

## VUV ~ 軟 X 線楕円偏光解析：反射型ポラリメーターによるストークスパラメーターの測定

小出常晴

高エネルギー物理学研究所放射光実験施設

### Elliptical-Polarization Analyses in the VUV and Soft X-ray Regions: Determination of the Stokes Parameters with a Reflection Polarimeter

Tsuneharu KOIDE

Photon Factory, National Laboratory for High Energy Physics

The results of polarization analyses in the 5~80-eV region are presented together with the theoretical background with special attention paid on the production and characterization of circularly polarized radiation. The Stokes parameters were measured for synchrotron-radiation beams on the VUV ~ soft X-ray beamlines at the Photon Factory by using a polarimeter comprising two triple-reflection polarizers. Deflecting the incoming beam vertically with respect to the entrance slit of the monochromator by a beamline premirror resulted in a change in the polarization state from predominantly horizontal linear polarization to elliptical polarization. This procedure could produce circular polarization with  $|P_c| \geq 80\%$  in the energy range 60~80 eV. Unpolarized light could clearly be distinguished from circularly polarized light. A triple-reflection circular polarizer with synchrotron radiation has been verified for the first time at 30 eV by measuring the Stokes parameters of the emerging beam with the polarimeter. The results show that a degree of circular polarization of up to  $\sim \pm 82\%$  was attained at  $\sim \pm 25^\circ$  rotation angles, respectively, between the incidence plane for the polarizer and the horizontal plane, being in good agreement with a calculation.

#### 1. 序

最近円偏光放射光利用研究に対する関心の急速な高まりとともに偏光解析の重要性も認識され始めてきた。現在PFで立ち上げ中のVUV~軟X線(SX)用円偏光アンジュレータービームライン(BL-28)の光を利用して円偏光実験を行うために

は、実験に先だって分光器出射光の偏光状態を測定(偏光解析)しておくだけではなく、実験中にも時々偏光状態をチェック(偏光モニター)する必要があるであろう。また、既存の偏向電磁石ビームラインや挿入光源ビームラインにおいても偏光(直線偏光及び円偏光)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ぬ。特にアンジュレータービームのような1次元的な光の場合には、その偏光状態がビーム中心から測った観測角に強く依存するから、偏光解析は重要である。

しかし、円偏光度測定、もっと一般には無偏光成分を含んだ楕円偏光の解析を $\lambda \leq 105\text{nm}$  (LiFの透過限界)のVUV~SX領域で行うのは簡単ではない。直線偏光の場合にはすでに標準的な手法がいくつか知られており、シンクロトロン放射(SR)の直線偏光度も測定されている<sup>1,2)</sup>。これらの直線偏光度測定法は一見全く異なるように見えても、本質的には光軸に垂直な面内の光強度分布を測定することに基づいている。しかし一般の部分偏光に対してはこのような方法は無力である。光軸回りの光強度分布だけでは、光の直交電場ベクトル成分の位相相関の情報が欠けており、円偏光と無偏光を区別することが出来ないからである。従って何らかの方法で移相子(phase shifter)が必要となるが、この点こそがこれまでVUV~SX領域の楕円偏光解析を妨げてきた最大の要因である。なお、円偏光放射光利用のパイオニアとしてHeinzmannが有名だが、彼も $\lambda \leq 105\text{nm}$ のVUV域で直接に円偏光度を測定したわけではない(彼の論文には円偏光度のグラフがのっているので直接測定したとされている人が多いが)。因に、彼は透過型素子の利用できる低エネルギー域において、 $\text{MgF}_2$ の $\lambda/4$ 板と4回反射型直線検光子(偏光能 $\geq 99\%$ )を用いて直線偏光度( $P_L$ )と円偏光度( $P_C$ )を測定し、無偏光成分が無視しうることを、すなわち $P_L^2 + P_C^2 \approx 1$ が成り立っていることを確認した。そして、この条件が高エネルギー域でも成立するという仮定のもとに、4回反射型直線検光子で直接測定した $P_L$ から $P_C$ を求めているのである<sup>3,4)</sup>。彼の場合は、直入射分光器で、かつ水平スリットを用いて狭い縦方向ビーム幅を取り出しているから、ほとんど完全な偏光というのも十分ありうることである。しかし、一般のビームライン出射光

に対しては無偏光成分(たとえば散乱光)が含まれていると考えなければならないから、上記の関係式を使う事はできない。実際、以下で述べる我々の測定においても無偏光成分が含まれていることが示される。

原理的には完全な楕円偏光解析(部分偏光の偏光状態指定量をすべて求めること)は、移相子と直線検光子とを用いることによって可能である。実際、可視から近紫外領域では透過形の(完全な) $\lambda/4$ 板と偏光板によって偏光状態を容易に決定できることは良く知られている<sup>5,6)</sup>。しかし、 $\lambda \leq 105\text{nm}$ の領域では透明物質が存在しないから、反射光学系に頼ることになるが、固体表面での反射に際してs偏光とp偏光の反射率と位相のずれ(phase shift)が異なることを利用すると、反射型の移相子と直線偏光子が可能となる。ただし、この場合、移相子も偏光子も完全ではないために解析方法が多少複雑になる。s, p偏光の反射率の違いは、すでに述べた直線偏光度の測定に利用されてきたが、SchledermannとSkibowski<sup>7)</sup>は、初めて反射の移相子としての作用を利用して、SRの楕円率の決定を試みた。しかし、当時は技術上の困難(特に一様な感度を有する検出器の問題)があり、十分な成果を上げるには到らなかった。

我々は、彼らの研究に基づき、さらに近年の技術上の発展を取り入れて、2台の3回反射型偏光子(1台は移相子、もう1台は擬直線検光子)から構成されるポラリメーターを用いることにより、VUV~SXビームライン出射光の偏光特性量(ストークスパラメーター)を5~80eVの広いエネルギー域にわたって測定した<sup>8,9)</sup>。さらに、この研究途上、既存のビームライン(BL-11D)において円偏光実験に利用できる円偏光( $|P_C| \geq 80\%$ )が得られることを見出した<sup>8,9)</sup>。なお、特定のエネルギーではあるが、GauppとMast<sup>10)</sup>が本質的に我々と同型のポラリメーターを用いて15.5eV( $\lambda = 80\text{nm}$ )での結果をSRI-88で発表した。又、最近、木村氏ら<sup>11)</sup>が多層膜ポラリメーターにより

97eV ( $\lambda = 12.8\text{nm}$ ) で、石川氏ら<sup>12)</sup> が完全結晶の移相子と直線検光子を用いてX線域の7.71KeV ( $\lambda = 0.1608\text{nm}$ ) で完全偏光解析を行っている。

円偏光作成法としては、Heinzmann<sup>3,4)</sup> 以来約10年、(陽)電子軌道面上下の放射光をスリットで取り出す方法がVUV領域で用いられてきた。さらに最近ではX線、SX領域においても利用され始めている。しかし、この円偏光は、設計の段階から円偏光利用を旨としたビームラインにおいてしか利用できないという大きな制限がある(と信じられてきた)上に、フォトンヘリシティのスイッチング(左右円偏光の交換)が困難、光強度が低下する、という欠点がある。最近、(楕)円偏光用挿入光源が数多く提案され<sup>13-17)</sup>、そのうちいくつかは実現された<sup>15-17)</sup>。このような高輝度円偏光光源が、近い将来円偏光利用研究の主演になるであろうことは、疑問の余地がない。しかし現時点では、円偏光が出た、予備的データが得られた、という段階であって、今後に残されたビームハンドリング技術上の問題は数多い(ビーム軸の従って偏光状態の安定化、円偏光度の測定さらには実験中における偏光度モニター、安定かつすばやいフォトンヘリシティのスイッチング、アンジュレーターギャップのフリーチューニング等々)。

他方、偏向電磁石部からのSRが軌道面内に直線偏光していることは良く知られている。従って何らかの方法で $\lambda/4$ 移相子が得られれば、この直線偏光を円偏光に変換できる。実際、CaF<sub>2</sub>等の透明結晶を用いるストレスモジュレーターによって交流的な左右円偏光を作り出す方法もあるが、この方式は $\lambda \geq 105\text{nm}$ に制限される。ところが、上述したように固体表面での反射においてはs、p両偏光の位相のずれが異なるので、入射角を適当に選ぶことにより反射型 $\lambda/4$ 移相子となり得る。JohnsonとSmithはSRの直線偏光と組み合わせると3回反射型円偏光子が可能であることを提案した<sup>18)</sup>。我々はそのような3回反射型円偏光子を製作し、上記ポラリメーターを用いてその直接的な

実験的検証を試み、それを達成することができた<sup>9,19)</sup>。

本稿では、円偏光の作成とその特性評価に重点を置いて、VUV~SX領域での楕円偏光解析について述べる。

## 2. 偏光解析の理論

### 2-1 偏光状態の表示法

光の偏光状態の最も一般的表示法はコヒーレンシ・マトリックス (coherency matrix) またはストークス・ベクトル (Stokes vector) である<sup>5,6)</sup>。この2つの表現の成分は互いに1次結合で関係づけられているから、本質的には等価である。本稿では、実験データの解釈に便利なストークス・ベクトルを用いることにする。この表示法は、我々に馴染みの偏光度を直接表現しているばかりか、すべての成分が実験的に検出される光強度の次元を有すること、さらに、ポアンカレ球 (Poincaré sphere) による偏光状態の視覚化を可能にする、等の多くの利点を有する。

まず簡単のために、真空中をz軸方向に進む単色平面波(完全偏光)を考え、その電場ベクトルを

$$E = \begin{pmatrix} E_{x0} \exp \left\{ i\omega \left( t - \frac{z}{c} \right) + i\delta_x \right\} \\ E_{y0} \exp \left\{ i\omega \left( t - \frac{z}{c} \right) + i\delta_y \right\} \end{pmatrix} \quad (1)$$

と表す。zを固定したとき(たとえば $z=0$ )、(1)式が楕円偏光を表すことは簡単な計算で示される。その楕円の形と回転の向きは、 $E_{x0}$ 、 $E_{y0}$ および $\delta = \delta_y - \delta_x$ (位相差)によって決まる。ここに、楕円偏光の回転方向は、光源に相対する観測者から見て時計回りを右回り、反時計回りを左回り、と呼ぶのが慣習である。光の進行方向とネジの進行方向を一致させた時、ネジを巻く方向とは反対であることを注意されたい。図1に示すように、楕円の主軸の傾き角を $\phi$  ( $0 \leq \phi < \pi$ ) とし、

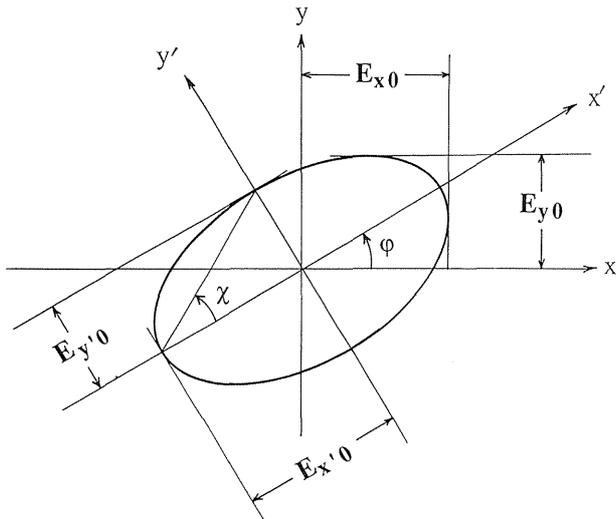


Fig. 1 The parameters that define the polarization ellipse for the electric vector of an elliptically polarized wave propagating along the z axis.

$$\tan \chi = \pm E_{y'0}/E_{x'0} \quad (2)$$

によって楕円率角  $\chi (-\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4})$  を定義する。  $\chi$  は、偏光楕円の形状と回転方向を表し、(2) 式の正負の符号はそれぞれ右回り、左回りに対応する。たとえば、  $\chi = 0$  は直線偏光、  $\chi = \frac{\pi}{4}$  は右回り円偏光、  $\chi = -\frac{\pi}{4}$  は左回り円偏光、等である。

単色平面波に対するストークスベクトル  $S = \{S_0, S_1, S_2, S_3\}$  の各成分 (ストークスパラメーター) は、次式で定義される。

$$S_0 = E_{x0}^2 + E_{y0}^2 = I_0 = I(\hat{e}_x) + I(\hat{e}_y) = I(\hat{e}_{\frac{\pi}{4}}) + I(\hat{e}_{-\frac{\pi}{4}}) = I(\hat{e}_+) + I(\hat{e}_-) \quad (3. 1)$$

$$S_1 = E_{x0}^2 - E_{y0}^2 = I(\hat{e}_x) - I(\hat{e}_y) \quad (3. 2)$$

$$S_2 = 2E_{x0}E_{y0} \cos \delta = I(\hat{e}_{\frac{\pi}{4}}) - I(\hat{e}_{-\frac{\pi}{4}}) \quad (3. 3)$$

$$S_3 = 2E_{x0}E_{y0} \sin \delta = I(\hat{e}_+) - I(\hat{e}_-) \quad (3. 4)$$

ここに、  $I_0$  は全光強度、  $I(\hat{e})$  は偏光ベクトル (ジョーンズベクトル)  $\hat{e}$  への電場の射影の2乗 (光強度) を表す。たとえば (3. 4) の  $I(\hat{e}_+)$ 、  $I(\hat{e}_-)$  は左右円偏光を直交基底ベクトルに選んだときの右回り、左回り円偏光の強度である。

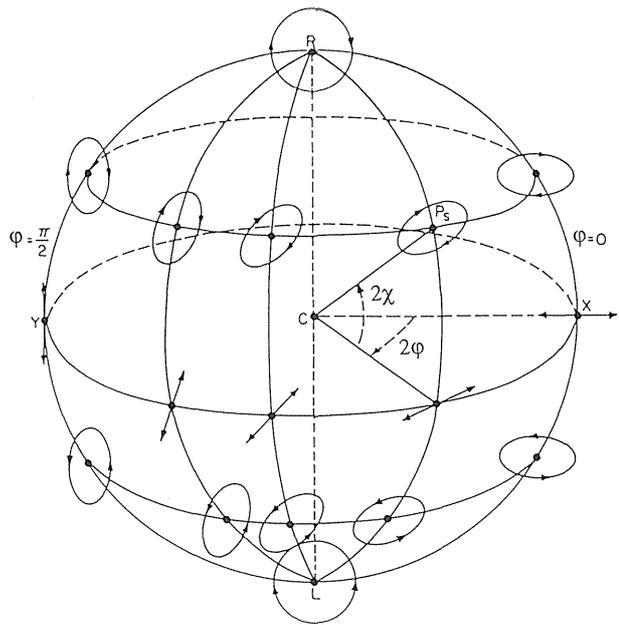


Fig. 2 The Poincaré - sphere representation of polarization of light (from ref. 6). Completely polarized radiation is represented by a point on the sphere, while partially polarized radiation is by a point within the sphere.

$\phi$  と  $\chi$  を用いると、ストークスパラメーターは、

$$S_1 = S_0 \cos 2\chi \cos 2\phi \quad (4. 1)$$

$$S_2 = S_0 \cos 2\chi \sin 2\phi \quad (4. 2)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\chi \quad (4. 3)$$

と表すことができ<sup>5, 6)</sup>、

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (5)$$

が成り立つ。従って、単色波 (完全偏光) では独立量は3つである。(4)、(5) 式よりすべての偏光状態が、図2に示すように、  $2\phi$  を方位角、  $\frac{\pi}{2} - 2\chi$  を極角とする半径  $S_0$  の球面上の点で表されることがわかる。これはポアンカレ球 (Poincaré sphere) とよばれ、偏光状態は図に示されたように視覚化することができる。完全偏光の偏光状態を決定するという事は、ポアンカレ球面上の位置

を決めることに他ならない。ちなみに、光の絶対強度を測定する事はポアンカレ球の半径  $S_0$  を決定する事に対応する。

次に、準単色波に進もう。我々が実際に分光実験で扱う光（分光器出射光）は、程度の差はあれ、常に準単色波であり、これはまた一般には部分偏光である。この場合、(1) 式の  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$ ,  $\delta_x$ ,  $\delta_y$  はもはや定数ではなく時間  $t$  に依存するが、 $E_{x0}(t)$ ,  $E_{y0}(t)$  および  $\delta(t)$  の時間変化は十分ゆるやかとする。この場合のストークスパラメーターは (3) 式の時間平均をとれば良い。ただし、一般には無偏光成分が含まれているため (5) 式は成り立たず、

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (6)$$

である。部分偏光のストークスベクトルは、次のように完全偏光成分 ( $S_{lp}$ ) と無偏光成分 ( $S_{un}$ ) に分解できる<sup>5,6)</sup>。

$$S = S_{lp} + S_{un} = \begin{bmatrix} (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2} \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} S_0 - (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

(7) 式の加法分解は必ずしも自明ではないが、無偏光成分では位相差  $\delta(t) = \delta_y(t) - \delta_x(t)$  がランダムであり、かつ光強度の時間平均は等方的のため、 $S_1 = S_2 = S_3 = 0$  であることから理解できよう。厳密な数学的証明は文献5に与えられている。

部分偏光においては、完全偏光成分の割合

$$P = (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2} / S_0 \quad (8)$$

を偏光度と呼ぶ。完全偏光成分に対しては、(4) 式において、 $S_0$  を  $(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}$  で置き換えればよく、 $\phi$  と  $\chi$  をもちいると、

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_0 P \cos 2\chi \cos 2\phi \\ S_0 P \cos 2\chi \sin 2\phi \\ S_0 P \sin 2\chi \end{bmatrix} \quad (9)$$

と表される。従って、一般の部分偏光の状態を決定することは、半径  $S_0$  のポアンカレ球内（球面上も含む）での位置を求めることである。通常我々が用いる直線偏光度  $P_L$ 、円偏光度  $P_C$  は (3) 式より、

$$P_L(0, 90^\circ) = \{I(\hat{e}_x) - I(\hat{e}_y)\} / I_0 = S_1 / S_0 \quad (10.1)$$

$$P_L(45^\circ, -45^\circ) = \{I(\hat{e}_{\frac{\pi}{4}}) - I(\hat{e}_{-\frac{\pi}{4}})\} / I_0 = S_2 / S_0 \quad (10.2)$$

$$P_C = \{I(\hat{e}_r) - I(\hat{e}_i)\} / I_0 = S_3 / S_0 \quad (10.3)$$

で与えられる。(10.1) と (10.2) の  $P_L$  はそれぞれ、水平/垂直方向、斜め  $45^\circ / -45^\circ$  方向に基底ベクトルを選んだ場合に対応する。ここで注意すべきことは、(10) 式の分子は完全偏光成分のみの量であるが、分母の  $S_0$  には無偏光成分も含まれていることである。したがって、無偏光成分が増加すれば、(10) 式の偏光度は実効的に低下する。また、(10.1) と (10.2) では偏光楕円の主軸方向とは必ずしも一致してはいないことにも注意されたい。完全偏光成分のみに着目すると、主軸の傾き  $\phi$  と楕円率角  $\chi$  は、

$$\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(S_2/S_1), \quad \chi = \frac{1}{2} \sin^{-1}\{S_3 / (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}\} \quad (11)$$

与えられる。

## 2-2 反射型ポラリメーターによる偏光解析法

図3に示すように、 $x$  軸を水平方向とする  $x y z$  右手座標系（実験室系）の  $z$  方向に光が入射し、2つの3回反射型偏光子  $P_1$  と  $P_2$  を通過した後の透過光強度を測定する場合を考えよう。図3では簡単のため、偏光子内の光路を直線で描いてある。入射光の実験室系でのストークスベクトルを  $S^{(x,y)} = \{S_0, S_1, S_2, S_3\}$  とすると、 $z$  軸回りに角度  $\alpha$

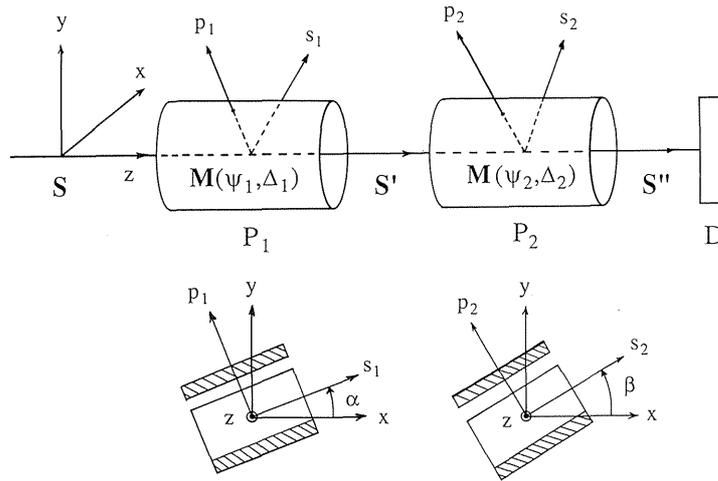


Fig. 3 Principle arrangement to measure the Stokes parameters of light using a reflection polarimeter. The  $xyz$ ,  $s_1p_1z$ , and  $s_2p_2z$  systems are fixed to the laboratory, first polarizer  $P_1$ , and second polarizer  $P_2$ , respectively, with  $z$  being the direction of light propagation and simultaneously coincident with the rotation axes of  $P_1$  and  $P_2$ . The light path in the polarizers are abbreviated as straight lines for simplicity. The  $p_1z$  and  $p_2z$  planes are the incidence planes for the polarizer mirrors. The rotation angles of two polarizers are denoted by  $\alpha$  and  $\beta$ . (ref. 8)

だけ回転した右手  $spz$  系 ( $s \perp$  入射面,  $p \parallel$  入射面) では

$$S^{(s,p)} = R(\alpha) S^{(x,y)} \tag{12}$$

に変換される。ここに、 $R(\alpha)$  は回転の変換マトリックスで、

$$R(\alpha) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{13}$$

で与えられる<sup>6, 20)</sup>。座標変換と似ているが角度が  $2\alpha$  になっているのは、ストークスペクトルが電場の 2 乗の次元のためである。

反射型偏光子  $P_1$  と  $P_2$  の性質は、 $s$ ,  $p$  両偏光に対する合計 3 回の反射全体に対する複素反射率

$$\mathcal{R}_s = r_s \exp(i\delta_s) \tag{14.1}$$

$$\mathcal{R}_p = r_p \exp(i\delta_p) \tag{14.2}$$

で特性づけられる。ここで変数  $\Psi$  (または  $\rho$ ) と  $\Delta$ ,

$$\rho = \tan \Psi = r_p / r_s, \quad \Delta = \delta_p - \delta_s. \tag{15}$$

を導入する。 $\Psi$  (または  $\rho$ ) は偏光子の (直線) 偏光能 (polarizance) を表し、 $\Delta$  は反射における位相のずれ (phase retardation) を表す。偏光子を 1 回通った後のストークスペクトルは  $spz$  系において、

$$S'^{(s,p)} = M(\Psi, \Delta) S^{(s,p)} \tag{16}$$

に変換される。ここに、 $M(\Psi, \Delta)$  はいわゆるミュラーマトリックス (Mueller matrix) で

$$M(\Psi, \Delta) = \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\Psi & 0 & 0 \\ \cos 2\Psi & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin 2\Psi \cos \Delta & -\sin 2\Psi \sin \Delta \\ 0 & 0 & \sin 2\Psi \sin \Delta & \sin 2\Psi \cos \Delta \end{bmatrix} \tag{17}$$

と表される。このマトリックスは、反射の際に電場が (14) の因子だけ変化することを、ストーク

スパラメータで表示した時の変換係数に他ならない。なお、我々は偏光の変化のみに興味があるから、絶対強度に関係する因子  $\frac{1}{2}(r_s^2+r_p^2)$  は (17) 式では省略してある。変換マトリックス (13) と (17) を用いると、2台の偏光子  $P_1$  と  $P_2$  を通過したのちのストークスベクトルは、

$$\mathbf{S}^{(S_2, P_2)} = \mathbf{M}(\Psi_2, \Delta_2) \mathbf{R}(\beta) \mathbf{R}^{-1}(\alpha) \mathbf{M}(\Psi_1, \Delta_1) \mathbf{R}(\alpha) \mathbf{S}^{(S_1, P_1)} \quad (18)$$

で与えられる。添字の 1 と 2 は偏光子  $P_1$  と  $P_2$  を示し、 $\alpha$  と  $\beta$  はそれらの回転角である (図 3)。なお、全光強度は座標回転において不変であるから、最後の  $s_2 p_2 z$  系  $\rightarrow xyz$  系の回転  $\mathbf{R}^{-1}(\beta)$  は省略してある。

透過光検出強度  $I_0$  は  $\mathbf{S}^{(S_2, P_2)}$  の第 1 成分で与えられ、(18) 式より次式のように求められる。

$$\begin{aligned} I_0 &= K \cdot F(S_1/S_0, S_2/S_0, S_3/S_0, \Psi_1, \Psi_2, \Delta_1; \alpha, \beta) \\ &= K \cdot \left\{ [1 + \cos 2\Psi_1 \cos 2\Psi_2 \cos 2(\alpha - \beta)] + \frac{S_1}{S_0} \{ \cos 2\Psi_1 \cos 2\alpha \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 + \sin 2\Psi_1 \cos \Delta_1) \cos 2\Psi_2 \cos 2\beta \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 - \sin 2\Psi_1 \cos \Delta_1) \cos 2\Psi_2 \cos (4\alpha - 2\beta) \} \\ &\quad + \frac{S_2}{S_0} \{ \cos 2\Psi_1 \sin 2\alpha + \frac{1}{2} (1 + \sin 2\Psi_1 \cos \Delta_1) \sin 2\Psi_2 \sin 2\beta \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 - \sin 2\Psi_1 \cos \Delta_1) \cos 2\Psi_2 \sin (4\alpha - 2\beta) \} \\ &\quad \left. + \frac{S_3}{S_0} \{ \sin 2\Psi_1 \cos 2\Psi_2 \sin \Delta_1 \cdot \sin (2\alpha - 2\beta) \} \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

$K$  は比例係数で、我々が問題とする量には依存しない。(19) 式には  $\Psi_1, \Psi_2, \Delta_1$  が含まれるが、 $\Delta_2$  は入っていないことに注意しよう。 $I_0$  は第 2 偏光子  $P_2$  出射後の全強度であるから、 $P_2$  での位相変化の情報  $\Delta_2$  に依存しないのは当然である。したがって、第 1 偏光子  $P_1$  は移相子と (擬) 直線偏光子として作用し、第 2 偏光子  $P_2$  は (擬) 直線検光子としてのみ作用する。(19) 式は、 $I_0$  が  $\alpha$  と  $\beta$  を外部パラメータとして 7 つの未知量  $S_1/S_0, S_2/S_0, S_3/S_0, \Psi_1, \Psi_2, \Delta_1$  および  $K$  の関数であるとみなすことができる。このことから直ちに、7 通りの独立

な回転角ペア ( $\alpha, \beta$ ) に対する  $I_0$  から  $K$  を消去する事により、入射光のストークスパラメータ  $S_1/S_0, S_2/S_0, S_3/S_0$  とポラリメータの特性量  $\Psi_1, \Psi_2, \Delta_1$  がすべて同時に求められることがわかる。 $\Psi_1, \Psi_2, \Delta_1$  はもちろんミラーの光学定数から計算することも原理的には可能である。しかし、ミラー蒸着材の光学定数は蒸着条件や大気に曝した時間に依存する。特に、位相のずれ  $\Delta_1$  は反射面の状態に敏感である。したがって、これらの量も実験的に決定するのが望ましい。それが可能であることがここで述べた方法の大きな利点である。

7 通りの独立な回転角ペア ( $\alpha, \beta$ ) は、測定と解析に便利な組み合わせを選ぶのが良い。そのような組み合わせのひとつは、( $\alpha, \beta$ ) = ( $0^\circ, 0^\circ$ ), ( $0^\circ, 90^\circ$ ), ( $90^\circ, 0^\circ$ ), ( $90^\circ, 90^\circ$ ), ( $45^\circ, 45^\circ$ ), ( $0^\circ, 45^\circ$ ), ( $90^\circ, 135^\circ$ ) である。最初の 4 つの組み合わせから  $S_1/S_0$  と  $\Psi_1, \Psi_2$  が求められるが、これはまさに、従来直線偏光度測定に用いられたものと同等である<sup>21, 22)</sup>。5 番目の組から  $S_2/S_0$  が、最後の 2 つの組から  $S_3/S_0$  と  $\Delta_1$  が求められる。ただし、 $|S_2 \cdot S_0| \ll 1$  の場合には、( $0^\circ, 45^\circ$ ) の組み合わせから  $S_2/S_0$  と  $\cos \Delta_1$  の積の項が生ずるために  $\Delta_1$  の決定精度が悪くなるから、むしろ ( $45^\circ, 90^\circ$ ) を用いるのが良い。上記と等価な角度の組み合わせももちろん可能である。

### 3. 実験方法

#### 3-1 反射型ポラリメータ

図 4 に我々の用いた反射型ポラリメータを示す<sup>8, 9)</sup>。このポラリメータは、2台の 3 回反射型偏光子  $P_1$  と  $P_2$  および検出器  $D$  から構成され、 $P_1$  は入射角を変えられるように、3枚の Au 蒸着ミラーを、 $P_2$  には 1 枚の Pt 蒸着ミラーと 1 個の Pt 蒸着プリズムを用いた。偏光子  $P_1$  と  $P_2$  はいずれもステップングモーター駆動によって真空槽内で  $360^\circ$  回転することができ、その回転角  $\alpha, \beta$  はエンコーダと偏光子本体上の目盛りで読みとることができる。検出器  $D$  は感度一様性、高い量子効率、安

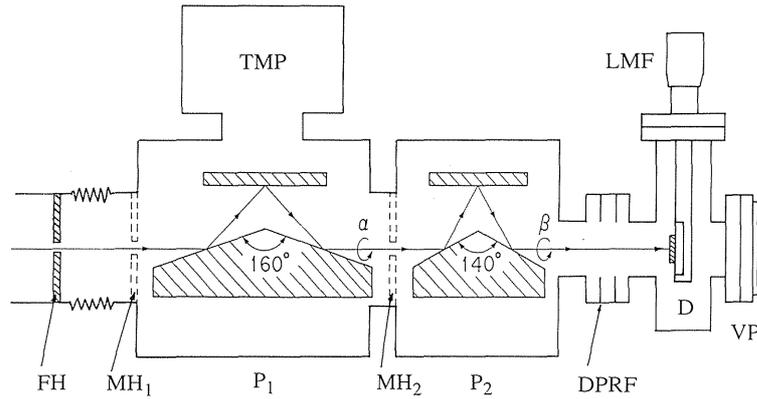


Fig. 4 Schematic drawing of the present reflection polarimeter. P<sub>1</sub>: phase shifter; P<sub>2</sub>: linear-polarization analyzer; D: GaAsP photodiode; FH: fixed pinhole diaphragm; MH<sub>1</sub>, MH<sub>2</sub>: removable pinhole diaphragms; LMF: linear-motion feedthrough; DPRF: differentially-pumped rotary feed-through; VP: viewing port; TMP: turbo-molecular pump. (ref. 8)

定性などからGaAsPフォトダイオードを用い、直線導入機 (LMF) の先端に取り付けた。検出器槽と偏光子槽は差圧排気型回転導入機 (DPRF) で接続し、0次光を観測するために末端にヴィーイングポート (VP) を取り付けた。

偏光子P<sub>1</sub>とP<sub>2</sub>のミラーの入射角は、広いエネルギー範囲 (5~80eV) で有効に働くように、その偏光特性 ( $\rho_1, \rho_2, \Delta_1$ ) を考慮して決定した。図5に、80° - 70° - 80° と 70° - 50° - 70° の入射角に対する偏光能  $(1-\rho^2)/(1+\rho^2)$ 、位相のずれ  $\Delta = \delta_p - \delta_s$ 、および透過率  $T_p = r_p^2$ 、 $T_s = r_s^2$  をAuミラーの場合について示す。80° - 70° - 80° では、偏光能がエネルギーの増加と共に低下するが、透過率が高いだけでなく位相のずれ  $\Delta$  のエネルギー依存性が小さい。70° - 50° - 70° においては、これとは逆に偏光能は全エネルギー域で高い値 ( $\geq 85\%$ ) を示すが、透過率が低く、 $\Delta$  はエネルギーに強く依存する。この計算結果より、移相子と (擬) 直線偏光子の2つの作用を受け持つ第1偏光子P<sub>1</sub>には80° - 70° - 80° を、(擬) 直線検光子として働くべき第2偏光子P<sub>2</sub>には70° - 50° - 70° を採用した。

### 3-2 偏光測定

測定はPFのBL-11Cにおいて5~40eV域で、BL-11Dにおいて25~80eV域で行った<sup>8,9)</sup>。ビームライン出射光は固定ピンホールFH ( $\sim \phi 2\text{mm}$ ) によって平行光束とし、ポラリメーター (P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>) に入射する (図4)。本実験では、ポラリメーター回転軸と光軸の調整精度、および検出器感度の位置むらが小さいことと偏光に依存しないことが決定的に重要である。P<sub>1</sub>とP<sub>2</sub>の回転軸合わせは、分光器0次光を用いて、取り外し可能なピンホールMH<sub>1</sub>, MH<sub>2</sub> ( $\sim \phi 1.5\text{mm}$ ) により行った。最良の調整時にはビームサイズも含めて検出器上で $\sim \phi 4\text{mm}$ の円内に収めることができた。また、LMFとDPRFの組み合わせによって、検出器Dは平行移動と回転の自由度を有する。これにより、位置感度むらが $6 \times 6\text{mm}^2$ の範囲内で2%以下、偏光依存性は99%の水平直線偏光 (P<sub>1</sub>とP<sub>2</sub>は $\alpha = \beta = 0^\circ$ にセット) に対し光軸まわりの $\pm 75^\circ$ の回転で1.5%以下であることを確認することができた。

入射光強度はFHの直前にあるビームライン後置鏡からのフォトカレントでモニターした。検出器の暗電流は注意深いシールドにより $\sim 0.05\text{pA}$ に抑えることができた。ポラリメーター槽全体はオイ

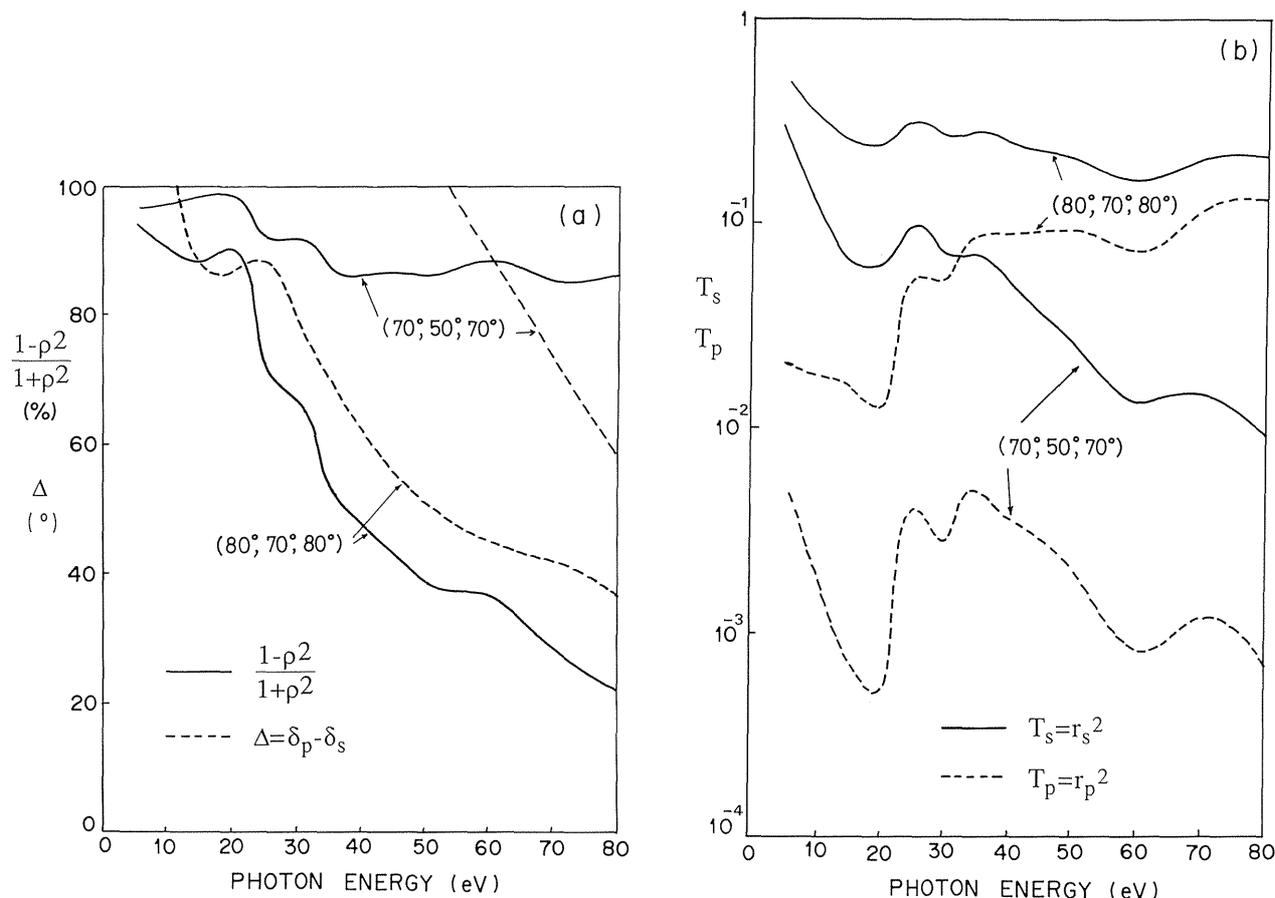


Fig. 5 (a) Calculated polarizance,  $(1 - \rho^2)/(1 + \rho^2)$ , with  $\rho = r_p / r_s$  and phase shift,  $\Delta = \delta_p - \delta_s$ , and (b) calculated transmittance,  $T_s = r_s^2$  and  $T_p = r_p^2$ , of a triple - reflection polarizer for two combinations of incidence angles. Optical constants for Au from ref. 23 have been used. (ref. 8)

ルフリーの磁気浮上ターボ分子ポンプで排気し、測定中の真空度は $\sim 1 \times 10^{-8}$  Torrであった。このオイルフリーの条件も本実験にとって重要である。なぜならば、測定中に偏光子のミラーが炭素で汚染される (Carbon contamination) とその偏光特性、特に、位相のずれ $\Delta_1$ が大きく影響されるからである。

#### 4. VUVおよびSXビームライン出射光の偏光解析<sup>8, 9)</sup>

図6は60eVにおいて、 $\alpha = 0^\circ$  に固定し $\beta$ を変えた時の検出光強度再現性の生データを示す。これより等価な $\beta$ 位置での再現性が非常に良いことがわかる。このデータは比較的細かく取ってある

が、実際の測定は、偏光子 $P_1$ と $P_2$ に対して $\Delta\alpha = 45^\circ$ ,  $\Delta\beta = 45^\circ$  の角度ステップでそれぞれ1回転にわたって行った。しかし最終的には、検出器上で最もビームのぶれの小さい7通りの角度ペア $(\alpha, \beta)$  に対するデータを解析した結果を採用した。

##### 4. 1 BL - 11C (Seya - Namioka) の偏光特性

このビームラインにおいて、我々はこれまで一軸性応力効果の実験や $\text{CaF}_2$  ストレスモジュレーターを $\lambda/4$  移相子とする磁気円二色性 (MCD) の実験を行ってきた。いずれも放射光の直線偏光をそのまま、もしくは円偏光に変換して利用するものであり、高精度の測定にはビームライン出射光

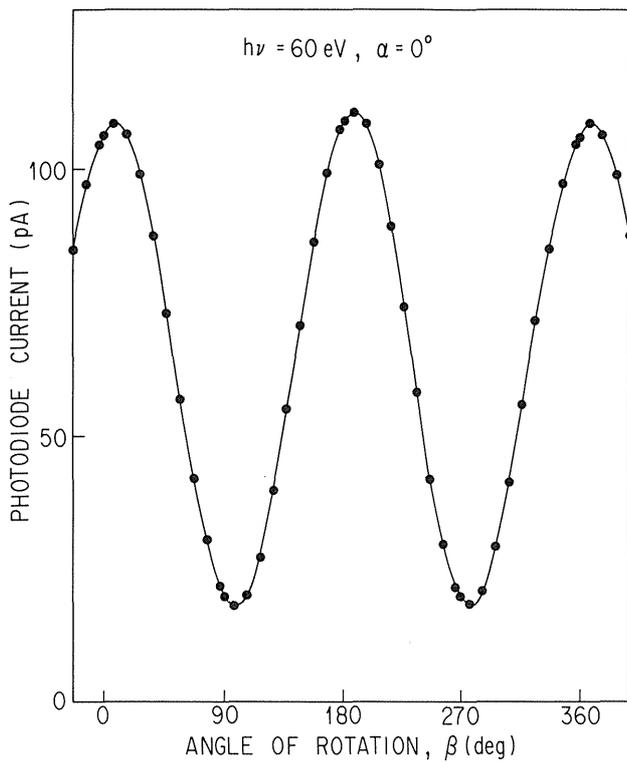


Fig. 6 Typical raw data of the detected light intensities at 60 eV as a function of the rotation angle of the second polarizer,  $\beta$ . The solid line is a guide to the eye. (ref. 8)

の直線偏光度と主軸の傾きを知ることが必要となってきた。そこでこのラインでは、前置鏡によって分光器入口スリットにビーム中心が入るように調整した状態（通常の直線偏光モード）に対してのみ、測定を行った。

図7に5~40eV域での結果を示す。全領域をカバーするのに3つの回折格子を用いており、同一エネルギーの2つのデータは異なる回折格子に対応する。水平直線偏光度  $S_1/S_0$  は全域において96%以上の値を示すのに対し、円偏光度  $S_3/S_0$  は5%以下である（前置鏡を調整した直後のデータポイントでは2%以下である）。さらに主軸の傾きは  $|\psi| = |1/2 \cdot \tan^{-1}(S_2/S_1)| \lesssim 1.5^\circ$ 、無偏光成分  $1-P=1-\{(S_1/S_0)^2+(S_2/S_0)^2+(S_3/S_0)^2\}^{1/2}$  は3%以下であるから、ほぼ完全に近い水平直線偏光と見なすことができる。主軸の傾き  $\psi$  が小さいことは、BL-11Cのビーム取出し水冷マスクが軌道面に関して上下対称にビームを取り込んでいることを示す。また、高い水平直線偏光度  $S_1/S_0$  は、2枚の前置鏡と回折格子での反射・回折によって水平直線偏光

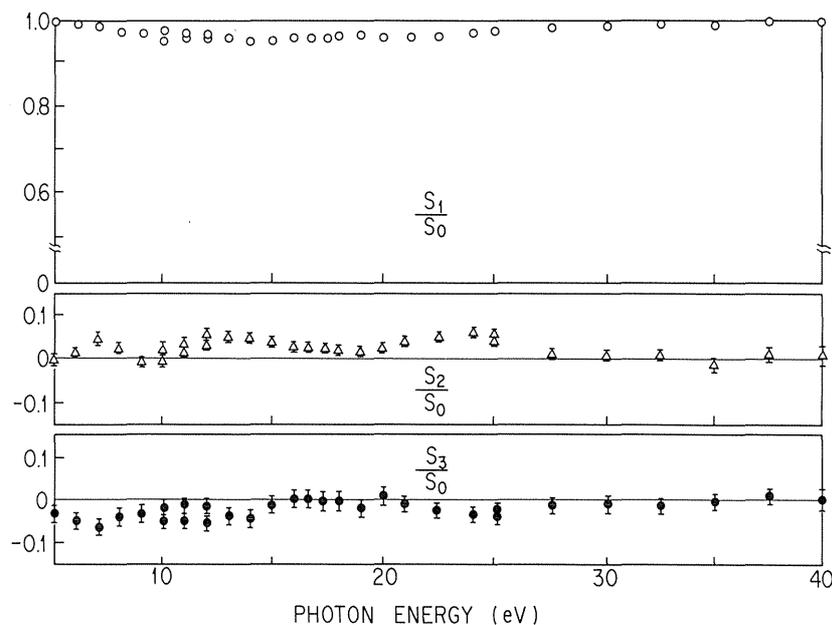


Fig. 7 Stokes parameters measured for the emerging beam of BL-11C. The beamline premirror was adjusted so as to extract the SR beam in the orbital plane. The error bars for  $S_1/S_0$  are the same order as the size of open circles. (ref. 8)

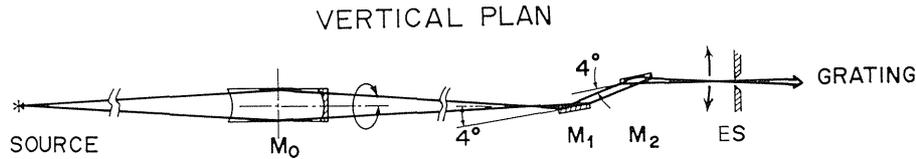


Fig. 8 Optical layout of BL-11D, showing the method to produce various states of polarization. The SR beam was deflected vertically by a first premirror,  $M_0$ ; thus, off-plane SR was extracted with the entrance slit of the monochromator, ES. (ref. 8)

(s 偏光) がエンハンスされた, として理解される。特に, 第2前置鏡の入射角  $45^\circ$  は擬ブリュースター角に近く, 偏光エンハンス効果が最も大きい。この  $S_1/S_0$  と  $\phi$  に対する結果から, 一軸性応力効果やストレスモジュレーター使用のMCD実験のスペクトルにたいする偏光の補正は十分に小さいと見なせることが判明した。

#### 4. 2 BL-11D (CDM) の偏光特性

このラインでは, 図8に示すように前置鏡 ( $M_0$ ) で光ビームを上下に振ることによって, 分光器入口スリットに入るビーム断面内位置を変え, いろいろの偏光状態を作り出すことを試みた。入射ビームを振っても, このビームラインでは出射光方向のずれは見られなかった。HeinzmannらはSRビームに対して水平スリットを上下に動かすことによって円偏光を取り出したが<sup>3,4</sup>, 我々は固定された分光器スリットを用いて実効的に彼らと同じことをやろうとしたわけである。

図9に25~80eV域での測定結果を示す。図中(1)はビーム中心を, (2)はリング軌道面よりわずかに下側のビームを, (3)は軌道面より大幅に上側のビームを取り込んだ場合を示す。(1)では水平直線偏光度  $S_1/S_0$  に比べて, 斜  $45^\circ$  直線偏光度  $S_2/S_0$  と円偏光度  $S_3/S_0$  は十分に小さい ( $|S_2/S_0| < 0.12$ ,  $|S_3/S_0| < 0.10$ )。又, 主軸の傾きは  $|\phi| = |1/2 \cdot \tan^{-1}(S_2/S_1)| \leq 2^\circ$  でほとんど水平と見なしてよい。これに対し, (2), (3)の順に円偏光度  $|S_3/S_0|$  が大きくなり, 特に(3)では  $h\nu \geq 60$  eV域

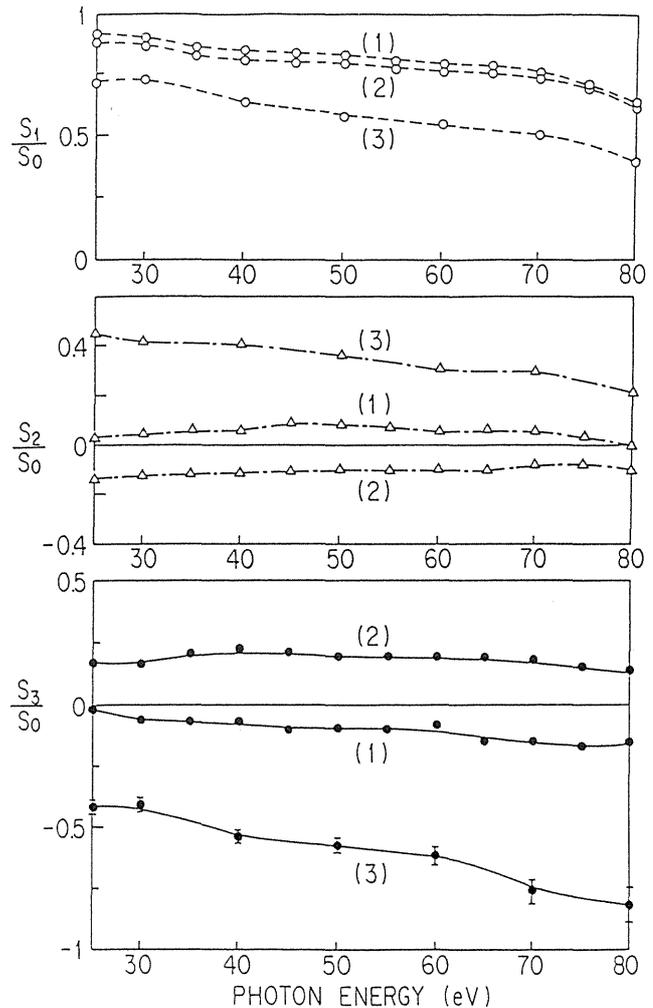


Fig. 9 Stokes parameters measured for the emerging beam of BL-11D. Numbers (1), (2) and (3) denote three different vertical beam deflections (for details see the text). Error bars are shown only for data (3) in  $S_3/S_0$ , which showed the maximum errors. (ref. 8)

においてかなり円に近い左回り楕円偏光 ( $S_3/S_0 < 0$ ,  $|S_3/S_0| \geq 0.70$ ) が得られた。

このラインの場合 BL-11C と異なり, 偏光度 (完全偏光成分の割合) は  $P = \{(S_1/S_0)^2 + (S_2/S_0)^2 +$

$(S_3/S_0)^2 \leq 0.92$  でエネルギーの増加とともに低下する(無偏光成分が増大する)。この無偏光成分の割合は、分光器のスリット巾を大幅に ( $200 \mu\text{m} \rightarrow 50 \mu\text{m}$ ) 変えても変化しないこと、BL-11C とエネルギーのオーバーラップする領域 ( $25 \sim 40\text{eV}$ ) において明らかな差のあること、などから、放射光の縦拡がりによる非可干渉性やポラリメーターの解析能力不十分などによるものではなく、ビームライン光学素子での散乱光成分によるものと考えられる。実際この分光器では、ミラーや回析格子のホルダー部分に光が当たっており、固定ピンホールFHはポラリメーターの回転軸調整のみではなく、散乱光をできるだけ除去するためにも必要であった。

高エネルギー域での円偏光作成の可能性を詳しく調べるために、いくつかのエネルギーにおいて、偏光状態のビーム振り角依存性を調べた。図10(a)にその一例として、 $S_1/S_0$ と $S_3/S_0$ をビーム振り角( $\theta_D$ )の関数として示す。また、図10(b)には $S_2/S_1$ と $S_1/S_0$ から求めた主軸の傾き $\psi$ を示す。円偏光度の絶対値 $|S_3/S_0|$ はビーム振り角の増加に従って増大し、 $\theta_D \approx \pm 1 \text{ mrad}$ で $|S_3/S_0| \geq 0.80$ の最大値を取る。さらに振り角を大きくすると増加せずにむしろ低下する傾向を示す。又、 $S_1/S_0$ と $|S_3/S_0|$ は $\theta_D$ に関して完全に対称ではない。これらの振る舞いは主に、BL-11Dのビーム取り出し水冷アパーチャーが上下対称にビームを取り込んでいないこと、トロイダル鏡 $M_0$ の中心に入射ビームが当たっていないこと、およびビームライン光学素子の偏光への影響のためと考えられる。他のエネルギーでの結果と総合すると、このビームラインは元来円偏光利用を目的として設計されたものではないにもかかわらず、 $60 \sim 80\text{eV}$ の領域において最大円偏光度 $|S_3/S_0| \geq 0.80$ が得られた。ただし、他のビームラインにおいても同じような結果が得られると即断するのは禁物である。特に、ここで扱ったような直入射と斜入射光学系の境界領域においては、偏光度を測定せずに円偏光実験

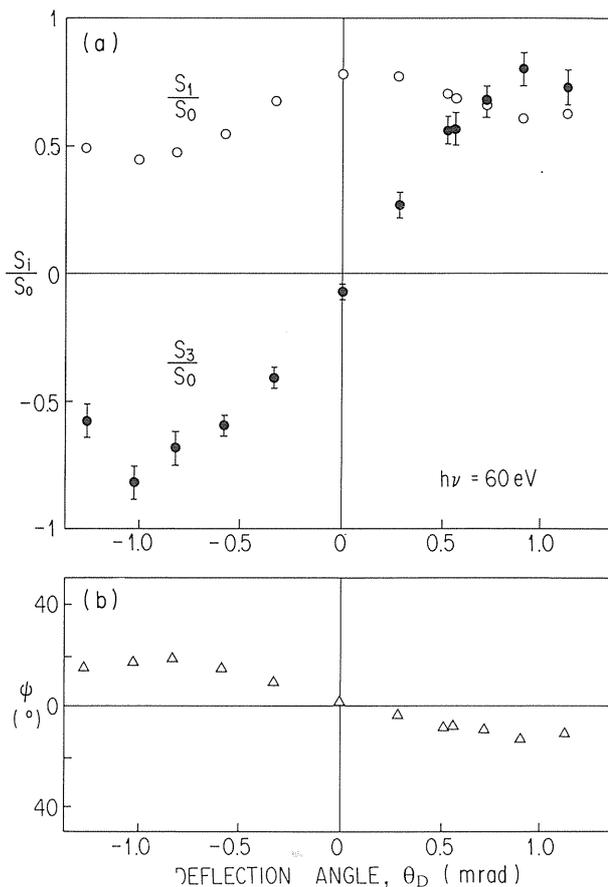


Fig. 10 (a) The degree of circular polarization,  $S_3/S_0$ , and that of horizontal linear polarization,  $S_1/S_0$ , measured at 60 eV as a function of the beam-deflection angle. (b) Azimuthal angle,  $\psi$ , at 60 eV, deduced from the measured  $S_1/S_0$  and  $S_3/S_0$ . (ref. 8)

を試みるのは愚かである。

第2節で、入射光のストークスパラメーターと同時に偏光子の特性量 $\Psi_1$ (または $\rho_1$ )、 $\Psi_2$ (または $\rho_2$ )、 $\Delta_1$ も決定できることを述べた。その一例として、図11に60eVでの $\rho_1^2 = \tan^2 \Psi_1$ 、 $\rho_2^2 = \tan^2 \Psi_2$ 、および $\Delta_1$ を示す。これらは、図10に示したストークスパラメーターとともに求めたものである。比較のためにミラーの光学定数<sup>23)</sup>を用いた計算値を矢印で示してある。これらの量は、エネルギーには依存してもビームの状態には関係しないから、データポイントは理想的には水平線上に乗るべきものである。それからのずれは、本測定の実験誤差を反映していることになる。結果

は、 $\rho_1^2$ と $\rho_2^2$ がほとんど一定値を取っているのに対し、 $\Delta_1$ はわずかにばらつきがある。 $\rho_1$  (または $\Psi_1$ )と $\rho_2$  (または $\Psi_2$ )は $S_1/S_0$ と、 $\Delta_1$ は $S_3/S_0$ と直接関係しているから (第2節)、この結果は円偏光度 $S_3/S_0$ は水平直線偏光度 $S_1/S_0$ よりも測定が困難であることを示すものである。 $\rho_1^2$ の計算値と実測値は良く一致しているが、 $\Delta_1$ では両者に不一致が見られる。この結果は、反射率よりも位相のず

れのほうが表面状態により敏感であることを示している。 $\rho_2^2$ における実測値と計算値の不一致は、このミラーを大気中に曝した時間が長いことから、ミラー表面状態へのエージング効果によるものと考えられる。

## 5. 反射型円偏光子によるVUV円偏光の作成とその評価<sup>9, 19)</sup>

図12に実験配置の概念図を示す。偏光子 $CP_0$ はAu蒸着ミラー3枚から成り、 $P_1$ と同型である。その光軸回りの回転角を $\theta$ とする。ただし $0^\circ$ 位置は $\alpha$ 、 $\beta$ と $90^\circ$ 異なり、偏光子への入射面が水平の場合を $\theta = 0^\circ$ にとる。図5 (a) からわかるように偏光子 $CP_0$ はその入射角 $80^\circ - 70^\circ - 80^\circ$ に対して、 $5 \sim 30\text{eV}$ の広い範囲にわたって3回反射での合計のs、p偏光の位相差が $\Delta \sim 90^\circ$ と期待される<sup>18, 19)</sup>。ビームライン前置鏡 (図8の $M_0$ ) によって分光器出射光を水平直線偏光状態に調整し (図9の (1))、円偏光子 $CP_0$ を光軸回りに回転させながら、その出射光のストークスパラメータをポラリメーター ( $P_1$ ,  $P_2$ ) にて測定した。適当な回転角 $\theta$ においてs、p両偏光の透過光強度が等しくなり、円偏光が生ずると期待される。

図13 (a) に、円偏光子 $CP_0$ の回転角 $\theta$ の関数として、その出射光の円偏光度 $S_3/S_0$  (黒マル) と水平直線偏光度 $S_1/S_0$  (白マル) を示す。図13 (b) には $S_2/S_0$ のかわりに、主軸の傾き $\phi = 1/2 \cdot \tan^{-1}(S_2/S_1)$ を示す。測定はBL-11Dにおいて $h\nu = 30\text{eV}$ で行った。又、図13には、比較

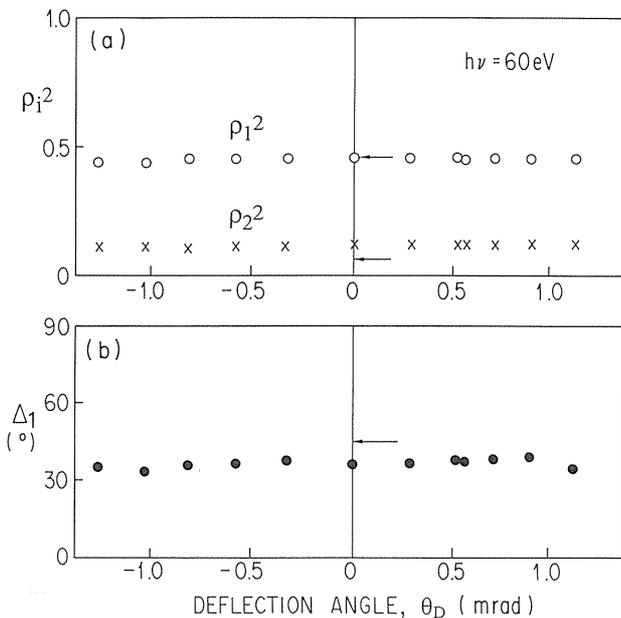


Fig. 11 Polarizing properties of polarizers  $P_1$  and  $P_2$  at  $60\text{eV}$ , determined together with the Stokes parameters in Fig. 10.

(a) Ratios of transmittances for p and s polarizations,  $\rho_1^2 = (r_{p1}/r_{s1})^2$  and  $\rho_2^2 = (r_{p2}/r_{s2})^2$ .  
 (b) Phase shift of the first polarizer,  $\Delta_1 = \delta_{p1} - \delta_{s1}$ . The horizontal arrows denote the calculated values using the optical constants of Au. (ref. 8)

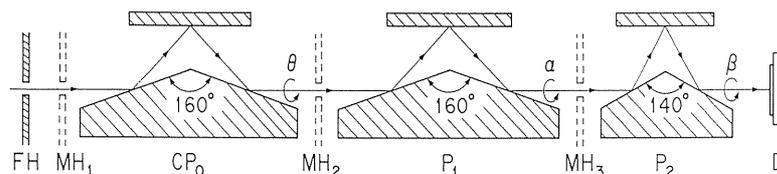


Fig. 12 Experimental arrangement for the production and analysis of circularly polarized VUV light with reflection optics.  $CP_0$ : circular polarizer;  $P_1$ :  $\lambda/4$  retarder;  $P_2$ : linear polarization analyzer; D: GaAsP photodiode; FH: fixed pinhole diaphragm;  $MH_1 \sim MH_3$ : removable pinhole diaphragms. (ref. 19)

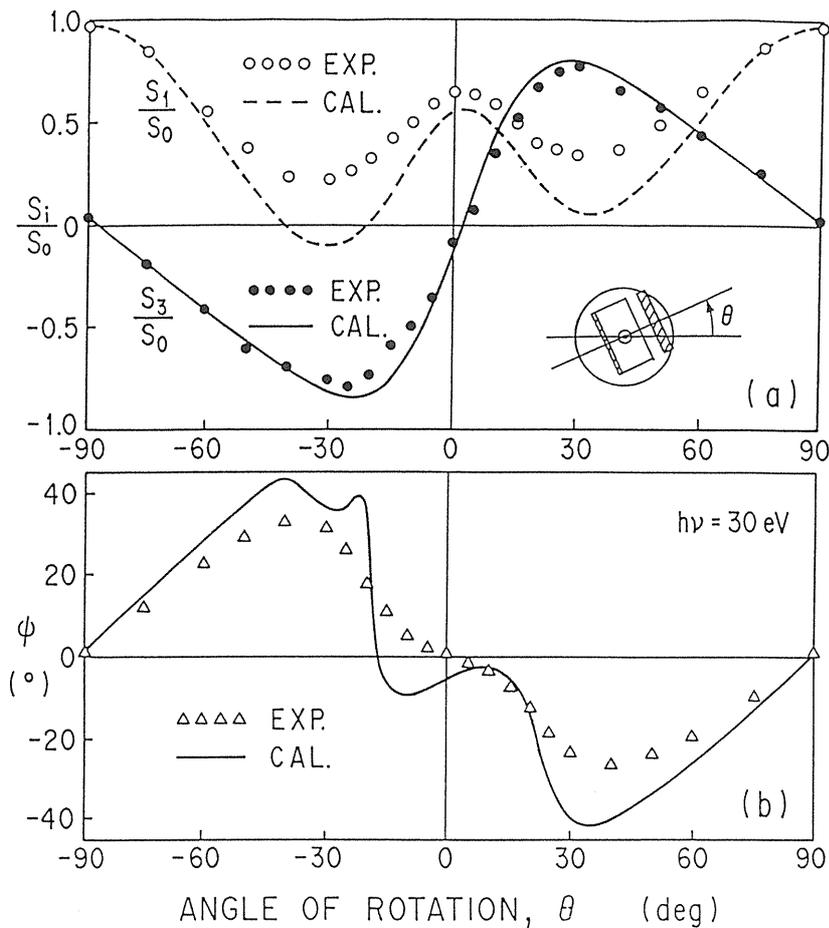


Fig. 13 (a) Measured and calculated Stokes parameters,  $S_1/S_0$  and  $S_3/S_0$ , at 30 eV for the emerging beam from  $CP_0$  as a function of its rotation angle,  $\theta$ . The inset denotes the definition of  $\theta$ , with the reader looking at the source.  
 (b) Measured and calculated azimuthal angles of the polarization ellipse,  $\psi$ . (ref. 19)

のために、理論曲線も示してある。計算は、第2節で述べた回転マトリックス  $R(\theta)$  とミューラーマトリックス  $M(\Psi, \Delta)$  を用いて容易に行うことができる。計算のためのインプットデータには、前節で述べた BL-11D 出射光 (円偏光子  $CP_0$  への入射光) のストークスパラメーターの測定値 ( $S_1^i/S_0^i = 0.90$ ,  $S_2^i/S_0^i = 0.05$ ,  $S_3^i/S_0^i = -0.06$ ) と、円偏光子用ミラー (Au) の光学定数<sup>23)</sup> を用いた。

測定結果は、 $0^\circ < \theta < 90^\circ$  では右回り ( $S_3/S_0 > 0$ )、 $-90^\circ < \theta < 0^\circ$  では左回り ( $S_3/S_0 < 0$ ) の楕円偏光で、 $\theta \approx \pm 25^\circ$  において円偏光度  $S_3/S_0 \approx \pm 0.82$  の最大値を取り、計算値と良く一致している。この結果は、 $CP_0$  が確かに有効な円偏光子として働くことを示している。円偏光度が 100% にならないのは、

BL-11D 出射光 ( $CP_0$  への入射光) が完全な直線偏光でないこと ( $S_1^i/S_0^i < 1$ )、及び円偏光子  $CP_0$  が完全な  $\lambda/4$  移相子でないことに起因する。後者は、 $S_3/S_0$  の実測値が計算値よりもわずかに小さいことに現れており、Au ミラーの光学定数に対する大気中でのエージング効果のためと考えられる。なお、水平直線偏光度  $S_1/S_0$  は  $\theta = 0^\circ, \pm 90^\circ$  で極大値を取るが、 $\theta = 0^\circ$  では 1 よりかなり小さいのに対し、 $\theta = \pm 90^\circ$  ではほとんど 1 に近い。これは  $CP_0$  が  $\lambda/4$  移相子としてばかりでなく (擬) 直線偏光子としても作用するからで、 $\theta = 0^\circ$  では水平直線偏光 (偏光子  $CP_0$  に対し p 偏光) を減少させ、 $\theta = \pm 90^\circ$  ではそれが s 偏光だからエシランスする、として容易に理解される。

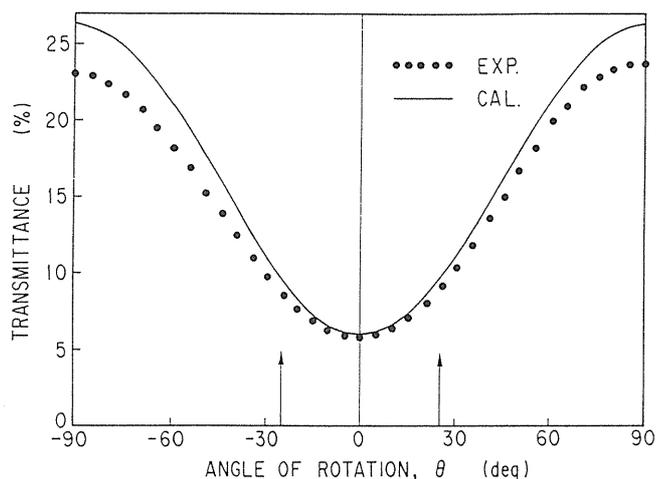


Fig. 14 Measured and calculated transmittance of  $CP_0$  at 30 eV as a function of its rotation angle,  $\theta$ . The arrows denote the angles where the maximum degree of circular polarization was attained. (ref. 19)

偏光子 $CP_0$ の透過率の実測値と計算値を回転角 $\theta$ の関数として図14に示す。両者の一致は非常に良い。最大円偏光度が得られる角度(矢印で示す)での透過率は、約10%である。この円偏光子を用いることによる光強度の低下は円二色性(CD)や磁気円二色性(MCD)の実験にはたいした支障にならないが、光電子分光実験にはこのままでは障害となるであろう。しかし、光学定数を用いた計算から、AuやPtミラーの代わりにSiCミラーを用いれば、15~30eVの領域において、透過率35~55%の円偏光子が得られると期待される。

この円偏光作成法は既存のビームラインで円偏光が利用できること、左右円偏光の切り換えが容易なこと、出射光が入射光と同じ方向にあること、等の長所があり、MCDや光電子角度分布円二色性(CDAD)の実験に応用する予定である。

## 6. ポラリメーターと円偏光子の改良

これまでのビームライン出射光の測定では $h\nu \lesssim 80\text{eV}$ のエネルギー域に限定されたが、さらに高いエネルギー域へ測定を拡張するために、AuやPtコート代わりにRhコートを利用してポラリメー

ターの透過率を高めることを考えている。又、今回のポラリメーターを構成する直線検光子(図4, 図12の $P_2$ )は $70^\circ - 50^\circ - 70^\circ$ の入射角を用いたが、これを $67.5^\circ - 45^\circ - 67.5^\circ$ とし第2ミラーに多層膜ミラーを応用することも計画している。この場合、エネルギー範囲が限定されるので、当面100~130eVをターゲットとする。今回の反射型円偏光子ではAuミラーを用いたので、最大円偏光度となる回転角位置では透過率が~10%であったが、SiCミラーを用いて円偏光透過率を高める予定である。

他方、本研究結果に基づいて、円偏光アンジュレータービームライン(BL-28)用の偏光モニター装置の設計を平成2年度に行ってきた。これはモニター用であるからBL-28後置鏡の直後に据え付け、実験中はビームを素通りさせるが、偏光チェックが必要な時には短時間に光軸合せと測定を自動で行い、かつ偏光解析の結果をリアルタイムで出力するように考慮されている。

## 7. あとがき

1983年Nucl. Instrum. Methods誌に掲載された1編の短い論文が、私の注目を引いた。それは、本文でも触れたJohnsonとSmithによる3回反射型円偏光子の提案であった<sup>19)</sup>。私は直ちに、彼らの計算をチェックするとともに、さらに広いエネルギー域や他のミラー材に対して計算し、彼らの提案のfeasibilityを確信した。彼らは計算だけで、実験的検証を行っていなかったから、私は自らの手でこの円偏光子を実証し、かつそれを利用しようと考えた。当時PFでは、ビームが出て間もないころで、私も基幹チャンネルの設計・建設に忙殺されていたが、チャンネルの建設が軌道に乗ってルーチン化した時には、円偏光利用研究、特にVUV域におけるMCDの実験をやろうと考えていた矢先だったのである。円偏光利用研究は私にとって魅力的に思われた。何よりも、当時は世界でもHeinzmannらほんのひと握りの研

究者しか円偏光利用を本気で試みていなかったからである。

しかし、研究途上私の予想と期待は2重の意味で裏切られた。翌1984年Kim<sup>14)</sup>によって円偏光アンジュレーターの提案が発表されたのをきっかけに、次々と円偏光挿入光源が提案、建設され、“世間”のこの分野に対する見方が一変してしまった。(Ⓢなお、一般には知られていなかったが、Kimと同じ提案がすでに1978年にNikitinのグループ<sup>13)</sup>から発表されていた)。一方本研究は、昭和59年度科研費奨励研究(A)によって細々とスタートしたが、研究費の獲得という面で大きな壁につき当たった。幸い、途中からKEKのR&D予算や重点領域研究予算が得られるようになって仕事が進み始めたが、VUV~SX領域における最初の楕円偏光解析の仕事は、ひとつのエネルギーでとは言え、SRI-88においてGauppとMastに先を越された<sup>10)</sup>。お互い、相手の仕事を知らずに、全く同じ方法を利用していたのである。しかし、本研究の動機となった3回反射型円偏光子は我々の手で最初に実験的検証を行うことができた<sup>19)</sup>。

本稿で述べた楕円偏光解析は最終目標ではなく、あくまでも円偏光利用研究が目的である。実際、4.2節で述べた円偏光を用いて、3d磁性遷移金属・化合物のM<sub>2,3</sub>内殻吸収端におけるMCD実験に最近成功したが<sup>24)</sup>、これについては後日稿を改めて報告したい(日本物理学会誌)。

最後に、本研究は、設楽哲夫(PF)、福谷博仁、由利正忠、神高典明(筑波大)、山口克彦(東理大)の各氏との共同研究として行われたものであることを付記し、諸氏の有益な議論と助言に深く感謝したい。

## 文献

- 1) J.A.R. Samson, *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy*, (John Wiley, New York, 1967)
- 2) E.-E. Koch (ed), *Handbook on Synchrotron Radiation*, Vol. 1 (North-Holland, Amsterdam, 1983).
- 3) U. Heinzmann, J. Phys. B **13**, 4353(1980); Appl. Opt. **19**, 4087 (1980).
- 4) U. Heinzmann, B. Osterheld, and F. Schäfers, Nucl. Instrum. Methods **195**, 395(1982); A. Evers, Ch. Heckenkamp, F. Schäfers, G. Schönhense, and U. Heinzmann, *ibid.* **208**, 303 (1983).
- 5) M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, Oxford, 1974).
- 6) R.M.A. Azzam and N.M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light* (North-Holland, Amsterdam, 1977).
- 7) M. Schledermann and M. Skibowski, Appl. Opt. **10**, 321 (1971).
- 8) T. Koide, T. Shidara, M. Yuri, N. Kandaka, K. Yamaguchi, and H. Fukutani, Nucl. Instrum. Methods (submitted).
- 9) T. Koide, T. Shidara, M. Yuri, N. Kandaka and H. Fukutani, *Abstract, Third Conf. JSSRR* (1990), p.153 (in Japanese).
- 10) A. Gaupp and M. Mast. Rev. Sci. Instrum. **60**, 2213 (1989).
- 11) H. Kimura, T. Inoue, T. Maehara, M. Yamamoto, M. Yanagihara and T. Namioka, *Abstract, 15th Int'l Conf. X-Ray and Inner-Shell Processes* (Knoxville, 1990), P.B08.
- 12) T. Ishikawa, K. Hirano and S. Kikuta, J. Appl. Crystallogr. (submitted).
- 13) M.B. Moiseev, M.M. Nikitin, and N.I. Fedosov, Izv.VUZ Fiz. **3**, 76 (1978) [Sov. Phys. J. **21**, 332 (1978)].
- 14) K.J. Kim, Nucl. Instrum. Methods **219**, 425 (1984); *ibid.* **222**, 11 (1984).
- 15) H. Onuki, Nucl. Instrum. Methods **A246**, 94

- (1986); H. Onuki, N. Saito, and T. Saito, Appl. Phys. Lett. **52**, 173 (1988).
- 16) S. Yamamoto and H. Kitamura, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1613 (1987); S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, M. Ando, N. Sakai, and N. Shiotani, Phys. Rev. Lett. **62**, 2672 (1989).
- 17) J. Goulon, P. Elleaume, and D. Raoux, Nucl. Instrum. Methods **A254**, 192 (1987); J. Pflüger and G. Heintze, *ibid.* **A289**, 300 (1990).
- 18) P.D. Johnson and N.V. Smith, Nucl. Instrum. Methods **214**, 505 (1983).
- 19) T. Koide, T. Shidara, M. Yuri, N. Kandaka, and H. Fukutani, Appl. Phys. Lett. **58**, \*\*\*(1991) (in press).
- 20) W.B. Westerveld, K. Becker, P.W. Zetner, J.J. Corr, and J.W. McConkey, Appl. Opt. **24**, 2256 (1985).
- 21) R.N. Hamm, R.A. MacRae, and E.T. Arakawa, J. Opt. Soc. Am. **55**, 1460 (1965).
- 22) G. Rosenbaum, B. Feuerbacher, R.P. Godwin, and M. Skibowski, Appl. Opt. **7**, 1917 (1968).
- 23) H. - J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, DESY Report, DESY SR-74/7 (1974).
- 24) T. Koide, T. Shidara, H. Fukutani, K. Yamaguchi, A. Fujimori, and S. Kimura, Phys. Rev. Lett. (submitted).

## キーワード

### ストークスパラメーター

G.G. Stokesによって、部分偏光の偏光状態を記述するために導入された量で、本来は4行1列のベクトルで表されるが、スペースの省略上1行4列のベクトル  $S = [S_0, S_1, S_2, S_3]$  の形で表現することも多い。本稿でもこの形式を用いた。  $S_0, S_1, S_2, S_3$  のかわりに  $I, M, C, S$ , または  $I, Q, U, V$  の記号を使うこともある。第1成分は光の全強度、第2成分は水平方向と垂直方向の光強度の差、第3成分は斜め  $45^\circ$  と斜め  $-45^\circ$  方向の光強度の差、第4成分は右回りと左回り円偏光強度の差を表す。完全偏光では4つの成分は独立ではなく、 $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = S_0^2$  の関係がある。

### 偏光度、直線偏光度、円偏光度

完全偏光と無偏光の混じった部分偏光では、完全偏光強度と全強度の比を偏光度と呼ぶ。光の電場ベクトルを実空間の直交する2方向に分解した時、2方向の光強度の差と全強度の比を直線偏光度と呼ぶ。偏光楕円の主軸をこの2方向に取るのがふさわしいが、放射

光利用では近似的に水平、垂直方向とみなすことが多い。電場ベクトルを右回り円偏光と左回り円偏光に分解したとき（この場合の基底ベクトル（ジョーンズベクトル）は2次元複素ベクトル空間で直交する）、右回り円偏光強度と左回り円偏光強度の差を全強度で割ったものを円偏光度と呼ぶ。これらはストークスパラメーターで簡潔に表すことができる。

### 3回反射型偏光子

固体表面での反射において、s偏光（電場ベクトルが光の入射面に垂直）とp偏光（電場ベクトルが光の入射面に平行）の反射率が異なるので、これを利用すると反射型（擬）直線偏光子が得られる。さらに、反射においてs、p偏光の位相のずれも異なるので、移相子としても利用できる。3枚ミラー（4枚でも良い）を用いると入射光と出射光を同一方向にできるので実用上便利である。3枚ミラーの入射角をエネルギーに応じて適当に選ぶと  $\lambda/4$  移相子としても作用する。