

解説

円偏光アンジュレータの開発の現状

小貫 英雄

電子技術総合研究所

A review of insertion devices producing circular or variable polarization

Hideo Onuki

Electrotechnical Laboratory

We review the radiation properties and operating principles of the new types of insertion devices which produce circular polarization, or variable polarization that can be modulated in arbitrary fashion.

1. はじめに

シンクロトロン放射 (SR) の利用は、電子蓄積リングの偏向電磁石部分で発生するSRから、ウィグラーやアンジュレータと呼ばれる電子蛇行装置 (挿入型光源) からのSRに重心が移りつつある。現在建設されている大型放射光施設には、この考え方が強く反映されている。電子蓄積リングの中の偏向電磁石は、円形の電子軌道を作り出すために必要欠くべからざる構成要素であるが、光源利用の観点からすると、放射の特性が固定化されており、お仕着せの感が強い。それに対して、挿入型光源とくにアンジュレータは、利用に合わせて放射の特性を作り出す潜在能力をもつ高輝度光源ととらえられている。このような理由から次世代のSR光源として、アンジュレータは大きな期待が寄せられている。

放射の特性の中でも、偏光特性は重要な性質であるが、偏向電磁石部からのSR (軌道面で観測した場合)、あるいは平面型アンジュレータからのSRは直線偏光であり、偏光状態は限定されている。このような欠点を改善するものとして、円偏光の発生、更には一般的に二つの任意の偏光状態間の切り替えができる新規のアンジュレータがいくつか発明され、偏光発生に関する大きな技術的進展をもたらしている。以下では、円偏光を発生するアンジュレータの開発の現状について解説を試みる。アンジュレータに関する一般的な解説は他の文献にゆずりたい^{1,2)}。

2. 円偏光発生の方法

円偏光を利用する場合、できるだけ完全な円偏光で、右回り円偏光と左回り円偏光を交互に速く

切り替えて用いる場合が多い。これらの要求に対して、従来技術はどのようにこたえて来たのかについて簡単にレビューし、次にアンジュレータの開発をとりあげる。

2.1 従来技術²⁾

2.1.1. 1/4波長板による方法

1/4波長板を通すことにより、直線偏光を円偏光に変換する方法である。1/4波長板には、物質固有の複屈折が一般に利用されるが、結晶の電気光学効果や応力歪等を利用する方法も用いられている。位相シフターとして、反射の光学系が用いられる場合もある。

2.1.2. ゼーマン効果による方法

強い磁場に置かれた原子は、ゼーマン効果により円偏光の発生あるいは吸収をおこすことは良く知られている。光の吸収、放射の際、磁気量子数 M の変化は $\Delta M = 0, \pm 1$ だけが許される。磁場の方向から観測した時、 $\Delta M = \pm 1$ が左又は右円偏光に対応し、磁場の無いときのスペクトル線の両側に現われる (σ 成分)。磁場に垂直な方向から見れば、シフトしない $\Delta M = 0$ に対応する直線偏光スペクトル (π 成分) が観測される。

したがって強い磁界におかれた薄膜に直線偏光 (左右円偏光の合成とみなされる) した単色放射を入射させ、左右二つの円偏光の一方が吸収されれば、他方の円偏光が透過するわけである。Goedkoopらはこの原理を用いて、950~1500eVの光子エネルギー範囲で99%の円偏光度をもつ円偏光フィルター (材料は希土類物質) の可能性を理論計算により示している⁴⁾。得られる波長は離散的で限られているが、簡便で、低コストなので、この手法は実際に役立つものと思われる。

2.2. アンジュレータによる円偏光の発生

本解説の主題である円偏光及び任意の偏光を発生する各種アンジュレータを分類すると、表1のようになる。この表には、すでに製作され、放射の発生に成功したものと、まだアイディアの段階であるが、実用化の可能性の高いと思われるアンジュレータがとりあげられている。この中にはウィグラーとして製作されたり、アンジュレータ・ウィグラー兼用になっている場合もあるが、いずれもK値の大きさによりいずれか一方に変換されるので、とくに区別しなかった。以下では、表1の各々について、その動作原理や放射の特性を中心に紹介する。

Table 1 Insertion devices for circular or variable polarization

Classification	Devices
(1) Devices based on helical orbit	(a) Double helix type (二重螺旋コイル型) (b) Cross retarded type (Onuki) ⁹⁾ (直交遅延磁場型) (c) Modified cross retarded type (Yamamoto, Kitamura) ¹⁷⁾ (変形直交遅延磁場型) (d) Planar-helical type (Elleaume) ¹⁹⁾ (平面型) (e) Tilt pole type (Halbach) ²¹⁾ (磁極傾斜型)
(2) Device based on circular orbit	Asymmetric field type (Goulon, Elleaume, Raoux) ²⁷⁾ (非対称磁場型)
(3) Device based on interference effect	Cross-series type (Moissev, Nikitin, Fedosov) ²⁶⁾ , (Kim) ²⁵⁾ (直交直列型)

2.2.1. 二重螺旋コイル型

二重ラセンコイル (図1参照) の各コイルに逆向きの電流を流すと, 中心軸上で, 磁場の軸方向成分は零となり, 横成分が螺旋状に回転することは良く知られている。このコイルの軸に沿って入射した電子ビームはローレンツ力を受けラセン軌道を描く。その結果干渉効果も加わって, コイルのピッチで定まる特定の周波数に強度が集中した円偏光が高速電子から放射される。その特定波長 λ_n は高調波成分をも考慮すると,

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} (1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2) \quad (1)$$

で表わされる。ここで λ_u は磁場の周期長 (cm), γ は電子の静止質量単位での電子のエネルギー, n は高調波の次数, K は $0.0934 \cdot B_0 \cdot \lambda_u$, B_0 は磁場の最大強度 (kGauss), θ は中心軸に対する観測方向のなす角である。このタイプの放射は, 原理的には軸上で高調波は観測されない。常伝導の二重ラセンコイル型アンジュレータは, ソ連で初めて製作され電子蓄積リング VEPP-2M に

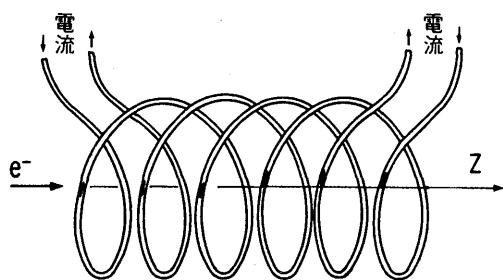


Fig.1 Schematic diagram of double helix undulator.

於いて, 円偏光の発生に成功している⁵⁾。スタンフォード大学では, 自由電子レーザの研究のため超伝導コイルを用いたアンジュレータを製作した⁶⁾。線型加速器からの電子ビームを用いて, 研究が行なわれた。このタイプのアンジュレータはコイルの開口が小さいので, これが入射器から電子蓄積リングに電子ビームを入射するときの障害になる。二重ラセンコイル単独では, 1方向の円偏光しか作れない欠点がある。後者の問題は, 右回りと左回りの二つの二重ラセンコイルを直列に置く方法や⁷⁾, 二重に重ね合わせる方法により⁸⁾, 原理的には解決される。この方法を用いれば, 円偏光を含む任意の偏光の発生が可能である。

2.2.2. 直交遅延磁場型

この方法は筆者によって提案され⁹⁾, 筆者らにより開発が進められて来たものである^{10,11)}。平面型アンジュレータを図2のように直交させ, 重ね合わせると軸上での磁場分布は次の式で表わされる。

$$\mathbf{B} = e_x B_x \sin \frac{2\pi z}{\lambda_u} + e_y B_y \sin \left(\frac{2\pi z}{\lambda_u} - \alpha \right) \quad (2)$$

ここで, e_x, e_y は x, y 方向の単位ベクトル, z はアンジュレータ軸である, 特に $B_x = B_y$, $\alpha = \frac{\pi}{2} (3\pi/2)$ の時, 軸上では完全な右回り (左回り) の螺旋磁場になる。 $\alpha = 0, \pi$ では \sin 磁場なので, 単一の平面型アンジュレータと同等になる。その結果, 位相 α を変える事により右回り, 左回りの円偏光が, そしてお互いに直交している二

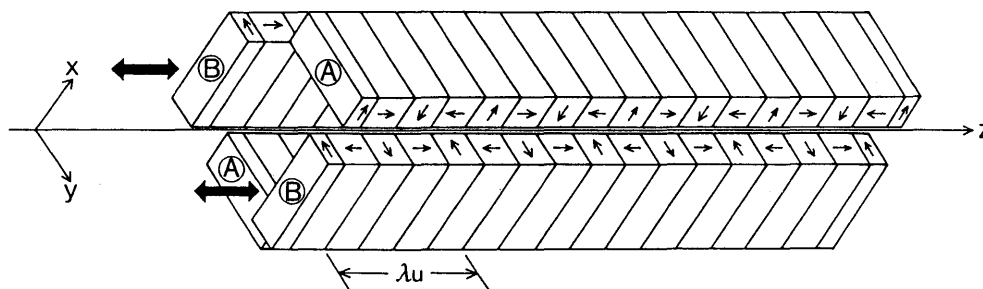
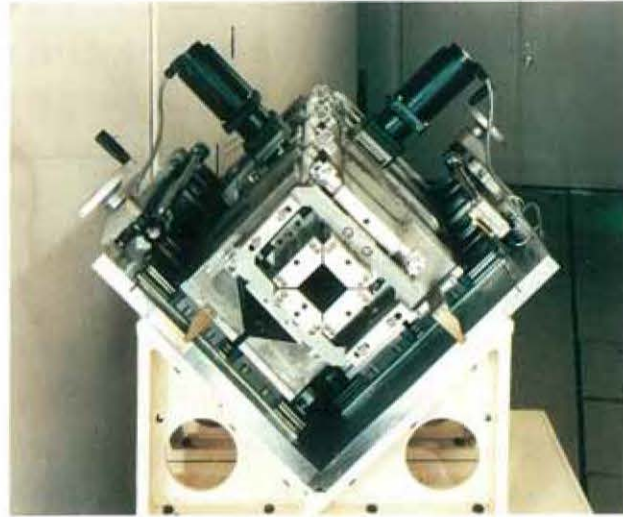


Fig.2 Schematic diagram of the cross-retarded type undulator⁹⁾.

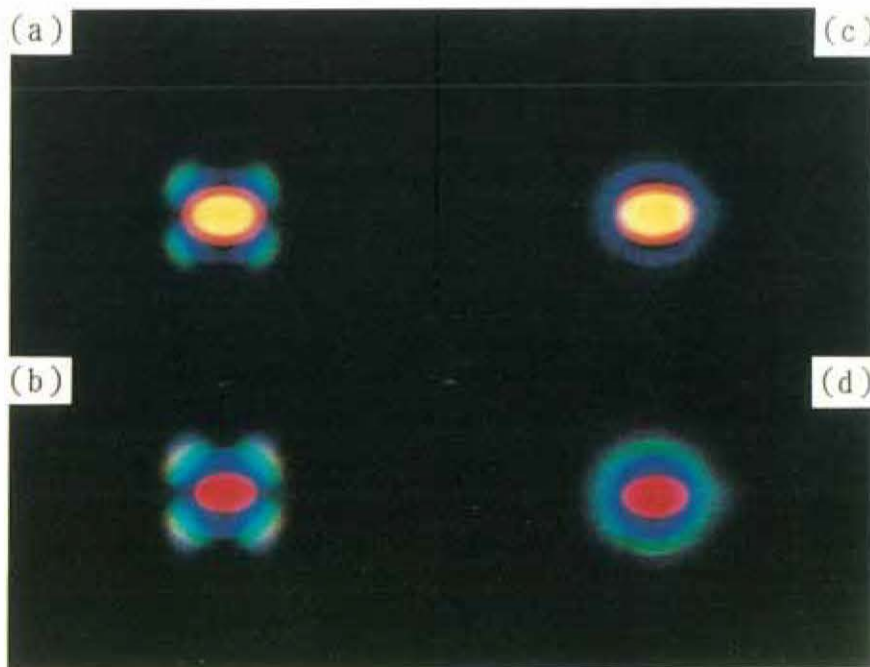
つの直線偏光が得られる。これらの中間領域では当然楕円偏光となる。

偏光が任意の状態に切り替えられるこの直交遅延磁場型（直交重ね合わせ型）偏光アンジュレータは、プロトタイプが製作され、電子技術総合研究所の電子蓄積リング TERAS の直線部に組込ま

れ、1987年4月各種の偏光の発生に世界で初めて成功した^{10, 11)}。図3 (b)の写真は、同型の1.3mのアンジュレータ [図3 (a)] をNIJI-2号に組込んで得られた放射のパターンである。現在TERAS, NIJI-2号に組込まれたアンジュレータは、いずれも3~5Hzの切り替え周期で左右円偏光が得られている。



(A)



(B)

Fig.3 (A) Front view of the cross-retarded type undulator installed in the electron storage ring NIJI-2
 (B) Radiation patterns emitted from the above undulator ($\lambda_0 = 8.6\text{cm}$) with electron energy 193 MeV. (a) and (b) show linearly polarized radiations, and (c) and (d) show circularly polarized radiations. The K value of (a) and (c) is 0.94, and that of (b) and (d) is 1.04.

Table 2 Parameters of the polarizing undulator for the TERAS

Overall length	380 mm
Block size of magnet	20 × 20 × 57 mm ³
Magnet periods (λ _u)	80 mm
Number of periods	4
Magnet material	NEOMAX-35H (Nd-Fe-B alloy)
Undulator gap	57 - 97 mm
Peak magnetic fields	
HE configuration	1.5 - 0.28 kG
PF configuration	2.1 - 0.40 kG
K parameters	
HF configuration	1.08 - 0.21
PF configuration	1.53 - 0.30

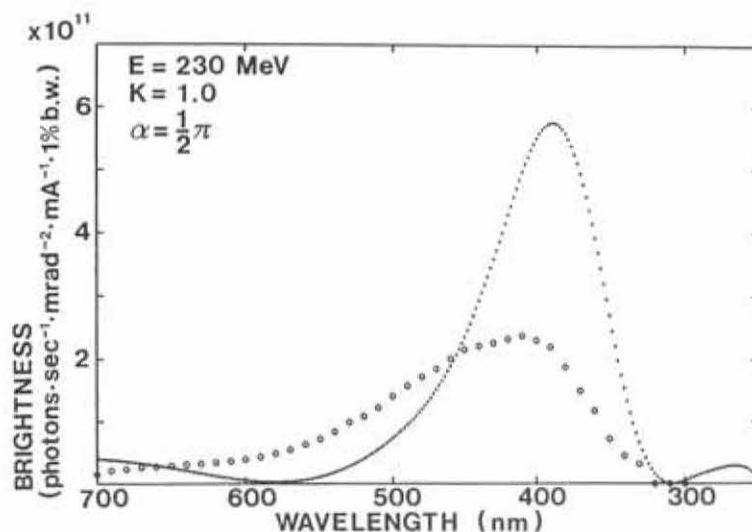


Fig.4 Spectrum of the first harmonic from the cross-retarded type undulator having the specifications of Table 2 with $E=230\text{MeV}$, $K=1.0$ and $\alpha = \pi/2$ ¹²⁾. The dotted curve is the spectrum calculated for a zero-emittance electron beam.

現在、数箇所の放射光施設で新しい方式による円偏光放射源の開発が行なわれているが、偏光特性の評価が充分になされているとは思われない。筆者らのところで、可視・紫外領域ではあるが、放射の特性評価を進めているので^{12, 13)}、その一端を紹介する。直交遅延磁場型アンジュレータのプロトタイプは電子蓄積リング TERAS に設置されているが、その主なパラメータを表 2 に示す。このアンジュレータからの放射のブライトネスが図

4 に示されている。縦軸のスケールは、電総研の分光放射照度標準ランプとの比較により決められた。実測のスペクトルは、計算値（ビームエミッタンスの効果を入れていない）より小さく、ピーク波長が長波長にシフトし、スペクトル巾が広いが、この原因は明らかにビームエミッタンスの影響である。スペクトルは、観測方向によって変化する。その様子が図 5 に示されている。 θ は観測方向と中心軸とのなす角であるが、図 5 の場合は

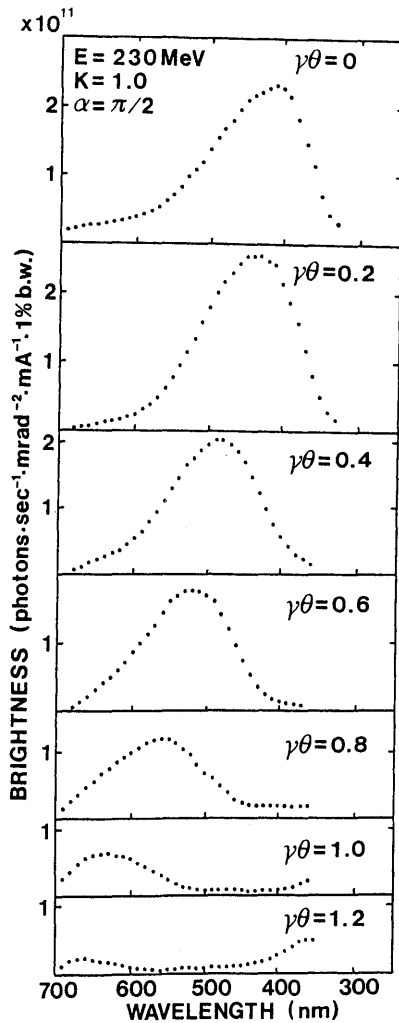


Fig.5 Angular dependence of the undulator radiation peak for the first harmonic¹²⁾.

θ は水平面内にある。 $\gamma\theta = 0$ で、基本波が 390nm であったものが、 $\gamma\theta$ の増加に伴って長波長側へとシフトしている。このピーク波長の $\gamma\theta$ 依存性は計算結果と良く一致している¹²⁾。さて、偏光の特性を水平方向(X)、鉛直方向(Y)に θ をふったときの結果が図6である。図中の各楕円は、放射の電気ベクトルの端の点が空間にえがく軌跡の X-Y 面への投影図である。図6 (a)は $\alpha = \pi/2$ の右回り円偏光配置、図6 (b)は $\alpha = \pi$ の垂直偏光配置、図6 (c)は $\alpha = 3\pi/2$ の左回り円偏光配置の結果である。円偏光配置での放射の偏光特性は、アンジュレータ軸に対して点対称になっていなければならないが、実際にはビームエミッタの影響をうけており、水平方向の分布は垂直方

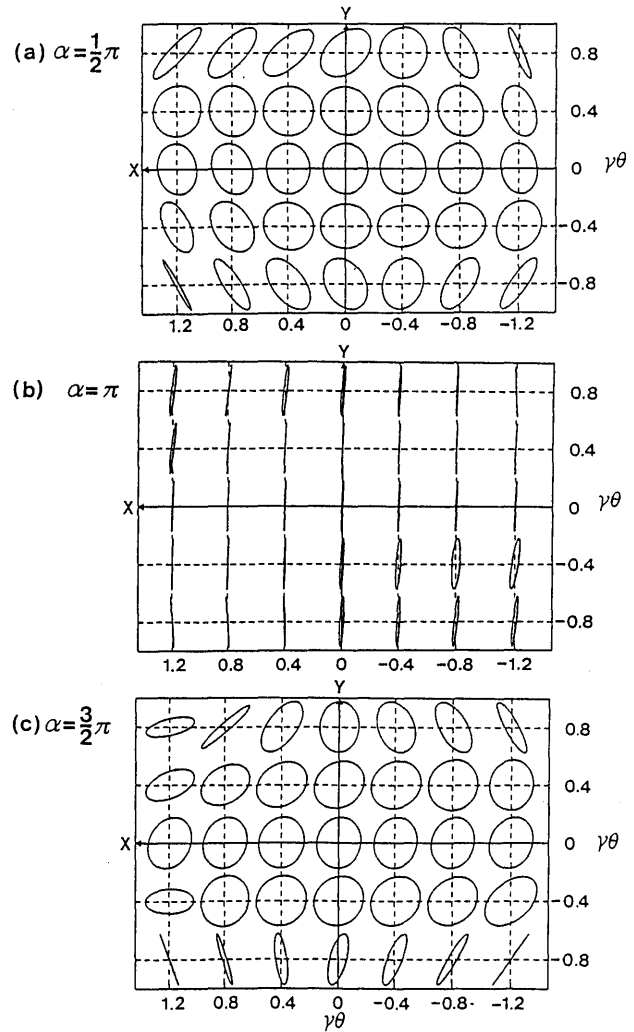


Fig.6 $\gamma\theta$ dependence of the polarization ellipse of 400 nm radiation, keeping $E=230\text{MeV}$ and $K=1.0$ ¹³⁾.

向の分布よりも広がっている。図(b)から分かるように、垂直方向の直線偏光は $\gamma\theta$ にかかわりなく、ほとんど直線偏光になっている。この結果は理論と良く合っている¹⁴⁾。

偏光アンジュレータの放射に就いての我々の評価は、可視、紫外域に限られまだまだ不十分である。真空紫外域のポラリメータの開発も手掛けているが¹⁵⁾、真空紫外線・X線領域での偏光度測定、放射強度等を正確に計測することが、偏光アンジュレータを有効に利用する上で重要である。

2.2.3. 変形直交遅延磁場型

式(2)に於いて $B_x = B_y$ の場合を前節に述べたが、 $B_x \neq B_y$ のとき電子は仮想的な楕円柱の上をラセン

を描きながら走るわけで、放射の偏りは一般に楕円偏光をしている。電子軌道を歪ませれば歪ませる程、強度の大きい高次高調波を中心軸上で観測できる^{16, 17}。高調波の円偏光度と放射の強度についてのくわしい計算は山本・北村によってなされている¹⁷。その結果を図7に示す。特徴的なことは、 K 値が $K_x = 1$ (且つ $K_y = 2$) の程度のおときは、高次の高調波の方がわずかであるが円偏光性が良くなる。たとえば7次の高調波を基本波と比較すると、放射強度は1桁程度弱い、偏光度は逆に7%程度高いことが分かる。

$B_x \neq B_y$ の条件を実際に作り出すのは、図2で x 方向か y 方向のいずれか一方の磁石列の組のギャップをせばめるか、あるいは離すことにより達成され、高調波楕円偏光の発生が行なえるわけである。装置の構造は原理的には直交遅延磁場型とほとんどかわらない。しかし、極端に1組の磁石列のギャップをせばめるには、あらかじめ可能なように設計する必要がある。現在、高エネルギー物理学研究所放射光実験施設では、PFリング、AR

リングに挿入して高調波楕円偏光の発生を強調している¹⁸。図2に於いて磁石列④の組のギャップをせばめ、磁石列①の間に深く入れると、磁石列①と④の重ね合わせが大きくなり、磁石相互の引力、反発が増大し、その結果偏光の切り替えがむずかしい。切り替えを早めるには、メカ部分で技術的対策が必要になるだろう。

2.2.4. 平面 (磁石列) 型

このタイプのアンジュレータはElleumeによって提案された¹⁹。現在グルノーブルに建設中のESRF(European Synchrotron Radiation Facility)に導入することが予定されている。式(1)の磁場を作り出すために直交遅延磁場型は4つの磁石列を用いた。Elleumeは、水平方向の空間が大きくなるようにするために、従来の平面型アンジュレータのスタイルでラセン磁場を作ることを考えた。図8に示すように上段の磁石列が水平方向の周期的な磁場を作り、下段の磁石列で鉛直方向の周期的な磁場を作るようにした。磁石列内の永久

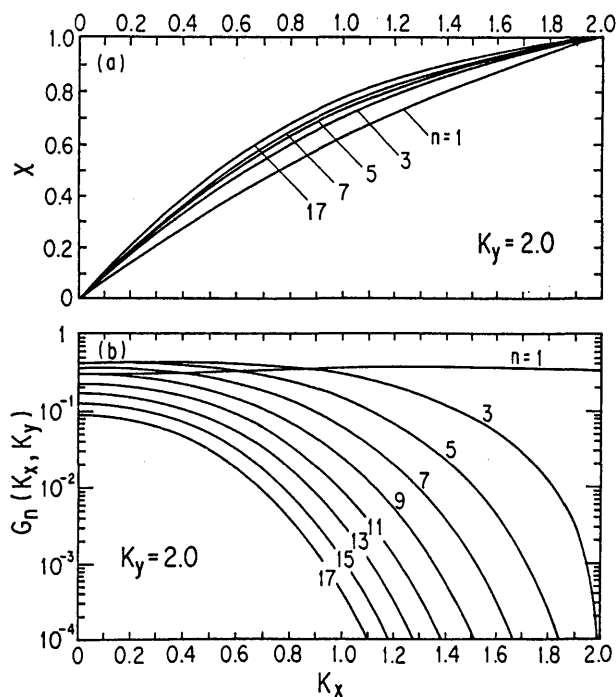


Fig.7 Dependence of the axes ratio of the polarization ellipse, χ and the spectral function $G_n(K_x, K_y)$, on the value of K_x (K_y fixed at 2.0)¹⁷.

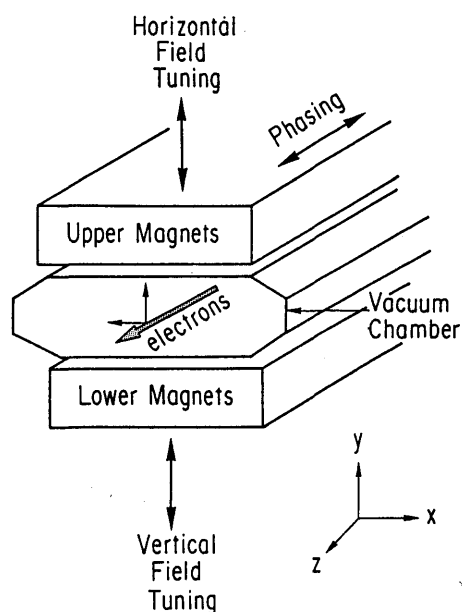


Fig.8 Schematic view of the planar-helical undulator. The vertical undulator field is entirely due to the lower magnets and likewise the horizontal field comes from the upper magnets¹⁹.

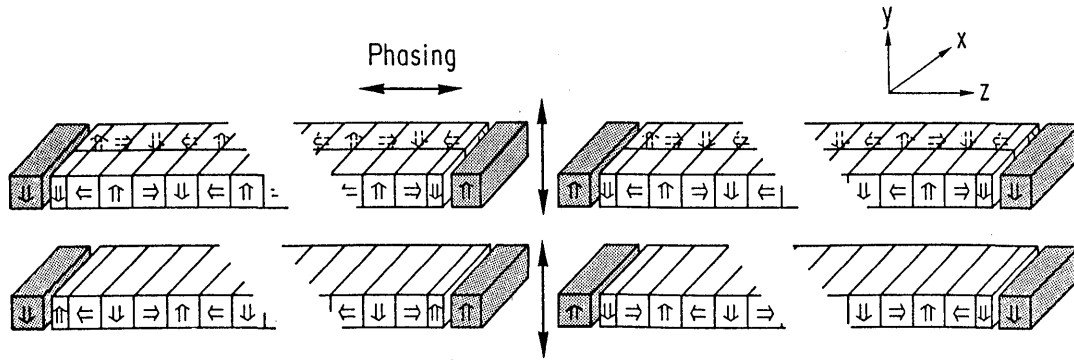


Fig.9 Design of the undulator Helios²⁰⁾.

磁石の配列は図9に示されている。偏光の切り替えは直交遅延磁場型と同じく、上段が下段の磁石列を電子ビームと同じ方向に移動させることにより、位相をかえ任意の偏光が得られる。このアンジュレータは、水平、垂直の各々の磁場分布の空間対称性が良くない。磁石列に加わる外力を軽減させるために、同型で磁場の正負だけが違う二つのアンジュレータを図9のように直列に置き、且つ図中の斜線をほどこした磁石を各磁石列の両端にとりつけた²⁰⁾。二つのアンジュレータは直交する二つの偏光を作り出す。斜線の磁石によって、電子ビームの進む方向は上流と下流のアンジュレータで少しずれる。その結果、右回りと左回りの二つの円偏光放射が空間的に分離して同時に得られる。電子軌道をラセンから歪ませれば、高次の高調波楕円偏光が得られることは前節の場合と同じである。分離した二つの円偏光は、二つのミラーにより独立に結像させ、利用するものと予想される。

2.2.5. 傾斜磁極型

この方法はHalbachにより提案されたものである²¹⁾。しかし、現在まで製作された実績はないようである。Elleaume型と同様に、平面型スタイルでラセン磁場を作る方式であるが、磁石列内の各永久磁石の配列がElleaumeとことなる。その配列は図10の通りである。図10(a)は鉛直面の断面図を示している。鉛直方向の周期的な磁場が、上段・

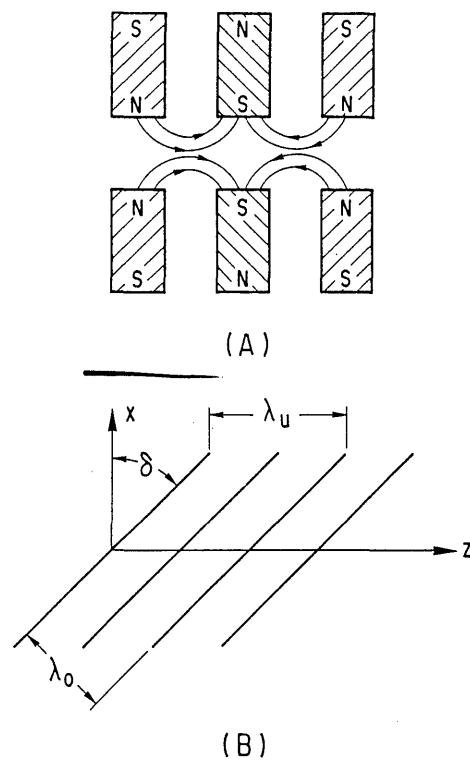


Fig.10 (A) Magnetic field symmetry of the tilt pole undulator proposed by Halbach²¹⁾. (B) Schematic view of the undulator with the z axis representing the average direction of the beam, and the periodic pattern of lines showing schematically the "pole"²¹⁾.

下段の磁極近傍にそれぞれ出来ている。z軸に直交し且つ水平方向の周期的な磁場を作り出すために、図10(b)のようにアンジュレータをx-z面内で回転させる。すなわち、電子ビームは各磁極に対しこし斜めに入射することにより、水平成分を作り出すのである。この方式では、左右円偏光

の切り替えはアンジュレータ全体を上下に動かすか、あるいは逆に電子ビームをz軸の上側か下側を交互に通すことにより可能になる。磁石の傾き δ を変えれば、アンジュレータ放射の波長を連続的に変えることもできる。y = 0の位置の電子ビームによる放射は直線偏光が期待できる。Elleaumeの平面型アンジュレータと同様、電子ビームは低エミッタンスであることが必要である。

2.2.6. 非対称磁場型

この方法はGoulon, Elleaume, Raouxによって提案された²²⁾。現在プロトタイプが製作されSuper-ACOに設置・試験中である²³⁾。通常の平面型アンジュレータからの放射が直線偏光であるのは、隣り合う正負の磁極で発生する右回りと左回りの円偏光成分が打消し合う結果である。この対称性を破ることにより一方の円偏光成分を強めることができる。一方の磁極の磁場の強さ、半周期の長さを変えることにより非対称磁場を作る。図11は非対称磁場分布の例である。得られる電子軌道は、半円の軌道を連ねたものとなる。偏光特性について、Barthèsらはシミュレーションを行っている²³⁾。一例として、周期長26.3cm, 周期数12, $B_1 = 1.05\text{T}$, $B_2 = 0.456\text{T}$, $B_3 = 0.165\text{T}$, ギャップ3.44cmの場合の、1 keVの光子に対する偏光特性の結果は図12の通りである。横軸は光源から14mはなれた地点での鉛直方向の位置で、スリットは1mmを仮定している。縦軸は、0.1%バンド巾、水平方向1mrad.当り、1秒当りでの光子

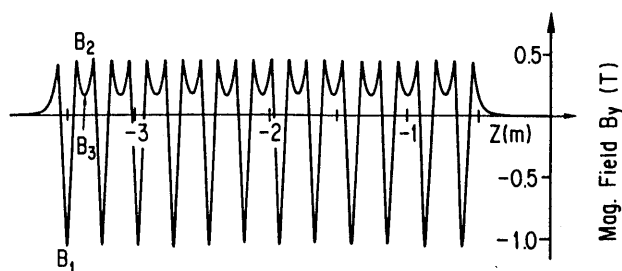


Fig.11 Magnetic field distribution of the asymmetric undulator²²⁾.

数で 10^{12} photons単位である。 $K \gg 1$ なので干渉効果はほとんどなくウィグラー装置となっている。このシミュレーション結果によると、軌道面から上下に4~5mmはなれた位置で70%の円偏光度が予想されている。軌道面の位置で水平偏光、軌道面の上下では回転方向が逆向きの楕円偏光となっている。現在、このウィグラーを電子蓄積リングSuper-ACOに設置したことによる電子軌道への影響を除くため、補正コイルをリング各所に挿入している。Super-ACOでのこのウィグラーの性能評価が間もなく出るものと思われる。

2.2.7. 直交直列型

この方法はMoissev, Nikitin, Fedosov²⁴⁾とKim²⁵⁾により独立に提案された。従来の平面型アンジュレータを図13のように直列且つ直交させても任意の偏光が得られる(但し、分光器等を通すことにより可能)。直交遅延磁場型とは異なり、二

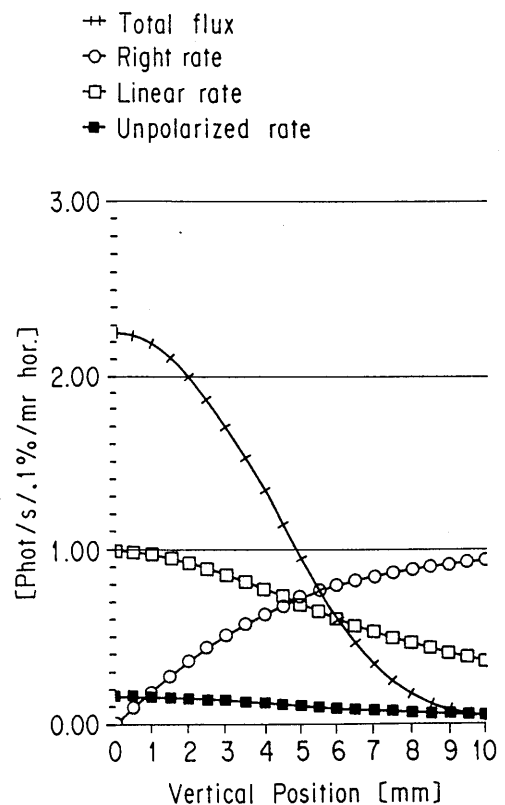
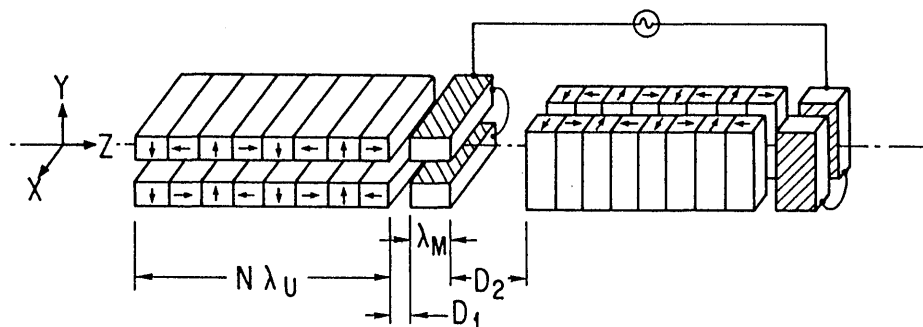


Fig.12 Polarization rates and photon flux for 1KeV photons²³⁾.

Fig.13 Schematic diagram of the cross-series undulator²⁶⁾.

つのアンジュレータはz軸上で分離・独立している。前段のアンジュレータでは、電子はx軸方向に蛇行し、x方向に偏光した直線偏光を発生する。他方、後者のアンジュレータからはy方向に偏光した放射を発生する。分光器を通して観測すると、二つの波は重ね合わされ、放射は一般に楕円偏光したのになっている。その偏光性は二つの放射の位相差により決まる。この位相の調整はアンジュレータ間の電子走行距離を変えることによって可能になる。

一番目のアンジュレータ光の電場の振幅を E とすると、2番目のアンジュレータの電場の振幅は位相の因子を除いて同じである。合成した電場ベクトル E_T は次式で与えられる²⁶⁾。

$$E_T = E (e_x + e^{i\alpha} e_y) \quad (3)$$

ここで、 e_x (e_y) は x (y) 方向の単位ベクトルである。位相 α は

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{L_c}{\beta} - L \right) \quad (4)$$

となる。ここで λ はアンジュレータ放射の波長、 β は電子の速度と光速の比、 L_c は一番目のアンジュレータの先端から2番目のアンジュレータの先端の間の電子軌道の長さ、 L は一番目のアンジュレータの先端から二番目のアンジュレータの先端までの距離である。

位相 α が偏光特性を決定する。 $\alpha = 0$ の時 x 軸に

45° 傾いた直線偏光、 $\alpha = \pi/2$ では円偏光になる。位相を変える手段として、二つのアンジュレータの間隔をメカニカルに変化させるか、一方のアンジュレータを z 軸のまわりで回転させる方法がある²⁴⁾。偏光の切り替え周期をはやめる方法として、二つのアンジュレータの間に電子ビームを迂回させる電子ビーム分散装置、たとえば三極ウィグラーのようなモジュレータを組込むことにより位相の調整を行う²⁵⁾。いずれにしても、二つのアンジュレータから放出される各々の直線偏光放射の間には時間的な重ね合わせがないので、分光器等の光学装置を介在させなければならない。

この直交直列型アンジュレータは現在ドイツ BESSY 研究所で開発が進められている。SRI-91 国際会議のあと、筆者が BESSY を見学をした折り、前日得られた偏光測定実験の最初のデータを見せて戴いたが、偏光度が波長により大きく変化する結果を示していた。まだモジュレータは組込まれていなかったが、実用化までには解決しなければならない多くの問題があるように見うけられた。

3. おわりに

主だった偏光アンジュレータをとり上げ紹介した。ここに紹介しなかった装置もあるが、原理的に重要なものは網羅したつもりである。筆者らによる左右円偏光放射の発生成功以後、高エネルギー研・放射光実験施設、LURE (仏)、BESSY (独) と偏光アンジュレータの開発が進んでいる。我々は新しい放射光光源を手に入れつつあるわけ

である。この放射光の有効利用のためには、偏光特性の評価技術、アンジュレータによる電子ビームへの影響評価及び調整技術等の開発が必要となっている。

文献

- 1) S. Krinsky, M.L. Perlman, and R.E. Watson: E.E Koch, ed. *Handbook on Synchrotron Radiation* Vol.1a (North-Holland, 1983) 第2章
- 2) 小貫英雄: 分光研究, **39**, 217(1990).
- 3) 円偏光の生成に関する従来技術の論文集として次の文献がある。SPIE Milestone Series Vol. MS23 B.J. Thomson, ed. *Selected Papers on Polarization* (1990).
- 4) J.B. Goedkoop, J.C. Fuggle, B.T. Thole, G. Van Derloan, and G.A. Sawatzky: *Nucl. Instr. and Methods*. **A273**, 429 (1988).
- 5) G.Ya. Keserashvili, *et al.*: *Proc. of the National Conf. on Utilization of Synchrotron Radiation*, SR-82, Novosibirsk, 109 (1982).
- 6) L.R. Elias and J.M. Madey: *Rev. Sci. Instr.* **50**, 1335(1979).
- 7) 小貫英雄: 左右円偏光発生装置, 特願第27979号(昭和58年2月).
- 8) D.F. Alferov, Yu.A. Bashmakov and E.G. Bessonov: *Sov. Phys. Tech. Phys.* **21**, 1408(1976).
- 9) H. Onuki: *Nucl. Instr. and Methods*, **A246**, 94 (1986).
- 10) H. Onuki, N. Saito, and T. Saito: *Appl. Phys. Lett.* **52**, 173 (1988).
- 11) H. Onuki, N. Saito, T. Saito, and M. Habu: *Rev. Sci. Instr.* **60**, 1838 (1989).
- 12) 八木一寿, 小貫英雄, 杉山卓, 山崎鉄夫: 分光研究 **40**, 281 (1991).
- 13) K. Yagi, H. Onuki, S. Sugiyama, and T. Yamazaki: *Rev. Sci. Instr.* **63**, 396 (1992).
- 14) H. Kitamura: *Jpn. J. Appl. Phys.* **9**, L185(1980).
- 15) T. Saito, A. Ejiri and H. Onuki: *Appl. Opt.* **29**, 4538 (1990).
- 16) E.G. Bessonov and E.G. Gaskevich: *Sov. Phys. Levedev-Inst. Report No. 7*, p. 108 (Allerton Press Inc. 1985).
- 17) S. Yamamoto and H. Kitamura: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, L1613 (1987).
- 18) S. Yamamoto, H. Kitamura, M. Ando, S. Nakai, and N. Shiotani: *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2672 (1989).
- 19) P. Elleaume: *Nucl. Instr. and Meth.* **A291**, 371(1990).
- 20) P. Elleaume and J. Chavanne: *Nucl. Instr. and Meth.* **A304**, 719 (1991).
- 21) K. Halbach: *Proc. SPIE Int. Conf. on Insertion Devices for Synchrotron Radiation Sources* **582**, 68 (1985)
- 22) J. Goulon, P. Elleaume and D. Raoux: *Nucl. Instr. and Meth.* **A254**, 192 (1987).
- 23) M. Barthés, A. Daël, P. Elleaume, C. Evesque, J. Goulon, G. Krill, C. Laffon, L. Leclerc, J. Michaut, and D. Raoux: *Proc. of MT-10 Conf. in Leningrad* (1991) (to be published).
- 24) M. Moissev, M. Nikitin and N. Fedosov: *Sov. Phys. J.* **21**, 332 (1978).
- 25) K.J. Kim: *Nucl. Instr. and Meth.* **A219**, 425 (1984).
- 26) K.J. Kim: *Proc. SPIE Conf. on Advanced X-ray / EUV Radiation Sources and Application* (San Diego, 1990), Vol. 1345, 116 (1990).

きいわーど

アンジュレータ

高速の電子を蛇行させ、とくに輝度を向上させる光源装置。アンジュレータの研究は、Ginzburg (1947) と Motz (1951) の理論の論文に始まる。アンジュレータの呼び名は、すでに Motz のこの時の論文にあらわれている。電子を蛇行させる外場として、一般に永久磁石が作る周期的磁場が用いられる。この磁石列を電子蓄積リングの直線部に挿入して光を発生させる場合が多いので、挿入型光源とも呼ぶ。

アンジュレータからの放射は、電子蓄積リングの偏向電磁石部分で電子が発生する従来のシンクロトン放射とは、特性が大きく異なっている。蛇行ごとに放出する

放射は、干渉効果により、電子のエネルギー、磁場の周期長及び強度等で決まった特定の波長に集中した準単色光となる。蛇行の回数を n とすると、スペクトルの単色性はピーク波長の $1/n$ 程度になり、ピークの放射強度は1回の蛇行で発生する放射強度の n^2 倍になる。したがって、アンジュレータは高輝度で、波長可変の準単色光源と云える。また、電子を螺旋運動させると円偏光放射を作り出す事ができる。最近では、偏光可変のアンジュレータが考案され、実用化が進んでいる。放射の輝度は、電子ビームの質に大きく依存するので、ビームの断面積と発散の小さい電子蓄積リングの建設が現在各国で進められている。