

放射光の特徴

後藤 俊治

この度、2015年の入門講座として「分析化学における放射光の利用」を企画いたしました。分析化学だけでなく、様々な科学の領域で放射光の利用が活発に行われています。放射光は高輝度で指向性が高いなどの優れた特徴を持っています。そのことが新たな科学研究の扉を開いています。日本でも各地で放射光の施設が稼働していて、共同利用が可能なることによって多くの研究者が放射光を使用できるようになり、その応用性も広がってきました。しかし、放射光の原理、通常電磁波との相違、放射光利用の長所と短所、放射光を利用した各種分析法の原理と効用など、放射光にかかわる科学研究の原理と応用が多くの科学者に十分に理解されているとは、まだまだ言えないのではないのでしょうか。

そこで、本講座では、分析化学の初修者であっても理解できるように、放射光について従来法との比較に立って両者の長短に触れながら平易に解説し、理解を深めることを企図いたしました。本企画によって、さらに活発な放射光の利用につながれば幸いです。〔「ぶんせき」編集委員会〕

1 はじめに

シンクロトロン放射光は、光速近くまで加速された電子を強い磁場により曲げる際に放射される強力な電磁波である。電子のエネルギーが1 GeV (10億電子ボルト)を超え、また磁場が1 T程度になると、そのスペクトルはX線領域に及ぶ。1970年代から従来のX線管を凌駕するX線光源として注目され、1980年代には高エネルギー物理学研究所(現高エネルギー加速器研究機構)フォトンファクトリー(KEK-PF)など第二世代、1990年代には大型放射光施設SPring-8など第三世代の放射光施設が稼働を開始し、さかんに放射光の利用が行われている。X線を用いた各種分析においても、実験室におけるX線管を用いた装置では到底実現できないような様々な利用が行われている。

明るい(輝度の高い)放射光を用いることにより、いろいろな尺度で高分解能化を施した後でも試料上で実用上十分なX線強度が得られ、分析の可能性を大きく広げている。1) 空間的・角度的なものであれば、集光光

Utilization of Synchrotron Radiation in Analytical Chemistry—
Characteristics of Synchrotron Radiation.

学系によるX線マイクロビーム～ナノビームの形成・微小領域の分析、2) エネルギー分解能であれば、高分解能分光器による $\Delta E/E=10^{-8}\sim 10^{-4}$ の高エネルギー分解能のX線分光、3) 時間分解能であれば、放射光のパルス特性を生かした数十ps程度の時間分解能での時間分割計測、4) 偏光利用であれば、直線偏光や円偏光など放射光の偏光特性を生かした各種偏光測定など、実用レベルで様々な利用が可能になる。放射光は本質的に指向性が高く、より遠方でも実用上十分な強度が得られることに加えて、電子ビームが細く絞られた低エミッタンスの蓄積リングでは光源サイズが小さいことから、幾何学的に半影の小さな高空間分解能のイメージングが可能になる。さらに、波動光学的にも空間コヒーレンスの高いビームが得られることも特徴として挙げられる。

本講座では、放射光を利用した分析技術の代表的なものがシリーズで解説される予定であるが、まずは、放射光の基本的な特徴について説明し以降の各論への導入としたい。

2 放射光発生原理とその特徴

シンクロトロン放射光は、ほぼ光速で運動する高エネルギー電子が加速(磁場中でローレンツ力による曲げ)を受ける際に放射される電磁波である。放射光の発生原理や特徴に関しては有名なSchwingerの論文¹⁾以降多くの論文や解説があるが、詳細はKimのテキスト²⁾、田中らの解説³⁾⁴⁾などを参考にしていきたい。また、田中らの計算コード⁵⁾を用いて放射スペクトル、光子フラックスなどを具体的に計算することができる。

以下、光(X線)の波長 λ と光子エネルギー ε が出てくるが、互いの関係は

$$\lambda[\text{nm}] = \frac{1239.84}{\varepsilon[\text{eV}]} \dots\dots\dots(1)$$

である。

2・1 偏向電磁石からの放射

放射光の利用は、まずは偏向電磁石からの放射光を用いることから始まった。偏向電磁石の一樣磁場中で電子

が円軌道を描く際に接線方向に放射が集中する。定性的には加速された電子からの双極子放射が、相対論的效果により $1/\gamma$ 程度の角度広がりをもつコーンとして電子の進行方向に集中するというで説明される。ここで、 γ はローレンツ因子であり、電子の運動エネルギーを静止エネルギーで規格化した相対エネルギーである。具体的には 2.5 GeV のとき $1/\gamma=0.2$ mrad, 8 GeV のとき $1/\gamma=64$ μ rad となり指向性の高いことがわかる。電子のエネルギー E 、磁場 B 、および曲率半径 R の関係は、

$$R[\text{m}] = 3.335 \frac{E[\text{GeV}]}{B[\text{T}]} \dots\dots\dots(2)$$

であり、SPring-8 の偏向電磁石の場合、 $B=0.68$ T, $R=39.3$ m である。電子が円軌道を描く際にこの放射のコーンが軌道面に掃引されるため、水平方向には一様な分布が、また、垂直方向にはほぼ $1/\gamma$ 程度に広がった分布の放射光が得られる。図 1 にその様子を模式的に示す。

図 2(左) に SPring-8 の偏向電磁石の場合に観測者が受け取る 1 個の電子からの電場パルスの計算例を示す。SPring-8 の $E=8$ GeV, $B=0.68$ T の例である。観測者は相対論効果(ドップラー効果)により 10^{-20} s の極めて短いパルス電場を受け取ることとなる。これは、スペクトル分布にすると高エネルギーの X 線領域に伸びる連続スペクトルになる。式は省略するが、具体

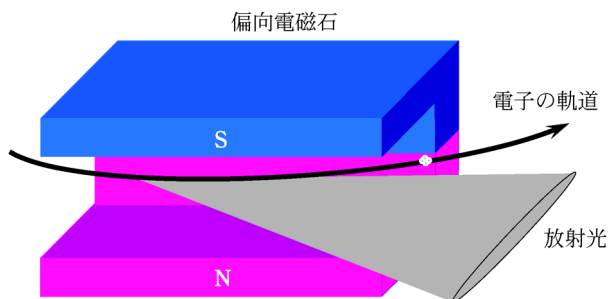


図 1 偏向電磁石からの放射の様子

的なスペクトルの計算例 (SPring-8 の偏向電磁石での放射光スペクトル) をあわせて図 2(右) に示す。また、詳しい計算によると、偏向電磁石からの放射光は、臨界波長 λ_c を

$$\lambda_c[\text{nm}] = 0.5589 \times \frac{R[\text{m}]}{E^3[\text{GeV}]} \dots\dots\dots(3)$$

とする連続光(白色光)である。SPring-8 の場合、 $\lambda_c=0.0429$ nm である。高エネルギーの蓄積リングで、また、磁場で強く曲げるほど短波長(高エネルギー)の X 線が得られる。なお、臨界波長はこの上下で放射パワーを 2 分する波長となっている。

偏向電磁石からの放射光の垂直方向の角度広がり σ_r (標準偏差) は、

$$\sigma_r \approx \frac{0.6}{\gamma} \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_c}} \dots\dots\dots(4)$$

となり、短波長になるほど狭くなる。

2.2 挿入光源からの放射

より輝度の高い光源として挿入光源が開発され、第三世代の放射光施設では挿入光源(特にアンジュレータ)が中心的な光源として用いられるようになった。挿入光源からの放射の様子を図 3 に示す。周期的な磁場の中を電子が通過し、正弦波的な蛇行軌道を描く際に、強め

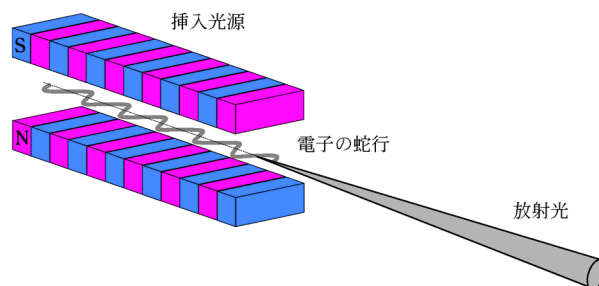


図 3 挿入光源からの放射の様子

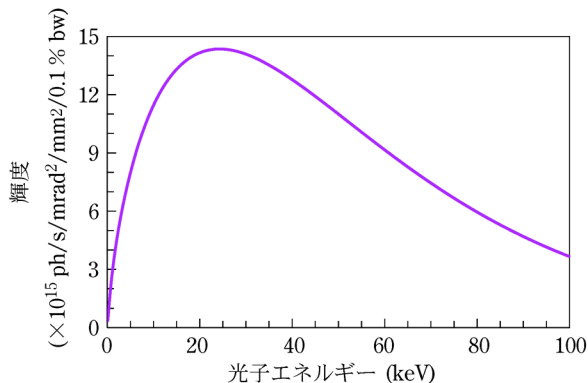
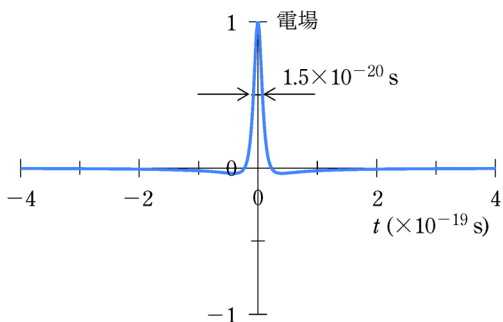


図 2 左: 偏向電磁石を通過する電子から放射される電場パルス, 右: スペクトル分布 (SPring-8 の場合)

合った電場が準単色のピークとして観測されることになる。ここで、偏向定数 K を導入しておく。図4に示すように電子軌道が中心軸を通過する際の傾き角を δ としたとき、

$$\delta = K/\gamma \dots\dots\dots (5)$$

と定義されている。 $1/\gamma$ の尺度で表した偏向角ということができる。実用単位では、

$$K = 0.0934\lambda_u[\text{mm}]B_0[\text{T}] \dots\dots\dots (6)$$

で表される。周期長 λ_u と軸上の最大磁場 B_0 に依存し、さらに、 B_0 は磁石列のギャップにも依存する。通常の挿入光源は、周期長がある値に固定され、また、永久磁石を用いるため、偏向定数は磁石列のギャップを変えることにより制御される。

図5において、偏向電磁石のときと同様に、光軸上で観測者が受け取る放射の様子を見てみる。左の図は、偏向定数（偏向角）によって、放射のコーンが観測者からどのように見えているかを模式的に示したものである。偏向角が小さい範囲では、常に放射が観測される

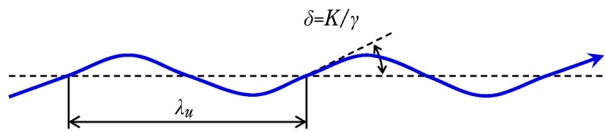
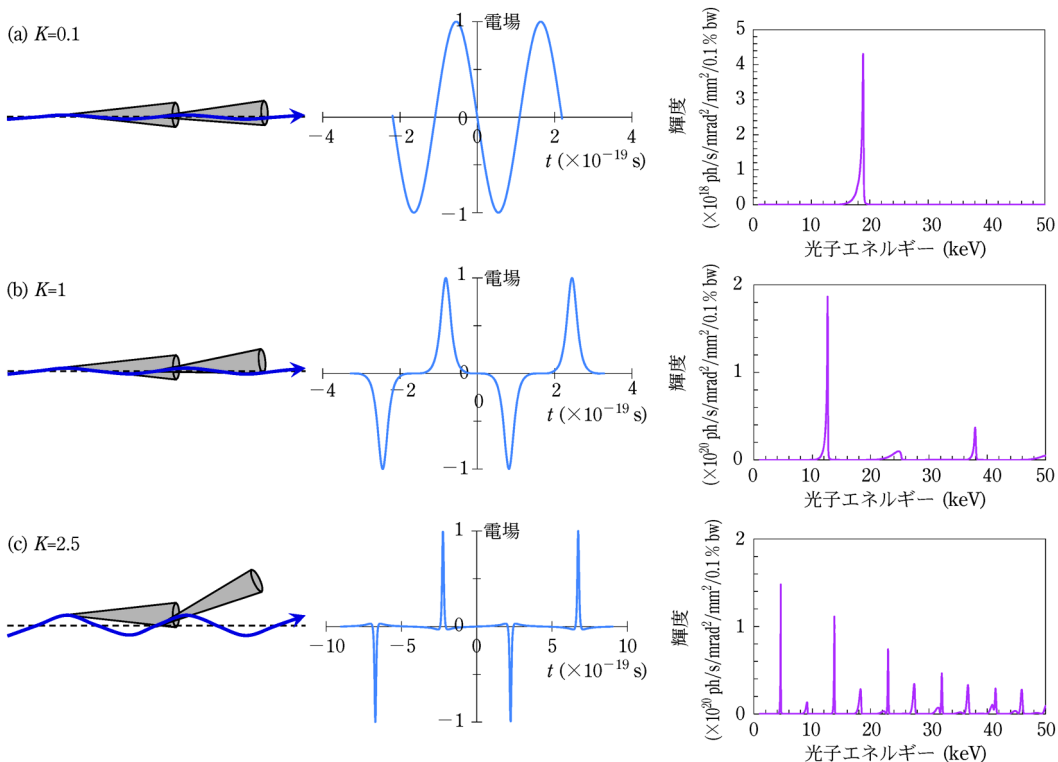


図4 挿入光源における周期長、偏向定数

が、偏向角が大きくなると、部分的に放射が観測されなくなる。中央のグラフは観測者からみた電場の変化である。この例では、SPring-8の標準的なアンジュレータ $\lambda_u=32\text{ mm}$ を仮定し、2周期分について計算した。また、右のグラフは対応するスペクトルであり、周期数 $N=140$ として具体的に計算コード SPECTRA を用いて計算した（電子ビームのエミッタンスの影響を考慮している）。偏向定数が1より十分小さいとき、観測される電場は正弦波に近い（図5a）。この例では周期は $2.2\times 10^{-19}\text{ s}$ となっている。こうして、得られるスペクトルはほぼ基本波のみとなり、周期から光子エネルギー 19 keV が得られることが簡単な計算からもわかる。 $K\sim 1$ となると正弦波から波形がひずんできてくる。このため、基本波に加えて高調波を伴ってくる（図5b）。さらに偏向定数を大きくすると、ピークの間隔がつまり、たくさんの高調波を伴うことになる（図5c）。注目点は、偏向定数が大きくなるにつれて、電場の周期が長くなっていくことである。例えば、 $K=2.5$ のときには $9.0\times 10^{-19}\text{ s}$ となっていることがわかる。これは、偏向定数の増大に伴い大きく蛇行するため、アンジュレータ内の電子の進行が、より遅くなってしまいうためである。こうしてより長波長（低エネルギー）にピークがシフトしていく。

偏向定数が十分大きくなると、挿入光源はいわゆるウィグラーとしてはたらくようになる。 $K=2.5$ のときに見られるパルスの一つ分は偏向電磁石からのパルスと



左：放射の模式図、中央：電場（2周期分）、右：スペクトル分布

図5 挿入光源からの放射の偏向定数依存性（SPring-8標準アンジュレータの場合）

似ていることがわかる。偏向定数 K をさらに大きくすると、パルス幅がさらに狭まり、 $2N$ 個の各々の電場パルスが白色の放射光を放射するようになる。こうして、ウィグラーでは、強力な白色光を得ることができる。

さて、アンジュレータの n 次光の波長は、 θ を観測角（光軸中心からの傾き角）として、

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} (1 + K^2/2 + \gamma^2\theta^2) \dots\dots\dots(7)$$

で表される。この式から特に波長 0.1 nm 以下（～10 keV 以上）の X 線を中心に利用する場合、 λ_u が小さいことと、電子ビームのエネルギー γ が高いことが重要であることがわかる。

周期数 N のアンジュレータの場合、基本波のスペクトルの幅はおおむね、

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{N} \dots\dots\dots(8)$$

で表される準単色光である。一次元の Laue 関数と同様に周期関数において波が強め合うときの特徴である。 $N=100$ ならば 1% 程度のバンド幅の準単色光が得られる。図 5 に示したスペクトルは SPring-8 の標準アンジュレータ $N=140$ の計算例であり、基本波のスペクトル幅が 1% 程度であることが読み取れる。多くの放射光利用実験ではこれら準単色光のエネルギー分解能では不十分であり、分光器を用いてさらに単色化した上で用いることが多い。

アンジュレータ放射における放射光の角度広がり、

$$\sigma_r \approx \sqrt{\frac{\lambda}{2N\lambda_u}} = \sqrt{\frac{\lambda}{2L}} \dots\dots\dots(9)$$

である。 $L(=N\lambda_u)$ はアンジュレータ磁石列の全長である。このように、角度広がり、は光の波長とアンジュレータ磁石列の全長によって決まる。アンジュレータは全長数 m であり、例えば、 $L=4.5$ m で $\lambda=0.1$ nm の X 線が得られたとすると $\sigma_r=3.3$ μ rad 程度の角度広がりになることがわかる。式 (7) から光軸上 ($\theta=0$)、 $K\sim 1$ の条件では、基本波について $\lambda\sim\lambda_u/\gamma^2$ であり、式 (9) から

$$\sigma_r \sim \frac{1}{\gamma\sqrt{N}} \dots\dots\dots(10)$$

が得られる。偏向電磁石の場合に比べて、 $1/\sqrt{N}$ 程度に指向性が高くなることがわかる。一方、不確定性原理によって決まる回折限界の光源サイズ σ_s は、

$$\sigma_s\sigma_r = \frac{\lambda}{4\pi} \dots\dots\dots(11)$$

によって求まる。 $L=4.5$ m、 $\lambda=0.1$ nm の例だと $\sigma_r=$

2.4 μ m ということになる。

2・3 アンジュレータ放射の光子フラックスと輝度

これまで、放射光強度に関する定量的なことにはほとんど触れてこなかったが、アンジュレータ放射の光子フラックスと輝度に関することを少しだけ述べておく。

式 (9) で示されるような角度分布で決まるコーン（立体角）を通ってくる光子フラックス F_n は、奇数次の高調波に関し、単位時間当たり、0.1% バンド幅当たり、

$$F_n [\text{photons/s/0.1\% bw}] = 7.2 \times 10^{13} N Q_n(K) I [A] \dots\dots(12)$$

で与えられる。ここで、 I は蓄積電流値であり、 $Q_n(K)$ は偏向定数により決まる関数で、

$$Q_n(K) = \frac{nK^2}{1 + K^2/2} \left\{ J_{(n-1)/2} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] - J_{(n+1)/2} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] \right\}^2 \dots\dots(13)$$

と表される。図 6 に計算結果を示しておく。SPring-8 の標準アンジュレータにおいて、基本波 ($n=1$)、 $K=1$ 、 $N=140$ 、 $I=0.1$ A のとき、コーン内に放射される光子フラックスは 5.5×10^{14} photons/s/0.1% bw と見積もられる。式 (12) により偏向定数に依存する部分以外はアンジュレータの周期数と蓄積電流値に比例する。

次に輝度について述べる。輝度は光子フラックスを光源の断面積、放射の立体角、エネルギー幅、単位時間（いわゆる六次元の位相空間）で規格化したものである。式 (12) は既にエネルギー幅と時間で規格化されている。電子ビームのエミッタンスにより決まる電子ビームのサイズ σ_x 、 σ_y と角度広がり σ_x 、 σ_y 、および、これに加え式 (10)、(11) によって示されたアンジュレータ放射の本質的な光のサイズ σ_r と角度広がり σ_r を考慮して、輝度 B_n は

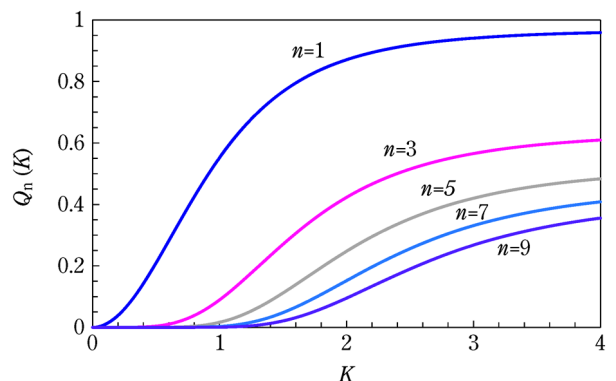


図 6 アンジュレータの光子フラックスを与える関数 Q_n

$$B_n = \frac{F_n}{4\pi^2 \Sigma_x \Sigma_y \Sigma_x' \Sigma_y'} \dots\dots\dots (14)$$

で表される。ここで、

$$\Sigma_x = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_r^2}, \Sigma_y = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_r^2}, \\ \Sigma_x' = \sqrt{\sigma_x'^2 + \sigma_r'^2}, \Sigma_y' = \sqrt{\sigma_y'^2 + \sigma_r'^2} \dots\dots\dots (15)$$

である。低エミッタンスのリングでは、いかに光のサイズと角度広がりには電子ビームのサイズと角度広がりを小さくできるかが高輝度化の鍵である。

ここで SPring-8 の例を示す。現在、エミッタンス $2.4 \text{ nm} \cdot \text{rad}$ で運転されており、挿入光源の置かれている直線部分での電子ビームのパラメーターは、 $\sigma_x = 318 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_y = 4.9 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_x' = 8.8 \text{ } \mu\text{rad}$, $\sigma_y' = 0.98 \text{ } \mu\text{rad}$ である。一方で光の方は、先にも示したように標準アンジュレータ $L = 4.5 \text{ m}$, $\lambda = 0.1 \text{ nm}$ の場合で、 $\sigma_r = 2.4 \text{ } \mu\text{m}$, $\sigma_r' = 3.3 \text{ } \mu\text{rad}$ である。対応する偏向定数は $K \sim 1$ であり、式 (12), (14), (15) により輝度として $2.5 \times 10^{20} \text{ photons/s/mrad}^2/\text{mm}^2/0.1 \text{ } \% \text{ bw}$ が得られる。こうして、SPring-8 の X 線アンジュレータでは 10^{20} 台の輝度が得られるのである (図 5 参照)。

また、上の例では、 Σ_y , Σ_y' に関しては光が支配的か電子ビームと同程度になっており、一次元 (縦方向) にはほぼ回折限界に達しているとみることができる。一方で、特に Σ_x については、電子ビームのサイズの影響が光のサイズに比べ格段に大きい。なお、SPring-8 では、さらなる高輝度化に向けて今後水平方向の電子ビームのサイズを 1 桁以上小さくすることが検討されている。

2.4 放射光の特徴

以上のように、偏向電磁石と挿入光源からの放射光の特徴 (放射分布, 光子フラックス, 輝度など) について限定的ではあるが、具体例を交えて説明した。以下に、放射光の特徴のいくつかをまとめておく。なお、これまでに説明してこなかった内容も含んでいるが、ご容赦願いたい。

a) 高強度/高輝度

X 線管からの X 線は電子ビームを金属ターゲットに照射する際の制動放射や特性 X 線を利用するものであり、おおむね 2π 方向に広がっている。実際の利用ではそのごく一部の立体角を切り出して試料に照射することになり、その分の強度のロスが大きい。一方、放射光の場合、 $1/\gamma$ 程度に集中するという発生原理から、きわめて指向性が高く、放射光ビームラインで数十 m 離れた位置で実験を行っても、そのロスは少なく済む。

図 7 は従来の X 線管から放射光、そして X 線自由電子レーザー (XFEL) に至るまでの輝度の進歩を示している。放射光は従来の X 線管に比べて分子の強度も格

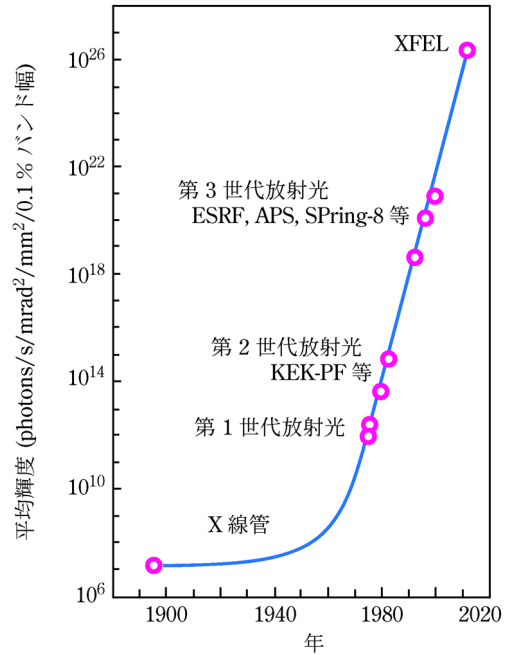


図 7 光源の輝度の推移

段に強く (高強度)、また、第三世代放射光に代表されるように低エミッタンス化されたリングでは光源サイズが小さくなり、加えて挿入光源の利用を中心につくられているため、式 (14) における分子をより大きく、かつ、分母を小さくする光源となっている。先に示したように SPring-8 の例では、 10^{20} 台の輝度が得られる。実際の利用において、空間的、角度的にビームを削り、また、エネルギー幅を絞って高分解能化しても、利用できる光子がたくさんあるということが出来る。

b) 光子エネルギーの連続性/選択性

偏向電磁石やウィグラーからの放射は連続光 (白色光) となる。電子ビームエネルギー、磁場に依存するが、高エネルギー側は X 線領域から場合によってはガンマ線領域に達する。X 線吸収微細構造 (X-ray absorption fine structure, XAFS) などでは特定の元素の吸収端付近の散乱、吸収スペクトルを計測するため、連続スペクトルであることが積極的に利用される。また、準単色のビームが得られるアンジュレータの場合も、偏向定数を制御することにより、その波長をある範囲で変化させることができる。このように放射光は光子エネルギーの連続性、もしくは選択性を有している。

c) 偏光性

X 線管からの X 線は偏りがなく自然光であるのに対し、たとえば偏向電磁石からの放射では、水平面内にはほぼ水平方向に直線偏光している。リアアンジュレータからの放射も直線に偏光している。また、電子軌道をらせん状にするヘリカルアンジュレータなどでは円偏光や楕円偏光が作りだされる。各種計測技術においても、この偏光性が積極的に使われる。磁気円二色性計測などでは円偏光が積極的に利用される。

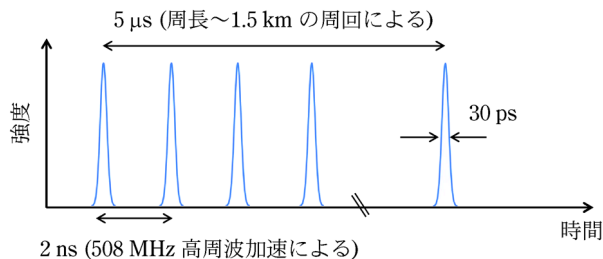


図8 放射光パルスの時間構造 (SPring-8の場合)

d) パルス性

高周波による電子加速により、通常の電子蓄積リングでは時間換算で数十 ps の長さの電子の集団 (バンチ) が形成される。観測者から見て、このバンチが通過するたびに放射光が観測されるため、放射光は数十 ps の時間幅を有するパルス光となる。さきに述べたように、放射光の発生原理から導かれる電子1個からの放射は $10^{-20} \sim 10^{-19}$ s 程度の極めて短い電場パルスであるが、電子のバンチによる重ね合わせの結果形成される放射パルスは、数十 ps のオーダーになる。したがって原理的には、これより長い時間領域での時分割測定を可能とする。図8にSPring-8での放射光パルスの時間構造を模式的に示す。508 MHzの高周波加速により、SPring-8の場合半値幅約30 psのバンチが形成されるとともに、約2 ns間隔でバンチの列が形成される。蓄積リングは全周約1.5 kmなので、一つのバンチは約5 μ sで周回することになる。2 nsおきにすべてのバンチに電子が蓄積されるのではなく、途中で電子を蓄積しないブランクのバンチを設けるなど多様なパターンでの運転が可能であり、これにより、様々な時分割測定が可能となる。

なお、最近稼働を始めたX線自由電子レーザー施設SACLA⁹⁾などX線自由電子レーザー(XFEL)では、このパルスはさらに短く数十 fs以下である。このためXFELでは、フェムト秒オーダーの時分割計測が可能になっている。

以上のような放射光の特徴に加えて、蓄積リングの超高真空中を周回する電子からの電磁波の放射であるということで、本質的に清浄な光源である。また、電子ビームの蓄積電流値、電子ビームのエミッタンス、光源の磁場などが正確にわかっていると、放射光のスペクトルや空間分布、偏光特性などは正確に計算することが可能で、この点では標準光源としての特徴も有している。

3 おわりに

以上、放射光光源の特徴について概観したが、実際に放射光を利用するには、放射光ビームラインの光学系によりビームの加工をする必要がある。スリットによるビームの空間的な切り出しに始まり、分光器(結晶分光器、回折格子など)による単色化、全反射ミラーによる高次光の除去や集光、移相子による偏光の制御などいく

つかの光学系を通して放射光は利用されている。このあたりの詳細は別途文献^{6)~8)}を参照されたい。

最後に放射光施設の動向について若干述べておく。輝度の高い放射光を得るためには、電子ビームのエミッタンスを小さくする必要があり、このためには偏向電磁石の数を多くし、また収束用電磁石を数多く設置する必要がある。さらに、挿入光源を設置する直線部を増やす必要があるために、必然的にリングは大型化した。X線利用を中心とした大型の第三代リングとしてSPring-8(8 GeV, 周長1436 m)のほか、これに先行して建設されたフランスグルノーブルのEuropean Synchrotron Radiation Facility(ESRF:6 GeV, 844 m)、米国アルゴンヌのAdvanced Photon Source(APS:7 GeV, 1104 m)が挙げられる。一方、ネオジム系永久磁石の性能向上と相まって短周期アンジュレータの実用化が進み、エネルギーの低いリングでも十分な輝度でX線領域の放射光を得ることができるようになった。これにより、2000年以降Diamond Light Source(英国)、Shanghai Synchrotron Radiation Facility(SSRF:中国)、National Synchrotron Light Source II(NSLS II:米国)、Taiwan Photon Source(TPS:台湾)、MAX-IV Laboratory(スウェーデン)など3 GeVクラスの中型リングが世界中で稼働中または建設中であり、低エミッタンスリングでのX線利用はますます広がりを見せている。このような状況にあって、SPring-8を含む先行の大型放射光施設は、それぞれでさらなる低エミッタンス化を目指している。

文 献

- 1) J. Schwinger: *Phys. Rev.*, **75**, 1912 (1949).
- 2) K.-J. Kim: *AIP Conference Proceedings*, **184**, 565 (1989).
- 3) T. Tanaka, H. Kitamura: *J. Synchrotron Rad.*, **8**, 1221 (2001).
計算コードはURL: <http://radiant.harima.riken.go.jp/spectra/> から入手できる。
- 4) 田中隆次, 備前輝彦, 北村英男: *加速器*, **5**, 3 (2008).
- 5) 田中隆次, 備前輝彦, 北村英男: *加速器*, **5**, 100 (2008).
- 6) 後藤俊治: *加速器*, **7**, 250 (2010).
- 7) 菊田惺志著: “X線散乱と放射光科学 基礎編”, (2011), (東京大学出版会).
- 8) 大橋治彦, 平野馨一編: “増補版 放射光ビームライン光学技術入門”, (2013), (日本放射光学会).
- 9) T. Ishikawa, et al.: *Nature Photonics*, **6**, 540 (2012).



後藤俊治 (Shunji Goro)

公益財団法人高輝度光科学研究センター(〒679-5198 兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1)。東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻修士課程修了。博士(工学)。
《現在の研究テーマ》放射光に関わるX線光学。《主な著書》“増補版放射光ビームライン光学技術入門”, (日本放射光学会)。
《趣味》ギター。
E-mail: sgoto@spring8.or.jp