目次

第 81	彰 〈線光	源	305
8.1	リング	型放射光光源	305
	8.1.1	電子ビームの分布を考慮した実効的な放射光の特性...............	305
	8.1.2	放射光用加速器	307
		(1)入射加速器	307
		(2)蓄積リングの構成と機能...............................	308
		(3)蓄積リング中での電子ビーム	310
		(a) 電磁石系	310
		(b) 高周波加速系	314
		(c) 電子ビームの特性	316
		(4) 放射光の取り出し................................	320
	8.1.3	蓄積リングの進展と現状	321
		(1)蓄積リングの分類	321
		(2)放射光施設(蓄積リング)	322
		(3)Photon Factory と PF-AR の概要	324
		(4)SPring-8 の概要	326
	8.1.4	究極の蓄積リングへの発展	329
8.2	リニア	ックをベースとする新規放射光光源................................	330
	8.2.1	X線自由電子レーザー	330
		(1) 自由電子レーザーの原理	330
		(2)SASE 型のX線自由電子レーザー...........................	333
		(3) X線自由電子レーザーの実現 — SACLA	335
	8.2.2	エネルギー回収型 リニアック	336
8.3	放射光	光源全体の将来像(・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	338
	8.3.1	放射光光源性能の到達目標....................................	338
		(1)回折限界	338
		(2)フーリエ変換限界	339
		(3)ピーク輝度と光子縮重度	339
	8.3.2	各種放射光光源の発展の状況....................................	340
参考	文献		343

第8章

X 線光源 ||

基礎編第7章X線光源IにおいてラボX線源について述べたあと、電子蓄積リングから得られる放射光 について基礎的な事柄を説明した.ここでは、このリング型加速器の働きと最近の発展の状況について説 明するとともに、ごく最近実現したリニアック型放射光光源であるX線自由電子レーザーについて述べる. エネルギー回収型リニアックについても触れる.最後に放射光光源全体について光源性能の到達目標に言 及したあと、各種放射光光源の位置づけと今後の発展を見通す.

8.1 リング型放射光光源¹⁻³⁾

8.1.1 電子ビームの分布を考慮した実効的な放射光の特性⁴⁾

第7章X線光源Iでは,電子1個が理想的な軌道上を運動する場合の放射を扱ってきたが,実際には, 電子は集団で運動し,空間的な広がりと角度広がりをもって運動しているので,放射光の特性はその影響 を受ける.

軌道の進行方向に z 軸,それに垂直な面内で,軌道面内に x 軸,軌道面に垂直な方向に y 軸をとる.電 子ビームの空間的な広がりはガウス分布を仮定して x 方向と y 方向に対してそれぞれ標準偏差 $\sigma_x \ge \sigma_y$ で 表わす.半値幅 (FWHM) は標準偏差の 2.35 倍であるから,それぞれ 2.35 $\sigma_x \ge 2.35\sigma_y$ である.円形加速 器中では電子ビームは、ふつう x 方向に長い扁平な形をしている.電子ビームの角度広がりについても同 様に標準偏差 $\sigma_{x'} \ge \sigma_{y'}$ で表わす. $\sigma_x \ge \sigma_{x'}$ および $\sigma_y \ge \sigma_{y'}$ の具体的な式は、それぞれ後述の (8.33) お よび (8.35) に与えられている.

これらの電子ビームのサイズと角度広がりを考慮すれば、実効的な光源のサイズと角度広がりはつぎの ようになる.光子ビーム固有の空間的な広がりにガウス分布を仮定して標準偏差 σ_p で表わすと、実効的な 光源のサイズはそれと電子ビームのサイズとの重ね合わせ(convolution)になり、x 方向と y 方向に対し てそれぞれ

$$\Sigma_x = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_x^2} , \ \Sigma_y = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_y^2}$$
(8.1)

同様に,光子ビーム固有の角度広がりの標準偏差を *σ_{p'}*とすると,実効的な光源の角度広がりはそれと電子 ビームの角度広がりとの重ね合わせになり, *x* 方向と *y* 方向に対してそれぞれつぎのように表わされる.

$$\Sigma_{x'} = \sqrt{\sigma_{p'}^2 + \sigma_{x'}^2} , \ \Sigma_{y'} = \sqrt{\sigma_{p'}^2 + \sigma_{y'}^2}$$
(8.2)

ー般に、放射光のスペクトル分布は光束 (photon flux) \mathcal{F} ,光束密度 (photon flux density) \mathcal{D} とブ リリアンス (brilliance,輝度) \mathcal{B} の3つの量によって表わされる. これらの単位はつぎのとおりである.

)	光束	\mathcal{F} : photons/sec/0.1% bandwidth	
)	光束密度	$\mathcal{D}: \mathrm{photons/sec/mrad}^2/0.1\%$ bandwidth	
	ブリリアンス	$\mathcal{B}: \mathrm{photons/sec/mm^2/mrad^2/0.1\%} \mathrm{bandwidth}$	
なお	,光束密度ある	らいはブリリアンスがブライトネス (brightness) とよばれる場合もあるので,注意を	要
する			

光束密度 D は、単位時間あたり、相対的バンド幅あたり、水平・鉛直方向の単位発散角あたりに放射される光子数である. 理想的な電子軌道のもとでは、光子固有の角度広がりだけが考慮されており、自然光束密度 D_{nat} とよばれる. 偏向電磁石光源と挿入光源からの放射光のスペクトル分布については、それぞれ基礎編 7.2.2 と 7.2.3 において述べられ、z 軸上 ($\psi = 0$) での自然光束密度は (7.32) と (7.58) に与えられている.

光束 *F* は単位時間あたり,相対的バンド幅あたり,全立体角あるいはある限られた立体角内に放射され る光子数(それぞれ全フラックス,部分フラックスとよばれることもある)で,自然光束密度を角度的に積 分して得られ,つぎのように表わされる.ここで *N* は光子数である.

$$\mathcal{F} \equiv \frac{d^2 N}{dt dw/w} = \int \mathcal{D}_{nat} d\Omega \tag{8.3}$$

$$\mathcal{D}_{nat} \equiv \frac{d^3 N}{dt d\Omega dw/w} \tag{8.4}$$

偏向電磁石光源に対する光束の場合, 軌道面内では一様な強度分布になるので,光束は一定の取り込み角 $\Delta \theta$ 内に放射される光子数とする.角分布がガウス型で光子固有の角度広がりを $\sigma_{p'}$ とし, z軸方向に注目 すれば ($\psi = 0$),自然光束密度と近似的につぎのような関係にある.

$$\mathcal{F} \approx \Delta \theta \cdot \sqrt{2\pi} \sigma_{p'} \mathcal{D}_{nat,\psi=0} \tag{8.5}$$

ここで,ガウス型曲線では積分値はそのピーク値に √2πσ の幅をかけたものに等しいことを用いている. また,アンジュレーター光源の場合,光束は放射コーン内に放射される光子数とする.アンジュレーター 放射光では, z 軸方向に注目すれば (ψ = 0),自然光束密度と近似的につぎのような関係にある.

$$\mathcal{F} \approx 2\pi \sigma_{p'}^2 \mathcal{D}_{nat,\psi=0} \tag{8.6}$$

光束は電子ビームの状態と関係がないが、光束密度には電子ビームの角度広がりが影響する.この実効 的光束密度 \mathcal{D}_{eff} は z 軸方向に注目すれば ($\psi = 0$),偏向電磁石光源とアンジュレーター光源の場合、それ ぞれ近似的につぎのように表わされる.

$$\mathcal{D}_{eff,\psi=0} = \frac{\sigma_{p'}}{\Sigma_{y'}} \mathcal{D}_{nat,\psi=0} = \frac{\mathcal{F}}{\sqrt{2\pi} \Delta \theta \Sigma_{y'}}$$
(8.7)

$$\mathcal{D}_{eff,\psi=0} = \frac{\sigma_{p'}^2}{\sum_{x'} \sum_{y'}} \mathcal{D}_{nat,\psi=0} = \frac{\mathcal{F}}{2\pi \sum_{x'} \sum_{y'}}$$
(8.8)

ブリリアンスは一般に、単位時間あたり、相対的バンド幅あたり、水平・鉛直両方向の単位発散角・単位 面積あたりに放射される光子数である.実効的な光源のサイズと角度発散がそれぞれ (8.1) と (8.2)の標準 偏差をもつガウス分布で表わされるとして、アンジュレーター光源に対して

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{D}_{eff,\psi=0}}{2\pi\Sigma_x\Sigma_y} = \frac{\mathcal{F}}{(2\pi)^2\Sigma_x\Sigma_y\Sigma_{x'}\Sigma_{y'}} = \frac{1}{(2\pi)^2\Sigma_x\Sigma_y\Sigma_{x'}\Sigma_{y'}}\frac{d^2N}{dtdw/w}$$
(8.9)

である. 実際には毎秒,光源の単位面積 1 mm²,単位立体角 1 mrad²,相対的バンド幅 0.1 % あたり,蓄 積電流 1 mA あたりの光子数で表わされる. この単位は従来,習慣的に使用されてきたものであるが,第



図 8.1 進行波型の加速管

3世代の低エミッタンス・リングでは、光源の単位面積と単位立体角をそれぞれ 1 μm² と 1 μrad² に変え た方が、実体に近い表示になる.

ブリリアンスは,電子ビームのエミッタンスが低いほど高くなる. 収束光学系によって放射光を絞って 利用する場合には高いブリリアンスが望まれる.一方,光束は電子エネルギーと蓄積電流だけにより,電 子ビームのサイズと角度発散には関係しない.放射光の照射実験では光束が大きいほどよい.

8.1.2 放射光用加速器^{5,6)}

放射光用の加速器システムは入射加速器と蓄積リングから構成される.入射器では電子を必要なエネル ギーまで加速し,蓄積リングへ入射する.入射器としては加速エネルギーが低い場合はマイクロトロンが 用いられ,高い場合には線型加速器,あるいは線型加速器とシンクロトロンの組み合わせが用いられる. 蓄積リングへの入射エネルギーを蓄積リングのエネルギーと同じにすれば,蓄積リングの電子ビームの特 性をよくするのに役立つ.

(1)入射加速器

(線型加速器)

線型加速器 (linear accelerator, リニアック, リナック) は、高周波電力によって励振された加速管で電 子を高エネルギーに加速する直線型の加速器である.線型加速器では放射光の放出はない.電子銃から出 た電子はプリバンチャーとバンチャーで加速されながら、短バンチ化して,加速管に入る.加速管での電 子の加速方式には進行波型と定在波型がある.よく使われる進行波型の加速管 (図 8.1) は円筒状導波管に 一定の間隔で孔あきの円板を装荷したものである.図では導波管中に波長あたり3枚の円板が入っている. 単なる円筒状導波管の内部を伝播するマイクロ波の位相速度 v_p は光速よりも大きい.電子の速度 v_e は数 MeV 以上ではほぼ光速に等しいが、導波管に円板を装荷することにより v_p を遅くして光速に等しくでき る (この種の導波管は遅延回路とよばれる).このとき電波の加速電場に乗った電子は連続的に加速されな がら進む.電場の波頭に乗れば最大加速を受けるとともに、エネルギー幅を小さくできる.

一般に使用される高周波の周波数は S バンド (2.8 GHz) が多い. ふつう加速管の長さ 1 m あたり数 MeV から 10 数 MeV 加速される. なお動作周波数が高くなると,加速管の単位長さあたりの加速電場強 度を大きくできるので,Sバンドの 2 倍の周波数の C バンド (5.7 GHz), 4 倍の周波数の X バンド (11.4 GHz) の線型加速器の開発が進んでいる.高周波電力はクライストロンで発生させる.

線型加速器は放射光用としては蓄積リングの前段の加速器として用いられる.線型加速器では放射光が 発生しないので,エミッタンスは保存される.したがって,電子銃を高性能化することにより*x*,*y*両方向 とも微小サイズの電子ビームになる.また,パルス長圧縮器により超短パルスのビームが得られる特長を もつので,新規の放射光源としては主役の加速器である.



図 8.2 偏向電磁石の模式図

(電子シンクロトロン)

電子シンクロトロン (synchrotron) では,偏向電磁石をリング状に配列し,電子を円運動させる. その軌 道に置いた高周波空洞で電子を高エネルギーまで加速する. その際,軌道を一定に保つために磁場をエネ ルギーの増加に合わせて強くしていき,最高エネルギーに達したところで取り出すという加速パターンを 繰り返す.

(マイクロトロン)

マイクロトロン (microtron) では,電子を直流磁場中で円運動させ,その軌道に置いた高周波空洞で加速 する.高周波空洞を通るたびにより大きな円軌道を描き,高エネルギーに加速される.

(2) 蓄積リングの構成と機能

蓄積リングの機能を放射光利用の観点からみてみる.光源用の蓄積リングは,電子を一定のエネルギー に保ちつつ,ほぼ円形の軌道上を安定に周回させ,長時間貯蔵する.電子は扁平な楕円形の断面をもつ超 高真空ダクトの中を走る.リングの軌道上には偏向電磁石 (bending magnet) が配置される.**偏向電磁石** (2極磁石)は図8.2のように鉛直方向に一様な磁場をつくり,電子ビームの軌道を曲げる.鉄心はC形を しているものが多く,その間隙から放射光が取り出される.電子ビームの偏向角は,SPring-8 でみれば, 88 台の偏向電磁石が用いられており,1台あたり2π/88 ラジアンである.リングの電子エネルギーが入射 電子のエネルギーと同じ場合には、リングで電子のエネルギーを一定に保てばよいから,偏向電磁石には 直流磁場をかける.偏向電磁石の間の軌道の直線部に挿入光源が配置される.電子ビームに収束性をもた せるために4極電磁石 (quadrupole magnet) (図8.3) が置かれる.この収束作用により電子は、平均軌道 のまわりに安定な振動をくり返す.なお、強い収束は大きな色収差を生ずるので、その補正に6極電磁石 (sextupole magnet) が用いられる.

リングを周回する電子は放射によりエネルギーを失うので、その放射損失 (radiation loss) の分だけ軌 道の直線部に置かれた高周波空洞 (RF cavity) で補給される.空洞には高周波パワーがクライストロン (klystron) とよばれる電力源から導波管を通して供給される.図 8.4 は高周波空洞の模式図である.空洞 は円筒状で、空洞内に共鳴モードが形成される.この図示の場合は、最も低い共振周波数をもつ TM₀₁₀ モードであって、磁力線がビーム軸のまわりに同心円状にでき、電場は加速間隙の付近でビーム軸に平行 に生ずる.電子が加速間隙を通るたびに高周波の電場が電子を加速させる向きにかかれば、電場で繰り返 し加速を受け、エネルギーを増大させる.



図 8.4 高周波加速空洞の模式図

電子がリングを一周するのに要する時間,すなわち周回時間(revolution time)は,周長をLとすれば, $v \approx c$ であるから

$$T_0 = L/c \tag{8.10}$$

であり、電子がリングを周回する振動数(周回振動数, revolution frequency)は

$$f_{rev} = 1/T_0 \tag{8.11}$$

である. 高周波(RF)の振動数 f_{RF} は電子の周回振動数の整数倍に選ばれる.

$$f_{\rm RF} = h f_{rev} \tag{8.12}$$

整数値 h は**ハーモニック数** (harmonic number) とよばれる. したがって高周波の周期は T_0/h である.

電子が空洞を通るときに高周波の電場が電子を加速する向きであれば、1 周した後にも同様に加速を受ける. この高周波加速の仕方から、電子は、軌道上をハーモニック数分だけに集群(バンチ, bunch)してできるバケット(bucket, "バケツ")の列をなして周回する. バケットの時間間隔は 1/*f*_{RF} である. そのため放射光は一定の間隔でくり返されるパルスの列になる. 時間分解測定のためには少数のバケットだけに電子を満たして、パルス光の間隔を広げる場合もある. 1 個のバケットだけに電子を満たした場合、パルス光の間隔は最大になり、電子がリングを1 周する時間に等しい.

蓄積リングの構成図の例として SOR-RING の場合を基礎編の表紙に載せてある⁷⁾. SOR-RING は東京 大学物性研究所で軟X線・極紫外線用の蓄積リングとして 世界ではじめて建設され, 1977 ~ 1997 年に稼 動した(現在, SPring-8 の普及棟に展示されている). これは電子エネルギーが 380 MeV の 小型リングで あるが,基本的な構成は大型リングと同じであって,構成を理解しやすい. 円周を 8 分割した偏向電磁石 $B_1 ~ B_8$ が配置され,ポート $R_1 ~ R_4$ から放射光を取り出す. 偏向電磁石の間が直線部で, S_2 , S_4 , S_6 と S_8 の 4 箇所に電子ビームを収束させる 4 極電磁石がある. あと 4 個所の直線部のうち S_1 に電子ビーム 入射用のセプタム磁石(小型のパルス偏向電磁石で,磁場を外に洩らさないための薄い仕切り板をもつ), S_3 に電子ビームを加速させる高周波空洞, S_5 (とその他) に超高真空排気装置が配置され, S_7 には挿入光 源を設置することができる.



(3) 蓄積リング中での電子ビーム

(a) 電磁石系

a-1 偏向電磁石内での電子の運動

一様な磁場中でローレンツ力を受けて円運動している電子の運動方程式は、磁場の方向を極軸にとり動 径方向を r とする極座標で表わすと、 $m(d^2r/dt^2 - r(d\theta/dt)^2) = -evB$ と $rd\theta/dt = v$ を用いて、

$$m\left(\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{v^2}{r}\right) = -evB \tag{8.13}$$

となる.いま図 8.5 のように電子の軌道を半径 R の円軌道(中心軌道)を基準としてそれからのずれに よって表わす.中心軌道から動径方向と垂直方向への電子位置のずれをそれぞれ x, y とする.さらに中心 軌道に沿った位置の変数 s (= vt)を導入すると, x(s) と y(s) は位置 s でのそれぞれの方向への変位を表 わすことになる.また中心軌道の接線方向を z 軸とする.(8.13) は(7.13)を用い, r = R + x ($x \ll R$) とおけば, つぎのように表わされる.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = v^2 \left(\frac{1}{R+x} - \frac{1}{R}\right) \approx -v^2 \frac{x}{R^2}$$

$$\tag{8.14}$$

変数 $t \in s(=vt)$ に変えれば、dx/dt = vdx/ds、 $d^2x/dt^2 = v^2d^2x/ds^2$ であるから

$$\frac{d^2x}{ds^2} = -\frac{x}{R^2}$$
(8.15)

となる. 垂直方向に対しては

$$\frac{d^2y}{ds^2} = 0\tag{8.16}$$

である.これから分かるように,電子の運動は水平方向には収束力が働き安定であるが,垂直方向には収 束力がなく不安定である.

a-2 4極電磁石内での電子の運動

電子ビームの運動を安定に保つために、4極電磁石(quadrupole magnet)が用いられる.4極電磁石で は図8.3のようにN極とS極がそれぞれ2つずつ対向して配置される.磁極面はxy面内で直角双曲線 $xy = \pm r_0^2$ の形に近似しており、磁力線は $\pm x^2 \mp y^2 = K^2$ (複号同順)の多数の直角双曲線によって表わ される.磁場は中心からの距離に比例して強くなっており、B(ay, ax, 0)のような形に書けるので、この中 を軸に平行に通過する電子が受けるローレンツ力は $F(-ev \cdot ax, ev \cdot ay, 0)$ となる.この磁場中の運動方 程式は近軸電子線に対して

8.1 リング型放射光光源 311

$$\frac{d^2x}{ds^2} = -\frac{ea}{m}x \quad , \quad \frac{d^2y}{ds^2} = \frac{ea}{m}y \tag{8.17}$$

が成り立つ.4極電磁石の中心では磁場はゼロなので、中心軸上を通る電子は力を受けない.*a*>0の場 合、中心から水平方向にずれたところを通る電子には収束作用が働き、垂直方向にずれた電子には発散作用 が働く.N極とS極を入れ替えた*a*<0の場合には、逆の作用が働く.前者は*x*方向で収束(Focusing)、 後者は*x*方向で発散(Defocusing)することから、習慣的にそれぞれの4極電磁石はF型とD型とよばれ る.この2種の4極電磁石をFDFD・・・と交互に配置すれば、光のレンズ系で凸レンズと凹レンズを交 互に多数並べて収束作用を得るのと同じように、電子ビームを両方向ともに収束させることができる.

a-3 リングでの電子の横方向の運動 ―― ベータトロン振動

電子は磁場から受ける力によって横方向 (x 方向と y 方向)の運動をする.電子ビームを偏向させる偏向 電磁石と収束させる4極電磁石が配列したリングでの電子の運動方程式は一般に

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K_x(s)x = 0 \quad , \quad \frac{d^2y}{ds^2} + K_y(s)y = 0 \tag{8.18}$$

と表わされる. $K_x(s)$ と $K_y(s)$ はそれぞれ x, y 方向での4極電磁石による収束・発散作用を表わすとと もに, $K_x(s)$ には偏向電磁石による弱い収束作用である (8.15) の項も含まれる. またこれらの関数はリン グの周長の周期性をもっている. (8.18) の解はベータトロン振動 (betatron oscillation) とよばれ,中心軌 道からの変位としてつぎのような振動的な式で与えられる.

$$x_{\beta}(s) = \sqrt{W_x \beta_x(s)} \sin\{\phi_x(s) + \phi_{x0}\}$$

$$y_{\beta}(s) = \sqrt{W_y \beta_y(s)} \sin\{\phi_y(s) + \phi_{y0}\}$$
(8.19)

ここで $\beta_{x,y}(s)$ (x, y 方向での関数をまとめて示す) はリング 1 周の周期関数で, x, y 方向のベータトロン 関数,あるいは β 関数とよばれる. $W_{x,y}$ は s によらない一定値である. $\phi_{x,y}(s)$ は $\beta_{x,y}(s)$ からつぎの関係により得られるベータトロン振動の位相で, $\phi_{x0,y0}$ はその初期位相である. すなわち,

$$\phi_{x,y}(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta_{x,y}(s)} \tag{8.20}$$

電子がリングを1周するときに振動する回数は**ベータトロン振動数**またはベータトロン・チューン(tune) とよばれ,つぎのように位相の進みを2π で割ったものになる.

$$f_{x,y} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_{x,y}(s)} \tag{8.21}$$

f_{x,y} が整数のとき,電子はある場所で攪乱を受けたら一周毎に同じ位相で攪乱を受けて振幅が増大してしまうので,整数を避けて,1周後もとの位置と傾きに戻らないようにする.

(8.18) は *x* 方向と *y* 方向に対して同じ形をしているので、このあとは *x* 方向についてだけ扱う. *x* の微 $\int dx/ds \equiv x'$ は、中心軌道に対する電子の進行方向の傾きを表わしており、

$$x'_{\beta} = \sqrt{\frac{W_x}{\beta_x(s)}} \left[-\alpha_x(s) \sin\{\phi_x(s) + \phi_{x0}\} + \cos\{\phi_x(s) + \phi_{x0}\} \right]$$
(8.22)

となる. これは

$$x'_{\beta} = \sqrt{W_x \gamma_x(s)} \sin\{\phi_{x'}(s) + \phi_{x'0}\}$$
(8.23)

の形にまとめられる. ここで





$$\alpha_x(s) = -\frac{1}{2}\beta'_x(s)$$

$$\gamma_x(s) = \left\{1 + \alpha_x^2(s)\right\} / \beta_x(s)$$
(8.24)

であって, α_x , β_x と γ_x はツイス (Twiss) パラメーターとよばれる. (8.19), (8.22) から

$$W_{x} = \gamma_{x}(s)x^{2} + 2\alpha_{x}(s)xx' + \beta_{x}(s)x'^{2}$$

= $\frac{1}{\beta_{x}(s)} \left\{ x^{2} + \left(\frac{\beta_{x}'(s)}{2}x - \beta_{x}(s)x' \right)^{2} \right\}$ (8.25)

が得られる. (8.25) は位相平面 (x, x') で表わすと,図 8.6 のように楕円になり,その面積は πW_x である. 中心軌道の位置 s によって楕円の形は変わるが,面積は一定である. これは一般的なリウビル (Liouville) の定理に基づいているといえる. この s によらない不変量 πW_x は電子の**エミッタンス**とよばれる. あるい は π を省略して W_x をいう場合も多い. ある位置 s でみると,初期位相 ϕ_{x0} のちがう電子は,楕円上のち がう点にくる. したがって,電子軌道の位置 x(s) は $\pm \sqrt{W_x \beta_x}$ の範囲で動き,電子軌道の傾き角 x'(s) は $\pm \sqrt{W_x \gamma_x}$ の範囲で動く. これらの大きさはほぼ相反する関係にある.

a-4 電子エネルギー幅の関わるパラメーター

これまでのところ電子のエネルギーは一定であるとしてきたが、実際にはエネルギーには幅がある.中 心軌道はエネルギーごとに異なるので、実際の振動はそれによるずれ $x_E(s)$ にベータトロン振動による変 位 $x_\beta(s)$ が乗ることになる.

$$x(s) = x_{\beta}(s) + x_E(s) \tag{8.26}$$

$$x_E(s) = \eta_x(s) \frac{\Delta E}{E} \tag{8.27}$$

ここで比例定数 $\eta_x(s)$ はリング 1 周の周期関数で,**エネルギー分散関数** (energy dispersion function) と よばれる. 垂直方向に対しては偏向電磁石が効かないので $\eta_x(s)$ は無視できる.

軌道の周長 *L* はベータトロン振動によっては変化しないが,エネルギー分散関数により電子のエネル ギーのずれ Δ*E* に応じてつぎのように変化する.



図8.7 チャスマン・グリーン型ラティス B: 偏向電磁石, QF と QD: 4 極電磁石の F型と D 型, 点 O は直線部の中心である.

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \frac{\Delta E}{E} \tag{8.28}$$

この α は運動量コンパクション因子(momentum compaction factor)とよばれるが、いまの場合、伸縮 因子 (dilation factor) とよぶ方が理解しやすい. α はもともと運動量のずれに対して定義されているが、 相対論的エネルギーの電子の場合、(7.4) から $E \approx pc$, $\Delta p/p \approx \Delta E/E$ であるので、(8.28) のように表わ される. $\alpha > 0$ で、運動量の大きい電子は磁場で曲げられにくいので、円軌道が外側にふくらみ、周回時間 が長くなる.

a-5 電磁石配列

蓄積リングの電磁石は規則性をもって配列しており,それは**ラティス** (lattice) とよばれ,その単位をセ ルという. ラティスの特性はセルのベータトロン関数とエネルギー分散関数によって表わされる. ラティ スは挿入光源が多数設置でき,低エミッタンスの電子ビームが得られるように設計される. **チャスマン・ グリーン** (Chasman-Green) 型のラティスは第3世代リングでよく採用されている. これは Double Bend Achromat (2偏向電磁石色消しレンズ系)ともよばれる. セルの電磁石配列の基本的な形を図 8.7 に示す. 2台の偏向電磁石の間に4極電磁石を配置して条件を選べば,これらの偏向電磁石によって生ずるエネル ギー分散関数 η_x を前の偏向電磁石の入口と後ろの偏向電磁石の出口のところでゼロにすることができる. ふつう,その外側の無収差(アクロマート)にした部分に挿入光源が設置される.

a-6 閉軌道の歪み

これまで電子の平衡軌道 (基準軌道) を中心とする運動を扱ってきた.この軌道は理想的につくられた電磁石が理想的に配置されている場合に実現されるが,実際には偏向電磁石の不整磁場,4極電磁石の設置誤差による磁場中心のずれなどにより平衡軌道自身がずれて歪んだ閉軌道になる.この**閉軌道の歪み** (closed orbit distortion, COD) を小さくするために小型の補正偏向電磁石 (steering magnet) が用いられる.

偏向電磁石などの不整磁場の影響でチューンが

$$pf_x + qf_y = r \quad (p, q, r: \stackrel{\text{gamma}}{\to} \stackrel{\text{gamma}}{\to} (8.29)$$

の条件を満たすと一種の共鳴状態になる場合があり、電子は1周するごとに同じ方向に蹴られ、ベータト ロン振動の振幅が増大していく.そこでチューンの動作点はこのような共鳴を避けるように選ばれる.



図 8.8 (a) ベータトロン振動の放射減衰 (電子の運動量変化を示す) p_i :光子放出前の運動量, Δp_{ph} :光子放出による減少 分, $\Delta p_{\rm RF}$: RF 加速による増加分, p_f : RF 加速後の運動量 (b) ベータトロン振動の放射励起 (電子の平衡軌道の変化を示す)⁹⁾

a-7 ベータトロン振動の放射減衰と放射励起⁸⁾

電子は偏向電磁石の円弧状軌道で光子を放出する.光子放出はランダムな確率的現象であり,その場所 もエネルギー損失もばらつく.これが電子ビームのサイズと角度広がりに影響する.前述のベータトロン 振動はシンクロトロン放射と高周波加速によって変化し,それには**放射減衰**(radiation damping)と**放射 励起**(radiation excitation,量子励起)の効果が含まれる.まず,放射減衰についてみる(図 8.8(a)).電子 が光子を放出したとき,光子の向きは電子の運動量方向であるので,電子の位置と傾きは変わらない.失 われたエネルギーは加速空洞で補われるが,加速は中心軌道に平行な方向であるので,加速後の電子の運 動量の傾きは小さくなる.この過程の繰り返しによりベータトロン振動は減衰し,エミッタンスは減少す る.つぎに,放射励起についてみる (図 8.8(b))⁹⁾.光子を放出すると,放出の前後で電子の位置は変わら ず,方向もほとんど変わらないが,平衡軌道はエネルギーごとに変わるので,それまでの平衡軌道は瞬時に 変わる.その結果,もとの平衡軌道を中心としてベータトロン振動をしていた電子は,光子放出後,新たな 平衡軌道を中心としたベータトロン振動が励起される.この励起はランダムで確率的に起こるために振幅 が大きくなり,エミッタンスは増大する.結局,ベータトロン振動は放射減衰と放射励起がつり合うところに落ちつく.そこが電子ビームのエミッタンス ε_x を与える.

(b) 高周波加速系

ここまでは電子の横方向 (*x*, *y* 方向) の運動について述べたので,つぎに電子の進行方向 (*z* 方向)の 運動をみてみる.リングを周回する電子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失う.この放射損失



図 8.10 シンクロトロン振動の位相平面 $\Delta E - \phi$ における表示 矢印は電子の進む向きを示す.

(radiation loss) は高周波加速空胴(RF cavity) によって補われる.

電子がリング1周あたりに失うエネルギー U_0 と同じ分だけのエネルギーを加速空洞から得れば、電子は加速電場と同期がとれる.図 8.9 に示すように、電子は加速電圧 $V_{\rm RF}$ に対して

$$U_0 = eV_{\rm RF}\sin\phi_s \tag{8.30}$$

が満たされれば、エネルギーが一定に保たれ、平衡軌道を周回する. ここで ϕ_s は平衡位相 (同期位相) よば れる. $\pi/2 < \phi_s < \pi$ で、同期している電子よりも早く加速空洞に来る電子 p は U_0 より大きいエネルギー を得る. エネルギーの大きい、すなわち運動量の大きい電子ほど磁場で偏向されにくいので、軌道の周長が 長くなり、周回時間が長くなる. したがって、つぎに加速空洞に来るときは ϕ_s に近づく. 周回を繰り返す うち、ついに ϕ_s を通り越す. 電子 q は同期電子より遅く加速空洞に来るので、 U_0 より小さいエネルギー を得る. この場合には周回時間が短くなり、 ϕ_s に近づく. このように電子は同期位相を中心にして、言い 換えれば位置的に同期電子の前後を安定に振動する. そのエネルギーは同期電子のエネルギーの近傍で振 動しながらある範囲内に保たれる. これは位相安定性の原理とよばれ、このエネルギー振動はシンクロト ロン振動 (synchrotron oscillation) とよばれる. なお、 $0 < \phi_s < \pi/2$ では、電子は安定に周回しない.

シンクロトロン振動を $\Delta E - \phi$ 位相平面で表示したのが図 8.10 である. 縦軸の ΔE は電子エネルギーの 変化分である. 図の塗りつぶした部分は振動の安定領域で,その境界線は**セパラトリックス** (separatrix)



図 8.11 位相空間における電子の分布

または RF バケット (bucket) とよばれる.安定領域での最大のエネルギーのずれは ε_{max} で、 ε_{max}/E は RF バケットハイト (RF bucket height) とよばれる.安定領域内でシンクロトロン振動の振幅が小さいと きは、電子の軌跡はバケットの中心付近 (ϕ_s の近傍) で小さな楕円を描き、調和振動をする. 蓄積リングへ の電子ビーム入射時などによく見られるように、安定領域の外の例えば点 a にある電子は図のような軌跡 を描きながら外れていく.安定領域にある電子の集団は**バンチ** (bunch) とよばれる. 横軸の ϕ は電子の 進行方向の距離に変換できることから、バケットはハーモニック数分だけ並んでいるが、電子のバンチは 入射条件によっては必ずしもすべてのバケットにバンチがある訳ではない.

(c) 電子ビームの特性

c-1 電子ビームのサイズと角度広がり

(8.25)の1個の電子のエミッタンス W_x は一定値であったが、実際は光子の放出がランダムに起こるので、電子ビームの個々の電子のエミッタンスは時間的に変化する.前述のように、ベータトロン振動の振幅は放射励起と放射減衰の影響を受けて、電子のエミッタンスは統計的な分布をもつ.そこで、 W_x の平均値 < $W_x > 01/2$ が電子ビームのエミッタンスとして定義され、 ε_x で表わす.

図 8.11 はある *s* における電子の位相平面 (*x*, *x*') での運動状態を示すが,この中で注目するひとつの電子 は一周するごとに対応した楕円上を動く.電子ビーム中の多数の電子は図のような位置に分布し,それぞれ 相似な楕円を描く.リングの各点での *x* と *x*' の分布はガウス分布になる.その広がりは標準偏差によって

$$\sigma_{\beta x} = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x}, \ \sigma_{\beta' x} = \sqrt{\varepsilon_x \gamma_x} = \sqrt{\varepsilon_x / \beta_x \sqrt{1 + \beta_x'^2 / 4}}$$
(8.31)

で与えられ、それぞれベータトロン振動による水平方向のビームのサイズと角度広がりを表わす.

さらにビームのエネルギー幅 *σ_E* を考慮すると,それによるビームのサイズと角度広がりはエネルギー分 散関数 *η_x* を用いて

$$\sigma_{\eta x} = \eta_x \sigma_E / E , \ \sigma_{\eta' x} = \eta'_x \sigma_E / E \tag{8.32}$$

であるから、結局水平方向のビームのサイズと角度広がりはつぎのようになる.

$$\sigma_x = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x + \eta_x^2 (\sigma_E/E)^2}, \ \sigma_{x'} = \sqrt{\varepsilon_x \gamma_x + \eta_x'^2 (\sigma_E/E)^2}$$
(8.33)



図 8.12 SPring-8 ラティスの通常セルにおける電磁石配列(図中の下側)と、そこでのベータトロン関数 β_x, β_y とエネルギー 分散関数 η_x の変化

電磁石は順に ID/(Q/S/Q/S/Q)/BM/(Q/S/Q/S/Q)/BM/(Q/S/Q/S/Q)/ID と配列している. *s* = 0,30 のところが直 線部の中心である.

垂直方向では理想的な設計ではエミッタンス ε_y はゼロとみなしてよい (厳密には光放出に伴う電子の反跳で微小な放出角が生ずる) が、実際には電磁石の誤差磁場や設置精度などの影響で水平方向と垂直方向でベータトロン振動が結合して有限の値をもつ. 結合がないときの水平方向のエミッタンスを ε_{x0} , 結合定数 (coupling constant) を κ ($0 \le \kappa \le 1$) とすると,

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{x0}/(1+\kappa), \ \varepsilon_y = \kappa \varepsilon_{x0}/(1+\kappa) = \kappa \varepsilon_x$$

$$(8.34)$$

と表わされる.ふつう κ は $0.1 \sim 0.01$ の値をもつので, ε_y は ε_x より 1 桁以上小さい.

垂直方向のビームのサイズと角度の広がりは, η_x の寄与は小さいので, つぎのようになる.

$$\sigma_y = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y}, \ \sigma_{y'} = \sqrt{\varepsilon_y \gamma_y} = \sqrt{\varepsilon_y / \beta_y} \sqrt{1 + \beta_y'^2 / 4}$$
(8.35)

c-2 電子ビームの低エミッタンス化

電子ビームのエミッタンスをできるだけ小さくして、ビームのサイズと角度広がりを微小化することで、 放射光の高輝度化が図られる.現在の SPring-8 のラティスには 44 個のセルがあり、そのうち 36 個が通常 セルで、8 個が長直線部に関わる整合セルである.ひとつの通常セルでの電磁石の配列と、ベータトロン関 数 β_x , β_y とエネルギー分散関数 η_x の変化を図 8.12 に示す.電磁石の配列は両端に挿入光源 (ID)、中間に 2 台の偏向電磁石 (BM) が配置され、4 極電磁石 (Q) が 10 台、6 極電磁石 (S) が 7 台並ぶ.当初、前述 のアクロマート条件で得られる電子ビームのエミッタンスは 6 nm·rad であった.エミッタンスをさらに 低減化させる方法が考えられ、3 nm·rad に到達している.その方法は、アクロマート条件をゆるめて、図 で前の偏向電磁石の入口と後の偏向電磁石の出口の外側でエネルギー分散関数に値をもたせることである. これにより偏向電磁石の部分でのエネルギー分散関数 η_x を平均的に小さくできる. η_x と β_x の大きさの兼 ね合いからより低いエミッタンスが得られる.なお、このような低エミッタンスでは電子ビームが高密度 であるので、電子どうしの反発でビームの寿命が短くなるが、トップアップ運転により克服されている.

c-3 電子ビームのバンチ長

	バンチモード	モード例	バンチ/バンチ列間隔
(a)	多バンチモード	160バンチ列 × (12 - 1) *	2.0 ns
(b)-1	少数バンチモード	203バンチ	23.6 ns
(b)-2		4バンチ列 × 84	51.1 ns
(c)	ハイブリッドバンチモード	18バンチ + 2/21フィリング	228.1 ns

表8.1 SPring-8 でのバンチモードの例

*円周上に160バンチ列を12個のかたまりで等間隔に配列し、

そのうち1個のかたまりを空にするモード

電子ビームのバンチ長は、バンチ内電子のエネルギー幅とシンクロトロン振動によって決まる.

まず,エネルギー幅についていうと,エネルギー放出の平均値に依存する放射減衰と,ランダムな揺らぎ による放射励起が釣り合うところで,バンチ内の電子ビームのエネルギー幅 *σ_E* が決まる.このエネルギー 幅は磁場分布に依存し,高周波の電圧には依存しない.

シンクロトロン振動はつぎのようなものである. 基準エネルギー E より ΔE だけ高いエネルギーの電子 は周長が長くなり,加速空洞から一周して加速空洞に戻るまでの時間が余計かかる. その時間変化は, α を 運動量コンパクション因子, f_{rev} を周回振動数とすると,

$$\Delta t = \frac{\alpha}{f_{rev}} \frac{\Delta E}{E} \tag{8.36}$$

となり,時間 Δt だけ遅れる. つまり高周波の位相がつぎの分だけ進む.

$$\Delta \phi = 2\pi f_{\rm RF} \Delta t = 2\pi h f_{rev} \Delta t = 2\pi h \alpha \frac{\Delta E}{E}$$
(8.37)

このため,図8.10の楕円上の位相点が右回りに少しだけまわる.位相がずれた電子は加速空洞でそれに応じた加速を受ける.この運動を繰り返すことで電子が蓄積リング中を多数回まわりながらゆっくりと位相– エネルギー空間で楕円運動をする.シンクロトロン角振動数を Ω とすると,

$$\Omega^2 = \frac{2\pi f_{\rm RF} \alpha e V_{\rm RF}}{T_0 E} \cos \phi_s = \frac{\alpha e \dot{V}_{\rm RF}}{T_0 E}$$
(8.38)

で表わされる.ここで、 $V_{\rm RF}$ は高周波電圧、 $\dot{V}_{\rm RF} = V_{\rm RF}\cos\phi_s$ 、 T_0 は電子の周回時間である.そうすると時間で表わしたバンチ長は

$$\sigma_t = \frac{\alpha}{\Omega} \frac{\sigma_E}{E} \tag{8.39}$$

で与えられる.シンクロトロン振動は高周波電圧に依存し,高周波電圧を上げると図 8.10 で *σ_E* 一定の楕 円が横 (φ) 方向に短くなることによりバンチ長が短くなる.

バンチ長を距離で表わすと $c\sigma_t$ となる. σ_t の大きさは, 蓄積リングの設計によるが, $10 \sim 100$ ps 程度 である.

c-4 バンチモード

SPring-8 の場合,電子は空間的に 2436(= 2×2×3×7×29) 個のバケットに入ることができ,周回時間 は 4.79 μ s であるので,バケット間隔は 1.97 ns である.バンチ長は σ で表わせば 13 ps,半値全幅 FWHM で 31 ps (10 mm に相当) である。多バンチと少数バンチおよびそれらを組み合わせたハイブリッドバン チの運転モードの代表例は表 8.1 のとおりである。なお、**バンチモード**の表わし方を図 8.13 に示す。孤立 バンチ前後の空バンチ内電子数の孤立バンチ内電子数に対する比を表わすバンチ不純度 (bunch impurity) は 10⁻¹⁰ よりよい.



図 8.13 表 8.1 のモードの例を簡単化してその内容を図解 (b)-1 12 バンチ (b)-2 3 バンチ列 ×4 (c) 4 バンチ + 1/6 フィリング



図 8.14 SPring-8 リングの蓄積電流の1週間にわたる変化 (a) トップアップ運転 (b) トップアップ運転開始前 ¹⁰⁾

c-5 電子ビームの寿命

リング中の蓄積電流値が 1/e (~ 1/2.7) まで減少する時間を電子ビームの寿命という.電子ビームはつ ぎの原因により平衡軌道からはずれ,蓄積電流が減少する.ひとつは電子ビームが残留ガス(主として H₂ と CO)と衝突することによるもので,原子核による弾性散乱に基づく場合と,原子核による制動輻射や核 外電子との散乱で失うエネルギーが RF バケットハイトを越える場合がある.また残留ガスは電子ビーム との衝突によってイオン化され,そのイオンの集団が電子ビームの軌道上にクーロン力により束縛される イオントラッピングの現象が生ずる.このイオンはビームの不安定化をもたらし,ビームの寿命が短くな る.電子の代わりに陽電子のビームを用いれば,イオンの捕獲を防ぐのに効果的であるので,初期の蓄積 リングで試みられた.この残留イオンによる短寿命化は真空ダクトの真空度をよくすることで抑えられる ようになった.

もうひとつの短寿命化の原因は**トウシェック** (Touschek) **効果**によるものである.これはバンチ内の振動している電子どうしがクーロン散乱をして,進行方向に直角方向の運動量が進行方向に転化したとき,そのエネルギーが RF バケットのポテンシャルを越えると,電子がバンチの外へ出ていく.

c-6 トップアップ運転

蓄積リングに電子を入射するのに**トップアップ** (top-up: つぎ足し) **運転**が行なわれており, SPring-8 で は従来は 12 時間または 24 時間おきに電子を入射していたが,

トップアップ運転により1分間隔で継続的に電子をつぎ足すことで電流値の変動幅を0.1%以下に保っている (図 8.14)¹⁰⁾.時間的に一定強度の放射光を,ふつうの運転モードに比べて増加した積分電流値で利用できる.従来のような入射時の実験の中断がなく,長時間の連続測定が可能になり,また入射時に光学



図8.15 電子軌道上の偏向電磁石 放射光が放射光ビームラインを通して取り出される.



図 8.16 放射光ビームラインの構成例

素子が受ける熱負荷の変動が軽減したために,強度の測定精度が向上した.さらにハイブリッドモードで 孤立バンチを利用するとき,蓄積電流が大きく減衰が早い孤立バンチに優先的にトップアップ入射するこ とで,実験効率が上がっている.

(4) 放射光の取り出し

蓄積リングの偏向電磁石光源あるいは挿入光源からの放射光がビームラインを通して取り出される¹¹⁾. 図 8.15 は前者の場合の概念図である.

X線ビームラインの基本的な構成は図 8.16 のようになっている. コンクリートしゃへい壁の内側がフロ ントエンド,それに続いて光学ハッチと実験ハッチが並ぶ.フロントエンドには X線ビーム位置モニター, 放射光の不要部分を除去する熱アブソーバー,スリット,およびビームシャッターが配置され,終端は超 高真空を保持するベリリウム窓である.光学ハッチでは,高真空中で 2結晶分光器 (モノクロメーター) により単色化され,ミラーにより高調波除去や集束が行なわれる.最上流の光学素子には熱負荷軽減のた めの冷却機構が付加される.終端は高真空を保持するベリリウム窓である.実験ハッチでは,各種の光学 素子によって X線の一層の単色化やマイクロビーム化を図ったり,偏光状態を変えて実験に供される.な お,光学系の一部は光学ハッチに配置される場合もある.複数の実験装置が光軸に沿って並び,時間を分 けあって使用される.



図8.17 定位置出射型の2結晶分光器

軟 X 線・真空紫外線の取り出しの場合には、リングから最下流の測定装置まで光路は真空で繋がっており、測定装置のところには実験ハッチはない.

(放射光分光用の光学系)¹²⁾

放射光から単色 X 線ビームを取り出す結晶分光器として (+, -) 平行配置の2結晶分光器が用いられる. 波長を変えるために結晶を回転させた場合にも, 試料の同じ位置にビームがくるように定位置出射型になっ ている (図 8.17). すなわち第2結晶は回転だけをさせ, 第1結晶は回転とともに場所の移動も行なわせる. 第1結晶は放射光による熱負荷を受けるので冷却機構を付属させる.また第1結晶と第2結晶の回折面を 平行な配置から少しずらすと (デチューニング), 高調波を除去することができる.

偏向磁石光源の連続 X 線からいくつかのエネルギー範囲の X 線を取り出す場合,異なる回折面をもつ結 晶を何組かそろえて,交換されるが,1つの結晶のいくつかの回折面を利用する可変傾斜配置が便利であ る.これは分光結晶の対称性を利用するもので,例えばシリコン結晶で表面を (311) 面とし,晶帯軸 [011] を散乱面上にのるようにすると,[011] を回転軸として回転させて,(311)のほかに (111),(511),(711) で の反射にもっていくことができる.

2結晶分光器からの出射ビームの位置と強度を一定に保つために、それらの値を測定しつつ、第1結晶の 角度を調節するフィードバック・システムが用いられる.これは MOSTAB (モスタブ, monochromator stabilization) とよばれる.

(熱負荷対策)¹²⁾

SPring-8 におけるアンジュレーター光は 300 W/mm² 以上のパワー密度で第1結晶の数 mm² の領域に 入射する. その熱負荷対策としてまずシリコン結晶に回転傾斜配置が利用される. これは回折面に対して 表面が極端に傾斜するように切り出された結晶を,回折条件を満たしたまま,回折面に垂直な軸のまわりに 回転させて,結晶表面上の照射面積を 50 倍ぐらい増加させ,パワー密度の低減を図る方法である. さらに 結晶板の裏面を直接水冷するが,多数のピンポストを配列した構造にして,高い冷却効率を得ている. ま た、シリコンブロックの液体窒素による間接冷却も行なわれる.

8.1.3 蓄積リングの進展と現状

(1) 蓄積リングの分類

蓄積リングは電子エネルギーの大きさによって表 8.2 のように分類される.各規模のリングで利用可能 な放射光のエネルギー領域は,偏向電磁石部分の軌道から得られる白色放射光についてみれば,その臨界光 子エネルギーが,(7.22)で R を一定とすれば,電子エネルギーの3乗に比例することから決まる.一方, アンジュレーターから得られる準単色光については,そのエネルギーが,(7.55)で λ_0 を一定とすれば,電

蓄積リング	電子エネルギー	偏向電磁石	アンジュレーター	ウィグラー
大型	5~8 GeV	硬X線·X線·軟X線	X線・軟X線	硬X線
中型 (低エミッタンス)	2∼3 GeV	X線·軟X線·極紫外線	X線·軟X線·極紫外線	X線
中型	2∼3 GeV *	X線·軟X線·極紫外線	軟X線·極紫外線	X線
小型	≲ 1 GeV	軟X線·極紫外線		軟X線

表 8.2 蓄積リングの分類

*1~1.5 GeVの場合でも,輝度は若干低いが,中型と同様に利用できる.

子エネルギーの2乗に比例することから決まる.中型リングでも低エミッタンスであれば, λ₀の小さいミニポール (ミニギャップ) アンジュレーターを用いてX線を発生させることができる.ウィグラーでは,偏向電磁石の場合と同様に (7.22) によるが,局所的に*R*を変えることで決まる.

エミッタンス ε は電子エネルギーの 2 乗に比例し、偏向電磁石の曲げ角(偏向角) θ の 3 乗に比例する. すなわち

$$\varepsilon \propto \gamma^2 \theta^3$$
 (8.40)

である.曲げ角は偏向電磁石の数が多いほど,あるいは周長が大きいほど小さくなるので,大型のリング ではエミッタンスを小さくしやすい.

放射光光源としての蓄積リングの発展は、輝度の向上に応じた世代の形で表わされる.放射光利用実験 が開始された初期には既存の高エネルギー物理用リングが寄生的(parasitic)に利用された.これが第1世 代である.放射光の有用性が十分に認識されて、放射光専用(dedicated)リングが建設された.これが第 2世代(エミッタンス~100 nm·rad)で、主として偏向電磁石部分からの放射光が利用されている.第3 世代は低エミッタンス(10 nm·rad 程度)のリングで、挿入光源が主力となり高輝度放射光が得られる.

(2) 放射光施設(蓄積リング)

放射光利用研究は 1960 年代前半に真空紫外線・軟 X 線領域での原子・分子や固体の分光学的研究から 始まり,わが国でも東京大学原子核研究所の電子シンクロトロン (1.3 GeV) を利用して,先駆的な研究が 行なわれた. さらに東京大学物性研究所で軟X線・真空紫外線用の蓄積リング SOR-RING が 1974 年に 世界ではじめて建設され, 1997 年まで稼動した(基礎編表紙参照).

放射光の X 線領域での有用性も認識されるようになった. 1970 年代後半には第1世代にあたる,既存の 高エネルギー物理用リングの寄生的利用が米国の SPEAR や CHESS で始まり,西独 DESY などが続 いた. この諸外国の情勢に影響されて,茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK, 1997 年に 機構改革により高エネルギー物理学研究所から改組)の 物質構造科学研究所で X 線・軟 X 線・真空紫外 線領域の専用リング Photon Factory (PF)の建設計画が具体化し,1982 年に完成した. これにより第 2世代の X 線専用リングをもつ SRS (英国) や NSLS (米国) などとともに先行グループとなった. KEK では高エネルギー物理学研究(電子・陽電子衝突実験)のトリスタン計画が進められ,周長 3 km の巨大な 主リング MR (Main Ring, 30 GeV) と入射蓄積リング AR (Accumulation Ring, 6.5 GeV) が建設され た. 1987 年にその AR の寄生的放射光利用が開始された. トリスタン実験終了後,放射光専用リングに転 換され, PF-AR (Photon Factory Advanced Ring) と改称された. 2001 年から約 1 年間リングの改造・

施設名	ESRF	APS	SPring-8
所在地	グルノーブル(仏)	シカゴ(米)	兵庫県西播磨
移動開始年	1993	1995	1997
エネルギー(GeV)	6	7	8
蓄積電流(mA)	200	100	100
周長(m)	844	1104	1436
エミッタンス(nm•rad)	4	2.5	3.4
臨界エネルギー(keV)	19.2	19.5	28.9

表8.3 世界の大型高輝度放射光施設(蓄積リング)

表8.4 国内の共同利用の放射光施設(蓄積リング)

放射光施設	運営機関	電子エネルギー (GeV)	蓄積リング 周長(m)	放射光臨界 エネルギー (keV)	利用開始年
SPring-8	理化学研究所・高輝度光科学研究センター	8	1436	28.9	1997
PF-AR	高エネルギー加速器研究機構	6.5	377	26.3	1987
PhotonFactory	(物質構造科学研究所)	2.5	187	4	1983
NewSUBARU	兵庫県立大学高度産業科学技術研究所	1.5	118.7	2.3	2000
SAGALS	九州シンクロトロン研究センター	1.4	75.6	1.9	2006
NUSR	中部シンクロトロン光利用施設	1.2	72	4.8	建設中
UVSOR	岡崎国立共同研究機構(分子科学研究所)	0.75	53.2	0.425	1984
HiSOR	広島大学放射光科学研究センター	0.7	21.95	0.873	1998
RitsSR	立命館大学SRセンター	0.575	3.14	0.421	1997

高度化の作業が行なわれた. また MR は 1995 年に短期間であるが, 放射光試用の機会があった.

世界的に放射光のより高輝度化の要望の中で,第3世代の大型リングとして表 8.3 に示すように,1993 年 にヨーロッパ科学連合がフランス・グルノーブルに ESRF (European Synchrotron Radiation Facility, 6 GeV)を建設した.続いて米国シカゴのアルゴンヌ国立研究所に APS (Advanced Photon Source, 7 GeV)が建設された.さらに SPring-8 (Super-Photon ring-8 GeV)が日本原子力研究所と理化学研究 所によって兵庫県西播磨に建設された.1997 年の供用開始から原研,理研と高輝度光科学研究センター (Japan Synchrotron Radiation Research Institute, JASRI)が SPring-8 の運営に携わってきたが,2005 年から原研(日本原子力研究開発機構に改組)が離脱し,理研とJASRIの2者体制に移行した.JASRI は「登録施設利用促進機関」として利用促進業務を行なうとともに,理研から運転・管理業務を委託されて いる.この3つの施設のうち SPring-8 は電子エネルギー,周長ともに最大で,電子ビームは最高の特性を もっている.

国内で稼動している共同利用の蓄積リングの放射光施設は表 8.4 に示すとおりで,電子エネルギーの大 きい順に並べてある.兵庫県立大学の 1.5 GeV の NewSUBARU が産業利用を 主目的として 2000 年に 建設された.このリングは SPring-8 の入射用線型加速器からの 1 GeV 電子ビームを入射に利用している. 小型リングについてみると,1984 年に分子科学研究所の UVSOR が建設された.その後 2003 年に加速 器が改造され、UVSOR-III と称され、さらに現在高度化が進行中で完成時には UVSOR-III と称される. 当初のエミッタンス 165 nm·rad は 27 nm·rad、~15 nm·rad と向上し、UVSOR-III は極紫外線領域で世 界最高レベルの低エミッタンスリングになる.自由電子レーザーの開発研究も行なわれている.さらに小 型リングが 2 大学に設置されている.広島大学の HiSOR はレーストラック形リングで、2 本の直線部に 挿入光源が設けられている.次期リングの HiSOR-II として 2 つのオプションが検討されている. 立命館 大学の Rits SR は超伝導円形磁石のつくる円形電子軌道からの放射光が利用されている.2006 年に九州 地域ではじめての放射光源として、九州シンクロトロン光研究センターによる、X 線も利用できる SAGA LS (1.4 GeV) が佐賀県鳥栖市に登場し、産学官連携を通じた産業利用をめざしている.また、中部シンク ロトロン光利用施設 (NUSR) が地域産学官共同研究拠点として名古屋市近郊に 1.2 GeV リング (周長 72 m)の建設を進めている.リングには常伝導とともに超伝導の偏向電磁石が組み込まれ、それらからの放 射光が利用される.なお、2011 年 3 月に東日本大震災が生じたが、それからの単なる復旧・復興を越えて、 東北地方の科学技術・産業技術の革新的復興を図るため省エネ・イノベーション支援型の 3 GeV 高輝度放 射光施設の建設が提案されている.

世界的にみれば,放射光施設は 50 箇所ぐらいで,リングを保有する国が増えてきた.表 8.5 に 1GeV 以上の主なリングを示す.一方で第 3 世代の低エミッタンス中型リングとしてスイスの Swiss Light Source が先陣をきり,フランスの SOLEIL,イギリスの DIAMOND Light Source,オーストラリア の Australian Synchrotron が稼動を始め,中国の SSRF,スペインの ALBA も続くというめじろ 押しの状況になりつつある,またドイツの周長 2.3 km の高エネルギー物理用の大型リング PETRA (12 GeV)が放射光へ転用され,PETRA III (6 GeV,エミッタンス 1 nm·rad)として稼働し始めた.第 3 世代大型リングの仲間入りをしたので,高輝度の高エネルギーX線利用研究も加速されつつある.さら にアメリカの現在建設準備が進められている NSLS II は周長 791 m で,ESRF のそれに近い規模である が,エネルギーは 3 GeV と低い.長直線部にダンピング・ウィグラー (1.8 T, 50 m 長)を導入し,0.55 nm·rad のエミッタンスを得る仕様である.スウェーデンの MAX-IV でも類似の建築が進んでいる.この ように放射光科学の競争はこれまで以上に激化の状況にある.

< メモ:使用済み施設の移設・活用 >タイの Siam Photon Source は、以前に日本の産業界がX線リ ソグラフィの実用化をめざして製作し、実験を終了したリング SORTEC をもとにしてつくられた.また ヨルダンの SESAME はドイツの旧 BESSY を活用して、ユネスコなどの国際的支援のもとで建設してい る. SESAME は Synchrotron-light for Experimental Science and Applications in the Middle East の 略で、"開けゴマ!" をイメージしている.

(3) Photon Factory と PF-AR の概要

1) Photon Factory

わが国で最初のX線リングである 2.5 GeV の Photon Factory (PF) リングは,主としてX線,軟X線, 真空紫外領域をカバーし,わが国の放射光科学を牽引してきた^{14,15)}. リングはレーストラック形をして, 挿入光源用の直線部を 2 箇所持っていた. エミッタンスは当初 400 nm·rad であったが,高度化を進め,36 nm·rad まで改善されている. また電磁石の数を増やし再配列させることにより,既存の直線部の長さを伸 ばすとともに,新たな直線部も生み出し,多数の挿入光源が組み込まれたので,性能的に第3世代に近い リングになっている.

Photon Factory の主要なビームパラメーターを表 8.6 に掲げる. KEK キャンパスでの放射光施設の配置は「はじめに」に載っている. リングの軌道は長径 68 m, 短径 50 m の楕円形で,全長は直線部分を含めて L = 187 m である. 電子のエネルギーは通常 E = 2.5 GeV であるが, 3 GeV の運転もできる. 電子

国名	所在地	施設光源名	運転開始年度	エネルギー (GeV)	周長(m)
イギリス	Chilton	DIAMONDLS*	2007	3	562
7517	Grenoble	ESRF*	1993	6	844
)) / / /	Orsay	SOLEIL*	2007	2.75	354
	TT	HASYLAB	1981	4.45	289.2
18 200	Hamburg	PETRA-III*	2009	6	2304
F12	Berlin	BESSY-II*	1998	1.7	240
	Karlsruhe	ANKA	2000	2.5	110
イタリア	Trieste	ELETRA*	1993	2	259.2
	T 1	MAX-II	1997	1.5	88.2
スリエーテン	Lund	MAX-IV*	建設中	3	528
スイス	Villigen	SwissLS*	2001	2.4	288
スペイン	Barcelona	ALBA*	2011	3	268.8
	Argonne	APS*	1995	7	1104
	Barkeley	ALS*	1993	1.9	196.8
	Stanford	SPEAR-III*	2004	3	234
アメリカ	TT .	NSLS	1982	2.5	170
	Upton	NSLS-II*	建設中	3	792
	Ithaka	CHESS	1979	5.5	769
カナダ	Saskatoon	CanadianLS	2004	2.9	170
ブラジル	Campinas	LNLS-I	1997	1.39	93.2
ロシア	Novosibirsk	VEPP-3	1986	2.2	75
韓国	Pohang	PohangLS	1994	2.5	280.6
人、赤	立ちょう	TaiwanLS	1993	1.5	120
百湾	新竹	TaiwanPS*	建設中	3	518.4
바로	上海	ShanhaiSRF*	2009	3.5	432
	北京	BEPS	1992	2.2	240
オーストラリア	Melbourne	AustralianSyn*	2007	3	216
インド	Indore	INDUS-II	建設中	2.5	172.5
タイ	Nakhon Ratchasima	SiamPS	2002	1.2	81.3
ヨルダン	Alaan	SESAME	建設中	2.5	133.12

表 8.5 世界の主な放射光施設 (1 GeV 以上の蓄積リング)¹³⁾ *印・エミッタンスが10 nm・rad以下のリング

リニアックからの 2.5 GeV の電子が入射する.入射時の蓄積電流は I = 450 mA である.電子ビームのエ ミッタンスは水平方向と垂直方向でそれぞれ $\varepsilon_x = 36$ nm·rad と $\varepsilon_y \sim 0.4$ nm·rad である.軌道の曲率半 径は R = 8.66 m,偏向電磁石の磁場の強さは B = 1 T であるので,放射光の臨界エネルギーは $E_c = 4.0$ keV,臨界波長は $\lambda_c = 0.31$ nm である.高周波加速空洞の RF 振動数は $f_{\rm RF} = 500.1$ MHz で,電子の 周回振動数 $f_{rev} = c/L = 1.6$ MHz の 312 倍になっている.したがって電子のバケットは 312 個である (ハーモニック数).放射光のパルスは,繰り返し周期が $1/f_{\rm RF} = 2.00$ ns で,バンチ長は σ で表示して 33 326 第8章 X線光源 II



図 8.18 PF と PF-AR の放射光スペクトル分布 ¹⁶⁾PF-AR のスペクトルは右側に, PF のスペクトルは左側に寄っている. EMPW: 楕円偏向ウィグラー, MPW: マルチポールウィグラー, VW: 垂直偏向ウィグラー, U: アンジュレーター, SGU: 短周期 アンジュレーター, Bend: 偏向電磁石光源, NE: NE ホールにある光源, NW: NW ホールにある光源

ps (rms), 距離では 10 mm である. リングは最近, 電子ビームを連続入射するトップアップ運転に移行さ れた¹⁷⁾. 図 8.18 に Photon Factory の放射光スペクトル分布を示す. 超伝導ウイグラーで硬X線, ウイグ ラーとミニギャップ・アンジュレーターでX線, アンジュレーターで軟X線と真空紫外線が得られる.

2) PF-AR

PF-AR の電子エネルギーが 6.5 GeV と大きいので,Photon Factory よりも高いエネルギー領域をカ バーできる.表 8.6 に PF-AR の主要なビームパラメーターも示してある.電子リニアックからの 2.5 GeV の電子が 6.5 GeV まで加速される.リングの周長は L = 377 m であるので,電子の周回振動数は $f_{rev} = 794$ kHz である.高周波加速空洞の RF 振動数は $f_{RF} = 508.6$ MHz で,ハーモニック数は 640 で ある.ウィグラーとアンジュレーターが設置され、硬X線、X線と軟X線が利用される.他にない利点は もっぱら単バンチの運転モードであることで、時分割実験に適している.バンチ間隔が $1/f_{rev} = 1.30 \ \mu$ s, バンチ長が 62 ps (rms) で、単バンチ不純度は 10^{-8} 程度に保たれている.最大電流値は 60 mA である. 図 8.18 には PF-AR の放射光スペクトル分布も示されている.

(4) SPring-8 の概要¹⁸⁻²¹⁾

SPring-8 の蓄積リングの主要なビームパラメーターを表 8.7 に掲げる. SPring-8 キャンパス内での加速 器群の配置は基礎編の「はじめに」に載っている. 全長 140 m のリニアックで電子は 1 GeV まで加速さ れた後,周長 396 m のシンクロトロンに入射し,8 GeV まで加速される. この電子ビームが周長 1436 m の 8 GeV 蓄積リングに入射する. 電子の周回時間は 4.79 µs である. 蓄積電流は 100 mA で,水平方向

	PF	PF-AR
Energy	2.5 GeV	6.5 GeV
Natural emittance	34.6 nm rad	293 nm rad
Circumference	187 m	377 m
RF frequency	500.1 MHz	508.6 MHz
Bending radius	8.66 m	23.2 m
Energy loss per turn	0.4 MeV	6.66 MeV
Damping time		
Vertical	7.8 ms	2.5 ms
Longitudinal	3.9 ms	1.2 ms
Natural bunch length	10 mm	18.6 mm
Momentum compaction factor	0.00644	0.0129
Natural chromaticity		
Horizontal	-12.9	-14.3
Vertical	-17.3	-13.1
Stored current	450 mA	60 mA
Number of bunches	280	1
Beam lifetime	30-35 hr (at 450 mA)	20-25 hr (at 60 mA)

表 8.6 Photon-Factory と PF-AR の蓄積リングの主要ビームパラメーター¹⁶)

のエミッタンスは 3.4 nm·rad, 結合定数は 0.2 % というきわめて小さい値が得られている. さらに,表 8.7 に示すように,小さなビームサイズとビーム軌道の安定性(<数 μ m)が実現している. 高周波空洞の 高周波 (RF) 振動数は $f_{RF} = 508.58$ MHz で,電子の周回振動数 $f_{rev} = 0.2088$ MHz の 2436 倍になっ ている (ハーモニック数).したがって電子は空間的に 2436 個のバケットに入ることができ,バケット間 隔は $1/f_{RF} = 1.97$ ns である.バンチ長は σ で表わせば 13 ps,半値全幅 FWHM で 31 ps (10 mm に相 当) である.多バンチと少数バンチおよびそれらを組み合わせたハイブリッドバンチのモードで運転される (8.1.2 (3) c-4 参照).また,トップアップ運転が実施されている (8.1.2 (3) c-6 参照).

電子は偏向電磁石の極間を半径 R = 39.3 mの円弧を描いて走り,臨界光子エネルギー E_c が28.9 keVの放射光を発生する.電子軌道はこの円弧と直線部をつないだものになっており,挿入光源用には6 mの直線部が34ヶ所あり,さらに30 mの長直線部が4ヶ所設けられている.この長直線部のひとつに長尺のX線アンジュレーターが設置されている.挿入光源としては真空封止型のアンジュレーターが多用されており,標準型のX線アンジュレーターは永久磁石全長4.5 m (周期長32 mm,周期数140)で,長尺のものは永久磁石全長25 m (周期長32 mm,周期数780)である.

各種のタイプの挿入光源と偏向電磁石部分から得られる放射光のスペクトル分布の例を図 8.19 に示 す. 10 keV の X 線の輝度は 4.5 m 標準型アンジュレーターで 2×10^{20} photons/sec/mm²/mrad²/0.1% bandwidth, 25 m 長尺アンジュレーターで 9×10^{20} に達する。利用可能な光子エネルギー領域は広く, もっともよく用いられるエネルギー領域は 10 ~ 30 keV のX線であるが, 100 keV あるいは 120 keV 付近 の硬X線までアンジュレーターと偏向電磁石からの放射光でカバーされている。300 keV 付近の硬X線は ウィグラーによって得られる。一方, 0.3 keV 付近までの軟X線も特別に設計されたアンジュレーターに Energy [GeV] 8 Number of buckets 2436 40.135 / 18.345 Tunes (v_x / v_y) Current [mA]: single bunch 12 multi bunch 100 Bunch length (σ) [psec] 13 Horizontal emittance [nm·rad] 3.4 * 6.8* Vertical emittance [pm·rad] 0.2 Coupling [%] **RF Voltage** [MV] 16 Momentum acceptance [%] ±3 (±240 MeV) Beam size $[\mu m]$: $(\sigma_x / \sigma_y)^* [\mu m]$ Long ID section 294/10 **ID** section 301/6 **BM** section 107/13 Beam divergence [μ rad]: $(\sigma_{x'} / \sigma_{y'})^*$ [μ rad] Long ID section 13/0.7 **ID** section 12/1.1**BM** section 56/0.6 $+2/+6^{**}$ Operatinal chromaticities: (ξ_x / ξ_y) Lifetime [h]: 100 mA (multi-bunch) ~200 1 mA (single bunch) ~20 Horizontal dispersion [m]: Long ID section 0.103 **ID** section 0.107 0.032 **BM** section Fast orbit stability (0.1 – 200 Hz) [µm]: horizontal (rms) ~4 vertical (rms) ~1

表 8.7 SPring-8 蓄積リングの主要ビームパラメーター²²⁾

* Assuming 0.2% coupling for "Low Emittance Optics"

** With bunch-by-bunch feedback

よって得られる.赤外線は偏向電磁石部分から取り出される.なお,数 GeV の γ 線が軌道上の電子によるレーザー光の逆コンプトン散乱によって生成され,核物理の実験に用いられている.

アンジュレーターとしては標準型とともに、ヘリカル型、8の字型、短周期長型、テーパー型などがあ る.またウィグラーとして楕円偏光型が設置されている.設置可能なビームラインの総数は62本で、その うち挿入光源が38個(6mの直線部34箇所と30mの長直線部4箇所に設置)、偏向電磁石の光源が24 個(赤外線用の1個を含む)である.ビームラインの実験ハッチは放射光実験棟内で光源から80mの距 離までに設置されているが、特殊な実験目的のために放射光実験棟外にビームラインを延長した実験棟が 設けられている.光源から1kmと200mのところにある実験棟では、それぞれコヒーレントX線光学と イメージングの研究が展開されている.RI実験棟では放射性同位体やアクチノイド化合物の物性研究が行 なわれている.ごく最近、東大が共同利用の放射光アウトステーションとして長直線部に物質科学研究用 の軟X線ビームライン (250 eV ~ 2 keV)を設置した.

< メモ:極微小地殻変動の検知ができるほど高感度なリング >



図 8.19 SPring-8 の放射光スペクトル分布²³⁾

蓄積リングの電子軌道の周長は加速空洞に加える高周波の波長の整数倍になる. SPring-8 ではその振動 数が 0.1 Hz 以内に安定に保たれ,周長の変動でみれば,0.3 µm (1436m × 0.1/(508 × 10⁶)) 以内である. それゆえ月の潮汐力によって生ずる岩盤の収縮のために電子ビームの運動が影響を受け,リングが歪み率 10⁻¹⁰ ぐらいの超高感度の歪み計になっているといえる.2004 年の大津波を伴ったスマトラ島沖地震の 際,最初に到達した地震波に加えて,さらに地球を一周してきた波によって蓄積リングの電子ビームが振ら れるのを観測している²⁴⁾.

8.1.4 究極の蓄積リングへの発展

蓄積リングは世代的に発展してきた(8.1.3 参照). 第3世代の蓄積リングよりもエミッタンスを格段に 小さくして,光の回折限界と同程度に到達させようとするのが,**究極の蓄積リング**(Ultimate storage ring, USR)とよばれるリングである²⁵⁾. エミッタンスを小さくすれば,輝度は高くなっていくが,エミッタン スが回折限界($\lambda/(4\pi)$)の付近にくると輝度の向上は鈍り,ほぼ飽和してしまう. この領域で得られるX 線は空間コヒーレンス度(横方向)は100%に近い. このとき第3世代のリングに比べて,輝度は2~3 桁大きくなる. SPring-8の大幅改造をめざす SPring-8 II については, SPring-8の既存の設備をできるだ け生かすという条件のもとで,究極の蓄積リングに近い仕様のものの立案が進められている. 電子エネル ギーを6 GeV,蓄積電流を300 mA を基本としている. SPring-8 蓄積リングのラティスは Double Bend Achromat 型であり(8.1.2 (3) a-5),偏向電磁石が各セルに2個ずつ配置されている. (8.38)で偏向角は $\theta \approx 4^{\circ}$ (360°/(2×44))であるが,これが小さいほどエミッタンスが小さくなるので,偏向電磁石が各セ ルに6個ずつ配置される 6-Bend Achromat 型が検討され,この場合エミッタンスは67 pm·rad になる. SPring-8のエミッタンスは3.4 nm·rad であるので,1/50 になっている. さらに,長直線部にダンピング・ ウィグラーを設置すれば,エミッタンスは半減する.輝度は10~数10 keV の領域では10²³ オーダーに 達する.



8.2 リニアックをベースとする新規放射光光源

放射光光源は,蓄積リングの進展によって高輝度化が図られてきたが,さらに超短パルスやコヒーレンス などの特性を求める動きが活発になってきた.それにはリニアック(線型加速器)を利用した放射光光源 が注目され,最近 X 線自由電子レーザーが実現し,エネルギー回収型リニアックの開発が進んでいる.

8.2.1 X線自由電子レーザー

(1) 自由電子レーザーの原理²⁶⁾

自由電子レーザー(free electron laser, FEL)では相対論的エネルギーで蛇行する電子が電磁波と相互 作用することにより電子の運動エネルギーの一部が電磁波に移り,電磁波を増幅,発振させる.通常の レーザーでは電子が原子などのエネルギー準位に束縛された状態で反転分布に基づいてレーザー作用を行 なうが,自由電子レーザーはレーザー作用の原理が違って反転分布は必要なく,自由な状態の電子が用い られるので,発振周波数を広く変えられる.自由電子レーザーは1977年にスタンフォード大学のメーディ (Madey)らによって波長 3.4 µm の赤外光の発振が初めて観測された²⁷⁾.その後,短波長の自由電子レー ザーへと進んでいる.

赤外光や可視光の領域での自由電子レーザーの基本的な構成は,図 8.20(a)のように電子蓄積リング,電 子リニアックなどの電子加速器,アンジュレーター(7.2.3 参照)と光共振器から構成される.光共振器は 凹面状をした1対の全反射ミラーと部分透過ミラーからなる.電子加速器により相対論的エネルギーに加 速された電子パルス(バンチを形成している)は,アンジュレーターの周期的磁場中で蛇行して横方向の速 度成分を得る.この蛇行する電子から放射された光は2つの共振器ミラーの間を往復する.電子パルスと 光パルスがある位相条件のもとで重なって進むと,電子ビームがエネルギー変調を受け,さらに光の波長 の周期で密度変調して集群化し,バンチ内にマイクロバンチが生ずる.マイクロバンチ内の電子が1つに



図 8.21 アンジュレーター内での電子と電磁波の共鳴のメカニズム (a) 電子の蛇行運動の軌跡 (b) 電磁波の電場強度とそれ による電子の加速・減速

まとまった形になって放射する光は,方向と位相がそろってコヒーレントになり,大きな強度をもつ.こ の増幅のくり返しにより発振を起こす.

(共鳴条件)

相対論的領域において電子の運動量の単位時間あたりの変化 dp/dt は電子が作用を受ける力 F に等しい.また運動エネルギーの単位時間あたりの変化 $d\varepsilon/dt$ は単位時間あたりに力のする仕事 $F \cdot v$ に等しい. すなわち、電子の運動方程式は

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \boldsymbol{F} \quad , \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{v} \tag{8.41}$$

と表わされる.

アンジュレーターの中心軸を z 軸に, その磁場 B_0 の方向を y 軸にとる. 電子は z 軸に沿い x - z 面内 で蛇行するとする. 放射光あるいは外部から導入するシード光を想定して, z 方向に伝播する電磁波 (光) をそれに加える. 電磁波の電場ベクトルと磁場ベクトルを E_r と B_r とし, x 軸方向に直線偏光していると する. このとき電子に作用するローレンツ力は

$$\boldsymbol{F} = -e\left\{\boldsymbol{E}_r + \boldsymbol{v} \times (\boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{B}_r)\right\}$$
(8.42)

であるから, つぎの式が得られる.

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -e\boldsymbol{E}_r \cdot \boldsymbol{v} \tag{8.43}$$

アンジュレーター内で蛇行する電子が電磁波によって加速あるいは減速されるメカニズムを図 8.21 に示 す.いま,電子の軌道と電磁波の電場が点 A₀, B₀ において図のような関係にあるとする.電子のエネル ギー変化 $-eE_r \cdot v$ は点 A₀ で $E_{rx} > 0, v_x > 0$ から負,点 B₀ で $E_{rx} < 0, v_x > 0$ から正,したがって電 子はそれぞれの位置で減速,加速される.電子を電場で加速・減速するには,電子の進行方向と電場の方向 が平行である必要があるが,いまの場合のように光が横波で E_r が x 軸に平行であることから,電子を蛇 行させて横方向の速度成分 v_x をもつようにすればよいことが分かる.つぎに,電磁波は蛇行する電子を追



図8.22 増幅率の電子エネルギーに対する依存性

い越しながら進むが、電子がアンジュレーター磁場の半周期長 ($\lambda_0/2$) だけ進んで、電磁波に対して半波長 ($\lambda/2$) だけ遅れる場合を考える. このとき A_0 の電子は A_1 に、 B_0 の電子は B_1 にくる. $-eE_r \cdot v$ は A_1 で も負、 B_1 でも正、したがって電子はそれぞれの位置で再び減速、加速される. さらに電子が磁場の 1 周期 長 (λ_0) だけ進んで、電磁波に対して 1 波長 (λ) だけ遅れても同様に A_2 と B_2 において減速、加速が続く. このようにある地点で減速された電子はその後も減速され続け、ある地点で加速された電子はその後も加速され続けることになり、電子ビームは電磁波の波長の周期でエネルギー変調を受ける. この電子ビームがアンジュレーター中を進むうちに、エネルギーの高い電子は蛇行のうねりが小さく短い行路を早く進み、エネルギーの低い電子は大きくうねり長い行路を遅く進むようになる. その結果、電磁波の波長と同じ周 期をもつ密度変調へと変換する. このような電子バンチ中の電子の集群現象をマイクロバンチングという.

電子の軸方向の平均速度を \bar{v}_z とすると、アンジュレーターの半周期長を電子が走るのに要する時間は $\lambda_0/2\bar{v}_z$ であるから上述の共鳴条件は

$$(c - \bar{v}_z)\frac{\lambda_0}{2\bar{v}_z} = \frac{\lambda}{2} \tag{8.44}$$

であり, (7.51)を用いて

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \tag{8.45}$$

となる. この式に示されているように自由電子レーザーの共鳴波長 λ は電子ビームのエネルギー γ あるい はアンジュレーターの磁場の強さ (*K* に比例)によって連続的に変えることができる. この共鳴条件を満 たす入射電子エネルギー γ を**共鳴エネルギー** γ_r とよぶ.

(増幅・発振)

電子エネルギーの初期値が共鳴エネルギーに等しいときは、バンチングはするけれども、(8.43)の $d\varepsilon/dt$ が正、負の電子が同数で、全体として電子と電磁波の間のエネルギーのやりとりはゼロである。電子エネルギーの初期値を共鳴エネルギーより少し大きくとると、全体として電子エネルギーは減少する。この減少分が電磁波に受け渡される。マイクロバンチ化した電子から放出される光はコヒーレントに強め合って増幅されていく。電子エネルギー γ の共鳴エネルギー γ_r からの相対的なずれ $(\gamma - \gamma_r)/\gamma_r$ によって増幅率が変化する様子を表わしたのが図 8.22 で、 γ が γ_r より少し大きいときには誘導放出が生じ、共鳴の半値幅は約 1/4N である(N:アンジュレーターの磁石の周期数)。その光をさらに光共振器により往復させ



図 8.23 アンジュレーターにおける SASE パワーの増大

ることでレーザー発振が得られる. γ が γ_r より少し小さいときには誘導吸収が生じる.

加速器が蓄積リングの場合は, **光クライストロン** (optical klystron)を用いるのが一般的である (図 8.20(a)). これはアンジュレーターを分割し, その中央部分に磁場の周期長を長くしたエネルギー分散域を 設けたものである.分散部においてエネルギーの小さい電子が軸から遠回りするので効果的に密度変調を もたらし, バンチングが促進され, ゲインが増大する.

(2) SASE 型のX線自由電子レーザー²⁸⁾

ミラーが機能しない,波長が真空紫外域の 50 nm ぐらいから軟X線,X線領域では光共振器を用いるこ とができないので,アンジュレーターを長くして 1 回の通過だけで発振させる方式が採られる.この方式 はアンジュレーターのはじめの部分で自然放射されるノイズ光を種とし,1 回の通過だけで生ずる自己増 幅型自然(自発)放射(Self-Amplified Spontaneous Emission, SASE:サセとよばれる)が利用される. この方式により第3世代放射光に比べてピーク輝度が 10¹⁰ 倍ぐらいも極端に高いコヒーレントなX線が得 られる.

SASE 型のX線自由電子レーザー (X-ray Free-electron Laser, XFEL) では、リニアックを用いる ので、はじめにリニアックの特徴について簡単にふれる.リニアックの構造は 8.1.2 (1) で述べたが、 それにより得られる電子ビームは円い形状で、エミッタンスをごく小さくできる.電子は加速される と軌道方向の運動量 p が増加し、それに対する横方向の運動量 Δp_x の比に比例するエミッタンスは $\varepsilon \sim \Delta x \cdot \Delta p_x/p \propto 1/p \propto 1/(\gamma v)$ となって、小さくなる.エミッタンスは

$$\varepsilon = \varepsilon_n / (\beta \gamma) \tag{8.46}$$

と表わされ,エミッタンスからエネルギー依存性を除いた部分 ε_n は規格化エミッタンスとよばれる保存量 である.したがって,入射器(電子銃)の規格化エミッタンスが小さいことが肝要である.もちろん電流値



図 8.24 バンチ長圧縮のためのシケインの概念図



図 8.25 XFEL/SPring-8 のプロトタイプ機 (EUV FEL) で観測されたレーザー光のスペクトル分布 (a) SASE 型 (b) シード型 (a) の強度スケールは (b) のそれの 1/10 である.

が大きいことも必要である.

X線自由電子レーザーの装置は、図 8.20(b) のように低エミッタンス,高電流のリニアックと長尺のアン ジュレーターから構成される.図 8.23 はアンジュレーター内での光の増幅を模式的に示している.アン ジュレーターの入り口付近で放射された光が種として働き,はじめ電子はバンチの中でほぼ一様に分布して いるが,光との相互作用で次第に光の波長を周期とするマイクロバンチを形成していく.マイクロバンチ からコヒーレントな光が放出される.これがさらにマイクロバンチングを促進し,光が増幅されていき,発 振する.

加速中に電子ビームのバンチ長を短くして,バンチの時間的圧縮をはかるのに,バンチ長圧縮器(バン **チャー** (buncher))を利用する.これは図 8.24 のように偏向電磁石を配列した軌道(シケイン (chicane) とよばれる)をもち,エネルギーによって異なった軌道をとる.加速管中であらかじめバンチのエネルギー 幅を与えて増大させてから、シケイン軌道を通すと,圧縮できる(図 8.20(b)).SASE型で得られるX線パ ルスは,電子バンチの波長や位相の異なるいくつかの波束からなり,時間分布やスペクトル分布のプロファ イルはひとつのピークではなく,多数のスパイクが含まれる.これがパルス毎に変わり,強度もばらつく.

(シード光利用による SASE 光の高品質化)³⁾

SASE 型のレーザー光では,空間コヒーレンスはすぐれているが,時間コヒーレンスが不十分であるという点は,外部から位相のそろったシード光 (種光)を注入することにより克服できる. XFEL/SPring-8



図 8.26 SACLA の平面図 ³⁰⁾

のプロトタイプ機 (EUV FEL) での例を示すと、外部からのシード光としてチタンサファイアレーザー光 (波長 800 nm) とキセノンガスの相互作用により生ずる第 5 次高調波(波長 160 nm の深紫外線)を用い、 アンジュレーターに電子ビームとともに入射した.電子ビームにシード光の位相が刷り込まれ、その位相 に対応した密度変調ができ、波長 160 nm の光の発振が観測された.図 8.25 のように SASE-FEL のスパ イク状の多重ピークが、シード型にすると、きれいなシングルピークになる.また、第 13 次高調波(波長 61 nm の極紫外線)でもシーディングの観測をしている^{2, 29)}.

(3) X線自由電子レーザーの実現 — SACLA

外国では、米国スタンフォード大学線型加速器研究センター (SLAC) の **LCLS** (Linac Coherent Light Source) が既存の素粒子実験用の常伝導リニアックの全長 4 km のうち後部 2 km を利用して、14.3 GeV で 0.15 nm X線の増幅・飽和の観測に 2009 年 4 月に世界ではじめて成功し、利用研究が始まった。もう 1 つのドイツ電子シンクロトロン研究所 (DESY) では、**European XFEL** (ヨーロッパ 12 か国参加) が全長 3.3 km, 10 ~ 20 GeV で、0.085 nm のX線を 2014 年に得る計画である。この計画はリニアコライダー開発計画の流れに沿ったもので、超伝導リニアックを用いており、高繰り返し運転ができる特徴をもって いる. なお、2000 年にプロトタイプ機 (FLASH) で、波長 109 nm の発振に成功している.

国内では,理化学研究所が高輝度光科学研究センターと協力して SPring-8 のサイトに **XFEL** / **SPring-8**,愛称 さくら (**SACLA**, <u>SPring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser</u>) の建設を進めた ³¹⁾. その全体の平面図を図 8.26 に示す.

SACLA は電子エネルギー 8 GeV, 全長 710 m である. CeB₆ 単結晶を熱カソードとし 500 keV の高電 圧を与える熱電子銃を用い, 低エミッタンスの電子ビームを得る. リニアックの加速管には C バンド (5.7 GHz) の周波数を採用し, 最大 40 MV/m の高加速勾配をもたせて, 従来の S バンドの 2 倍の周波数で, 加速の効率を 2 倍, 全長を半分にしている. 加速電子ビームは電磁石で 5 本のビームラインに振り分け, 将来的に独立に 5 つの実験ができるようになっている. 1 本目は 5 m のアンジュレーター 18 台で X 線 レーザーを発生させる. アンジュレーターでは,磁場周期長を 18 mm と,標準タイプより小さくし,全 長を短縮している. このように下記の外国の計画に比べて全体をコンパクトな設計にして,建設費を抑え

X-ray	
Wavelength (Å)	${\sim}0.6$
Peak Power (GW)	10
Pulse Length (fs)	200~30
Photons per pulse	2×10^{11}
Pulse Energy (mJ)	0.1~0.5
Bandwidth	10-3
Peak brilliance (ph/s/mm ² /mrad ² /0.1% BW)	$1 imes 10^{33}$
Coherence (transverse)	2D coherent
(longitudinal)	Multimode
Electron Beam	
Energy (GeV)	~ 8
Charge (nC)	0.2~0.3
Peak current (kA)	\sim 3
Pulse width (fs)	30~70
Normalized Emittance (π mm mrad)	1.4 in x, 1.7 in y
Repetition rate (Hz)	\sim 60 (Maximum)

表 8.8 SACLA の X 線レーザーと電子ビームのパラメーター ³²⁾

ている. SASE 型のX線レーザーは 2011 年 6 月に世界最短波長 1.24 Å の X 線レーザーの発振に成功した ^{3, 32, 33)}. ほどなく 0.63 Å のレーザー発振も確認している. 目標となるX線レーザーと電子ビームパラ メーターを表 8.8 に示す. SACLA のアンジュレーターのギャップ(磁極間隔)を変えることにより発振波 長を変更することができる. 今後はシード型によりパルス幅を 1 桁短縮し, ピーク輝度を 2 桁向上させる ことをめざしている.

XFEL の実証機として先行して建設されたプロトタイプ機の極紫外線自由電子レーザー (EUV FEL) の加速器は,電子エネルギーが 250 MeV (実機の 1/32)のリニアックと周期長 15 mm の 短周期真空封 止アンジュレーターからなっている. 51 ~ 61 nm の極紫外線を発振させており,極紫外線領域の得がたい 光源として利用されている.前述のようにシード型にも成功している.このシード光よりもさらに高次の 高調波で 10 nm ぐらいの光を利用し,また FEL の高次光も用いるなどで,X線領域までもってくること が検討されている.これが実現すれば,X線レーザーの高品質化とともに,将来的にレーザー発振に必要 なアンジュレーターの長さを短縮できるというメリットもある.

XFEL 光源から得られる放射光には従来の放射光にない高ピーク輝度, 超短パルス, 高コヒーレンス(高 光子縮重度)の特長がある. 第3世代放射源に比べてピーク輝度が 10¹⁰ 倍も極端に高いコヒーレントなX 線が得られる. これにより反応過程, 非平衡系・過渡現象などを追跡する超短時間分解実験や,単分子観察 をめざすコヒーレントX線散乱顕微鏡, X線量子光学などのコヒーレンスの関わる実験が発展し, さらに強 光子場科学など未踏の研究分野が開拓されると期待されている.

8.2.2 エネルギー回収型 リニアック

エネルギー回収型リニアック (Energy-Recovery Linac, ERL) は、エネルギー回収のできるように超伝 導リニアックがリング状の周回部と組合わされた加速器である.

リニアックのエミッタンス ε は (8.46) のように表わされ,高性能のフォトカソード RF 電子銃を用いる と、入射器(電子銃)の規格化エミッタンスが小さく、パルス幅の狭い電子線が得やすい.しかも光源の 形状が蓄積リングではごく扁平な楕円であるのに対して、リニアックでは真円に近くできるので、*x*, *y* 両 方向ともに回折限界に近いエミッタンスが得られる.さらに電子のパルス幅として 1 ps 以下を実現でき、 100 fs の領域の超短電子パルスの生成も可能である.これにより高ピーク輝度・超短パルスの放射光を発 生させる.



超伝導リニアック

図8.27 エネルギー回収型リニアックの基本構成

ERLの基本構成の概念図を図 8.27 に示す.電子銃で生成された電子は入射加速器で予備加速された後, 超伝導リニアックに入射する.RF エネルギーを得て加速され,高エネルギーになった電子ビームが周回部 に導かれる.周回部には蓄積リングと同様に,偏向電磁石とともにアンジュレーターやウィグラーが設置 され,放射光が発生する.電子は周回部を出て,再びリニアックに戻す.その電子バンチはタイミングを とって加速時と 180° ずれた減速位相に乗るようにして減速させる.リニアックを出てから,さらに減速器 で十分に減速した後,ビームダンプに捨てる.このように電子は周回部を1回だけ通り,リニアック内に は減速ビームと後続の加速ビームが同時に存在することになる.減速位相に乗った電子のエネルギーは RF エネルギーとして加速空洞に回収され,後続の電子の加速に再利用されるので,RF 源の消費電力は大幅に 軽減される.実際には超伝導リニアックの冷却に電力が別途必要である.ERL は基本的に連続 (CW)運転 される.

さらに放射光の時間的コヒーレンスを得るために、ERL に対して共振器を組み込み、XFEL として動作 させようという提案もある³⁴⁾. 共振器の垂直入反射用結晶は低原子番号の原子からなる完全結晶で、デバ イ温度の高いものが必要である. サファイア (α -Al₂O₃)結晶の場合、(0 0 0 30)反射(14.3 keV)、厚さ 0.2 mm と 0.07 mm として試算すると、機能することが示されている. 共振器の間隔は 100 m 程度で、収 束性をもたせるために、共振器内に複合屈折レンズ 2 個が配置される. 共振器のセッティングには超精密 な制御が必要である.

(エネルギー回収型リニアックの実現に向けて)

放射光光源用の ERL の開発が,低エミッタンスのフォトカソード RF 電子銃(高輝度大電流電子銃), 超伝導空洞などの要素技術の研究を中心に Cornell 大学をはじめ,世界各国で進められている.

KEK では 1983 年以来,長期間共用されている PF リングの後継加速器としての ERL の建設をめざし ている ^{35, 36)}.まず実証機としてコンパクト ERL (cERL,電子エネルギー: 35~245 MeV)の建設を進め ている.

KEK の ERL の仕様は,当初電子エネルギーが 5 GeV で,エミッタンスが縦・横方向とも 10 pm·rad に なるように計画された.これにより周回部に設置される放射光用アンジュレーターからの 1 次光の 10 keV X 線が回折限界になる.最近,ERL の建設計画では,建設費の節減などのため電子エネルギーが 5 GeV か ら3 GeV に変更された. この変更で,エミッタンスは5/3 倍の約 17 pm·rad になる. これでもアンジュ レーター光はX線領域で 10²² オーダーの平均輝度が確保でき,さらにアンジュレーターなどの技術改良で あと1 桁の向上が期待できる. なお, VUV-軟X線領域では3 GeV への変更で極めて高輝度な光源になる.

第3世代光源と比較して,輝度で約2~3桁の増大,パルス幅で約2~3桁の短パルス化が図られる. これにより軟X線・X線領域で回折限界光,サブピコ秒の超短パルス光が利用可能になる.SASE-FELと の違いは、くり返し周波数とピーク輝度である.くり返し周波数は、SASE-FELで100 Hz 程度であるの に対して、ERLでは1.3 GHz で蓄積リングの場合の500 MHz ぐらいと同程度で連続光に近いといえる. ピーク輝度は基本的にパルス光源である SASE-FEL で10³³ に達し、1ショットでクーロン爆発(分子が 電子をはぎとられ、多価イオン化してクーロン反発により壊れる)が生ずるのに対して、ERL では非破壊 的にくり返し実験が行なわれる.これから得られる放射光は高平均輝度,超短パルスの特長をもち、コヒー レンスもかなり高い.さらに、その先にダイヤモンド結晶などを用いた共振器型 XFEL の計画(XFEL-0 計画とよばれる)がある.技術的に難度が高いが、実現すれば、空間と時間で完全にコヒーレントなX線が 得られる.

8.3 放射光光源全体の将来像

8.3.1 放射光光源性能の到達目標

上述のように,光源開発は当初,平均輝度の向上が主目標であったが,最近は新しい研究領域の開拓をめ ざして,さらにつぎのような到達目標が加わっている³⁷⁾.

(1)回折限界

微小サイズの光源が x, y 面内にあり、光が z 軸方向を中心に狭い発散角で進むとする. その発散角は x' = dx/dz, y' = dy/dz である. ガウス型の強度分布をもつとすれば、微小なサイズ $\Delta x, \Delta y$ と狭い角度 広がり $\Delta x', \Delta y'$ は rms 値 (σ) で表わされる. $x \ge x', y \ge y'$ の間にはフーリエ変換の関係があるので、

$$\Delta x \Delta x' \ge \frac{\lambda}{4\pi}, \quad \Delta y \Delta y' \ge \frac{\lambda}{4\pi}$$
(8.47)

が成り立ち,等号の場合が回折限界(diffraction limit)を与える.すなわち,これは,あるサイズの光源 があるとき,発散角は回折効果によりある限界以下にはならないことを示している.すなわち,光のもつ固 有のエミッタンスのために,電子ビームのエミッタンスがそれより小さくなっても輝度は向上しない.こ の回折限界まで達したときが空間的にコヒーレントな状態である.4次元位相空間(*x*,*x*',*y*,*y*')における光 源の体積*V*₄ は

$$V_4 = (2\pi)^2 \Delta x \Delta x' \Delta y \Delta y' \ge \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \tag{8.48}$$

であり,最小の体積 $V_{4,min}$ は $(\lambda/2)^2$ である.

(8.47)は $\Delta x' = \Delta k_x/k$, $\Delta y' = \Delta k_y/k$ を用いて

$$\Delta x \Delta k_x \ge \frac{1}{2}, \quad \Delta y \Delta k_y \ge \frac{1}{2}$$
(8.49)

となる. さらに両辺に ħ をかけて書き換えれば

$$\Delta x \Delta p_x \ge \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta y \Delta p_y \ge \frac{\hbar}{2}$$
(8.50)

となり、位置と運動量の不確定性関係に対応している.

(2) フーリエ変換限界

光源は準単色光とし,(1)と同様にガウス型の強度分布をもつとすれば,狭いバンド幅 ($\Delta \omega$)と短いパル ス幅 Δt は rms 値 (σ) で表わされる. $t \ge \omega$ の間にはフーリエ変換の関係があり,

$$\boxed{\Delta t \frac{\Delta \omega}{\omega} \ge \frac{\lambda}{4\pi c}} \tag{8.51}$$

が成り立ち,等号の場合がフーリエ変換限界 (Fourier transform limit)を与える.このフーリエ変換限 界に達したときが時間的にコヒーレントな状態である.6次元位相空間 $(x, x', y, y', t, \omega)$ における光源の 体積 V_6 は

$$V_6 = (2\pi)^3 \Delta x \Delta x' \Delta y \Delta y' \Delta t \Delta w/w \ge \frac{1}{c} \left(\frac{\lambda}{2}\right)^3$$
(8.52)

であり,最小の体積 $V_{6,min}$ は $(\lambda/2)^3/c$ である.

(8.51) は書き換えると

$$\Delta t \Delta \omega \ge \frac{1}{2} \tag{8.53}$$

となる. さらに両辺に ħ をかけて書き換えれば

$$\Delta t \Delta E \ge \frac{\hbar}{2} \tag{8.54}$$

となり、時間とエネルギーの不確定性関係に対応する.

(8.53) はまた $\Delta z = c\Delta t$, $\Delta \omega = c\Delta k \approx c\Delta k_z$ の関係を用いると

$$\Delta z \Delta k_z \ge \frac{1}{2} \tag{8.55}$$

とも表わされる.

(3) ピーク輝度と光子縮重度

放射光の輝度(ブリリアンス)B は (8.9) に与えられているとおり

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{F}}{(2\pi)^2 \Delta x \Delta x' \Delta y \Delta y'}$$
(8.56)

である.ここでは, Σ_x などを Δx などで表示している.輝度 \mathcal{B} は 4 次元位相空間の体積 V_4 中の光束 \mathcal{F} を表わしている.これは時間で平均したものであるので,とくに平均輝度とよぶことにする.最小の体積 $V_{4,min}$ に含まれるコヒーレントな光束 \mathcal{F}_c はつぎのようになる.

$$\mathcal{F}_c = V_{4,min}\mathcal{B} = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \mathcal{B}$$
(8.57)

 F_c と F の比は**コヒーレント比** (coherent fraction) とよばれる. 空間コヒーレンスが高いほど 1 に近くなる.

一方,このようなふつうに用いられる平均輝度に対して、ピークに注目した場合の輝度は**ピーク輝度**と よばれ、つぎのように与えられる. ピーク輝度 $\hat{\mathcal{B}}$ は6次元位相空間の体積 V_6 中の光子数 N を表わしてい る.回折限界とフーリエ限界をともに満たす最小の体積 $V_{6,min}$ に見出される光子数は光子縮重度(photon degeneracy)とよばれる.これを δ とおけば、(8.59)から

$$\delta = V_{6,min}\hat{\mathcal{B}} = \frac{1}{c} \left(\frac{\lambda}{2}\right)^3 \hat{\mathcal{B}}$$
(8.58)



図 8.28 各種放射光光源で得られるピーク輝度とパルス幅(それぞれ示されている範囲はおおよその目安である.)

と表わされる.

これらの指標を用いて加速器利用の各種X線光源の特性を見てみる.回折限界には、水平方向と垂直方向があるが、第3世代蓄積リングでは波長の比較的長いX線に対して垂直方向の回折限界が達成される場合があり、SPring-8 などはそこまで達している.水平方向の回折限界は、自由電子レーザー (FEL) 光源で達成されているが、究極の蓄積リングで達成がめざされるとともに、これから実現が期待されているエネルギー回収型 (ERL) 光源でも達成できる.フーリエ変換限界に近づくには超短電子パルスが必要である.それには蓄積リングは全く及ばず、超短パルスのX線が利用できるリニアックが適している.フーリエ変換限界には、ERL 光源でかなり近づき、FEL ではじめて達成される.光子縮重度は、蓄積リングでは $\delta \ll 1$ であるが、FEL では $\delta \gg 1$ に達する.

図 8.28 は第 2 世代,第 3 世代と究極の蓄積リングとともに FEL 光源と ERL 光源について,X線の ピーク輝度とパルス幅を示している³⁸⁾. FEL 光源のピーク輝度は第 3 世代リングのそれに比べて 10 桁 近く,格段に高い.なお,平均輝度でも数桁上回る場合もある.FEL 光源のパルス幅は,リング光源での 30 ~ 100 ps に比べて 100 fs ぐらいと極端に短い.FEL 光源の繰り返し数は 100 Hz 程度であり,リング 光源が高繰り返し数のパルス光で,擬似連続光であるのと対照的である.

8.3.2 各種放射光光源の発展の状況

放射光用加速器の発展の状況を概観する. 図 8.29 は平均輝度の向上とコヒーレンスの向上を軸として加速器の位置づけを表わしている.

$$\hat{\mathcal{B}} = \frac{N}{(2\pi)^3 \Delta x \Delta y \Delta x' \Delta y' \Delta t \Delta w/w}$$
(8.59)



図 8.29 放射光用加速器の発展 破線で囲まれた光源は、まだ実現していない. 干渉性について、かっこ内はまだ実現していない い光源のもの.

放射光光源はこれまで長期にわたり,平均輝度の向上が追求されてきた.電子蓄積リングは第1世代,第 2世代と進み,第3世代では大型リングの ESRF, APS, SPring-8 が先陣を切り,中型リングの Swiss LS, SOLEIL, DIAMOND LS などをはじめ世界各国が参入している.大型リングの中型との際立った違いは, 高エネルギーX線が利用できることである.第3世代大型リングは建設後すでに 10 数年経過しているの で,リングとそのビームラインの大幅な高度化・改修計画の取り組みが始まっている.このような状況の 中でリングの仕様を極限まで追求した究極の蓄積リング (USR, 8.1.4 参照) 計画の立案が進められている. 第3世代は低エミッタンスのリングであるが,究極のリングは極低エミッタンスの仕様であって,第3世 代よりも 2~3 桁輝度が向上し,高い空間的コヒーレンスが得られる.SPring-8 II もその1つである.将 来的に KEK の高エネルギー物理のためのスーパー KEKB を放射光に利用する可能性は検討に値する.

一方,リニアックをベースとする光源として世界的に X 線自由電子レーザーの建設が進められ,利用 研究が始まっている.これによりコヒーレンスや超短パルスを生かす実験が新たに開拓される.XFEL は ピーク輝度が際立っていることに特長があるので,従来の平均輝度に着目した世代とは別のカテゴリーに なる.SPring-8 キャンパスに XFEL が最近実現したが,第3世代リングと XFEL が併設される例は他に なく,両方からの放射光をポンプ・プローブ法などで組み合わせて利用したり,XFEL のリニアックから の電子ビームをリングに導き,独特の特性をもつ放射光を得るという計画もある.

またリニアックをベースとする光源である ERL の実現へ向けた技術開発も KEK などで進められている. ERL は平均輝度が第3世代よりもさらに向上し,超短パルスが得られる. さらに共振器を組み込んで XFEL の動作をさせようという提案もある.

これまでの円形加速器の放射光光源は高平均輝度と多くのビームラインという特長により,いわば百貨 店的に広範な研究課題に利用されるのに対して,XFELは専門店的に特化した研究課題に利用されること になり,両者は相補的な役割をもつ.ERLが実現すれば,百貨店的な利用とともに,専門店的な利用も可 能になる.このように将来的には,放射光光源として回折限界に達する究極の蓄積リングと,フーリエ変 換限界へも達するX線自由電子レーザーと相補的役割をめざすエネルギー回収型リニアックの3種類が並 び立つ状態が強く望まれる.それぞれの光源の特徴を生かした多彩な実験が展開され,放射光科学は一層 広い研究分野をカバーするようになる.

別の観点から放射光科学の発展をみれば, VUV を中心とした中・小型リングのグレードアップに十分意 を用いる必要がある.中・小型リングがカバーする波長域の放射光は,学術利用で独自の研究を展開する とともに,産業利用・地域連携に大いに役立ち,放射光科学に貢献している.

なお,光源のグレードアップとともに,それが十分に生かされるように,光学系,検出系を含む測定シス テムも性能を向上させる努力が必要である.

参考文献

- 1) 加藤政博, 原 徹, 保坂将人:放射光 20 (2007) 266.
- 2) 富樫 格, 矢橋牧名, 田中隆次他: 放射光 24 (2011) 312.
- 3) 放射光ニュース:放射光 24 (2011) 210.
- 4) 山本 樹: 放射光 17 (2004) 228.
- 5) 加藤政博: 日本放射光学会第二回講習会予稿集 p.1, 1989 年 10 月.
- 6) 中村典雄 (分担執筆): 『シンクロトロン放射光の基礎』, 大柳宏之編, 丸善 (1996).
- 7) T. Miyahara, H. Kitamura, S. Sato et al.: Particle Accelerators 7 (1976) 163.
- 8) 原田健太郎, 宮島 司: 放射光 16 (2003) 245.
- 9) 原 雅弘: 私信.
- 10) H. Tanaka, M. Adachi, T. Aoki et al.: J. Synchrotron Rad. 13 (2006) 378.
- 11) 後藤俊治: 加速器 7 (2010) 250.
- 12) 石川哲也: 放射光 9 (1996) 413.
- 13) http://www.lightsources.org.
- 14) 特集フォトン・ファクトリー: 数理科学 No.243, 9 号 (1983).
- 15) 加藤政博, 堀洋一郎編: PF リング高輝度化計画デザインレポート, KEK, 1992.
- 16) Photon Factory Activity Report 2010, KEK.
- 17) 本田 融, 带名 崇: 放射光 25 (2012) 12.
- 18) 上坪宏道:放射光 2 (1989) 69.
- 19) 原 雅弘, 横溝英明:放射光 3 (1990) 45.
- 20) 熊谷教孝:放射光 9 (1996) 384.
- 21) 大熊春夫, 米原博人: 放射光 14 (2001) 3.
- 22) SPring-8 Research Frontiers 2009.
- 23) SPring-8 英文パンフレット, JASRI.
- 24) 松井佐久夫:第89回 JASRI コロキウム.
- 25) 渡部貴宏:放射光 24 (2011) 266.
- 26) 三間圀興:日本物理学会誌 37 (1982) 906;応用物理 57 (1988) 1468.
- 27) D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey et al.: Phys. Rev. Lett. 38 (1997) 892.
- 28) 平井康晴分担執筆:『シンクロトロン放射利用技術』(高良和武監修,サイエンスフォーラム,(1989)
 p.65.
- 29) SPring-8 プレスリリース, 2008 年 3 月 10 日.
- 30) SACLA パンフレット,理化学研究所, 2011年.
- 31) 新竹 積, 石川哲也:日本物理学会誌 64 (2009) 160.
- 32) 大竹雄次, 安積則義, 青柳秀樹他: 放射光 25 (2012) 57.
- 33) 矢橋牧名, 登野健介, 富樫 格他: 放射光 24 (2011) 312.

34) K- J. Kim, Y. Shvyd'ko and S. Reiche: Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 244802.

- 35) 諏訪田剛, 飯田厚夫編集:『放射光将来計画検討報告』, KEK, 2003.
- 36) 原田健太郎, ERL プロジェクトチーム:放射光 24 (2011) 256.
- 37) 北村英男:高縮重放射光源開発第1回ワークショップ資料,2001年1月.
- 38) 羽島良一:放射光 14 (2001) 323.

索引

記号/数字		Siam Photon Source	324
4 極電磁石	309, 310	SOLEIL	324
6 極電磁石	308	SOR-RING	309, 322
		SPEAR	322
A		SPring-8	308, 309, 323, 326
ALBA	324	SRS	322
APS	323 323	Swiss Light Source	324 324
An Australian Synchrotron	324	Swiss Light Source	524
Australian Sylicinotron	524	T	
<u>C</u>		TM ₀₁₀ モード	308
CHESS	322	U	
<u>D</u>		UVSOR	323
DESY	322		
DIAMOND Light Source	324	<u>X</u>	
D型	311	X線自由電子レーザー	333
E		<u></u>	
ERL	336	アンジュレーター光源	306
ESRF	323	位相速度	307
European XFEL	335	● 但 収差	308
EUV FEL	336	連動量コンパクション因子	313
F		エネルギー回収型リニアック	305, 336
F型	311	エミッタンス 円筒状導波管	307, 314, 317 307
н			
	204		
HISOR-II	324 324	回折限界	338
1115010-11	524	加速益ンステム	307
J		1 九極の竜根リンク	329
JASRI	323	大幅条件	331
		空間的にコヒーレント	338
L		クライストロン	307, 308
LCLS	335	光子縮重度	339, 340
		高周波空洞	308, 309
M		光束密度	306
MR	322		339
N		<u>さ</u>	
NewSUBARU	323	シード光	334
NSLS	322	時間的にコヒーレント	339
NUSR	324	シケイン	334
D		目己増幅型目然 (目発) 放射	333
	204	目 沿 元 宋 密 度	306
PF_AR	324 323 324	朱仲 白山雪子1/一ザー	330
Photon Factory	323, 324 322, 324	シンクロトロン振動	315
r noton r dotory	022, 021	進行波型	307
R		セパラトリックス	316
RF バケット	316	セプタム磁石	309
Rits SR	324	セル	313
		線型加速器	307
S		全フラックス	306
SACLA	335	挿入光源	308, 309
SAGA LS	324	増幅・発振	332
SASE	333	· -	
SASE 型のX線自由電子レーザー	333	<u>/C</u>	
SESAME	324	第1世代	322

第2世代	322
第3世代	322
第3世代の低エミッタンス・リング	307
遅延回路	307
蓄積リング	307
チャスマン・グリーン	313
超高真空排気装置	309
超短パルス	340
ツイスパラメーター	312
低エミッタンス	313
定在波型	307
電子シンクロトロン	308
電子の軌道	310
電子ビームの寿命	319
電子ビームの偏向角	308
同期位相	315
動作周波数	307
トウシェック効果	319
トップアップ運転	319, 326

な

入射加速器		

は

ハーモニック数	309
バケット	309
パルス長圧縮器	307
バンチャー	307, 334
ピーク輝度	339

光クライストロン	333
フーリエ変換限界	339
部分フラックス	306
ブライトネス	306
プリバンチャー	307
ブリリアンス	306
分光用の光学系	321
平均輝度	339
ベータトロン振動	311, 312, 314
ベータトロン・チューン	311
偏向電磁石	308
偏向電磁石内	310
偏向電磁石光源	306
放射光のスペクトル分布	306
放射損失	308, 315
補正偏向電磁石	313

ま 307, 308 マイクロドロン 307, 308 マイクロバンチ 330

<u>Þ</u>

307

誘導吸収	333
誘導放出	333

6

ラティス	313
リウビル (Liouville) の定理	312
ローレンツ力	310