体波

と同軸上にあるため、再生像にその共役像が重畳する問題があり、正しい波面再生が困難である。また、再構成可能な物体は視野に比べて十分小さくなければならないといった制限がある。この問題は、ほぼ完全な可干渉性をもつ光源であるレーザーの発明により、参照波を off-axis で照明する Leith-Upatnieks ホログラフィー光学系で解決された¹⁵。これにたいし、X線ホログラフィーは30年以上前から研究されているが¹⁶⁻²⁰、これまでのX線の可干渉性が低く、軟X線領域ですらほとんどの実験はガボア型ホログラフィーと同じ in-line 光学系で行われていた。ゾーンプレートを使ったフーリエ変換型ホログラフィーも試みられているが、これはゾーンプレートの零次光が重なる低周波数領域が測定できないために、この部分に情報の欠落が生じる問題がある。

実は、Fig. 7 に示したプリズムを利用した二光束干渉計は最初の可視光の off-axis ホログラフィーと全く同じ光学系なのである。したがって一方の光路に試料を挿入すればホログラムが記録できる。原理的にはどちらの光路に置いても同じであるが、実際はプリズムの欠陥等による波面歪みがあるようであり、プリズムを通る側を物体照明光として用いたほうが良い結果が得られている。テスト試料として銅メッシュ（64 μm ピッチ）を用いて撮影したホログラムの一例を Fig. 12 に示す。このホログラムを透明フィルムに印刷すると、レーザーによる像再生が可能であり、実際に行ってもいる⁶。しかしながら、再生光学系による像歪みやスペckルノイズ（レーザーなので不可避）を考えると現状では計算機像再生のほうが優れているようである。また、記録波長（X線）と再生光波長（He-Ne レーザー）が6000倍程度異なっているために、球面収差を消すためにはこの倍率でホログラムを拡大しなければならないので、実際にはレーザー光再生で収差補正を完全に行うのは困難であろうと思われる。

計算機像再生は以下の方法で行った。まず、ホログラムに球面波に相当する位相項を付加する。ここで、この球面波の波面の曲率を試料上の一点からホログラムに向かう球面波と一致するように定義しておく（ただし向きは反転）。その後、この位相項を付加したホログラムに対してフーリエ変換を行う。そうすると得られた周波数空間の画像がホログラフィーとしての再生像になる。光学的に説明すれば、強度情報としてのホログラムからみて物体と鏡映点の位置に収束するような球面波を照明して像再生することに相当している。この場合再生像は無遠点に結像することになる（すなわち平行光波面が再生される）ため、物体の位置情報はこの部分波である平面波の角度方向、すなわちフーリエ変換後の周波数空間に射影されるのである。この演算の後半部分はフーリエ変換ホログラフィーと同じ二次元フーリエ変換である。このアルゴリズムは非常に単純なため、高級言語（Spyglass Transform のマクロ命令）で記述されたソースコードはわずか数行にすぎない。1024

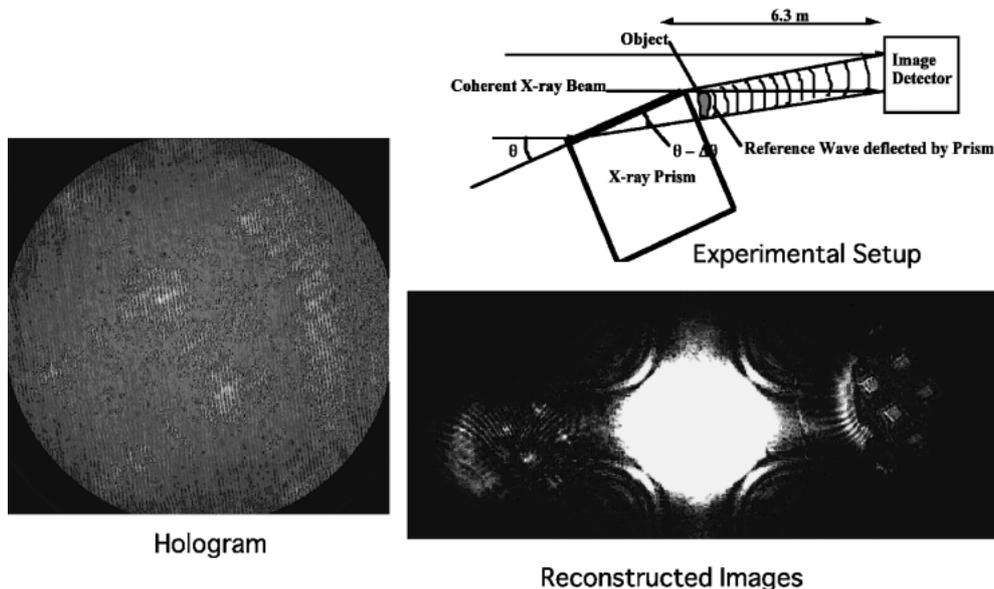


Fig. 12 X-ray holography. Test object is copper grid mesh (#400). Reconstructed image is amplitude image of object. X-ray wavelength is 1.0 Å.

×1024画素のホログラムの再生は2分程度である。

Fig. 12に数値演算による再生像を示す。この再生像は振幅の絶対値であり、強度情報を再生したものである。再生画像の中心には零次の像すなわち共役像が重なったガボアホログラムの再生像が存在するが、回折像に比較して遙かに強度が強いため、この画像ではスケールオーバーのため表示されていない。右側が物体の再生像であり、画面左側にあるのがその共役像である。フーリエ変換ホログラフィーと異なり、共役像の焦点はホログラム面の反対側になるため、この画像では off-focus 像になっている。

5. おわりに

プリズムを用いた干渉計とその応用について紹介したが、空間コヒーレンスの定量測定に関しては、最近矢橋氏らにより X 線領域での強度相関法によるコヒーレンス度の定量測定の方法が開発され、蓄積リングの電子ビームサイズ測定に応用されたみごとな実験結果もあり、本誌でも報告されている²⁴⁾。読者諸氏にとっては、矢橋氏らの強度相関を用いた方法と今回示した干渉計との違いが気になるであろう。実際に使われている物理現象はまったく異なるものであり、強度相関法は二個以上の光子間の干渉（正確にはコインシデンス）を観測しているのに対し、二光束干渉計は一個の光子による干渉である。それにもかかわらず、空間コヒーレンスの測定だけに限った場合、両者の与える結果は全く同じものであると言って良い。もっとも、二光子相関を測定するためには、光源のポーズ縮重度が十分に高くないと測定できない、また X 線の振動数に追いつく高速の電子回路が存在しないためマイクロ波の

ような強度相関測定は不可能である。かれらは長尺アンジュレータの高輝度 X 線と高分解能 X 線分光器さらにシンクロトロン放射のパルス特性を巧妙に利用してこの問題を解決した。これに対して、二光束干渉計は古典的な一次のコヒーレンスだけを測定しているのでそのような制限は無いが、途中の光学系（結晶分光器など）の不安定性による擾乱の影響を受け易いため、光源の真のサイズを測定するのは容易ではない。少なくとも現状の分光結晶の安定性では SPring-8 の垂直方向ビームサイズを測定するのは不可能である（実際に BL20XU では光源サイズと同程度の振動による広がり観測されている）。しかしながら、本方法では干渉計を長くすることによって、時間コヒーレンスに対する条件を緩くすることが可能なので、分光器を使わずにアンジュレータ放射の単色性だけを利用してコヒーレンス測定を行うことも原理的には可能である⁵⁾。さらに、画像検出器にエネルギー分解能があれば白色光に対する測定も可能である。その場合、光学系の擾乱に依らない真の光源サイズを測定できるはずである。ただし、アクリル樹脂のように放射線損傷を受けやすい材料は適切でなく、ダイヤモンドのような熱伝導と放射線耐性に優れた材料を用いる必要がある。

全反射ミラーとは異なりプリズムには色収差があるが、硬 X 線に対して広いエネルギー領域で利用可能であり、応用分野は色々考えられる。プリズムを用いた干渉計の応用に関しては、ここで紹介した以外にも、我々のグループから既にいくつかの報告があり、シアリング干渉計による微分位相画像計測、干渉縞走査法による位相ホログラム計測と位相像再生などが行われている。詳細は文献を参照されたい²¹⁻²³⁾。また、画像計測以外の応用としては、波長

分散を積極的に利用して分光器や波長フィルターとして利用することも可能である。さらには、夢物語になるが、マイケルソン干渉計や強度相関法が星の視直径を測定する目的で開発されたように、プリズムを用いた二光束干渉計によってを用いてX線星やブラックホールの視直径を測定することも不可能ではないかもしれない²⁵⁾。

謝辞

高輝度光科学研究センターの竹内晃久, 上杉健太郎, 並びに高野秀和(現所属 兵庫県立大)の方々にはこの実験の何カ所かの場面で実験装置のセットアップに助力頂いた。また、矢橋牧名氏には草稿の段階で貴重なご意見をいただいた。ここに感謝する次第である。なお、応用実験はSPring-8 共同利用課題(2002B-0176, 2003B-0276)で行われたものである。

参考文献

- 1) S. Suehiro, H. Miyaji and H. Hayashi: Nature **352**, 385 (1991).
- 2) A. Michette: Nature **353**, 510 (1991).
- 3) A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva and B. Lengeler: Nature **384**, 49 (1996).
- 4) Y. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys. **41**, L1019 (2002).
- 5) Y. Suzuki: Rev. Sci. Instrum. **75**, 1026 (2004).
- 6) Y. Suzuki: AIP Conference Proceedings **705**, 724 (2004).
- 7) ファインマン, レイトン, サンズ, ファインマン物理学第二巻 59-66.
- 8) A. Larsson, M. Siegbahn and T. Waller: Proc. Am. Phys. Soc., Phys. Rev. **25**, 235 (1925). ただし、これは厳密な意味では論文ではない。アメリカ物理学会の予稿である。原著論文としては[9]が最初であろうと思われる。
- 9) B. Davis and C. M. Slack: Phys. Rev. **27**, 18 (1926).
- 10) A. R. Lang and A. P. W. Makepeace: J. Synchrotron Radat. **6**, 59 (1999).
- 11) Y. Suzuki, K. Uesugi, N. Takimoto, T. Fukui, K. Aoyama, A. Takeuchi, H. Takano, N. Yagi, T. Mochizuki, S. Goto, K. Takeshita, S. Takahashi, H. Ohashi, Y. Furukawa, T. Ohata, T. Matsushita, Y. Ishizawa, H. Yamazaki, M. Yabashi, T. Tanaka, H. Kitamura and T. Ishikawa: AIP Conference Proceedings **705**, 344 (2004).
- 12) M. Born and E. Wolf: Principles of Optics, 6th ed., (Cambridge University Press, Cambridge) Chapters 7 and 10 (1997).
- 13) L. Mandel and E. Wolf: Optical Coherence and Quantum Optics (Cambridge University Press, Cambridge) Chapter 4 (1995).
- 14) D. Gabor: Nature **161**, 777 (1948).
- 15) E. N. Leith and J. Upatnieks: J. Opt. Soc. Amer. **52**, 1123 (1962).
- 16) S. Aoki, Y. Ichihara and S. Kikuta: Jpn. J. Appl. Phys. **11**, 1857 (1972).
- 17) S. Aoki and S. Kikuta: Jpn. J. Appl. Phys. **13**, 1385 (1974).
- 18) M. R. Howells, C. Jacobsen, J. Kirz, R. Feder, K. McQuaid and S. Rothman: Science **238**, 514 (1987).
- 19) I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E. H. Anderson, M. R. Howells and D. P. Kern: Science **256**, 1009 (1992).
- 20) W. Leitenberger and A. Snigirev: J. Appl. Phys. **90**, 538 (2001).
- 21) Y. Kohmura, H. Takano, Y. Suzuki and T. Ishikawa: J. Appl. Phys. **93**, 2283 (2003).
- 22) Y. Kohmura, H. Takano, Y. Suzuki and T. Ishikawa: Journal de Physique IV France **104**, 571 (2003).
- 23) Y. Kohmura, T. Sakurai, T. Ishikawa and Y. Suzuki: J. Appl. Phys. **96**, 1781 (2004).
- 24) 矢橋, 玉作, 石川: 放射光学会誌 **16**, 77 (2003); Phy. Rev. Lett. **87**, 140801 (2001); Phy. Rev. Lett. **88**, 244801 (2002); Phys. Rev. A **69**, 023813 (2004).
- 25) W. Cash, A. Shipley, S. Osterman and M. Joy: Nature **407**, 160 (2000).

● 著者紹介 ●



鈴木芳生

高輝度光科学研究センター利用促進 2 部門

専門: X線光学, X線顕微鏡

【略歴】

1984年東京大学理学系大学院博士課程修了, 理学博士。1984年-1997年日立製作所, 1997年高輝度光科学研究センター。現在に至る。学生時代からシンクロトロン放射とその応用に関する研究がテーマであり, 広い意味では変化していないが, エネルギー領域は真空紫外から軟X線, 硬X線と徐々に高エネルギー領域にシフトして, 最近ではついに100 keVを超えてしまった。

X-ray prism and interferometer

Yoshio SUZUKI JASRI/SPring-8 Kouto, Mikaduki, Sayo, Hyogo 679-5198, JAPAN

Abstract Refractive prism is one of the feasible optical devices for hard X-rays. By using light element material as the optical medium for prism, beam deflection angle of about 0.1 degree can be achieved under grazing incidence condition to the prism surface. Then, an X-ray optics that is equivalent to the Fresnel's biprism in visible light region can be constructed with this prism. In this report, introduction to the X-ray prism optics is described, and its applications to X-ray interferometer, quantitative measurement of spatial coherence and X-ray holographic microscopy, are also mentioned.