

若手奨励賞受賞

解説

8の字アンジュレータ

田中 隆次

高輝度光科学研究センター*

Figure-8 Undulator

Takashi TANAKA

Japan Synchrotron Radiation Research Institute

Insertion devices (IDs), such as wigglers and undulators, are very important instruments for the third-generation synchrotron radiation (SR) facilities. In particular, use of undulators is indispensable because they not only intensify the brilliance but avoid the unreasonable heat load brought by photons in the unwanted spectral part. In the case of the planar undulator, however, the intensity of the unwanted higher harmonics cannot be ignored when the magnetic field is strong. The figure-8 undulator is an ID proposed to improve the disadvantage of the planar undulator described above. In this report, the principle of the figure-8 undulator is described and some characteristics of radiation are outlined.

1. はじめに

現在西播磨で建設が進んでいる大型放射光施設 SPring-8 では、真空紫外光から硬 X 線までの幅広いエネルギー範囲の光を用いた実験が計画されている。これらの実験の光源としては、偏向磁石及びアンジュレータやウィグラーなどの挿入光源が用いられるが、偏向磁石やウィグラーの場合、得られる光は基本的に白色光であり、白色光が要求される一部の実験を除いては理想的な光源であるとはいえない。一方アンジュレータの場合、単色光が得られるため、高輝度であると同時に、理不尽な熱負荷 (unreasonable heat load) が小さいという利点があり、理想的な光源であるといえる¹⁾。ここで、理不尽な熱負荷というのは、実

際に実験に用いる以外のエネルギー領域での光による熱負荷という意味であり、SPring-8 のように高エネルギーの電子を用いる放射光施設では重大な問題となってくる。

アンジュレータには大別して2種類あり、1つは電子軌道が平面上にある平面アンジュレータ (planar undulator)、他方は電子軌道が螺旋を描くヘリカルアンジュレータ (helical undulator) である。それぞれ、得られる光が直線偏光、円偏光をもつという違いがある。これらのアンジュレータからは、その周期長、磁場強度、及び電子エネルギーにより決定される基本エネルギーで単色化された光 (基本波) が得られるが、平面アンジュレータの場合は、基本波のほかに基本エネルギ

* 高輝度光科学研究センター 〒678-12 兵庫県赤穂郡上郡町 SPring-8 利用系
TEL 07915-8-0835 FAX 07915-8-0830 e-mail ztanaka@spring8.or.jp

一の奇数倍のエネルギーを持つ高調波も観測される。このような高調波の強度は、アンジュレータ内部の磁場が強くなればなるほど大きくなり、基本波を実験に用いるユーザにとっては、無用の熱負荷が増大することになる。すなわち、アンジュレータといえども、磁場強度が大きくなると理不尽な熱負荷の問題が発生する。一方、ヘリカルアンジュレータの場合は、磁場強度がどれだけ大きくなってもこのような高調波は軸上では観測されないため、基本波のみを用いるユーザにとっては、完全に理想的な光源であるといえる。しかしながら、得られる光は円偏光であり、直線偏光を望むユーザの期待には応えられない。

8の字アンジュレータは、このような、軸上における熱負荷が小さいというヘリカルアンジュレータの長所を保ちつつ、直線偏光の放射光を得るために考案されたアンジュレータである⁴⁾。本稿ではその原理、特徴などについて解説する。

2. 原理

8の字アンジュレータの原理は簡単である。垂直及び水平面に偏光している2つの光を、位相を90°ずらして重ねあわせれば円偏光になる(図1)ことはよく知られている。これとは逆に、左右円偏光の2つの光を重ねあわせれば直線偏光の光が得られる(図2)ことは容易に理解できる。従って、左右円偏光が得られるような2つのヘリカルアンジュレータの軌道を重ねあわせれば、軸上での熱負荷を小さく保ちつつ、直線偏光が得られるようなアンジュレータになると考えることができる。

ヘリカル軌道の組み合わせかたとして、2通り考えることができる。1つは図3のように、左右の螺旋軌道をタンデムにならべる方法、他方は図4のように平行にならべる方法である。図3のタンデム型の概念に類似した装置として、クロスアンジュレータをあげることができる³⁾。これは図5に示すように、垂直、水平の2つの直線偏光アンジュレータをタンデムに並べ、間に置い

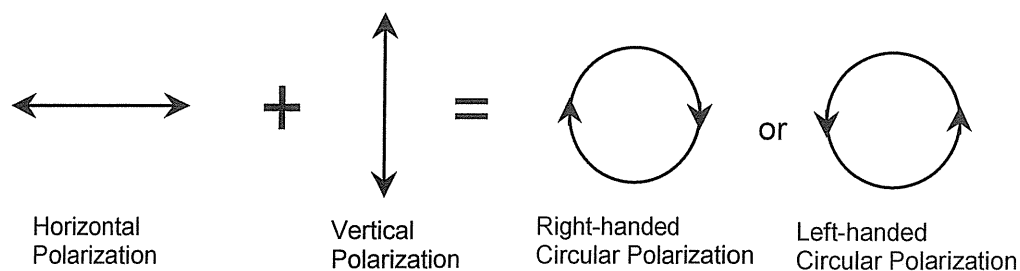


Figure 1. Illustration of polarization of photons. A circularly polarized photon is regarded as the superposition of two photons with horizontal and vertical polarizations.

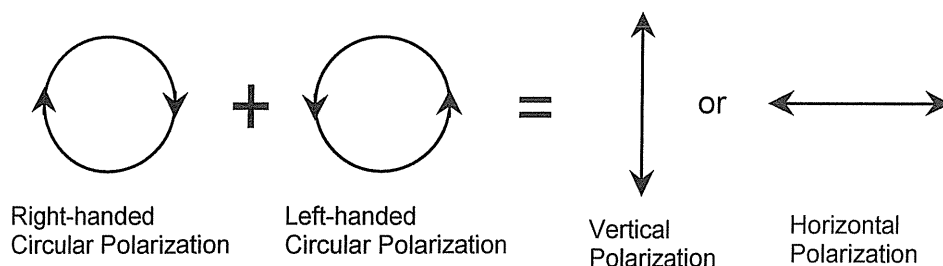


Figure 2. Illustration of polarization of photons. A linearly polarized photon is regarded as the superposition of two photons with right- and left-handed circular polarizations.

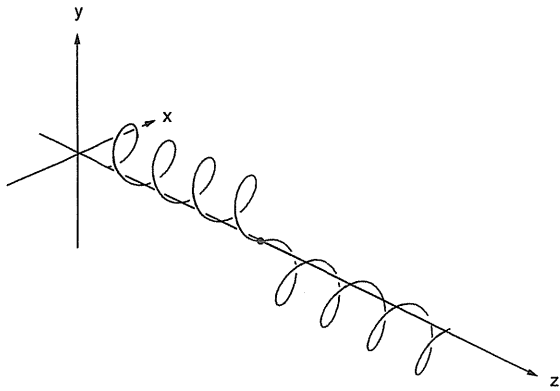


Figure 3. An example of combination of two helical trajectories. Right- and left-handed helices are placed tandem.

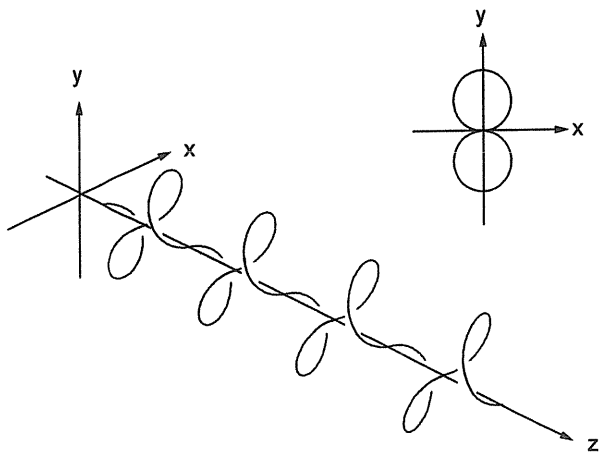


Figure 4. Another type of combination of two helical trajectories. Right- and left-handed helices are placed parallel.

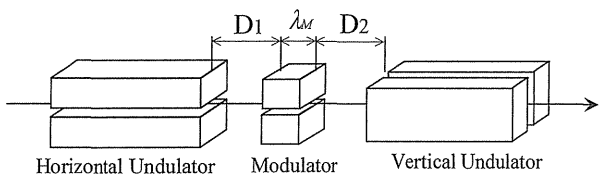


Figure 5. Schematic illustration of the crossed undulator.

たモジュレータで電子の軌道を調整することにより各アンジュレータから得られる光の位相差を調節し、左右の円偏光を得るというものである。このクロスアンジュレータの最大の欠点は、得られる偏光度が低いことである。電子ビームが完全に

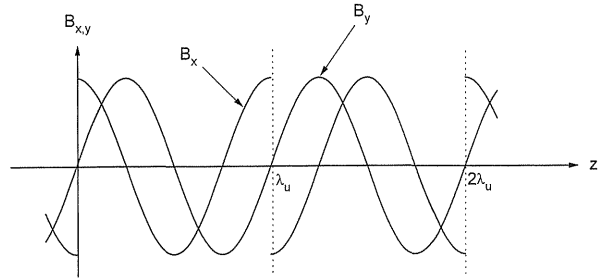


Figure 6. Magnetic fields to realize the trajectory shown in Fig. 4. Discontinuous points exist, meaning that the magnetic field is impossible.

平行な場合、各アンジュレータから得られる光の位相差は電子ビームを形成する各電子について同じ値をとるが、ビームの発散角が有限である場合、位相差はビーム内の各電子について異なった値をとり、このことが偏光度の低下を引き起こす。これと全く同じことが図3のタンデム型の場合についてもあてはまるため、この方法は適切な方法であるとはいえない。

一方、図4の平行型の場合は必要とされる磁場分布が図6のように不連続なものになる必要がある。これは明らかに Maxwell 方程式を満たさないので、不可能な磁場分布である。従って何らかの近似をする必要がある。

図7に平行型を近似した軌道を示す。x-y平面に投影すると、ちょうど数字の8に類似した軌道となる。これが8の字アンジュレータと命名した由来である。図7のような軌道を作り出すための磁場分布は図8ようになる。これは通常のヘリカルアンジュレータの磁場をわずかに修正すること、具体的にはx方向の磁場の周期長をy方向の磁場のその2倍にすることにより得られ、例えば図9に示すような磁石配列により実現される。中央の2つの磁石列（以下、水平アンジュレータ）により垂直磁場を発生し、両端の4つの磁石列（垂直アンジュレータ）により水平磁場を発生する。

図8の磁場分布は、

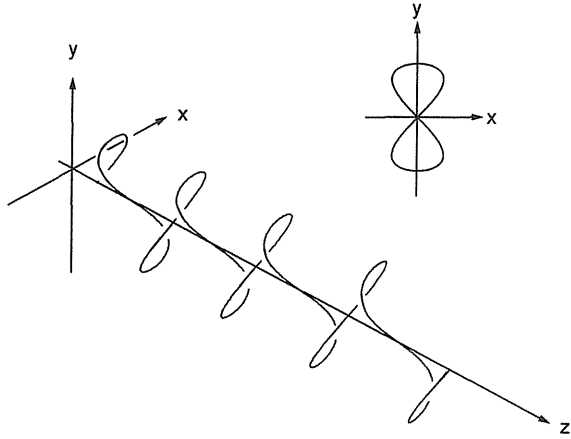


Figure 7. Trajectory in the figure-8 undulator. It is similar to that shown in Fig. 4 but the magnetic fields can be realized easily as shown in Fig. 8.

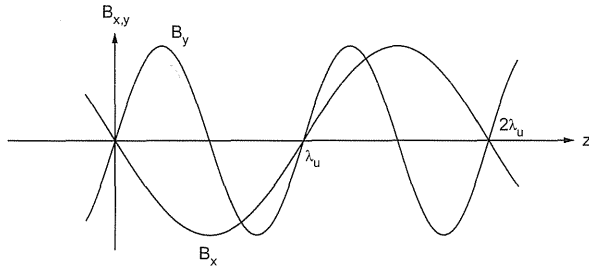


Figure 8. Magnetic fields to realize the trajectory shown in Fig. 7. The period length of the horizontal field is twice as that of the vertical.

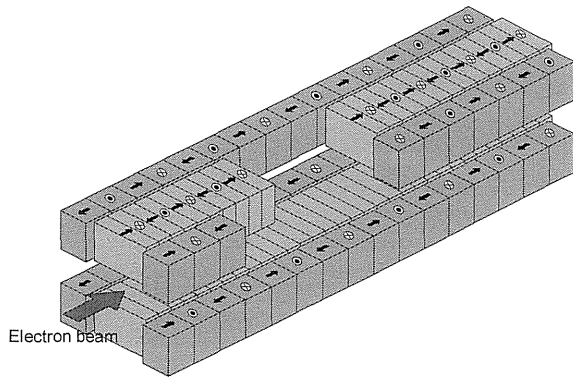


Figure 9. Schematic illustration of the figure-8 undulator.

$$B_x = -B_{x0} \sin\left(\frac{\pi}{\lambda_u} z\right), \quad (1)$$

$$B_y = B_{y0} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z\right), \quad (2)$$

と表すことができる。 λ_u は水平アンジュレータの周期長, B_{x0}, B_{y0} はそれぞれ垂直, 水平アンジュレータのピーク磁場である。これらの磁場中の電子の運動は, 位置 $\mathbf{r}(t)$, 相対速度 (電子速度/光速) $\boldsymbol{\beta}(t)$ を用いて,

$$\mathbf{r}(t) = c\boldsymbol{\beta} \left(\frac{K_y}{\omega_0\gamma} \sin \omega_0 t, \frac{2K_x}{\omega_0\gamma} \sin \frac{\omega_0 t}{2}, \left[\left(1 - \frac{K_x^2 + K_y^2}{4\gamma^2} \right) t - \frac{K_x^2}{4\omega_0\gamma^2} \sin \omega_0 t - \frac{K_y^2}{8\omega_0\gamma^2} \sin 2\omega_0 t \right] \right), \quad (3)$$

$$\boldsymbol{\beta}(t) = \boldsymbol{\beta} \left(\frac{K_y}{\gamma} \cos \omega_0 t, \frac{K_x}{\gamma} \cos \frac{\omega_0 t}{2}, 1 - \frac{K_x^2 + K_y^2}{4\gamma^2} - \frac{K_x^2}{4\gamma^2} \cos \omega_0 t - \frac{K_y^2}{4\gamma^2} \cos 2\omega_0 t \right), \quad (4)$$

と計算される。ここで,

$$\omega_0 = \frac{2\pi\beta c}{\lambda_u} \left(1 - \frac{K_x^2 + K_y^2}{4\gamma^2} \right), \quad (5)$$

$$K_x = \frac{eB_{x0}\lambda_u}{\pi mc}, \quad (6)$$

$$K_y = \frac{eB_{y0}\lambda_u}{2\pi mc}. \quad (7)$$

である。また, γ は電子のローレンツ因子である。

任意の軌道を描く電子により形成される放射電場は次式で表される⁵⁾。

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c R} \left[\frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}})\}}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right]_{t'}. \quad (8)$$

ここで, \mathbf{n} は \mathbf{r} から観測者へ向かう単位ベクトル, R は \mathbf{r} と観測者との距離, t' は遅延時間と呼ばれ, 次式で定義される。

$$t' = t + \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t')}{c} \quad (9)$$

図10に示すような座標系を導入すると、 \mathbf{n} は次式のように書くことができる。

$$\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \quad (10)$$

θ 及び ϕ は図10で定義される角度である。

\mathbf{E} をフーリエ級数に展開すると、

$$\mathbf{E}_\omega = \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{E}_k, \quad (11)$$

$$\mathbf{E}_k = \frac{iek(\omega_1/2)^2 N}{8\pi^2 \epsilon_0 c R} e^{-i(\omega_1/2)kR/c} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{Q}_k) P_N \quad (12)$$

ここで、

$$\omega_1 = \frac{4\pi c \gamma^2 / \lambda_u}{1 + (K_x^2 + K_y^2) / 2 + \gamma^2 \theta^2}, \quad (13)$$

$$P_N = \frac{\sin[\pi N(k/2 - \omega/\omega_1)]}{\pi N(k/2 - \omega/\omega_1)}, \quad (14)$$

$$\mathbf{Q}_k = \int_0^{4\pi/\omega_1} \beta(t) e^{-i\omega_1(k/2)(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c)} dt. \quad (15)$$

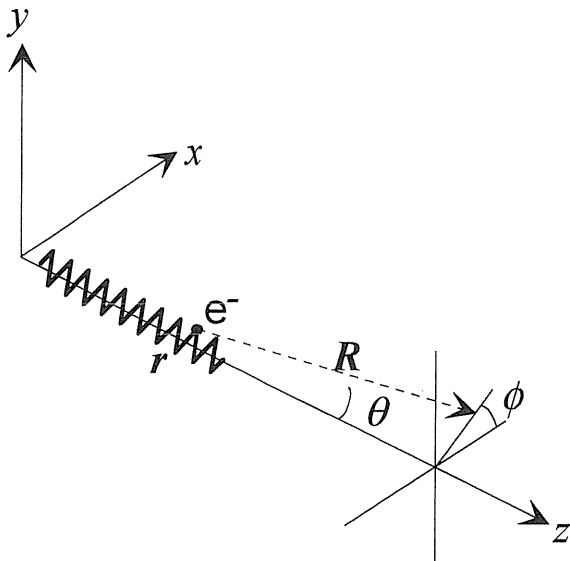


Figure 10. Observation of the radiation from an electron moving along an arbitrary trajectory.

N はアンジュレータの周期数である。

式(3)及び(4)を代入すれば、 \mathbf{Q}_k の x 成分が以下のように計算される。

$$Q_{kx} = \frac{2K_y}{\gamma\omega_0} \int_0^{2\pi} \cos 2\eta e^{i(k\eta - X \sin \eta + Y \sin 2\eta + Z \sin 4\eta)} d\eta, \quad (16)$$

ここで、

$$X = 4\xi K_x \gamma \theta \sin \phi, \quad (17)$$

$$Y = \xi \left(\frac{K_x^2}{2} - 2K_y \gamma \theta \cos \phi \right), \quad (18)$$

$$Z = \frac{\xi K_y^2}{4}, \quad (19)$$

$$\xi = \frac{k/2}{1 + (K_x^2 + K_y^2) / 2 + \gamma^2 \theta^2}. \quad (20)$$

以下の関係、

$$e^{i(x \sin y)} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(x) e^{ipy}, \quad (21)$$

を用いれば式(16)は次のように書き直される。

$$Q_{kx} = \frac{2\pi K_y}{\gamma\omega_0} \sum_p \sum_q [J_{k+2q+4p+2}(X) + J_{k+2q+4p-2}(X)] J_q(Y) J_p(Z). \quad (22)$$

同様にして次式を得る。

$$Q_{ky} = \frac{2\pi K_x}{\gamma\omega_0} \sum_p \sum_q [J_{k+2q+4p+1}(X) + J_{k+2q+4p-1}(X)] J_q(Y) J_p(Z), \quad (23)$$

$$Q_{kz} = \frac{4\pi}{\omega_0} \sum_p \sum_q J_{k+2q+4p}(X) J_q(Y) J_p(Z). \quad (24)$$

\mathbf{E}_k を2つの偏光成分に分解すれば、

$$E_{k//}(\omega) = \frac{i e \omega_1 \gamma}{2 \epsilon_0 c} \frac{e^{-i \omega_1 k R / c}}{R} f_x(\gamma \theta, \phi), \quad (25)$$

$$E_{k\perp}(\omega) = \frac{i e \omega_1 \gamma}{2 \epsilon_0 c} \frac{e^{-i \omega_1 k R / c}}{R} f_y(\gamma \theta, \phi). \quad (26)$$

ここで,

$$f_x(\gamma \theta, \phi) = \xi [2 S_0 \gamma \theta \cos \phi - K_y (S_2 + S_{-2})] P_N, \quad (27)$$

$$f_y(\gamma \theta, \phi) = \xi [2 S_0 \gamma \theta \sin \phi - K_x (S_1 + S_{-1})] P_N, \quad (28)$$

$$S_j = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_{2n+2q+4p+j}(X) J_p(Y) J_q(Z). \quad (29)$$

$E_{k//}$ 及び $E_{k\perp}$ は水平面に平行及び垂直な偏光成分を示している。(27), (28)式から分かるように両偏光成分が同じ位相を持つので, すべての高調波に対して直線偏光が得られる。

式(14)より, k 次高調波のピークエネルギーは $k \omega_1 / 2$ であることがわかる。便宜上, ω_1 を基本波のエネルギーとするような新しい高調次数 n を $n = k/2$ で導入する。

スペクトル強度は,

$$\frac{d^2 P}{d\Omega d\omega} = \sum_{n=1/2}^{\infty} \frac{d^2 P_n}{d\Omega d\omega}, \quad (30)$$

$$\frac{d^2 P_n}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \gamma^2 N^2}{4\pi \epsilon_0 c} (f_x^2 + f_y^2), \quad (31)$$

で得られる。(30)式内の和は半整数 (1/2, 3/2, 5/2, ...) と整数 (1, 2, 3, ...) について行う。

軸上では, 式(27)と(28)は以下のようになる。

$$f_x(0, \phi) = \begin{cases} -\xi K_y P_N \sum_{p=-\infty}^{\infty} [J_{-2p-k-1}(Y) \\ + J_{-2p-k+1}(Y)] J_p(Z) \\ ; k = \text{integer}, \\ 0; k = \text{half odd integer}, \end{cases} \quad (32)$$

$$f_y(0, \phi) = \begin{cases} 0; k = \text{integer}, \\ -\xi K_x P_N \sum_{p=-\infty}^{\infty} [J_{-2p-(2k+1/2)}(Y) \\ + J_{-2p-(2k-1/2)}(Y)] J_p(Z) \\ ; k = \text{half odd integer}. \end{cases} \quad (33)$$

即ち, 整数次 (半整数次) 光は水平 (垂直) 偏光を有していることがわかる。

パワー密度は,

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 c} \gamma^4 \omega_0 N \times \int_{-\pi}^{\pi} d\xi \left(\frac{E_1}{D^3} - \frac{E_2}{D^5} \right), \quad (34)$$

$$D = 1 + X^2 + Y^2, \quad (35)$$

$$X = \gamma \theta_x - K_y \cos 2\xi, \quad (36)$$

$$Y = \gamma \theta_y - K_x \cos \xi, \quad (37)$$

$$E_1 = K_x^2 \sin^2 \xi + 4K_y^2 \sin^2 2\xi, \quad (38)$$

$$E_2 = 4(K_x Y \sin \xi + 2K_y X \sin 2\xi)^2, \quad (39)$$

と計算される。

3. 平面アンジュレータとの比較

前節で, 8 の字アンジュレータの概念を示し, 放射を表す式を導出した。ここでは平面アンジュレータとの比較を行い, その有用性について述べる。

8 の字アンジュレータが有用になるのは, 磁場強度が大きく, 平面アンジュレータを用いたときには高調波強度が問題になる場合においてである。即ち, 低エネルギーの準単色光をアンジュレータを用いて得ようとするときである。例えば, SPring-8 (電子エネルギー 8 GeV) において周期長 10 cm の平面アンジュレータで 500 eV の基本波を得ようとする場合, K 値として 4.72 という大きな値が必要となる。電子ビームの平均電流を 100 mA とし, ゼロエミッタンスでスペクトルを計算すると図 11(a) のように計算されるが, 基本波のみならず, 高調波の強度が極めて大きく, これらの高調波が光学素子に重大な熱負荷をもたら

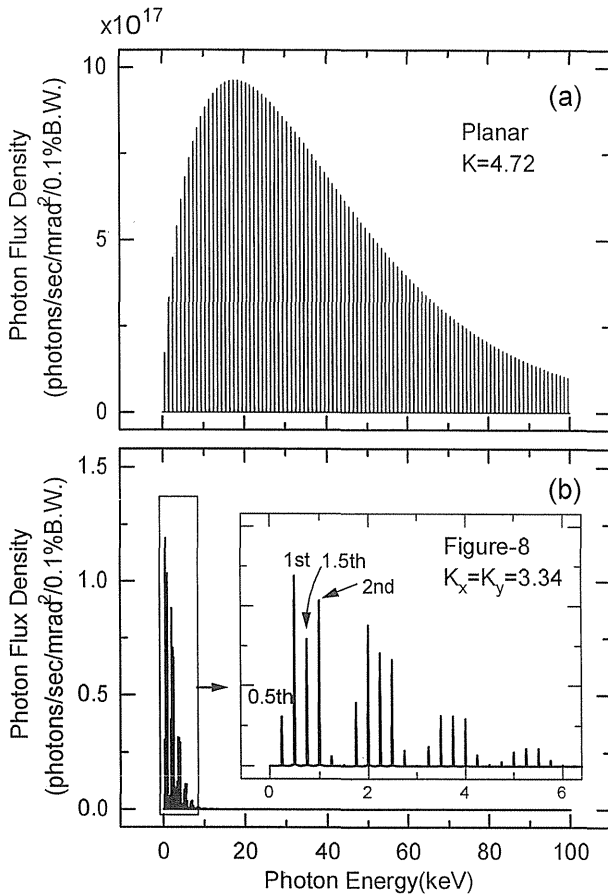


Figure 11. Examples of spectrum obtained from the (a) planar and (b) figure-8 undulators. The period length is assumed to be 10 cm in each case and the K value 4.72 (planar) and 3.34 ($=K_x=K_y$, figure-8). The electron energy is assumed to be 8 GeV and the average current 100 mA.

すことは容易に理解できる。一方8の字アンジュレータの場合、同等の条件でスペクトルを計算すると図11(b)のようになる。K値は、 $K_x=K_y=3.34$ という値に設定した。10 keV以上の高調波がほとんど消滅していることが分かる。基本波(=500 eV)での光束密度を比較すると、平面アンジュレータでは 1.7×10^{17} (photons/sec/mrad²/0.1%B.W.)、8の字アンジュレータでは 1.2×10^{17} と約2/3程度減少している。一方、軸上でのパワー密度を計算すると、平面アンジュレータで98 kW/mrad²、8の字アンジュレータでは1.4 kW/mrad²となり、2桁程度熱負荷を軽減できることが分かる。このことから、8の字アンジュレータの平面アンジュレータに対する優位性は明らか

かであり、SPring-8では軟X線直線偏光用アンジュレータとして8の字アンジュレータが採用されることが決まっている。

8の字アンジュレータのスペクトルを詳細に見ると、1, 3, 5次といった、通常のアンジュレータで見られる高調波のほかに、2, 4, 6次といった偶数次、及び0.5, 1.5, 2.5次といった半整数次が含まれていることが分かる。これは前節で導出した式の通りであるが、このような比較的次数の低い高調波(低次の高調波)強度が高いということは、実験のバックグラウンドになるという欠点である一方、同時に近いエネルギーを持つ2つの光を用いた実験が可能であるという利点でもあり、後述するように、この特色を活用した真空封止型8の字アンジュレータもSPring-8に設置されることが決まっている。

このように、8の字アンジュレータでは軸上パワー密度が平面アンジュレータのそれに比べて大幅に軽減されるが、各アンジュレータの場合で全放射パワー(全立体角で積分したパワー)を計算すると、平面アンジュレータで4.6 kW、8の字アンジュレータで2.8 kWという値となることがわかる。即ち、全放射パワーはそれほど大きな差ではない。それでは、8の字アンジュレータの残りの放射パワーはどこにいったのであろうか。これに対する答えを見出すには、放射パワーの空間分布を計算する必要がある。

図12(a), (b)に、平面アンジュレータおよび8の字アンジュレータから放射されるパワーの空間分布を計算したものを示す。図中、 θ_x ならびに θ_y は、 $\theta_x=\theta \sin \phi$ 、 $\theta_y=\theta \cos \phi$ で定義される観測角である。パラメータは図11の場合と同じである。図から明らかなように、平面アンジュレータでは軸上にパワーのピークが観測されるが、8の字アンジュレータではV字型にパワーが分布し、軸上では低い値になることがわかる。このような、パワーのV字分布を理解するには、アンジュレータ内部の電子の速度の分布を考えればよ

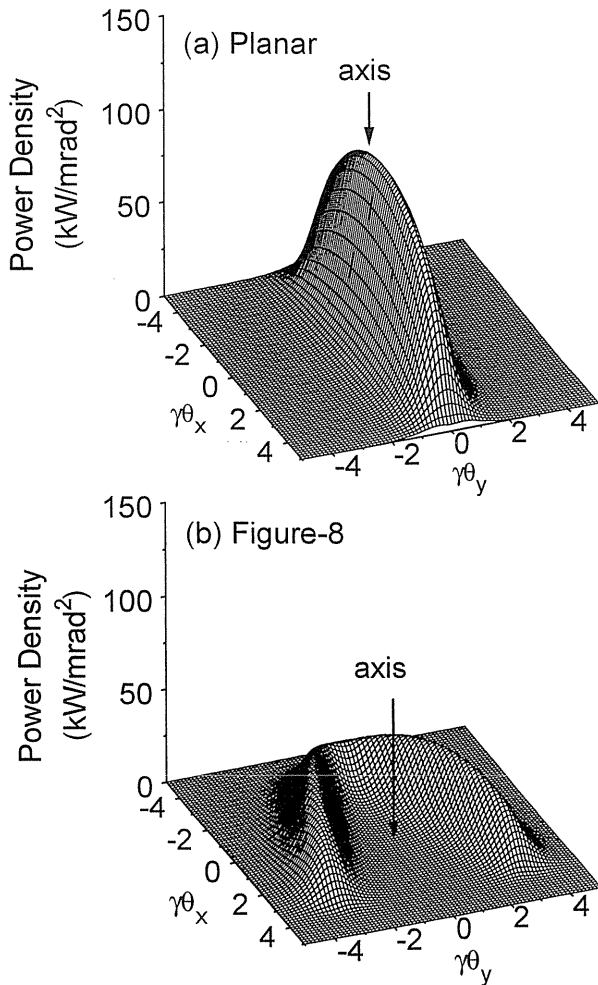


Figure 12. Spatial distribution of the power density obtained from the (a) planar and (b) figure-8 undulators.

い。図13に、8の字アンジュレータ内部の電子の軌道を x - y , y - z , z - x の各平面に投影したものと及び横方向の速度 (β_x, β_y) の関係を示した。図中、A~Dのアルファベットで示した軌道上の各点は互いに同一の点である。さて、相対論的電子からの放射光のパワーは、頂角 $1/\gamma$ の狭い円錐内に集中するから、軌道上のある点において、電子が速度 (β_x, β_y) を持っていたとすると、この点において放射された光のパワーのピークは、角度 $(\theta_x, \theta_y) \simeq (\beta_x, \beta_y)$ において観測される。即ち、パワーのピークは、電子の横方向の速度 β_x, β_y の関係を反映したものになる。図13の β_x と β_y の関係が、まさに図12(b)のV字型のパワー分布に反映されている。

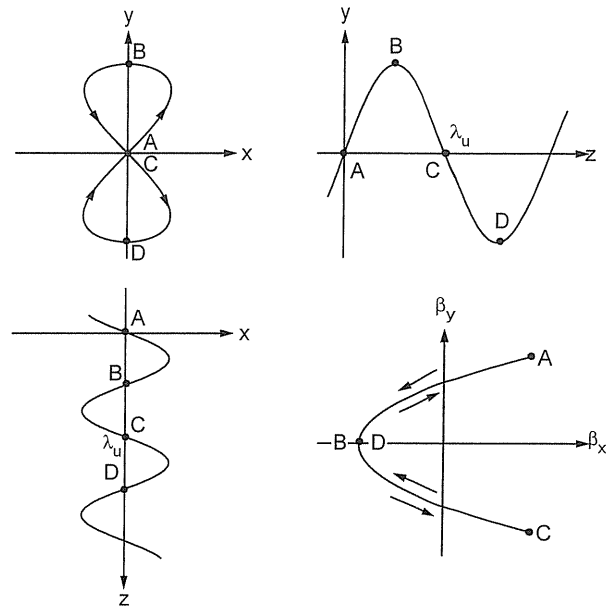


Figure 13. Orbits in the figure-8 undulator projected on the x - y , y - z and z - x planes and the relation between the horizontal (β_x) and vertical (β_y) velocities.

4. 放射の特徴

8の字アンジュレータはこれまで提案、並びに建設されたとの挿入光源とも異なる軌道を有している。ここではその放射の特徴について簡単に述べる^{6,7)}。

4.1 電場

前節で述べたように、8の字軌道は効果的に高調波を除去する。これは、8の字軌道が図4の平行型軌道の近似形であるという事実からも理解されるが、8の字軌道を描く電子からの放射電場の性質からも説明することができる。

図14及び15に、軸上での放射電場 (E_x, E_y) にアンジュレータと観測者の距離 (R) をかけたもの、及び電子軌道の偏向角を、観測者時間の関数としてプロットしたものを平面アンジュレータ、及び8の字アンジュレータの場合について示す。平面アンジュレータでは明らかに $E_y=0$ であるので、 E_x についてのみ示している。用いたパラメータは図11の場合と同じである。偏向角 δ とは、

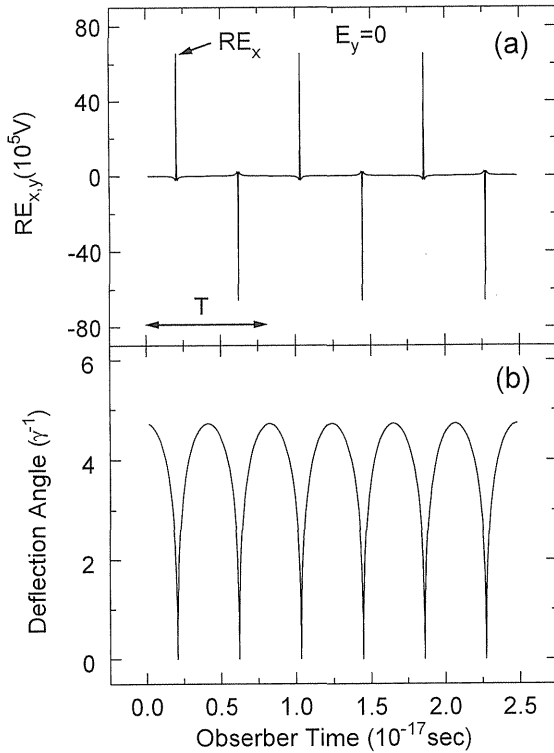


Figure 14. (a) The electric field obtained from the planar undulator and (b) the deflection angle as functions of the observer time. Pulse field is found at the time where the deflection angle is equal to zero.

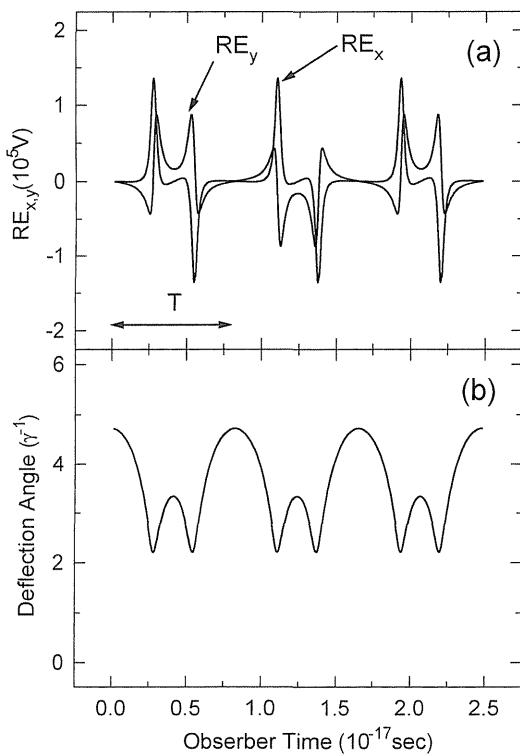


Figure 15. (a) The electric field and (b) the deflection angle as functions of the observer time, in the case of the figure-8 undulator.

$$\delta = \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2}, \quad (40)$$

で定義される、電子の進行方向とアンジュレータ軸がなす角度である。

平面アンジュレータの場合、放射電場は偏向角が0に等しくなる時間においてパルスを形成していることが分かる。これは、相対論的電子からの放射パワーが、頂角 $1/\gamma$ の円錐内に集中することに留意すれば明らかである。この電場をフーリエ級数に展開すれば、電場の周期に対応する基本波だけではなく、多数の高調波がスペクトルに現れることは容易に理解される。一方8の字アンジュレータの場合、偏向角が0に等しくなる時間は存在しない。従って、電場がパルスを形成することなく、この結果、高調波が効果的に除去されているということがわかる。

4.2 K比依存

これまででは、K比、即ち K_x/K_y が1であるとして話を進めてきた。ここでは放射のK比依存について考察する。

図16に、8の字アンジュレータから得られる軸上パワー密度を、K比を関数としてプロットしたものを示す。K値は、 $\sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 4.72$ を保つように設定した。このときの基本波のエネルギー

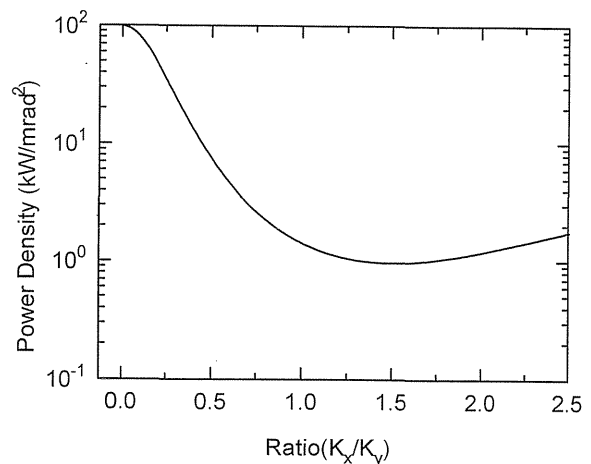


Figure 16. The on-axis power density as a function of the K ratio. The value, $\sqrt{K_x^2 + K_y^2}$, is kept constant.

は500 eVである。 $K_x/K_y=0$ のときは明らかに通常の平面アンジュレータであり、軸上パワー密度は98 kW/mrad²という高い値となっている。K比が増加するにつれ軸上パワー密度は減少し、 $K_x/K_y=1.5$ のときに最小値となり、再び増加する傾向にある。これは、 $K_x/K_y=\infty$ のときには、周期長20 cmの垂直アンジュレータになるという事実からも理解できる。図17には、基本波、3次、7次、13次光について、光束密度のK比依存を示した。光束密度はすべての次数について、 $K_x/K_y=0$ のときの値で規格化してある。基本波についてはK比の増加とともに緩やかな単調減少関数となっている。一方、他の高調波の場合、K比の増加とともに急激に強度は減少し、ある値のところではほとんど消滅することがわかる。即ち、K比を調節することにより、ある特定の高調波の強度を激減させることが可能である。

4.3 放射の空間分布

前述したように、8の字アンジュレータからの放射の特徴として、パワー密度がV字型に分布し、軸上にはわずかなパワーのみが観測されるということが挙げられる。パワー密度は、光束密度を全エネルギーについて積分したもの、言い換え

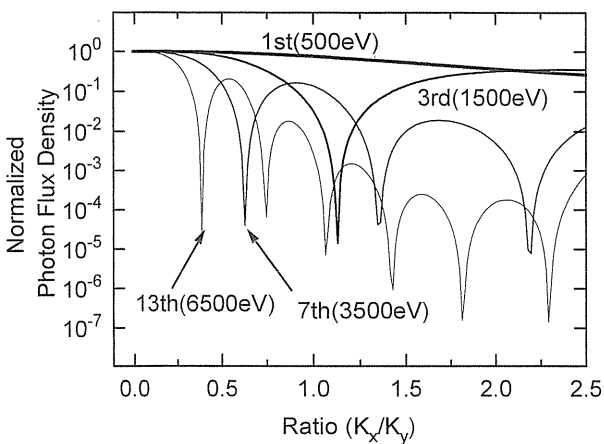


Figure 17. The normalized flux density as a function of the K ratio. Four cases of the fundamental, 3rd, 5th and 13th harmonics are shown. In each case, the flux density is normalized by the value at $K_x/K_y=0$.

れば、全ての高調波について足しあわせたものであるといえる。それでは、各高調波(及び基本波)はどのような空間分布をなしているであろうか。これを調べるためには、部分パワー密度 $dP_n/d\Omega$ を次式で計算すればよい。

$$\frac{dP_n}{d\Omega} = \int_0^\infty \frac{d^2P_n}{d\omega d\Omega} d\omega. \tag{41}$$

放射パワー密度は、この部分パワー密度を全高調波について足しあわせたものとなる。図18に、8の字アンジュレータから得られる部分パワー密度を、観測角 θ_x 及び θ_y に対する関数として、基本

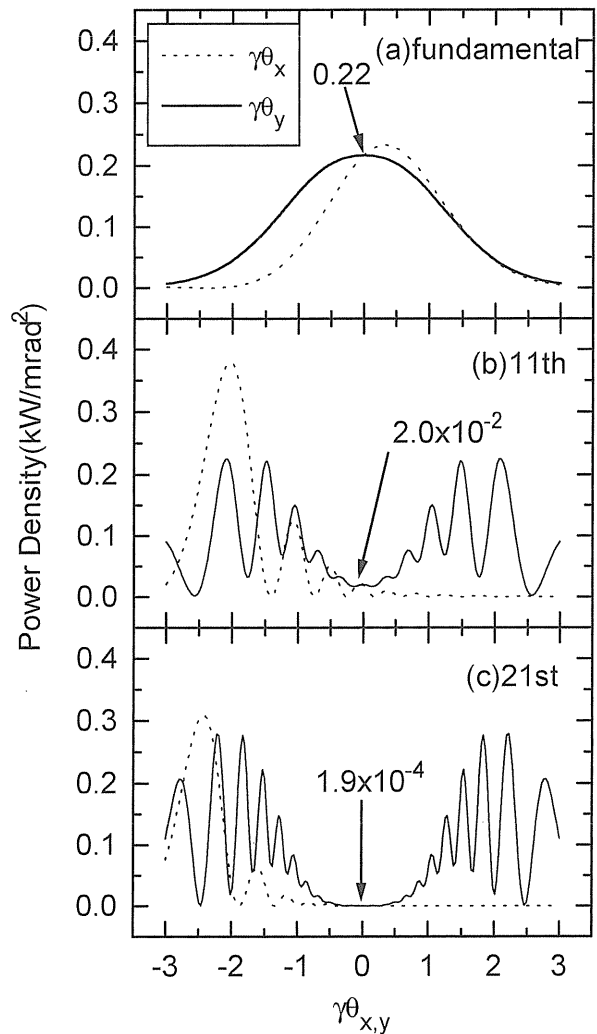


Figure 18. Partial power density as a function of θ_x and θ_y . Three cases of the fundamental, 11th, 21st harmonics are shown.

波, 11次光, 21次光についてプロットしたものを示す。用いたパラメータは図11の場合と同じである。この図から明らかなように, 高調波は主に軸外に放射パワーが分布し, 基本波では軸上付近に分布している。軸上での基本波の部分パワー密度は 0.22 kW/mrad^2 と計算されるが, これは全パワー密度 1.4 kW/mrad^2 の16%にあたる。即ち, 軸上に放射されるパワーのうち16%が基本波で占められることになる。同じ計算を平面アンジュレータに関して行くと, 基本波の部分パワー密度が 0.31 kW/mrad^2 となり, 全パワー密度 98 kW/mrad^2 の0.32%にすぎず, のこりの大部分を高調波のパワーが占めることになる。このことから, 8の字アンジュレータの, 平面アンジュレータに対する優位性は明らかである。

5. 8の字アンジュレータの例

現在までに2台の8の字アンジュレータがSPring-8に設置されることが決まっている。1つは, 軟X線領域において直線偏光を得るためのもの, 他方は水平・垂直の両偏光を硬X線領域で得るためのものである。ここではこれらのアンジュレータのスペクトル等の計算を例を示す。計算に用いるパラメータは表1の通りである。

5.1 軟X線用

軟X線用8の字アンジュレータは, その本来のコンセプトである, 低熱負荷型直線アンジュレータとして用いられる。アンジュレータのパラメータを表2に示す。

図19に軟X線用8の字アンジュレータから得られる基本波のピーク輝度と軸上パワー密度を,

Table 1. Parameters used in the calculation.

Electron Energy	8 GeV
Average Current	100 mA
Natural Emittance	6 nm·rad
Coupling Constant	0.02

Table 2. Parameters of the figure-8 undulator for soft x ray. Superscript * means that it is a tentative value.

Period Length	100 mm
Number of Periods	44
Minimum Gap*	20 mm
Maximum K Value*	4.88 (K_x) 9.63 (K_y)
Energy Range	100 eV~5000 eV

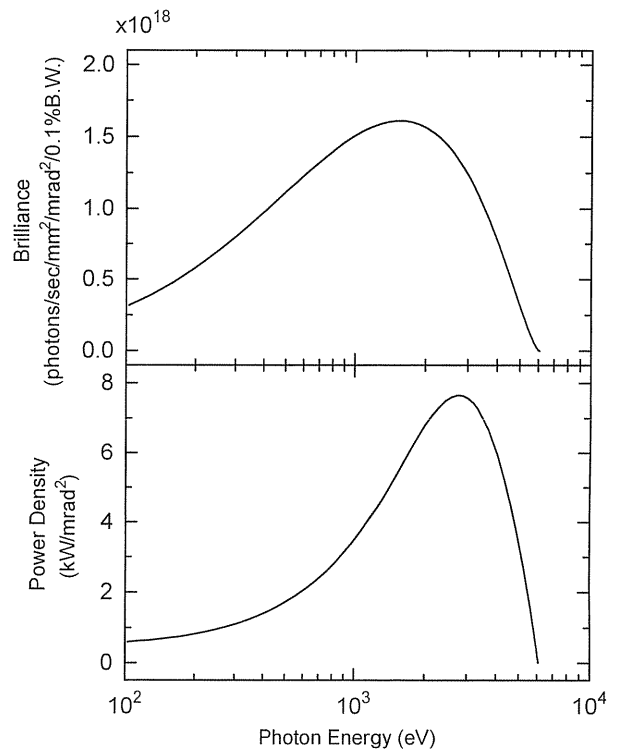


Figure 19. Peak brilliance of the fundamental and the on-axis power density obtained from the figure-8 undulator for soft x ray at the SPring-8.

基本波のエネルギーに対する関数としてプロットしたものを示す。軸上パワー密度は, 基本波のエネルギー2700 eVのときの 7.6 kW/mrad^2 を最大値として, エネルギーの減少, 即ちK値の増加とともに減少している。これは平面アンジュレータの場合と全く逆の状況であり, 8の字軌道の効果が表れていると言える。

図20には, 基本波のエネルギーを500 eVになるように, Gapを50 mmに設定したとき(K値は, $K_x=3.1, K_y=3.5$)のスペクトル及び偏光度を示す。偏光度+1は完全な水平偏光, -1は完全な垂直偏光を示す。整数次光, 半整数次光とも

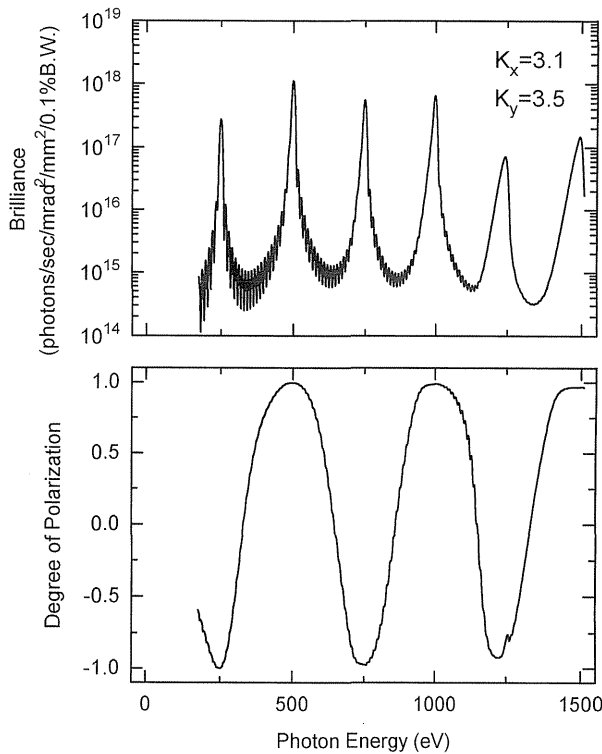


Figure 20. Spectrum and degree of polarization obtained from the figure-8 undulator for soft x ray. The gap is assumed to be 50 mm, where $K_x=3.1$ and $K_y=3.5$. In this case, the energy of the fundamental is found to be 500 eV.

高い偏光度が得られていることがわかる。

5.2 硬 X 線用

硬 X 線用 8 の字アンジュレータは、熱負荷を抑制するというよりむしろ、硬 X 線領域において、垂直・水平の両偏光を同時に利用するという目的のために用いられる。アンジュレータのパラメータを表 3 に示す。このアンジュレータは、水平偏光は基本波から 4 次光まで、垂直偏光は 0.5 次から 3.5 次光までを使うことにより、5 keV から 40 keV までをカバーすることができるが、当面は、基本波のエネルギーを 9 keV に固定し、基本波の 9 keV の水平偏光、ならびに 1.5 次の 14 keV の垂直偏光の 2 つを同時に利用する予定である。図 21 にこのときのスペクトル及び偏光度を示す。

Table 3. Parameters of the figure-8 undulator for hard x ray. Superscript * means that it is a tentative value.

Period Length	26 mm
Number of Periods	171
Minimum gap*	5 mm
Maximu K Value*	1.66 (K_x)
	2.54 (K_y)
Energy Range	5 keV~20 keV

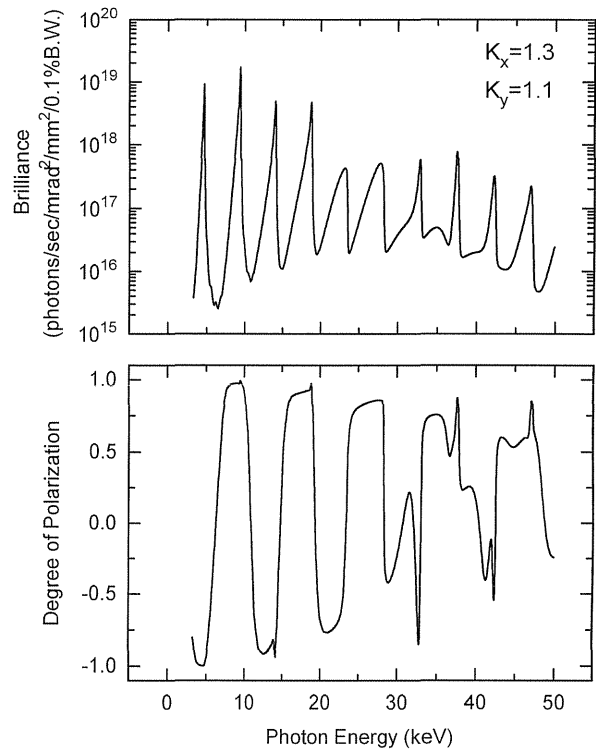


Figure 21. Spectrum and degree of polarization obtained from the figure-8 undulator for hard x ray at the SPring-8. The gap is assumed to be 11.5 mm, where $K_x=1.3$ and $K_y=1.1$. In this case, the energy of the fundamental is found to be 9400 eV.

6. おわりに

8 の字アンジュレータは、磁場強度が大きく ($K \gg 1$)、通常の平面アンジュレータでは高調波による熱負荷が無視できないような場合において有効である。逆に、磁場が弱く ($K < 1$) 高調波による熱負荷が重要でない場合には、基本波の強度を低下させるのであまり有効ではない。従ってもっとも好ましいのは、 $K < 1$ のときには水平磁場を発生せず、 $K \gg 1$ のときに、熱負荷を軽減するために最低限の水平磁場を発生するような 8

の字アンジュレータであるといえる。この最低限の水平磁場として $K_x \sim 2$ という値が好ましいことが分かっている⁸⁾が、現在建設中の軟 X 線用 8 の字アンジュレータは、水平磁場と垂直磁場を独立に制御することができず、Gap が最小のときに K_x が 4.88 という大きな値となり、好ましい状況ではない。逆に 0.5, 1.5, 2.5 次光などの垂直偏光を用いる場合には、水平磁場の強弱に応じて垂直磁場を制御できることが望ましい。このように、8 の次アンジュレータをより効果的なものにするには、垂直・水平磁場を独立に制御できるような機構を考える必要がある。

謝辞

大学院博士課程在学時からご指導、ご助言いただいた理化学研究所の北村英男先生に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) H. Kitamura: Rev. Sci. Instrum. **66**, 2007 (1995).
- 2) B. M. Kincaid: J. App. Phys. **48**, 2684 (1977).
- 3) K. J. Kim: Nucl. Instrum. Meth. **219**, 425 (1984).
- 4) T. Tanaka and H. Kitamura: Nucl. Instrum. Meth. **A364**, 368 (1995).
- 5) J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics*, (Wiley, New York, 1965).
- 6) T. Tanaka and H. Kitamura: J. Electron Spectroscopy and Related Phenomena **80**, 441 (1996).
- 7) T. Tanaka and H. Kitamura: J. Synchrotron Radiation **3**, 47 (1996).
- 8) T. Tanaka: Report of The SPring-8 International Workshop on 30-m Long Straight Sections, April 1996.