

解説

放射光とアンジュレータ

北村 英男

高エネルギー物理学研究所 〒305 茨城県筑波郡大穂町

(1983年11月2日受理)

Undulator as an Improved Synchrotron Radiation Source

Hideo KITAMURA

National Laboratory for High Energy Physics,
Oho-cho, Tsukuba-gun, Ibaraki 305

1. はじめに

よく知られているように、シンクロトロン放射 (SR) は、高エネルギー電子が磁場によって偏向を受けるときに発生する電磁波の一種である^{1,2)}。したがって、この放射を利用するためには必然的に電子ストロージング、シンクロトロン等の巨大加速器が必要となる。もちろん、初期の SR 利用では光源専用の加速器は存在せず、素粒子実験用として稼動しているシンクロトロンに寄生するという利用形態をとっていた。しかしながら、SR の有用性に対する認識が深まり、利用者人口が増加するにつれて、専用加速器を保有する要望が高まり、現在では光源専用電子ストロージングとしては建設中のものを含めて世界中で 15 を超えるまでに至っている。わが国においても、Photon Factory (高エネルギー研, 2.5 GeV), SOR-RING (東大物性研, 0.4 GeV), および ETL (電総研, 0.6 GeV) が稼動中で、UVSOR (分子研, 0.6 GeV) および TRISTAN (高エネルギー研, 8 GeV, 30 GeV) が建設中である。ただし、TRISTAN は素粒子実験が主で、SR 利用は寄生的に行なわれる予定である。以上のような施設を建設するためには、巨額の投資が必要で、各研究室がこの装置を所有することは当分望めそうもなく、共同利用施設である筑波の Photon Factory, あるいは東京田無の SOR-RING を利用せざるをえないのが現在の状況である。にもかかわらず、SR の利用者人口が全国的に増加の一方をたどっているのは、SR が従来の実験室光源をはるかに凌ぐ性能を有しているからである。SR の特徴として第一に挙げ

られるのは、光波長選択の融通性である。これは、SR が X 線より遠赤外線に至る広大な波長領域において連続的な強度分布を示すため、適当な分光器を用意すれば任意の単色光が得られることによる。第 2 の特徴としては、直線偏光性が著しいことである。また、特殊な方法で光強度は低い円偏光も得られる。第 3 の特徴としては、加速器の動作原理 (高周波加速) より必然的に得られるところのパルス特性で、現在では 100 ps 程度のパルス光が得られている。第 4 の特徴としては、放射の指向性が良好なために輝度が高く、したがって実用上の光強度が高いことである。つまり、光学実験の実際では、光源と実験試料との距離は有限で、多くの場合、その間に種々の光学素子が介在するため、発散光源では全光強度の一部分しか試料上に取り込めることができない。したがって、効率のよい光利用のためには、できるだけ指向性のよい光源が必要となる。いい換えれば、光源を利用する側にとって重要であるのは、単位立体角当りに得られる光強度が高いことである。したがって、最も実用的な光強度の単位のひとつとして、brightness (photons/s/mrad²/1% bandwidth) が一般的に使用されている³⁾。一例として、強力な実験室光源である回転対陰極 X 線管 (Cu target, 電圧 60 kV, 電流 1 A, 特性線) と SR (Photon Factory) との光強度を表 1 において比較してみると、全強度に関しては X 線管のほうが約 10 倍高いのにもかかわらず、逆に brightness は SR のほうが約 1,000 倍高いことがわかる。この理由は、X 線管が完全無指向性光源であるのに対し、SR は垂直面内では γ^{-1} ($\gamma = E/mc^2$, PF の場合 $\gamma = 4890$) 程度の小さな拡が

表 1 シンクロトロン放射と回転対陰極X線管
(Cu target 特性線)

	X-ray tube (60 kV, 1 A)	SR (PF, 100 mA)
total flux (ph/s/1% b. w.)	5×10^{17}	6×10^{16}
brightness (ph/s/mrad ² /1% b. w.)	4×10^{10}	4×10^{13}

りしかないからである。

SR は一般光源と比べると格段により指向性を有するとはいえ、水平面内では所詮発散光源であることに留意する必要がある。というのは、SR は円軌道を運動する相対論的電子からの放射であるため、接線方向にばらまかれるような拡がりを出すからである。もし、何らかの方法で、電子を多数回蛇行させれば、放射はすべて前方に集中され、きわめて高い光強度が期待できるであろう。これが現在注目を浴びているアンジュレータ (undulator) およびウィグラー (Wiggler) と呼ばれるデバイスの原理である⁴⁻¹¹⁾。このデバイスでは、磁場等によって電子ビームを正弦波状あるいは螺旋運動させることによって、独特の偏光特性をもつ、かつレーザー光のような指向性を有する放射を得ることが可能で、とくにアンジュレータの場合は、波長可変の準単色光が得られ、その光強度 (brightness) は SR の $10^3 \sim 10^4$ 倍となることが期待できる。

ところで、SR およびアンジュレータ放射等の自由電子によって得られる放射の諸性質は、加速器内の電子ビームの質の良否に無関係ではない。たとえば、放射の本来の指向性に比べて、電子ビームの指向性が良好でない場合は、所定の光強度が得られないことがある。つまり、光源用として望まれる理想的な電子ビームは、ビームを形成するすべての電子が同一の方向に運動していることと、ビーム径が無限小であることである。とくにアンジュレータ放射の場合は、ビームの質の良否が放射の performance に関して、決定的な影響を与えることに留意しなければならない。

電子ストレンジリング内の電子ビームの諸性質は、ほとんどその加速器設計に依存しているが、現在稼動している光源専用器の大部分は、必ずしも光源として最適化したものではなく、むしろ、ビームの平行性、ビーム径の大きさに対してはあまり重要視されていない素粒子実験用ストレンジリングの設計を踏襲したものである。この理由は、加速器技術が高エネルギー物理学の分野で発達してきた歴史によるものと思われる。しかしながら、

将来の放射光利用は、アンジュレータを基本とする方向に進むことは必須で、したがって、ビームの質をできるかぎり追求した光源用電子ストレンジリングが必要となる。また、より精密な時間分解測光への要望が高まっている背景を考慮すれば、可能な限りの短パルス光が得られるものでなければならない。このような新しい世代の電子ストレンジリングを建設する計画は世界的に進められており、わが国においてもその調査研究が開始されている。

この解説では、従来の SR に代わる新しい光源、アンジュレータの概念、ビームの質が放射光に及ぼす影響、および将来の放射光利用について、諸外国の動向に触れながら述べるつもりである。

2. アンジュレータ放射

シンクロトロン放射 (SR) の最大の特徴は、図 1 に示すような連続分布を示すことで、波長選択の融通性がきわめてよい。しかし、誤解を招かないように強調するが、連続分布であるがゆえに優秀な光源であるわけではないのである。SR 利用の実際では、適当な分光器を使用して単色光を作りだすわけで、使用しない波長域の光は捨てているばかりでなく、分光器の迷光、高次光の原因にもなるし、光学素子に損傷を与えたりする。つまり、自明のことながら、光源利用者にとって最も望ましい光

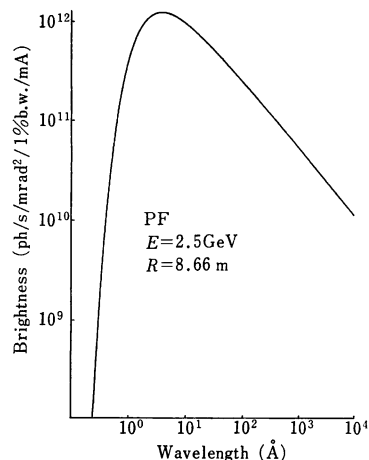


図 1 シンクロトロン放射のスペクトル
(PF の場合、2.5 GeV, $R=8.66$ m)

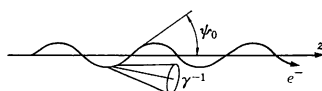
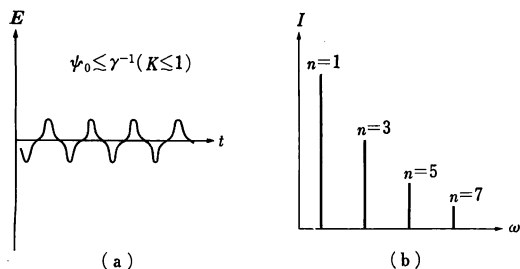


図 2 蛇行する電子の放射

源とは波長可変の単色光であるといえる。さらに、SRは水平面内では発散光源であって、高い輝度という特性では限界がある。そこで、図2に示すように、電子ビームを蛇行させると、少なくとも蛇行回数程度の倍率で放射強度が高くなるのが期待できる。ところが、よく調べてみると、蛇行のさせ方によっては上記の倍率以上に光強度が高くなるのである。これを説明する前に、予備知識として相対論の初歩について述べる。もし、ほぼ光速で運動している豆電球があったとしたら、静止している観測者がこの豆電球の光を検知するためには、運動方向の前方に位置している必要がある。つまり、豆球は明らかに無指向性光源であるが、相対論の極限では前方の狭い立体角に放射が限定されてしまうのである。一般に、運動する電子の全エネルギーと静止エネルギーとの比を $\gamma (=E/mc^2)$ とすると、その電子を見ることが出来る角度範囲は γ^{-1} となる。これを相対論電子の自然放射拡がりとして定義する。さて、図2に示すように、蛇行する電子のZ軸に対する最大の傾きを ϕ_0 とし、 $K = \phi_0/\gamma^{-1}$ とおく。この K は、field parameter と呼ばれており、蛇行運動させるに必要な磁場 B_0 (Tesla) と蛇行の周期長 λ_u (cm) で、 $K = 0.934 B_0 \lambda_u$ と表わされる。もし、 ϕ_0 が相対論電子の自然拡がり γ^{-1} よりも小さければ ($K \lesssim 1$) Z軸前方に位置する観測者は常に運動する電子を検知することができる。逆に、 $\phi_0 \gg \gamma^{-1}$ ($K \gg 1$) の場合、観測者が電子を検知するのは、電子が蛇行の頂点付近に存在するときだけである。以上2種の電子の運動形態は、放射にどのような特徴をもたらすであろうか。前者の場合、観測者が受ける電場の時間的変化は、図3(a)に示すような正弦波状のものとなる。したがって、Fourier変換によって得られるスペクトルは、図3(b)に示すような高調波の列となるが、基本波が最も顕著である。この場合の放射は干渉効果 (interference) が著しいということで、干渉性放射光あるいはアンジュレータ放射 (UR) と呼ばれており、光強度 (brightness) の高い準単色光が得られる。光波長は、Z軸に対し θ の傾きで放射を

図3 アンジュレータ放射 ($K \leq 1$)

観測したとき、 n を高調波次数とすると

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

となる。この式より、URは空間的に波長分散を示し、Z軸上 ($\theta=0$) で最短波長が得られることがわかる。また、光波長の選択は、ビームエネルギー γ あるいは field parameter K を制御することによって可能であるが、ストロージング運転の実際にはビームエネルギーを頻繁に変えることはないので、実用的には K すなわちアンジュレータの磁場を変化させることになる。

バンド幅は、 N を蛇行運動の回数 (周期数) とすると、回折格子の場合と同様に

$$\Delta\omega/\omega \approx \frac{1}{nN}$$

となる。軸上 ($\theta=0$) で UR を観測した場合は、奇数次高調波のみ観測され、その光強度のピーク値 (natural brightness) は、

$$[BR_n]_{\text{nat}} = 1.74 \times 10^{12} I(\text{mA}) E(\text{GeV})^2 N^2 F_n(K)$$

$$(\text{ph/s/mrad}^2/1\% \text{ b.w.}),$$

$$F_n(K) = \frac{n^2 K^2}{(1 + K^2/2)^2} \left[J_{(n-1)/2} \left(\frac{nK^2/4}{1 + K^2/2} \right) - J_{(n+1)/2} \left(\frac{nK^2/4}{1 + K^2/2} \right) \right]^2$$

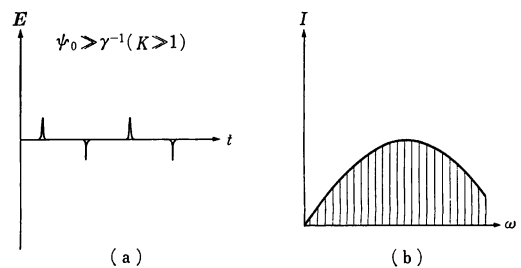
となる。ただし、 I はビーム電流、 E はビームエネルギー、 J_m は m 次の Bessel 関数である。基本波 ($n=1$) の natural brightness は $K=1$ 付近で最大となる。 $F_1(1.0) = 0.37$ であるから、その最大値は、

$$[BR_1] = 6.5 \times 10^{11} N^2 I E^2$$

である。一方、SRの場合の最大値は

$$[SR] = 2 \times 10^{11} I E^2$$

となるから、UR放射の brightness は対SR比3.3 N^2 であることがわかる。たとえば、周期数 N を100とするとその倍率は 3.3×10^4 となり、SR利用では1日要する実験がURによって数秒以内で終了するという実験技術上の革命が期待されるであろう。

図4 ウィグラー放射 ($K \geq 1$)

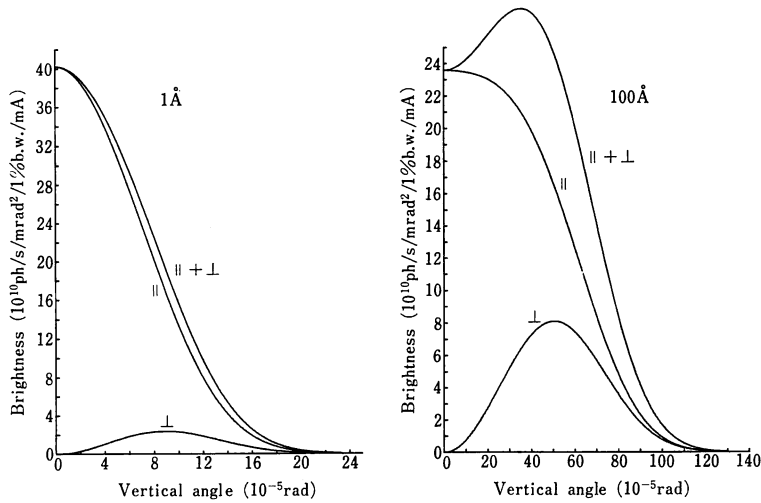


図 5 シンクロトロン放射の角度分布 (PF の場合)

UR の指向性は SR のそれとはまったく異なり、むしろレーザー光に近いものとなる。放射の開き角 (natural opening angle) は各高調波によって異なり、 $\sim \gamma^{-1}/\sqrt{nN}$ 程度である。

偏光に関しては、蛇行運動の場合と螺旋運動の場合とは異なる特性を示す。前者の場合、 $\theta \ll \gamma^{-1}$ の条件で放射を観測したときのみ、蛇行面内に平行な直線偏光が得られる¹²⁾。一方、後者の場合は、ヘリカルアンジュレータと呼ばれており、円偏光が得られるものである。

さて、もうひとつの電子の運動形態、すなわち、 $\phi_0 \gg \gamma^{-1}$ ($K \gg 1$) の場合、観測者が検知する電場の時間的変化は、図 4(a) に示すようなパルス列となり、これより得

られるスペクトルは、図 4(b) に示すような多線スペクトルになってしまう。これは巨視的には連続スペクトルであって、SR とほとんど同質の放射とみなせる。この場合 ($K \gg 1$) の放射はウィグラー放射と呼ばれ、その光強度 (brightness) の対 SR 比は $2N$ となる。

3. 電子ビームの放射特性への影響

ストーリジリング内の電子ビームは平行ではなく、Gauss 分布に従う角度分散

$$\frac{d^2 N_e}{dx' dy'} \propto \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} \exp\left(-\frac{x'^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y'^2}{2\sigma_y^2}\right)$$

$$x' = \frac{dx}{dz}, \quad y' = \frac{dy}{dz}$$

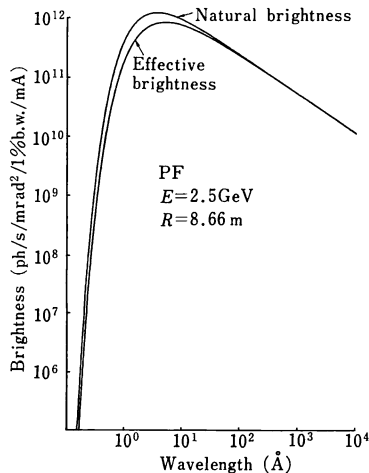


図 6 ビーム角度分散を考慮した effective brightness と natural brightness の比較 (PF の場合)

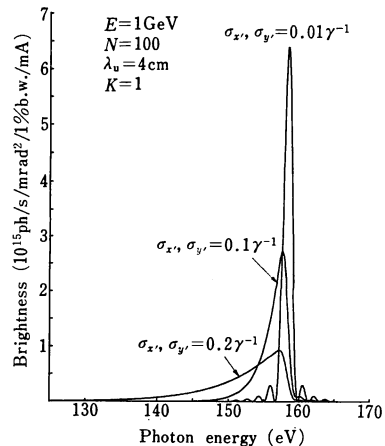


図 7 undulator 放射スペクトル (基本波) のビーム角度分散依存の例

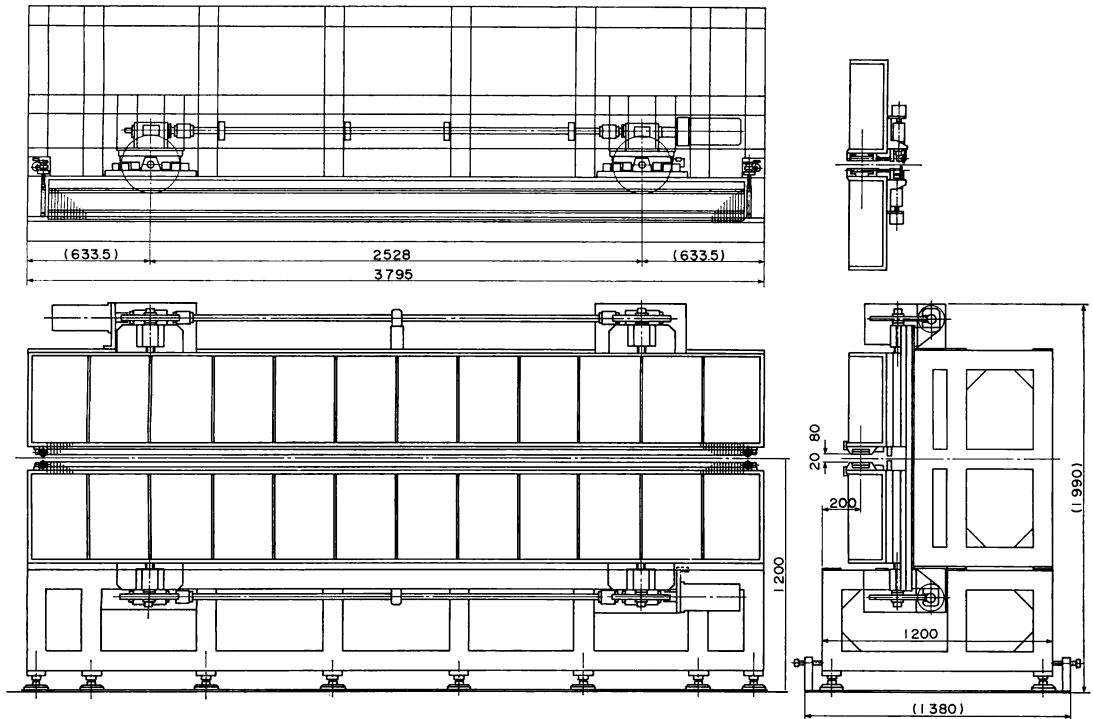


図8 Photon Factory のアンジュレータ

が存在する。この節では、以上の角度分散 $\sigma_{x'}$, $\sigma_{y'}$ がどのように放射特性に影響するかを述べる。まず、SRの場合であるが、この放射は元来水平面内では発散光源であるから、この面内のビーム角度分散 $\sigma_{x'}$ は放射特性にあまり影響しない。しかし、SRは垂直方向に γ^{-1} 程度の拡がりしかもたないので、もしこの方向に角度分散 $\sigma_{y'}$ が存在すれば、何らかの影響は受けるであろう。SRの垂直方向の拡がりは厳密に言えば波長依存性がある。例として、Photon FactoryのSRの角度分布を、 $\lambda=1 \text{ \AA}$, 100 \AA の場合について図5に示す。図に示すように、短波長光ほど、角度拡がりは小さい。したがって、光強度 (brightness) は短波長側が減衰することが予想される。その実例として、Photon FactoryでのSRの natural brightness と、角度分散 $\sigma_{y'}$ を考慮した場合の effective brightness とを比較したのが図6で、明らかに予想どおりとなっている。

URの場合は、その指向性がレーザー光状のものであるから、水平および垂直両方向のビーム角度分散の影響を受け、その effective brightness は、natural brightness に以下のような減衰因子がかかったものとなる。

$$[BR_n]_{\text{eff}} \approx [BR_n]_{\text{nat}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2nN\gamma^2\sigma_{x'}^2}{1+K^2/2}}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2nN\gamma^2\sigma_{y'}^2}{1+K^2/2}}}$$

この減衰因子は角度分散 $\sigma_{x'}$, $\sigma_{y'}$ と、URの natural opening angle, γ^{-1}/\sqrt{nN} との大小関係に左右されるのがわかる。図7に、URの基本波 ($n=1$) のスペクトル

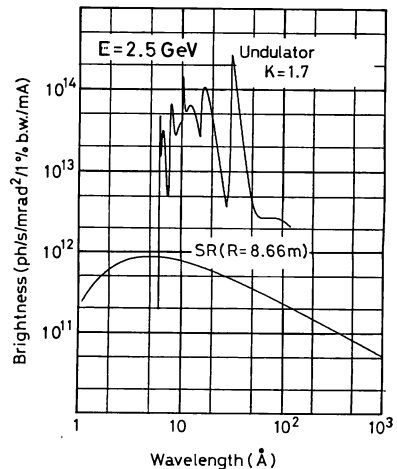


図9 Photon Factory におけるアンジュレータ放射とシンクロトロン放射のスペクトル比較

ルの角度分散依存性の一例を示した。分散が大きくなるに従って、brightness が低下し、かつバンド幅も広がるのがわかる。

Photon Factory では、図8に示すような周期長 6 cm, 周期数 60 のアンジュレータが完成しており、これより得られる放射を利用する各種光学実験が行なわれている。磁石素材としては希土類マグネット SmCo_5 を使用しており、磁場の強さは 3,180 Gauss まで可変である。したがって、field parameter K は最大 1.78 が得られるので、基本波の波長選択の自由度は $13\sim 30 \text{ \AA}$ となる。図9は、このアンジュレータによって得られる放射のスペクトルとSRのそれとを比較したものである。基本波 (30 \AA) 付近では、SR の約 400 倍の brightness が得られているが、UR 本来の natural brightness に比べて、著しく低い値となっている。この理由は、Photon Factory のストーリジリングの設計が、現時点においてはすでに旧世代に属するものとなっており、したがって、ビーム角度分散 ($\sigma_{x'}=2.6 \gamma^{-1}$, $\sigma_{y'}=0.3 \gamma^{-1}$) がかなり大きいためである。次節で述べるように、ストーリジリング内ビームの質の良否は、エミッタンス (emittance) という量で表現される。エミッタンス値の低いビームは、角度分散が小さく、かつビーム径も小さいことを保障するから、UR が固有にもつ単色性と brightness を損わないためには、エミッタンスの低い電子ストーリジリングを用意する必要がある。

4. 放射光光源の将来

前節までの議論により、アンジュレータ放射はシンク

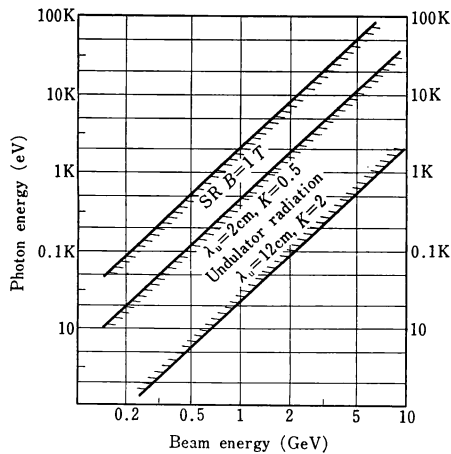
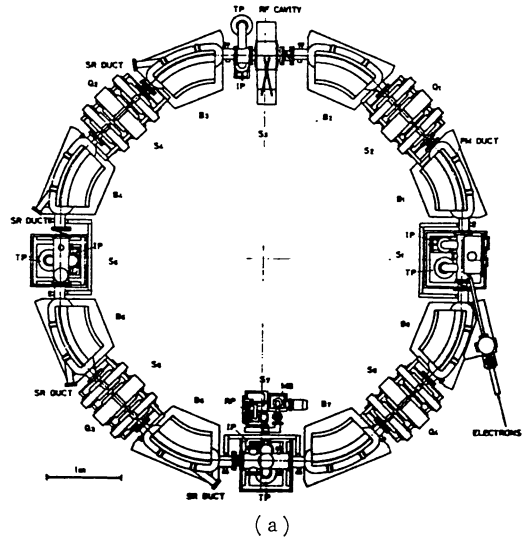
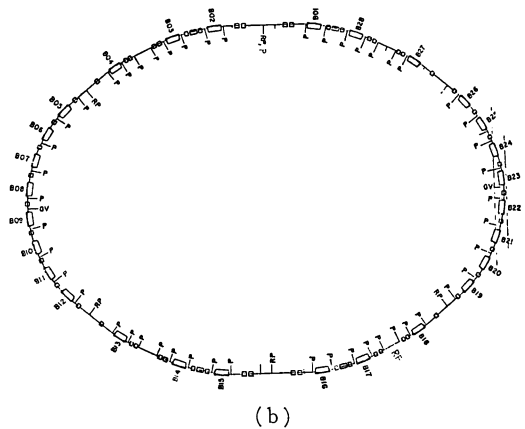


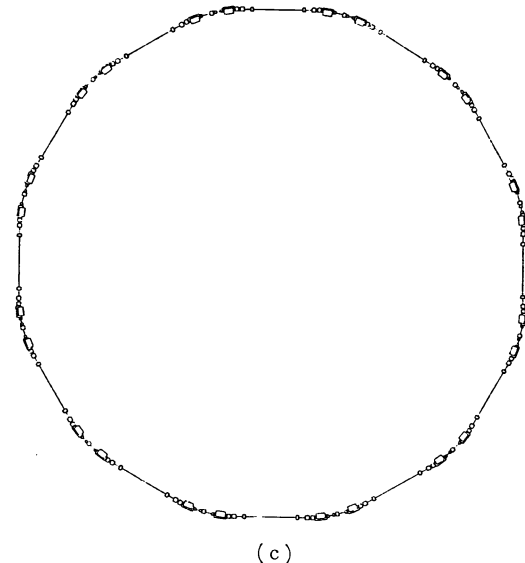
図 10 シンクロトロン放射とアンジュレータ放射の有効なフォトンエネルギー領域のビームエネルギー依存性



(a)



(b)



(c)

図 11 光源専用ストーリジリング設計の変遷

ロトン放射をはるかに凌ぐ性能を有していることがわかる。しかしながら、アンジュレータを現存の電子ストリージングに導入しても、前節にて実例で示したように、所定の性能はまず得られないであろう。この理由は、以上の加速器はアンジュレータ放射 (UR) の諸性質から要求されるビームの質に関して特別な考慮が払われているわけではないからである。それでは、どのような設計の電子ストリージングが将来の光源専用器として望まれるか、以下の四つの視点から考察してみる。

4.1 ビームエネルギー

UR の場合、利用できるフォトンエネルギーの範囲は SR のそれと比べて狭くなるとともに、高フォトンエネルギー側の限界が比較的低い値となる。図 10 は、SR および UR の有効なフォトンエネルギー領域のビームエネルギー依存性を示したもので、磁場定数として SR の場合は、偏向電磁石の磁場を 1 Tesla, UR の場合は、有効領域の上限として $\lambda_u=2\text{ cm}$, $K=0.5$, 下限として $\lambda_u=12\text{ cm}$, $K=2$ を選んだ。図に示すように、同一のビームエネルギーでは、フォトンエネルギーの有効領域の上限は SR のほうが約 4 倍高いことがわかる。たとえば、真空紫外光源として、2 keV までのフォトンが必要ならば、SR ではビームエネルギーとして 1 GeV が十分であるのに対し、UR では 1~2 GeV までエネルギー可変のストリージングが必要となる。

4.2 ストリージングを構成する電磁石群の配置

ストリージングの主たる構成は、偏向電磁石、ビーム収束用の四極電磁石、および以上の電磁石間に存在する自由な空間 (直線部) である。アンジュレータは 3~5 m 程度の長さがあるから、その長さに対応する直線部を多数ストリージングが備えている必要がある。多数必要であるという理由は、水平面内に 2π の拡がりがある SR とは異なり、UR の場合は指向性が格段に良いため、1 台のアンジュレータは 1 組の利用者しか使用でき

ないからである。以上の要請を取り入れたストリージングは、従来の SR 利用のものとは外観的に著しく異なるものとなる。すなわち、UR 用リングの設計は直線部に重点を置いたものであって、従来は SR 源であった偏向電磁石は電子ビームを周回運動させるための役割だけを担うことになる。図 11 に放射光専用リングの設計の変遷を示した。図 11 (a) は世界最初の光源専用リングとして設計された SOR-RING である。もちろん、建設当時 ('71~'74) は UR に関する技術は未開発であった。図 11 (b) は Photon Factory で、数箇所の長い直線部が用意しており、UR 利用も考慮に入れた設計となっている。図 11 (c) は本格的な UR 専用というべきリングの案で、多数の長い直線部が用意されている。

4.3 ビームの質

粒子ビームの質の良否を表現するために、加速器技術の分野ではエミッタンスという量が使用されており、水平および垂直両方向に定義できるものである。ビーム断面の大きさ σ_x, σ_y および角度分散 $\sigma_{x'}, \sigma_{y'}$ とは以下の関係にあり、

$$\epsilon_{x,y} \leq \sigma_{x,y} \sigma_{x',y'}, "$$

x, x' あるいは y, y' 位相空間におけるビームの面積に相当するものである。したがって、エミッタンスの低いビームは、角度分散が小さいことが保障できるもので、UR の諸特性にとっては都合のよいものとなる。ところが、従来の光源専用リングの設計の大部分は素粒子実験用リングのそれに類似しており、エミッタンスを低くすることよりも、適当に大きくすることに考慮が払われていた。というのは、エミッタンスが小さいと、ビーム内電子の密度が高くなり、電子同士の相互作用がビームロスとビームのゆらぎの原因となることがあることと、低エミッタンスに対する光源利用者側からの要望がほとんど皆無であったためと思われる。しかしながら、アンジュレータ放射の出現は、ビームの安定性を確保しつつ低

表 2 新世代の光源専用ストリージングの主要パラメータ (ただし PF (Photon Factory) は旧世代に属する)

	ESRF (X)	ESRF (VUV)	LBL	SSRL (X)	SSRL (VUV)	PF
Energy (GeV)	5	0.8	1.3~1.9	5	2	2.5
Circumference (m)	604	90	182	530	530	187
No. of long straight sections	24	6	12	30	28	8
ϵ_x (m·rad)	1×10^{-8}	1.6×10^{-8}	7×10^{-9}	5×10^{-9}	2×10^{-8}	5×10^{-7}
σ_x (mm)	0.58	0.37	0.15	0.4	0.76	1.0
σ_y (mm)	0.09	0.14	0.05	0.044	0.08	0.3
$\sigma_{x'}$ (mrad)	0.02	0.04	0.05	0.01	0.025	0.52
$\sigma_{y'}$ (mrad)	0.01	0.01	0.005	0.01	0.025	0.06

エミッタンスを実現するという新しい加速器技術の発展を促すであろう。

4.4 短パルス光

現在では約 100 ps のパルス放射光が得られているが、より速い時間分解測光を可能とするには 10 ps 以下の短パルス光が必要である。そのためには、ストリージリング内で加速されているバンチ(電子群)の長さを極端に短くしなければならないが、前の議論と同様、ビーム内電子密度が高くなる問題点がある。また、高周波加速技術に関して多くの解決すべき問題が残っている。

以上のような新しい世代の光源専用電子ストリージリングの建設は、ヨーロッパ連合(ESRF)、および米国(LBL, SSRL)で提案されている。ESRFでは、X線用および真空紫外用の2機種について報告がある。X線用としては、エネルギーが5 GeV、周長が600 mあり、光源としては巨大なものである。アンジュレータ用として6.8 mの直線部が12カ所、ウィグラー用として3 mの直線部が12カ所用意されている。エミッタンス値 ϵ_x は 1×10^{-8} mradである^{13,14)}。一方、真空紫外用リングとしては、周長90 m、0.8 GeVのものが提案されている。米国LBL(Lawrence Berkley Lab.)の新リングは、エネルギーが1.3~1.9 GeVの真空紫外用というべきもので、その周長は182 mである。アンジュレータあるいはウィグラー用として6 mの直線部が12カ所用意されている。設計上の ϵ_x は 7×10^{-9} mradである¹⁵⁾。SSRL(Stanford Synchrotron Radiation Lab.)の計画は、ESRFと同様、X線用、真空紫外用の2機種である。X線用リングはエネルギーが5 GeV、周長が530 mで、アンジュレータ用として4 mの直線部が10カ所、ウィグラー用として2 mの直線部が20カ所用意されている。 ϵ_x は 5×10^{-9} mradである。真空紫外用としては、X線リングと同一の周長をもつ2 GeVのリングが提案されている¹⁶⁾。わが国においても、このよう

な新リングの調査研究が進められており、周長が200 m前後、エネルギーが1.5 GeV前後、設置できるアンジュレータあるいはウィグラーが12基前後、 ϵ_x が 1×10^{-8} mrad程度のものが考えられている。

表2に、以上の新リング計画のおもなビームパラメータを示す。比較のためPhoton Factoryのパラメータも付記したが、新リングのほうが格段によりビーム特性を示しているのがわかる。したがって、5~10年後には、以上の新世代の電子ストリージリングが放射光源の主流となることは確実であろう。

文 献

- 1) J. Schwinger: Phys. Rev., 75 (1942) 1912.
- 2) A. A. Sokolov and I. M. Ternov: Sov. Phys.-JETP, 4 (1957) 396.
- 3) 北村英男: 分光研究, 30 (1981) 125.
- 4) H. Motz: J. Appl. Phys., 22 (1951) 527.
- 5) H. Motz, W. Thon and R. N. Whitehurst: J. Appl. Phys., 24 (1953) 826.
- 6) D. F. Alferov, Yu. A. Bashmakov and E. G. Bessonov: Sov. Phys.-Tech. Phys., 18 (1974) 1336.
- 7) B. M. Kincade: J. Appl. Phys., 48 (1977) 2684.
- 8) H. Kitamura, S. Tamamushi, T. Yamakawa, S. Sato, Y. Miyahara, G. Isoyama, H. Nishimura, A. Mikuni, S. Asaoka, S. Mitani, H. Maezawa, Y. Suzuki, H. Kanamori and T. Sasaki: Jpn. J. Appl. Phys., 21 (1982) 1728.
- 9) H. Maezawa, S. Mitani, Y. Suzuki, S. Tamamushi, A. Mikuni, H. Kitamura and T. Sasaki: KEK Preprint, 82-13, July (1982).
- 10) 北村英男: 日本物理学会誌, 36 (1981) 279.
- 11) 北村英男: 数理科学, 9月号(1983) 22.
- 12) H. Kitamura: Jpn. J. Appl. Phys., 19 (1980) L185.
- 13) European Synchrotron Radiation Facility: Supplement II. Machine (1979).
- 14) ESF: An Optimised Vacuum Ultraviolet Storage Ring (1981).
- 15) R. C. Sah and ALS Design Group: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30 (1983) 3100.
- 16) H. Winick, H. Wiedemann, I. Lindau, K. Hodgson, K. Halbach, J. Cerino, A. Bienenstock and R. Bachrach: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30 (1983) 3097.