

基礎講座 2 放射光の発生

姫路工業大学 高度産業科学技術研究所 橋本 智

1. はじめに

放射光（シンクロトロン放射光）は荷電粒子が加速度を受け軌道が曲げられた時に放射する電磁波である。放射光の持つ優れた特性（高強度、指向性、波長連続性、偏光性、パルス性等）を生かして最先端の研究が盛んに行われており、放射光施設は国内だけでもSPring-8、PF（高エネ研）、NewSUBARU（姫工大）、UVSOR（分子研）、HiSOR（広島大）他多数が稼働中であり、さらに幾つかの施設も現在計画中である。

放射光発生装置の構成要素は大きく分けて加速器（線形加速器および電子蓄積リング）、挿入光源、ビームラインに分けられる。線形加速器で発生し加速された高エネルギー電子ビームは電子蓄積リングに入射され長時間周回軌道を保ちながら蓄積される。電子が偏向電磁石または挿入光源を通過した時に発生する放射光は分光器やミラーのあるビームラインを通過して実験装置まで導かれる。

ここでは放射光の発生原理と特徴について解説するが、放射光を使いこなすためにはそれらの理解が重要である。また放射光は相対論的電子ビームから発生するため相対論的電子ビームの性質も述べる。加速器の実例としてSPring-8線形加速器、姫工大ニュースバル電子蓄積リングを紹介する。

2. 放射光とは何か？

放射光とは光速に近い速度を持った高エネルギー（相対論的）電子ビームが外部磁場により軌道を曲げられた時に発生する赤外線から硬X線までの広い波長範囲を持つ高強度の電磁波である。右図にシンクロトロン放射光の主な波長領域である赤外線からX線までの電磁波スペクトルを示す。

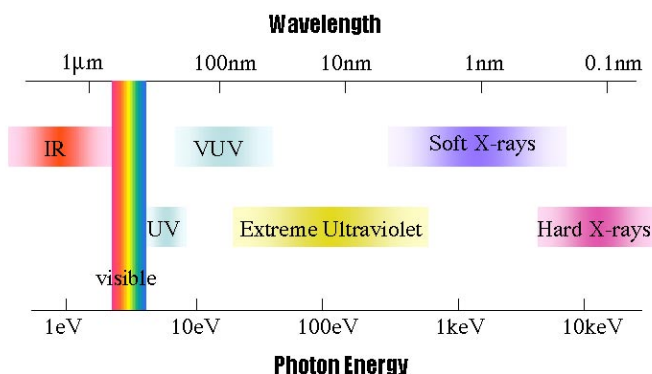


図1 電磁波スペクトル

シンクロトロン放射光は以下に示すような特徴を持つ。

- (1) 高強度、高い光子フラックス(photon flux)。
- (2) 波長連続性。赤外線から硬X線までの広い範囲をカバーする。
- (3) 垂直方向に微小な角度広がり。
- (4) 電子ビームサイズで決まる微小な光源サイズ。
- (5) 光源サイズと角度広がりが小さいことから来る高輝度、部分的コヒーレンス。
- (6) 偏光性。電子軌道面内では直線偏光、軌道面の上下では円偏光。
- (7) パルス時間構造。放射光のパルス幅、時間間隔は電子ビームにより決まる。
- (8) 理論計算可能なスペクトル強度。

これらの特徴を生かして放射光は生物、化学、物理、医学等における基礎研究や応用研究、また半導体リソグラフィやナノテクノロジー等の産業応用において強力なツールとなっている。

3. 相対論的電子ビーム

シンクロトロン放射光は相対論的な高エネルギー電子ビームから発生するので、放射光の説明に入る前に相対論的運動方程式と重要なパラメータについて簡単に述べる。電場 E 、磁場 B が存在するときの静止質量 m 、素電荷 e の電子の運動方程式は次式で与えられる。

$$\gamma m \mathbf{a} = \mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad \mathbf{a} : \text{加速度} \quad (1)$$

ここで γ はローレンツの相対論因子と呼ばれ、電子の運動エネルギー E_e を静止エネルギー $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ で割った値、つまり $\gamma = E_e / mc^2 = 1957 E_e [\text{GeV}]$ である。また電子の速度 v を光速 c で正規化した値 $\beta = v/c$ もよく用いられる。NewSUBARUとSPring-8の電子エネルギー、 γ 、 β を下表に示す。

	E (GeV)	γ	β
NewSUBARU	1.0	1957	0.999999869
SPring-8	8.0	15656	0.999999998

例えばNewSUBARUでは電子ビームは1.0GeV（GeVはギガ電子ボルト。電子ボルトはエネルギーの単位で1eVは1ボルトの電圧で加速した時の荷電粒子のエネルギー。ギガは10の9乗）で運転されるが、そのときの電子の速度は光速の99.9999869%、質量は静止時の1957倍に達する。

4. 電子ビームからの放射光

相対論的電子からの放射の問題は、直観的には加速度の方向を向いた電気双極子からの放射が相対論的効果で速度方向に鋭く集中する事で理解できるが、ここでは少しだけ数式を用いて放射光のパワー、周波数スペクトル、空間分布、実効的な強度等を評価してみる。

4-1. 観測時刻と遅延時刻

電子の速度が光速に比べて無視できない時、2つの時間つまり

観測時刻(observer time)、放射時刻 (emitter time)または遅延時刻(retarded time)

を考慮しなければならない。時間 t' に位置 $\mathbf{r}$ にいた荷電粒子が距離 R だけ離れた観測者に向けて電磁波を放射する。この時観測者は電磁波が距離 R を伝搬するのに必要な時間だけ遅れて観測する事になる（図2）ので観測時刻 t と遅延時刻 t' とは $t = t' + \frac{R(t')}{c}$ の関係がある。この式を t' で微分すると

$$\frac{dt}{dt'} = 1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta} = 1 - \beta \cos \theta \cong \frac{1}{2\gamma^2} (1 + \gamma^2 \theta^2)$$

となる。ここで $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ は $\mathbf{R}$ 方向の単位ベクトルであり、 $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} \approx 1 - 1/2\gamma^2$ および微小な θ に対する展開 $\cos \theta \cong 1 - \theta^2/2$ を用いた。時間幅 $\Delta t'$ の間、電子から電磁波が放射されたとすると観測点で観測される電磁波パルス

の時間幅 Δt は $\Delta t \cong \left(\frac{dt}{dt'} \right) \Delta t'$ であるが、観測者

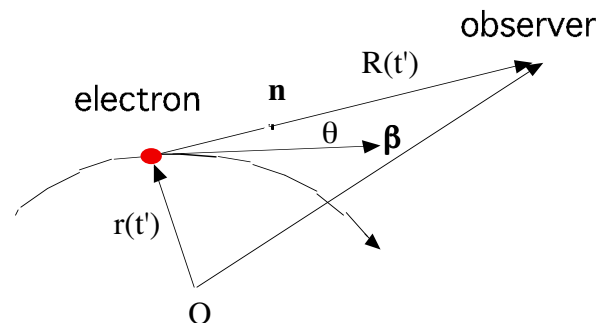


図2 相対論的電子からの放射光

が電子の運動の接線方向に近い ($\theta \approx 0$) とすると、観測者時間と遅延（放射）時間の差は $\Delta t \sim \frac{\Delta t'}{\gamma^2}$

となり、観測される放射光のパルス幅は圧縮されて非常に短くなる。時間幅 Δt が短い事は観測される周波数が $\omega \sim 1/\Delta t \sim \gamma^3 c/\rho$ 程度までの高い周波数成分を持ち、放射光スペクトルが広い事を示している。 ρ は電子軌道の曲率半径。

4-2. 相対論的荷電粒子の作るポテンシャルと場

ゆっくり動く（相対論的でない）荷電粒子の作るスカラーポテンシャル、ベクトルポテンシャルは荷電粒子から観測点までの距離を R 、荷電粒子の速度を v とすると次式で表される。

$$\Phi = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad A = \frac{ev}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (2)$$

一方、荷電粒子が相対論的速度を持つ場合には先に述べた遅延時刻を考慮しなければならない。このときスカラーおよびベクトルポテンシャル（Lienard-Wiechertのポテンシャルと呼ばれる）は

$$\Phi(t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{R(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})} \right]_{ret}, \quad A(t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{v}}{R(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})} \right]_{ret} \quad (3)$$

となる。ここで ret は遅延時刻(retarded time)を意味する。電磁場はスカラーおよびベクトルポテンシャルを用いてMaxwell方程式

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (4)$$

を適用して求めることが出来る。ここでは結果だけを示すと観測点での電場および磁場は次式で表される。

$$\mathbf{E}(t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{R^2 \gamma^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right]_{ret} + \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}}{R(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})} \right]_{ret} \quad (5)$$

$$\mathbf{B}(t) = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{E}(t)}{c} \quad (6)$$

上式から相対論的荷電粒子からの放射場は以下のような特徴を持つことが分かる。

- (1) 電場ベクトルと磁場ベクトルは直交する。
 - (2) 静止した電荷 ($\boldsymbol{\beta} = \dot{\boldsymbol{\beta}} = 0$) であればクーロンの法則 $E = en/4\pi\epsilon_0 R^2$ に帰着する。
 - (3) 電場の式の第1項は加速度 $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ に依存せず距離 R の2乗に反比例するので長距離では無視できる。
 - (4) 電場の式の第2項は加速度 $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ に依存する。距離 R に反比例し、長距離でも残る。
- 通常、放射光の観測は光源よりも十分離れた点で行われるので以下の解析では第1項を無視して、第2項のみを扱う。

4-3. 放射パワー

放射場（電磁場）エネルギーの流れはポインティングベクトル $\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$ により表され、

方向 $\mathbf{S}$ の単位面積あたりに流れるエネルギーを意味する。電荷から距離 R だけ離れた単位立体角あたりのエネルギーは

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = R^2 (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) = \frac{1}{\mu_0 c} |\mathbf{R}\mathbf{E}|^2 \quad (7)$$

上式で $\mathbf{E}$ は遅延時刻 t' の関数として与えられているので、単位遅延時刻あたりの量に書き直す。

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} \frac{dt}{dt'} = \frac{dP}{d\Omega} (1 - \mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}}) \quad (8)$$

(5)-(8)式を用いると一個の電子が任意の軌道 $\boldsymbol{\beta}$, $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ を持つ場合に観測される放射パワーの角度分布は

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \frac{|\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}})^5} \quad (9)$$

となる。 $\boldsymbol{\beta}$ と $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ が平行の場合と垂直の場合について上式を書き直すと（角度 θ 、 ϕ は図3 参照）

$$\text{平行の時：} \quad \frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\boldsymbol{\beta}}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (10)$$

$$\text{垂直の時：} \quad \frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\boldsymbol{\beta}}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \frac{(1 - \beta \cos \theta)^2 - (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (11)$$

これらを図示したのが図4である。蓄積リングに蓄積された電子は周回軌道をとる、すなわち加速度 $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ は $\boldsymbol{\beta}$ に垂直になる。電子の速度が光速に近づく ($\beta \approx 1$) につれて放射パワーの角度分布は電子の進行方向に鋭く集中し、その強度も著しく増加する。これは $\beta \approx 1$ および $\theta \ll 1$ の時、上式の分母が0に近づくために起こる。 $(1 - \beta \cos \theta)^{-1}$ が最大値の1/2になる

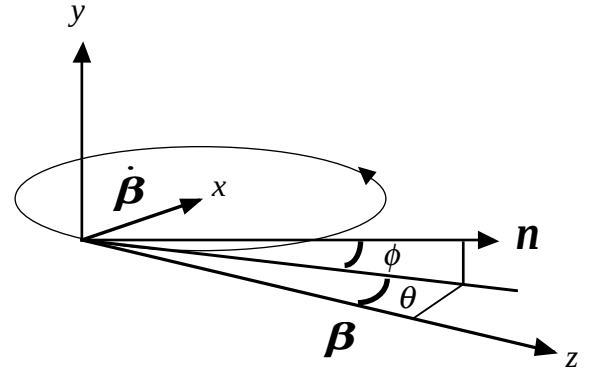


図3 放射場の角度定義

なる角度を θ_{sr} とすると $\theta_{sr} = \sqrt{2\left(\frac{1}{\beta} - 1\right)} = \frac{1}{\gamma}$ となる

り、この角度広がりの中にほとんどすべての放射パワーが存在することになり、放射光の指向性が高い事が分かる。

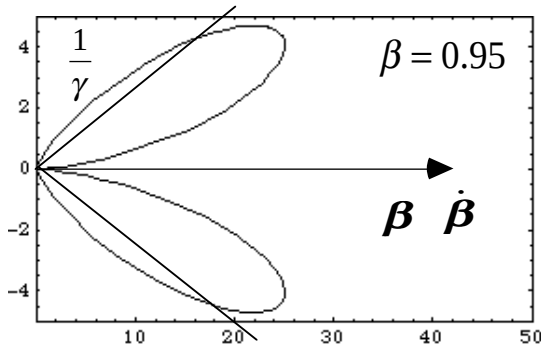


図4(a) $\boldsymbol{\beta}$ と $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ が平行の場合

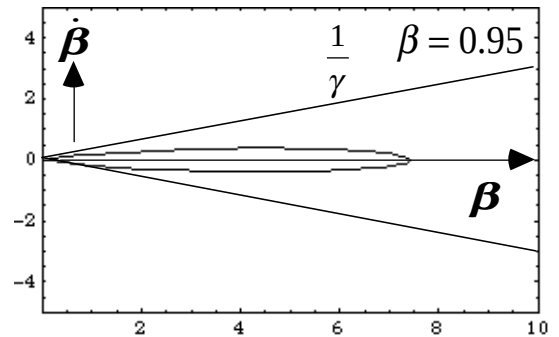


図4(b) $\boldsymbol{\beta}$ と $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ が垂直の場合（放射光）

4-4. 周波数スペクトル

これまで相対論的荷電粒子が放射する電磁場を時間領域で評価したが、放射場の周波数解析を行うにはフーリエ変換およびフーリエ逆変換

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(t) e^{i\omega t} dt, \quad \mathbf{E}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (12)$$

を用いる。一個の電子の通過による観測点での単位立体角あたりの全放射エネルギーの角密度は

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int \frac{dP}{d\Omega} dt = \frac{1}{\mu_0 c} \int_{-\infty}^{+\infty} (RE)^2 dt = \frac{1}{\mu_0 c} \int_{-\infty}^{+\infty} 2 |\tilde{R}\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega \quad (13)$$

上式を書き直すと単位立体角、単位周波数あたりの全放射エネルギーは

$$\frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{2\pi\mu_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} (RE) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (14)$$

となり観測点での電場のフーリエ変換の2乗に比例する事が分かる。電場の式(5)を用いて遅延時刻による表記に書き直すと

$$\frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^5} \right]_{ret} e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (15)$$

$$= \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^5} \right]_{ret} e^{i\omega \left(t' + \frac{R(t')}{c} \right)} dt' \right|^2 \quad (16)$$

上式が任意の速度、加速度を持った相対論的電子からの放射スペクトルを表すのであるが、蓄積リングの様に周回軌道をとる場合($\boldsymbol{\beta} \perp \dot{\boldsymbol{\beta}}$)、以下のようにもう少し簡単に表示出来る。

$$\frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \gamma^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (17)$$

$$\xi = \frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2}, \quad \omega_c = \frac{3c}{2} \frac{\gamma^3}{\rho} \quad (18)$$

(17)式によりエネルギー γ の電子ビームが放射する周波数 ω の放射光を角度 ψ 離れた観測点で観測したときの強度を評価出来る。(17)式のKは変形ベッセル関数であり、第1項は電子の軌道面に平行な電場成分(水平偏光)、第2項は垂直な電場成分(垂直偏光)を表す。 ω_c は臨界周波数と呼ばれる。図5に $\omega/\omega_c = 0.01, 0.1, 1, 3$ の周波数の異なる場合の放射光の角度分布を示す。実線は水平偏向、波線は垂直偏向成分を表す。短波長成分ほど角度広がりが小さいことが分かる。

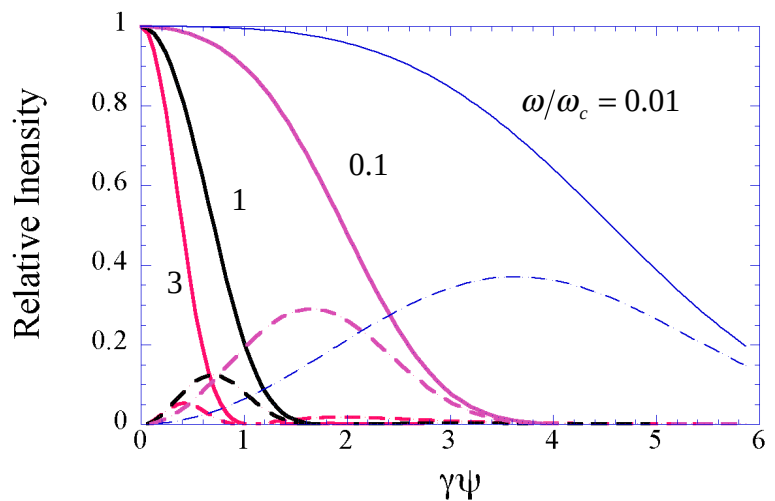


図5 放射光の角度分布

4-5. 放射光の全放射パワー

一個の電子による円軌道放射の場合、（一回通り過ぎる時の）瞬間的な（全周波数、全立体角で積分した）全放射パワーは結果だけ示すと

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \quad (19)$$

となり、全放射パワーは電子ビームエネルギーの4乗に比例し、ビーム軌道の曲率半径の2乗に反比例する。また電子が蓄積リングを一周する間のエネルギーロスは上式をリング一周について積分すれば求められる。

$$U_0 = \oint \frac{P}{\beta c} ds = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \beta^3 \gamma^4 \oint \frac{ds}{\rho^2} = \frac{e^2}{3\epsilon_0} \frac{\beta^3 \gamma^4}{\rho} \quad (20)$$

実用的な単位系で書き直すと

$$U_0 [eV] = 8.85 \times 10^4 \frac{E^4 [GeV]}{\rho [m]} = 2.65 \times 10^4 E^3 [GeV] B [T] \quad (21)$$

電子ビームの場合は蓄積リング一周で放射される全パワーは次式で表される。

$$P_b = \frac{U_0 N_e}{T_0} = \frac{U_0 I_b}{e} \quad (22)$$

ここで I_b : 平均ビーム電流、 T_0 : 電子の周回周期、 N_e : リング中の電子数。NewSUBARUでは $E = 1.0 GeV$ 、 $\rho = 3.2 m$ 、 $I_b = 0.3 A$ であるので $U_0 = 27.7 keV$ 、 $P_b = 8.3 kW$ となる。

4-6. 放射光の実効強度

これまでは放射光発生原理を見るために一個の電子だけを考えてきたが、実際には蓄積リング内の電子ビーム（無数の電子の集まり）は有限の発散角度と有限のビーム径を持つ。(17)式は一個の電子が一度通り過ぎる間の単位立体角、単位周波数あたりのエネルギーを表したが、ビームの場合の毎秒、立体角あたり周波数あたりの全放射エネルギーは

$$\frac{d^2 P}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2 W}{d\Omega d\omega} \cdot \frac{I_b}{e}, \quad I_b : \text{平均ビーム電流。} \quad (23)$$

また放射光強度を毎秒あたりの光子数で表すと便利でありよく用いられる。これはある周波数幅の放射パワーをその周波数での光子エネルギー $\hbar\omega$ で割ることにより得られる。

$$\frac{d^2 F}{d\Omega d\omega/\omega} = \frac{d^2 P}{d\Omega d\omega} \cdot \frac{1}{\hbar}, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad h : \text{プランク定数} \quad (24)$$

実用的な単位系で表すと

$$\frac{d^2 F}{d\Omega d\omega/\omega} = 1.325 \times 10^{13} E^2 [GeV] I_b [A] \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (25)$$

となる。これは毎秒、単位周波数あたりの光子数であり、光子フラックス（単位は photons/sec/0.1%bandwidth）と呼ばれる。

また光子フラックスを水平および垂直方向の光源全体の発散角度で割って得られた

$$(\text{Flux Density}) = \frac{(\text{Flux})}{2\pi \sum_{x'} \sum_{y'}} \quad (26)$$

は毎秒、周波数あたり、単位立体角あたりの光子数つまり光束密度(photon flux density)であり、単位はphotons/sec/mrad²/0.1%b.w.で表される。

さらに光束密度を水平および垂直方向の実効的な光源サイズで割った

$$(Brilliance) = \frac{(Flux\ Density)}{2\pi \sum_x \sum_y} \quad (27)$$

は輝度(BrillianceまたはBrightness)と呼ばれ、単位はphotons/sec/mrad²/mm²/0.1%b.w.である。ここで

$$\sum_{x'} = \sqrt{\sigma_{x'}^2 + \sigma_{p'}^2}, \quad \sum_{y'} = \sqrt{\sigma_{y'}^2 + \sigma_{p'}^2} \quad (x, y \text{ 方向の光源全体の発散角度}) \quad (28)$$

$$\sum_x = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_p^2}, \quad \sum_y = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_p^2} \quad (x, y \text{ 方向の実効的な光源サイズ}) \quad (29)$$

であり、 $\sigma_{x'}$ 、 $\sigma_{y'}$ は水平、垂直方向の電子ビームの発散角度、 $\sigma_{p'}$ は光子の角度発散である。

放射光リングの特徴や性能を表すために、放射光の利用目的に応じて光子フラックス、光束密度、輝度を使い分けている。右図はNewSUBARUでの1.0GeVと1.5GeV運転時の光子フラックスである。電子ビームのエネルギーが高いと短波長（高エネルギー）領域の光子数が増加するのが分かる。

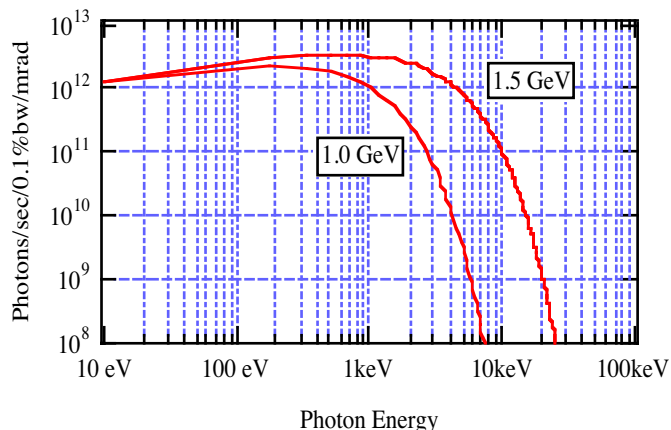


図6 NewSUBARU光子フラックス

5. 電子ビームの発生と加速（事例：SPring-8線形加速器）

SPring-8の線形加速器（Linear Accelerator、略してLinac、ライナック、リナックとも呼ばれる）を例に実際の電子ビームの発生と加速の様子を述べる。電子銃で生成された電子ビームは全長140mのLinacによりエネルギー1GeVまで加速される。

電子ビームの加速は強電場により行われるが直流電圧ではそのような高電圧をかけられないので高周波電圧を用いる。長さ3mの高周波加速管26本が一直線に配置されており、電子ビームはその直線を通る間に徐々にエネルギーを得て加速される。



SPring-8 線形加速器

6. 電子ビームの蓄積（事例：姫工大NewSUBARU電子蓄積リング）

姫工大のNewSUBARU電子蓄積リングを例に取りながら実際の放射光リングを紹介する。線形加速器で生成し加速されたエネルギー1.0GeVの高エネルギー電子ビームはビーム輸送系を通過してNewSUBARU蓄積リングに入射される。

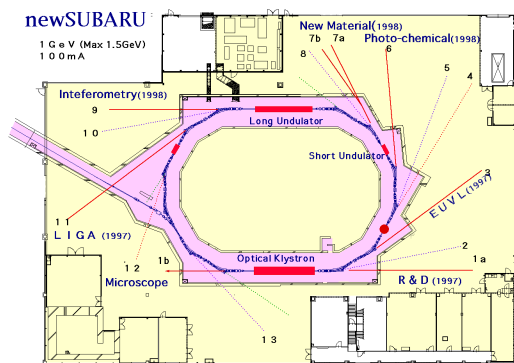
磁場強度1.0テスラの偏向電磁石12台をリング一周に配置して電子ビームの軌道を曲げて周回軌道を作り電子ビームを長時間蓄積する。偏向電磁石で電子ビームの軌道が曲げられた時にビーム軌道の接線方向に放射光が発生する。発生した放射光はビームラインを通過して蓄積リングの外側にある

実験ステーションまで導かれる。

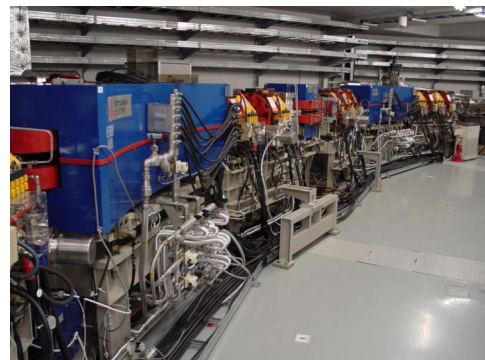
電子ビームを長時間蓄積するために電子ビームの通る容器は超高真空状態に保たれるが、一度蓄積リングに入射された電子ビームは永久に蓄積されるわけではない。真空中のわずかな残留ガス分子との衝突によって電子が徐々に失われるためである。蓄積中のビーム電流が $1/e$ に減衰する時間をビーム寿命と呼ぶ。高エネルギー電子が安定な軌道を外れて真空容器の壁に衝突したときなどに放射線が発生するため蓄積リングはコンクリート製の遮蔽トンネルで覆われている。

電子は蓄積リングを放射光を発生しながら蓄積リング内を周回している。放射光を発生する分だけ電子は運動エネルギーを失っているので一定のエネルギーでビームを蓄積するためには失った分だけエネルギーを補給しなければならない。そのためにクライストロンで作った高周波エネルギーをリング中に設置された高周波加速空洞により電子ビームに供給している。

最後にNewSUBARUとSPring-8の比較を下表に示す。



NewSUBARU放射光施設



NewSUBARU電子蓄積リング

	NewSUBARU	SPring-8
リング周長	118m	1436m
ビームエネルギー	1.0-1.5GeV	8.0GeV
ビーム電流	300mA	100mA
臨界波長	1.8nm	0.044nm
波長領域	紫外線～軟X線	硬X線
ビームライン数	8	62
主な利用用途	産業応用	基礎研究

7. 参考文献

放射光の発生、加速器についてより詳しく知りたい方は以下に代表的な書籍、資料をあげるので参考にしてください。

- [1] Classical Electrodynamics, J.D.Jackson, JOHN WILEY & SONS.
- [2] シンクロトロン放射光の基礎、大柳編、丸善
- [3] シンクロトロン放射技術、富増編著、工業調査会
- [4] 加速器科学（パリティ物理学コース）、亀井、木原共著、丸善
- [5] Accelerator Physics, S.Y.Lee, World Scientific
- [6] Synchrotron Radiation Sources, H. Winick, World Scientific
- [7] Particle Accelerator Physics, H.Wiedemann, Springer-Verlag
- [8] Insertion Devices for Synchrotron Radiation and Free Electron Laser, F.Ciocci et al., World Scientific