

## 硬X線領域での移相子の開発とその応用

平野 馨一 石川 哲也 菊田 惺志

東京大学物理工学科

### 1 はじめに

シンクロトロン放射光は実験室線源とは異なり、顕著な偏光特性を持っている。可視光領域では移相子による偏光の制御／解析が古くから行われてきたが、硬X線領域でも放射光の偏光特性を有効利用するためには移相子の開発が必要である。

硬X線領域では、シリコン等の完全結晶を回折条件下で分光器などの光学素子として用いる事が多い。完全結晶によるX線の回折は動力的回折理論によって記述されるが<sup>1-2)</sup>、それによると、結晶内に生じる電場ベクトルの $\sigma$ 、 $\pi$ 偏光成分の波数ベクトルはわずかに異なる。最初この複屈折効果は、ラウエケース配置のくさび型結晶におけるペンデル縞の周期的なぼやけという形で観測され<sup>3-4)</sup>、その後Skalickyら<sup>5)</sup>により、ラウエケース回折条件下にある結晶が移相子(ラウエケース移相子)としての機能を持つことが指摘された。これを受けて安中<sup>6)</sup>とBrümmerら<sup>7)</sup>は $\lambda/4$ 板を製作し、実験室線源で楕円偏光を生成することに成功した。この後ラウエケース移相子は放射光で楕円偏光を生成するのに利用されるようになったが<sup>8-9)</sup>、ラウエケース移相子には、移相子結晶内で生じる位相差の制御が困難であるという問題点があった。

これに対し、最近我々はブラッグケースの回折を利用する透過型の移相子(透過型ブラッグケース移相子)を開発した<sup>10-11)</sup>。透過型ブラッグケー

ス移相子では、薄い平行平板の完全結晶を選択反射領域より数秒～十数秒ずらした角度位置に置き、そこからの透過波(前方回折波)を利用する。ブラッグケース移相子内で生じる位相差は照射角に対してゆるやかに変化する関数であるために、位相差の制御は比較的容易である。これにより、ラウエケース移相子では困難だった、偏光の精密な制御及び解析が可能となった。

最初、透過型ブラッグケース移相子の評価を東京大学強力X線実験室の1アンペア回転対陰極型X線発生装置を用いて行い、波長 $\lambda = 0.154\text{nm}$ で左右円偏光を生成した<sup>11)</sup>。次にPFのBL-15Cで円偏光を生成する実験を行い、波長 $0.14\sim 0.16\text{nm}$ の領域で $|P_c| > 0.98$ の左右円偏光を生成した。また、ARのビームラインNE1の楕円マルチポールウィグラー(EMPW)からのビームの偏光状態を決定する実験を行った<sup>12)</sup>。本稿ではまず透過型ブラッグケース移相子の原理を紹介し、それを用いた応用実験について述べる。

### 2 透過型ブラッグケース移相子<sup>10-11)</sup>

平面波偏光X線が、対称ブラッグケースで薄い平行平板の完全結晶に入射して回折を起こす場合について考える。この時、結晶内には図1に示すような波動場が形成される。結晶中では動力的回折による複屈折効果のために、 $\sigma$ 偏光成分と $\pi$ 偏光成分の波数ベクトルはわずかに異なっており、波動場が結晶内を伝播するにつれて、これら

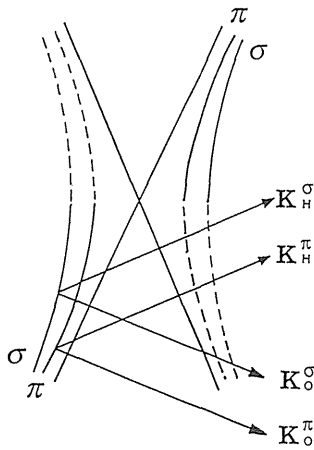


Fig.1 Dispersion surfaces of Bragg - case X - ray diffraction and the wavevectors of Bloch waves existing in the crystal.  $K_{o,\sigma}$  ( $K_{h,\sigma}$ ) and  $K_{o,\pi}$  ( $K_{h,\pi}$ ) are the wavevectors for  $\sigma$  - and  $\pi$  - components of the transmitted (diffracted) beam. At the glancing angle lower than the exact Bragg angle,  $|K_{o,\sigma}| > |K_{o,\pi}|$ , and at the higher angle,  $|K_{o,\sigma}| < |K_{o,\pi}|$ .

の偏光成分間に位相差  $\delta$  が生じる。

入射 X 線と前方散乱された X 線の電場ベクトルを、位相を振幅の中に含めた形でそれぞれ

$$E_i = \begin{pmatrix} E_{i\sigma} \exp\{i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \\ E_{i\pi} \exp\{i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$E_o = \begin{pmatrix} E_{o\sigma} \exp\{i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \\ E_{o\pi} \exp\{i(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \end{pmatrix}$$

と書く。  $E_{i\sigma}$ ,  $E_{i\pi}$ ,  $E_{o\sigma}$ ,  $E_{o\pi}$  は複素数である。

この時

$$E_o = \begin{pmatrix} \xi_o O \\ O \xi_x \end{pmatrix} E_i \quad (2)$$

という関係式が成り立つ。ここで  $\xi_o$  と  $\xi_x$  は動力学的回折理論から導かれる複素数の係数であり<sup>13)</sup>、結晶が中心対称を持つ時には次式で与えられる。

$$\xi_{\sigma \text{ or } \pi} = \frac{(\xi^{(1)} - \xi^{(2)}) \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t)}{\xi^{(1)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(1)} t) - \xi^{(2)} \exp(2\pi i \delta k_z^{(2)} t)} \quad (3)$$

ただし、

$$\xi^{(1,2)} = -\frac{1}{1 + i\chi''_h/|\chi'_h|} \left[ (W + ig) \pm \sqrt{(W + ig)^2 - \left(1 + i\frac{\chi''_h}{|\chi'_h|}\right)^2} \right]$$

$$\delta k_z^{(1,2)} = \frac{KC|\chi'_h|}{2 \sin \theta_B} \left[ (W + ig) \pm \sqrt{(W + ig)^2 - \left(1 + i\frac{\chi''_h}{|\chi'_h|}\right)^2} \right] - \frac{iK\chi''_o}{2 \sin \theta_B}$$

$$W = \frac{(\theta_o - \theta_B) \sin(2\theta_B)}{C|\chi'_h|}, \quad g = \frac{\chi''_o}{C|\chi'_h|}$$

$$C = \begin{cases} 1 & \text{for } \sigma\text{-polarization} \\ \cos(2\theta_B) & \text{for } \pi\text{-polarization} \end{cases}$$

ここで、 $K$  は入射 X 線の波数、 $\theta_B$  は屈折の効果を入れたブラッグ角、 $\theta_o$  は入射角、 $t$  は結晶の厚さ、 $C$  は偏光因子、 $\chi'_h$ 、 $\chi''_h$  は原子散乱因子の実数部及び虚数部から導かれた電気感受率の  $h$  番目のフーリエ成分である。パラメータ  $W$  は規格化された角度変数であり、 $\sigma$  偏光、 $\pi$  偏光に対する  $W$  をそれぞれ  $W_o$ 、 $W_x$  と表記すると、 $\Delta W_o = 2$  ( $\Delta W_x = 2$ ) は  $\sigma$  ( $\pi$ ) 偏光に対する Darwin の全反射領域の角度幅に相当する。結晶内で生じる 2 つの偏光成分間の位相差  $\delta$  は  $\xi_o$  と  $\xi_x$  を用いて次のように表現される。

$$\delta = \text{Arg} \left( \frac{\xi_o}{\xi_x} \right) \quad (4)$$

(3) (4) 式より、位相差  $\delta$  は入射角のブラッグ角からのずれの角  $\Delta \theta$  の関数であり、 $\Delta \theta$  を調節して

$$\delta = \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi \quad (n: \text{Integer}) \quad (5)$$

とすれば、 $\lambda/4$  板が得られる。

位相差  $\delta$  の入射角度依存性の計算例を図 2 に示す。計算は波長 0.154nm、厚さ 62  $\mu$ m のシリコンの対称ブラッグケース 220 反射について行った。図 2 より、 $W_\sigma = \pm 5$  の付近で  $\lambda/4$  板が得られている。実際には移相子に入射する X 線が角度発散を持つために位相差  $\delta$  はぼやけるが、入射 X 線の発散角が  $\Delta W_\sigma \sim 2$  程度の時には  $\delta$  のぼやけは充分

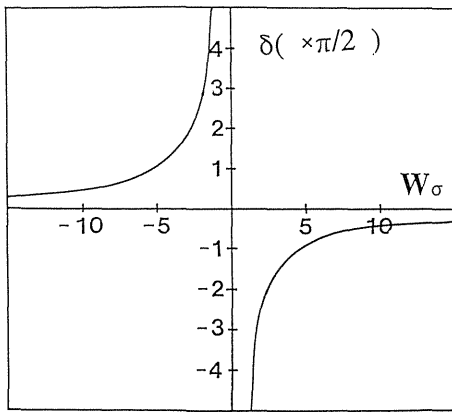


Fig.2 Calculated phase difference  $\delta$  as a function of  $W\sigma$ . (Si220 symmetric reflection in the Bragg case,  $\lambda = 0.154\text{nm}$ ,  $t = 62\ \mu\text{m}$ ).

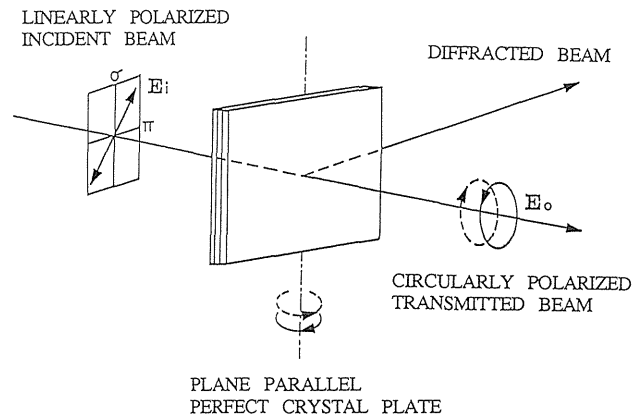


Fig.3 X-ray quarter wave plate using Bragg case diffraction. Linear polarization of the incident beam is converted to circular polarization by the quarter wave plate.

に小さく、 $\lambda/4$ 板として使用することができる。

### 3 円偏光生成光学系

これまで、硬X線領域で(楕)円偏光X線を生成する方法として、オフ軸放射光を利用する方法、挿入型光源による方法<sup>14-15)</sup>、ラウエケース $\lambda/4$ 板による方法<sup>6-9)</sup>等が用いられてきた。この三者の中で最も有力なのは、高輝度(楕)円偏光が得られる挿入型光源を用いる方法である。既にARのビームラインNE1では楕円マルチポールウィグラー(EMPW)が稼働中であり、円偏光度 $P_c \sim \pm 0.7$ 程度の楕円偏光が得られている。しかし、EMPWからのビームの偏光は分光器で乱されるため<sup>16)</sup>、出射ビームの偏光を保ちながら波長を変えることは難しい。

透過型ブラッグケース移相子を $\lambda/4$ 板として利用して円偏光X線を生成する方法(図3)は、(楕)円偏光用挿入型光源と比べて強度の点で劣るが、ストレージリング中を周回する陽電子(電子)のエミッタンスに左右されることなく、連続波長領域で純粋な( $|P_c| > 0.98$ )左右円偏光が得られ、しかも偏光の回転方向を素早く逆転できるという長所を持つ。

透過型ブラッグケース移相子からの透過波電場

ベクトルの $\sigma$ 偏光成分の振幅を $E_\sigma$ 、 $\pi$ 偏光成分の振幅を $E_\pi$ 、両者の位相差を $\delta$ とすると、透過波の円偏光度 $P_c$ は次のようになる。

$$P_c = \frac{2E_\sigma E_\pi}{|E_\sigma|^2 + |E_\pi|^2} \sin \delta \quad (6)$$

移相子に入射するビームが直線偏光の時には、偏光面を錯乱面に対して45度傾けることで、 $E_\sigma \sim E_\pi$ とすることができる。この時には

$$P_c \approx \sin \delta \quad (7)$$

である。位相差 $\delta$ は波長 $\lambda$ 及び入射角のブラッグ角からのずれの角 $\Delta\theta$ の関数であるから、 $\Delta\theta$ を調節することで広い波長領域で $|P_c| \sim 1$ とすることができる。図4に、散乱面に対して45度傾いた平面波直線偏光X線が、厚さ $62\ \mu\text{m}$ のシリコン(110)に入射して220反射を起こす時に、 $\lambda - \Delta\theta$ マップ上で透過波の $|P_c|$ が0.95以上になる領域を示す。図4より波長が0.14から0.16nmまで変化しても、 $|P_c| > 0.95$ となる $\Delta\theta$ の領域は5秒程度しか変化しない。また、 $\Delta\theta$ を約30秒変えるだけで各波長で右回りと左回りの円偏光を交

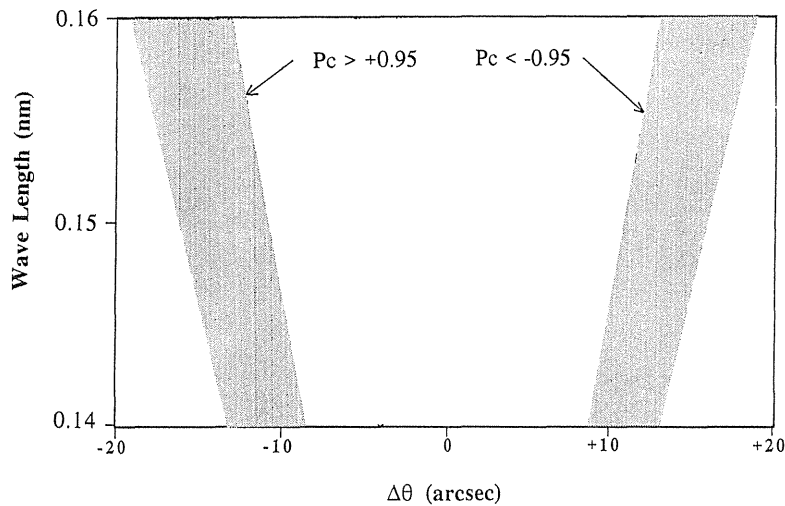


Fig.4 Hatched areas are regions where circularly polarized X-rays with  $|P_c| > 0.95$  is obtained. Calculations were made for symmetric Bragg-case 220 reflection of silicon at  $t=62 \mu\text{m}$ .

互に生成することができる。

ブラッグケース移相子を $\lambda/4$ 板として用いる円偏光生成光学系を図5に示す。純粋な左右円偏光を得るためには、 $\lambda/4$ 板に入射するビームは平行で散乱面に対して約45度傾いた直線偏光である必要がある。そのために、図5の光学系は平行ビームを得るための2結晶コリメーターB、直線偏光を作るための2結晶ポライザーE<sup>17)</sup>及び $\lambda/4$ 板Fとから構成されている。光学系全体はサイズ $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$ の定盤上に構成されており、この後ろに更にデフラクトメーター等を置いて、円偏光ビームによる回折・散乱・吸収実験を行うことができる。

図5の光学系により波長 $0.14\sim 0.16\text{nm}$ で左右円偏光を生成する実験をPFのBL-15Cにおいて行った。放射光はまずビームラインに設置されている平行配置二結晶モノクロメーターにより単色化され、入射強度モニター用のイオンチェンバーAを通った後、対称-非対称二結晶コリメーターBに入射する。コリメーターにはシリコンの220反射が用いられている。非対称反射用のシリコン結晶は格子面が結晶表面に対して $14.6$ 度傾いてお

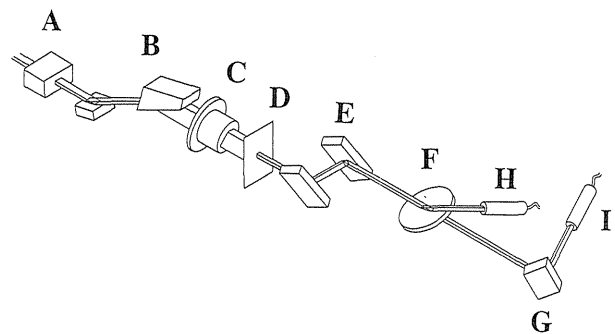


Fig.5 Optics for the production of circularly polarized X-rays. A, Ionization chamber for adjusting the beamline monochromator; B, symmetric - asymmetric double crystal collimator, Si 220 reflections; C, Ionization chamber for monitoring the incident intensity; D, Slit; E, Double Crystal Polarizer, Si 422 reflections; F, Quarter - wave plate, Si 220 reflection in Bragg geometry, transmitted beam is used for production of circularly polarized X-rays; G, Polarization analyzer, Si 422 or Si 333 reflection (depending on the wavelength); H, NaI scintillation counter for monitoring the angular position of the quarter wave plate crystal; I, NaI scintillation counter for measuring the integrated intensities of the analyzer crystal.

り、回折波の角度幅は波長 $0.14\text{nm}$ のビームに対しては $2.1$ 秒、波長 $0.16\text{nm}$ では $2.8$ 秒になる。コリ

メーターにより平行化したビームは次にスリットDで0.5mm×0.5mmの大きさに絞られた後、二結晶ポライザーEに入射する。ポライザーにはシリコンの422反射が利用されており、水平面に対して45度傾いた直線偏光を得るために、45度傾斜型ゴニオメーター上に固定されている。ポライザーからのビームはλ/4板Fに入射し左右円偏光に変換される。λ/4板には厚さ62μmのシリコンの220反射が利用されている。λ/4板の角度位置ΔθはシンチレーションカウンターHでモニターされている。λ/4板からの前方回折波の偏光状態を解析するために偏光アナライザ結晶としてシリコン422結晶Gが用いられている。アナライザ結晶は精密4軸ゴニオメーター上に固定されており、χ軸の0度から100度まで10度おきの各点でφ軸に関する回折強度曲線を測定し積分反射強度Iを求めることで偏光解析を行った。

波長0.15nmでの偏光解析の実験結果を図6に示す。I-χ曲線が

$$I = A \sin(2\chi + B) + C \quad (8)$$

の形をしている時(A, B, Cはフィッティングパラメーター)、アナライザ結晶に平面波が入射していると仮定すると、|Pc|は次式で与えられる。

$$|Pc| = \sqrt{1 - \left( \frac{A(1+\alpha)}{C(1-\alpha)} \right)^2} \quad (9)$$

ここでαはアナライザ結晶でのσ偏光とπ偏光の積分反射強度の比である。アナライザ結晶が理想的な場合(ブラッグ角が45度の場合)αの値はゼロになる。図6からPcを評価したところ、Δθ = -13.0秒ではPc=0.99、Δθ = 13.0秒ではPc = -0.98になった。但しPcの符号に関してはここで行った偏光解析の方法では知ることができないので、理論からの推測に依った。なお得られた円偏光の強度は~10<sup>5</sup> cpsであった。

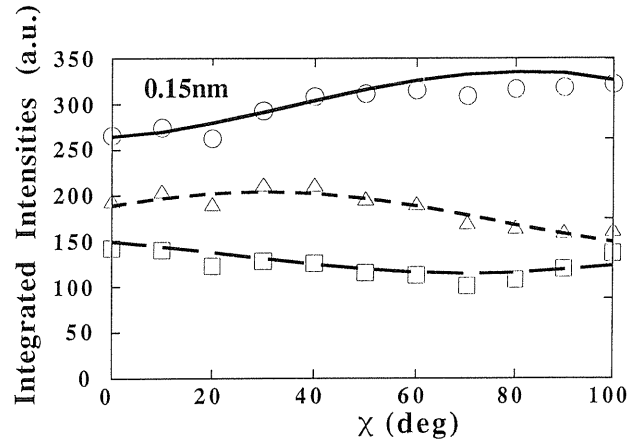


Fig.6 Measured (marks) and calculated (lines) integrated intensities from the polarization analyzer are plotted against  $\chi$  at  $\lambda = 0.15$  nm. Open circles are for  $\Delta\theta = -13.0$  arcsec, squares are for  $\Delta\theta = +11.0$  arcsec and triangles are for  $\Delta\theta = -13.0$  arcsec.

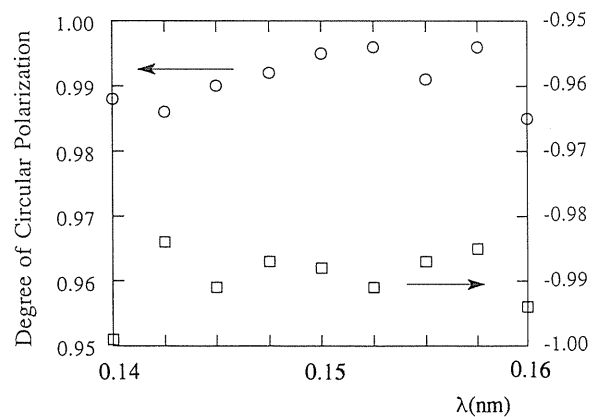


Fig.7 The highest Pc's obtained at  $\lambda = 0.14 \sim 0.16$  nm. Open circles correspond to right-handed circular polarizations and open squares correspond to left-handed circular polarizations.

このような偏光解析測定及び円偏光度Pcの評価を他の波長においても行い、図7のような結果を得た。波長0.14~0.16nmで|Pc| > 0.98の左右円偏光が得られている。

#### 4 偏光状態の完全決定<sup>1,2)</sup>

これまで硬X線領域における偏光解析には、45度のブラッグ反射を利用する直線検光子が主に用

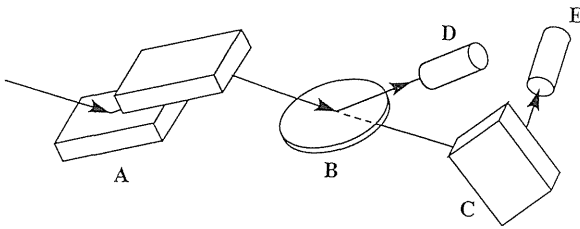


Fig.8 Experimental arrangement for the complete determination of the polarization state setup at AR - NE1. A, beamline double - crystal mono - chromator, Si 111 reflections; B, phase retarder crystal, Si 220 reflection in Bragg geometry, transmitted beam is used for polarization analysis,  $64 \mu\text{m}$  thick; C, analyzer crystal, Si 422 reflection; D, NaI scintillation detector for monitoring the angular position of the phase retarder crystal; E, NaI scintillation detector for measuring the integrated intensities of the analyzer crystal.

いられてきた。しかし、この検光子では円偏光の回転方向を知ることができないばかりではなく、円偏光成分と無偏光成分とを区別する事もできない。可視光領域では移相子と直線検光子の組み合わせにより、偏光状態の完全決定が行われているが<sup>10)</sup>、硬X線領域でも同様に直線検光子とブラッグケース移相子を組み合わせることにより、偏光状態の完全決定を行うことができる。

最初に単色平面波偏光X線の偏光解析を直線検光子だけで行う場合について考える。入射偏光X線の電場ベクトルの水平・垂直成分の振幅を $E_{\parallel}$ 、 $E_{\perp}$ 、両者間の位相差を $\Delta s$ で表すことにする。これを直線検光子で解析した時の積分強度の $\chi$ 軸依存性 $F_{\text{pol}}(\chi)$ は次のようになる。

$$F_{\text{pol}}(\chi) = E_{\perp}^2 \cos^2 \chi + E_{\parallel}^2 \sin^2 \chi + E_{\perp} E_{\parallel} \cos \Delta s \sin(2\chi) \quad (10)$$

通常のビームは無偏光成分を含んでいるが、その強度を $|E_u|^2$ とすると式(10)は次のようになる。

$$F_{\text{pol}}(\chi) = (E_{\perp}^2 + E_u^2) \cos^2 \chi + (E_{\parallel}^2 + E_u^2) \sin^2 \chi + E_{\perp} E_{\parallel} \cos \Delta s \sin(2\chi) \quad (11)$$

この式より、入射ビームが左右円偏光の場合と無偏光の場合を区別できないことは明らかである。

次にブラッグケース移相子と直線検光子により偏光解析を行う場合について考える。簡単のために移相子では吸収は無視でき、電場ベクトルの水平・垂直成分間の位相差が $\delta (W\sigma)$ だけ変化すると仮定する。ここで $W\sigma$ は移相子のブラッグ角からのはずれの角を表すパラメーターである。この時に $F_{\text{pol}}(\chi)$ は次のように書ける。

$$F_{\text{pol}}(\chi) = (E_{\perp}^2 + E_u^2) \cos^2 \chi + (E_{\parallel}^2 + E_u^2) \sin^2 \chi + E_{\perp} E_{\parallel} \cos(\Delta s + \delta) \sin(2\chi) \quad (12)$$

これより、数点の $W\sigma$ で $F_{\text{pol}}(\chi)$ を測定すれば、 $E_{\parallel}$ 、 $E_{\perp}$ 、 $E_u$ 及び $\Delta s$ の値を求められる。

この方法により、AR - NE1のEMPWからのビームの偏光状態を決定する実験を行った。実験配置を図8に示す。実験の間、ウィグラーのパラメーターは、磁石列が空間的な位相差 $-\pi/2$ を生じるように、垂直方向のギャップ30mm、水平方向のギャップ130mm、両者のずれを40mmに固定した。EMPWからの楕円偏光X線の波長は、ビームライン二結晶モノクロメーターAにより、CoのK吸収端である0.16nmに設定した。次にスリットでビームのサイズを $0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ に絞り、ブラッグケース移相子Bに入射させた。移相子としては厚さ $64 \mu\text{m}$ のシリコンの111反射を用いた。移相子の透過波の偏光解析にはシリコンの422反射Cを用い、 $\chi$ 軸の0度から70度までの10度おきの各点で $\phi$ 軸に関する回折強度曲線を測定し積分反射強度を求めた。移相子結晶のブラッグ角からのはずれを $W\sigma = -4, -5, -6, -7$ としたときの各点で偏光解析を行った。

図9に実験結果とサインカーブによるフィッティング曲線を示す。フィッティング曲線の最低点は $W\sigma = -5$ の時に観測されている。これは、 $W\sigma = -5$ の時に最も移相子の透過波が直線偏光に近いことを表す。EMPWからのビームの偏光状態

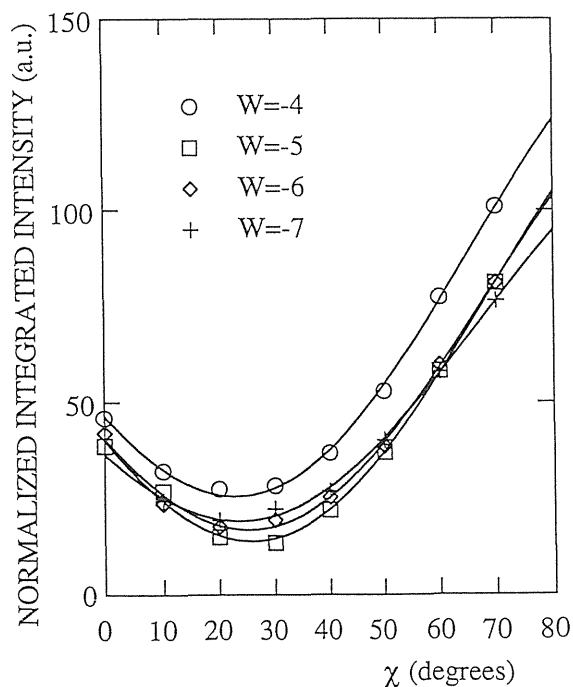


Fig.9 Measured integrated intensities under the diffraction conditions of the phase retarder for  $W\sigma = 4, -5, -6, -7$ . Solid lines are sinusoidal fitting curves.

は表1のように決定された。実際のデータ解析では、入射ビームの発散角や分光器での偏光状態の変化等の効果を考慮する必要があるため、(12)のような単純化された式を用いることはできない。データ解析の詳細については文献12)を参照されたい。

## 5 おわりに

以上、透過型ブラッグケース移相子の開発及びその応用例について見てきた。ここで述べた応用例(円偏光生成光学系及び偏光状態の完全決定)はX線移相子を用いた技術としていずれも基本的なものであり、最近の円偏光放射光利用研究に対する関心の急速な高まりを考えた時、将来的に更に重要性が増していくものと思われる。これまで放射光の高輝度、連続スペクトル、短パルス特性を利用した実験がほとんどであったが、移相子の登場に伴い放射光の偏光特性を有効に利用した

Table 1 Numerical values of  $|E_v|^2$  and  $|E_h|^2$  for the diffraction condition of the retarder crystal,  $W\sigma$ , of -4, -5, -6 and -7

W	$ E_v ^2$	$\Delta_s$	$ E_h ^2$	$ E_s ^2$
-4	19.88	-2.18	89.21	39.30
-5	19.88	-2.18	85.08	34.91
-6	19.88	-2.18	90.05	38.28
-7	19.88	-2.18	83.84	34.39

実験も容易に行えるようになるであろう。このことは特に電子のスピンの関与するX線の散乱・回折・吸収実験において大きな意味を持つものである。また、(楕)円偏光用挿入型光源の重要性は日に日に増しつつあるが、そこからの光の偏光状態はビームの中心から測った観測角に強く依存するため、実験に先だって分光器出射光の偏光状態を測定しておく必要がある。また既存の偏向電磁石ビームラインにおいても偏光(直線偏光及び楕円偏光)を利用する実験のためには分光器出射光の偏光状態を知らなければならない。その際、本稿で紹介した偏光状態の完全決定の手法が大いに役立つであろう。

最後に、本研究を進める上でご指導戴いた帝京大学の安中正一先生に感謝いたします。また、実験に協力してくれた三浦道雄君、神崎清志君、玉作賢治君、三上昌義君に感謝します。

## 文献

- 1) W.H. Zachariasen; Theory of X-ray Diffraction in Crystals (Dover, New York, 1945) p113.
- 2) B.W. Batterman and H. Cole; Rev. Mod. Phys., **36** (1964) 681.
- 3) H. Hattori, H. Kuriyama and N. Kato; J. Phys. Soc. Jpn., **20** (1965) 1047.
- 4) M. Hart and A.R. Lang; Acta Cryst., **19** (1965) 73.

- 5) P. Skalicky and C. Malgrange; *Acta Cryst.*, **A28** (1972) 501.
- 6) S. Annaka; *J.Phys. Soc. Jpn.*, **51** (1982) 1927.
- 7) O. Brümmer, Ch. Eisenschmidt and H.R. Höche; *Z. Naturforsch.*, **37a** (1982) 524.
- 8) J.A. Golovchenko, B.M. Kincaid, R.A. Levesque, A.E. Meixner and D.R. Kaplan; *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 202.
- 9) D.M. Mills; *Phys. Rev. B*, **36** (1987) 6178.
- 10) V.A. Belyakov and V.E. Dmitrienko; *Sov. Phys. Usp.*, **32** (1989) 697.
- 11) K. Hirano, K. Izumi, T. Ishikawa, S. Annaka and S. Kikuta; *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30** (1991) L407.
- 12) T. Ishikawa, K. Hirano and S. Kikuta; *J. Appl. Crystallogr.* in press
- 13) T. Ishikawa and K. Kohra; *Handbook on Synchrotron Radiation*, Vol.3, ed G. Brown and D.E. Moncton (North - Holland, Amsterdam, 1991) P63
- 14) S. Yamamoto and H. Kitamura; *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26** (1987) L1613
- 15) S. Yamamoto, T. Shioya, S. Sasaki and H. Kitamura; *Rev. Sci. Instrum.*, **60** (1989) 1834
- 16) T. Ishikawa; *Rev. Sci. Instrum.*, **60** (1989) 2058
- 17) M. Hart and A.R.D. Rodrigues; *Philos. Mag. B*, **40** (1979) 149
- 18) M. Born and E. Wolf; *Principles of Optics*, (Pergamon Press, Oxford) p544