シンクロトロン放射光の発生とその特徴

菊 田 惺 志*

Seishi KIKUTA: Properties of Synchrotron Radiation.

The properties of the synchrotron radiation are first discussed qualitatively and the main results of the exact theory are then summarized. The angular and spectral distributions of the synchrotron radiation from an electron storage ring now being planned in the Photon Factory are calculated. A layout of the beam lines and experimental areas coupled with the proposed machine is shown. Finally the photon flux of the proposed machine is compared with those obtained from other synchrotron radiation facilities. [J. Cryst. Soc. Japan 18, 65 (1976)].

1. はじめに

電子シンクロトロンの軌道から放射される電磁波は、シンクロトロン（軌道）放射（Synchrotron (Orbital) Radiation, 我が国では略して SOR）と呼ばれ、もともと、高エネルギー物理の立場からは有害無益なものにすぎなかったが、最近、物質科学にとって画期的な光源として注目され、利用されるようになった。当初は、 $10\sim 1000\text{\AA}$ の軟 X 線から遠紫外線領域の分光用光源として脚光をあび、1960 年代のはじめ頃から、NBS（米, 180MeV）と INS（日, 1.3GeV）の電子シンクロトロンで分光学的研究が開始され、その後、DESY（独, 7.5GeV）、Frascati（伊, 1.1GeV）、NINA（英, 5.2GeV）など世界各国 10 箇所ぐらいの電子シンクロトロンに SOR 利用の施設が續々設置され、「シンクロトロン分光学」が隆盛を極めた。

一方、1970 年代に入ってから、電子シンクロトロンにかわって、電子ストレージ・リングの利用が世界の趨勢になりつつある。この加速器は元来、高エネルギー物理の衝突実験のために開発されたものであるが、SOR 光源としても格段に優れている。第 1 表に示すよ

第 1 表 SOR 利用施設をもつ主なストレージ・リング

装置名	所在地	完成年	$\lambda_p(\text{\AA})$	$E(\text{GeV})$	$I(\text{mA})$	$R(\text{m})$	$B(\text{kG})$	SOR チャンネル
ACO	仏, Orsay	1966(1973)	30	0.54	100	1.11	16	1
Tantalus-I	米, Wisconsin	1968(1968)	180	0.24	120	0.64	12	9(専用)
☆SPEAR	米, Stanford	1972(1974)	3.5(0.73)	2.5(4.2)	60	12.7	7(11)	1
☆DORIS	独, Hamburg	1974(1974)	1.9	3.0	e^-800 e^+200	12.12	8	2
SORRING	日, 東京	1974(1975)	170	0.3	10~100	1.1	9	4(専用)
☆DCI	仏, Orsay	1975	2.7	1.8	(400)	3.82	16	2
☆P-F	日	1980?	$\begin{pmatrix} 2.3 \\ 0.38 \end{pmatrix}$	2.5	1000	$\begin{pmatrix} 8.33 \\ 1.39 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 10 \\ 60 \end{pmatrix}$	10(専用)

比較のために、フォトン・ファクトリー計画のマシンも含めた。☆印は X 線を放射するマシンを示す。完成年の欄のカッコは、SOR 施設が活動を開始した年である。SPEAR は、1974年にエネルギーを上げている。

* 東京大学 生産技術研究所

うに¹⁾, 240MeV Tantalus-I (米) の SOR 専用マシンができたのを皮切りに, 540MeV ACO (仏), 4.2GeV SPEAR (米), 3GeV DORIS (独) のストレージ・リングにつぎつぎに SOR 利用施設がつくられた. 我が国でも, 東大・原子核研究所に 300MeV SORRING が稼動しはじめ, フランスの 1.8GeV DCI も完成間近かである.

DESY, NINA のシンクロトロンや SPEAR, DORIS, DCI のストレージ・リングのような GeV 級の大型の加速器では, SOR の波長範囲が X 線領域にまで及んでいるので, X 線を利用する研究者にも有力な X 線源として注目され, ここ 1~2 年, 世界各国で予備的な実験が試みられ, SOR の威力の片鱗をうかがわせている. このような状況の中で, 我が国でも, 1971 年頃から強力な X 線源としての SOR の利用が本格的に検討されはじめ, 最近, 周知のように, フォトン・ファクトリー計画としてまとめられ, 2.5GeV 電子ストレージ・リングの建設が提案されるに至っている^{2~5)}.

本稿では, SOR の特性について述べるが, ここで, 簡単に SOR の特徴を列挙しておく.

- (1) 強度は従来の光源にくらべて桁違いに強い. ストレージ・リングでは, シンクロトロンの場合よりもさらに 1~2 桁強い.
- (2) X 線から電波領域にまで及ぶ広い波長範囲で, 連続的なスペクトル分布をもっており, 0.1Å から数 1000Å (100keV~数 eV) の電磁波を利用できる.
- (3) 強度の安定性は, ストレージ・リングの場合極めてよい.
- (4) 指向性が強く, ほとんど平行光に近い.
- (5) 高度の偏光性がある.
- (6) 一定間隔で繰り返される, 極めて短かいパルス光である.
- (7) 電子の発光は, 高真空あるいは超高真空中で行なわれるので, 清浄な光源である.
- (8) 強度と波長分布, 角度分布などを正確に計算できるので, 1 次標準光源として利用できる.

このように, SOR は通常の光源と著しく異なっているが, 次節以下で, まず, その定性的な説明を行ない, つぎに波長分布, 角度分布などの厳密な式を示し, それに従ってフォトン・ファクトリー計画のストレージ・リングの場合に計算した結果を載せる. さらに, SOR を利用する際の具体的な問題にも言及する. なお, SOR に関する研究報告や解説は多数あるので, 詳細はそれらを参照していただきたい^{6~22)}.

2. SOR の特性の定性的な説明

円軌道を運動する電子は, 軌道の曲率中心の方向に加速度を受け, 電磁波を放射する. 電子の速度が光速に近いときに放射される SOR の特性は, 非相対論的な双極放射に相対論的な効果を考えることで理解できる. 電子の速度 v が光速 c にくらべて十分に小さい場合, 双極放射としてよく知られているように, 加速度 $\frac{dv}{dt}$ をもつ電子から単位立体角あたりに放射される電磁波のパワーは,

$$dP = \frac{e^2}{4\pi c^3} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \sin^2 \theta \quad (1)$$

で与えられる. ここで, θ は加速度方向と放射の伝播方向とのなす角である. このように, 放射パワーの角度分布は $\sin^2$ 乗型であって, 加速度方向 ($\theta=0$) で放射はゼロ, 加速度方向に垂直な面内 ($\theta=\frac{\pi}{2}$) で最大になる (第 1 図(a)). 一方, 相対論的な電子の場合には,

第1図 円軌道を運動する電子から放射される電磁波の角度分布⁷⁾. (a): 非相対論的な場合, (b): 相対論的な場合

角度分布は電子の運動方向にせり出して、軌道の接線方向に集中ようになる（第1図(b)）。電子が瞬間的に静止している系でみれば、角度分布は、やはり $\sin^2$ 乗型であるが、電子の静止系から観測系へ変換すると分布が歪んでくる訳である。実際、第2図のように、電子の運動方向と角 θ' をなす方向に放射される電磁波は、観測系ではローレンツ変換によって、次式を満たすような、電子の運動方向と角 θ をなす方向で観測される。

$$\tan \theta = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta'}{\frac{v}{c} + \cos \theta'} \quad (2)$$

ここで、 γ は電子のエネルギー E と電子の静止エネルギー $m_0 c^2$ との比で、

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$\theta' = \frac{\pi}{2}$ の放射がゼロの方向は、観測系では、(2)式により $\theta \approx \frac{1}{\gamma}$ になる。つまり、 $\sin^2$ 乗型における放射ゼロの2個の穴は、軌道面内で、軌道の接線方向の両側 $\pm \frac{1}{\gamma}$ の角のところにくる。また、 $\theta' > \frac{\pi}{2}$ の光に対しても θ は小さい角になるから、いわば、観測者からみて後側に出た光も見ていることになる。結局、放射は全体として、接線方向を中心としたごく狭い円錐内に集まる。その円錐の半頂角に相当する放射角度の2乗平均根 (r.m.s.) は、

$$\langle \theta^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_0 c^2}{E} = \frac{0.511}{E(\text{GeV})} [\text{mrad}] \quad (3)$$

第2図 ローレンツ変換のための座標系. (a): 電子の静止座標系, (b): 観測系. 軌道面内だけを描いてある。

と与えられる． $E=2.5\text{GeV}$ のとき， $\langle\theta^2\rangle^{1/2}=0.2\text{mrad}$ で，平行光に近く，レーザの発散角と同程度である．なお，実際の放射は，横方向が電子の運動によって走査されて，全周にわたって軌道面付近に限られた扁平な分布になる．その全立体角は $2\pi \times \frac{2}{\gamma}$ で， $E=2.5\text{GeV}$ のとき， $2.6 \times 10^{-8}\text{sterad}$ にすぎない．

偏光性についてみれば，軌道面に平行な電場ベクトルをもつ光が圧倒的に多い．このことは， $\sin^2$ 乗型の双極放射で，軌道面内に放射された光と加速度方向に垂直な面内に放射された光の電場ベクトルは，いずれも軌道面に平行であるが，相対論的効果によって軌道の接線方向へ集中した角度分布に変換された後でも，その電場ベクトルが軌道面に平行であることから推察できる．

つぎに，スペクトルについては，非相対論的な場合に電子の回転角周波数 $\omega_0 = \frac{v}{R}$ (R は軌道の曲率半径) を基本の角周波数としてもつが，相対論的な電子になると， ω_0 よりもはるかに高次の周波数成分が主要になる．第3図に示すように，観測者が軌道の接線方向で放射光を見ているとすれば，放射の角度ひろがりは $\frac{2}{\gamma}$ であるから，軌道

第3図 スペクトルが高次の周波数成分をもつことの説明図．

上の円弧の長さが $\frac{2R}{\gamma}$ である点 A, B の間に電子があるときだけ放射を受けるはずである．観測者が受ける放射の時間間隔は，電子がその部分 $\widehat{AB}$ を進むのに要する時間から，光が距離 AB を進むのに要する時間を差し引いたものになる．つまり，

$$\Delta t = \frac{2R}{v\gamma} - \frac{2R}{c} \sin \frac{1}{\gamma} \approx \frac{R}{c\gamma^3} = \frac{1}{\omega_0\gamma^3} \quad (4)$$

ここで， $\omega_0 = \frac{c}{R}$ ．観測される光は時間間隔の極めて短いパルスになる．このパルスのフーリエ解析をすると，スペクトルは $\omega \approx \frac{1}{\Delta t} = \omega_0\gamma^3$ の高次のフーリエ成分まで含む，極めて幅のひろい分布になることがわかる． $\omega \approx \frac{1}{\Delta t}$ は基本角周波数 ω_0 の実に γ^3 倍の高調波であるが，これは結局，光が前方に集中することで γ の因子がかかり，ドップラー効果によってさらに γ^2 の因子がかかったと考えることができる．定義によれば，最大の高調波の目安は

$$\omega_c = \frac{3}{2} \omega_0\gamma^3 \quad (5)$$

と与えられ， ω_c は臨界角周波数 (critical angular frequency) と呼ばれる．波長に直せば，臨界波長 (critical wavelength) は

$$\lambda_c = \frac{2\pi c}{\omega_c} = \frac{4\pi}{3} \frac{R}{\gamma^3} = 5.59 \times \frac{R(\text{m})}{E^3(\text{GeV})} [\text{\AA}] \quad (6)$$

である．全体のスペクトルは ω_0 の狭い間隔で並んだ多数の線スペクトルからなるが，実際上は，光子放出による電子のエネルギーと位置のランダムなゆらぎのために高次成分はなら

されて、連続スペクトルになる。\$E=2.5\text{GeV}\$, \$R=8.33\text{m}\$ のとき、基本角周波数は \$\omega_0=3.6 \times 10^7/\text{sec}\$ で、メガサイクルの領域にあるが、観測者が見る光のパルス幅は \$\Delta t \approx 2.3 \times 10^{-19} \text{ sec}\$ で、臨界角周波数は \$\omega_c=6.5 \times 10^{18}/\text{sec}\$、波長にして \$\lambda_c=2.9\text{\AA}\$ の領域に達する。

最後に、全放射パワーを求めてみると、まず、双極放射の場合には、(1)式を角度について積分して得られ、Larmor の式と呼ばれる。

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0^2 c^3} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right)^2 \quad (7)$$

\$\mathbf{p}\$ は電子の運動量である。相対論的な場合に有効な式を得るには、(7)式をローレンツ変換に對して不変な形にする必要がある。そこで、運動量 \$\mathbf{p}\$ を 4 元ベクトル \$\left(\mathbf{P}, \frac{iE}{c} \right)\$ でおきかえる。4 元ベクトルの空間成分 \$\mathbf{P}\$ は、普通の運動量 \$\mathbf{p}\$ と \$\mathbf{P}=\gamma\mathbf{p}\$ の関係にある。さらに、固有時間 \$ds=\frac{dt}{\gamma}\$ を用いて、(7)式を書き換えれば、

$$\begin{aligned} P &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0^2 c^3} \left\{ \left(\frac{d\mathbf{P}}{ds} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{ds} \right)^2 \right\} \\ &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0^2 c^3} \gamma^2 \left\{ \left(\frac{d\mathbf{P}}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{dt} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

円形加速器では、\$\mathbf{P}\$ の時間的变化にくらべて、\$E\$ の変化が小さいことと、\$\left(\frac{d\mathbf{P}}{dt} \right)^2 = \gamma^2 m_0^2 \times \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \right)^2 = \gamma^2 m_0^2 \omega_0^2 |\mathbf{v}|^2 = \gamma^2 m_0^2 \frac{c^4}{R^2}\$ が成り立つことを用いれば、単位時間に放射される全パワーは、

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4 \quad (9)$$

となる。したがって、1 周ごとに電子 1 個が失なう放射エネルギーは、

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{2\pi R}{c} P = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \gamma^4 \\ &= 8.85 \times 10^{-2} \cdot \frac{E^4 (\text{GeV})}{R (\text{m})} [\text{MeV/revolution} \cdot \text{electron}] \end{aligned} \quad (10)$$

\$E=2.5\text{GeV}\$, \$R=8.33\text{m}\$ のとき \$\Delta E=415\text{keV}\$ の大きなエネルギーが放射される。

3. SOR の特性の定量的な取り扱い

SOR の特性に関する理論的な研究は、高エネルギー加速器の発達が刺激となって、1940 年代後半から本格的にはじめられた。Schwinger⁶⁾ (米, 1949 年) は古典論に基づいて、SOR の波長分布、角度分布などに対する一般式を導いている。また、Sokolov たち¹²⁾ のソ連のグループも詳細な研究を行ない、その結果は本にまとめられている。実験的には、1956 年に米国 Cornell 大学の Tomboulion と Hartman⁷⁾ が \$320\text{MeV}\$ の電子シンクロトロンを用いて、\$80\sim 300\text{\AA}\$ の軟 X 線から遠紫外線領域で SOR の特性をしらべ、Schwinger の理論と一致することを示している。なお、この先駆的な研究は、SOR の光源としての有用性をはじめて実証し、シンクロトロン分光学の発展の端緒を開いたものである。X 線領域に関しては、DESY の Haensel たち⁸⁾ (1966 年) が、\$4.0\sim 6.3\text{GeV}\$ の電子エネルギーのときに、\$15\sim 300\text{keV}\$ の SOR についてしらべ、同様の結論を得ている。そこで、ここでは、Schwinger の式を用いて SOR の一般的な特性をしらべ、さらに具体的にフォトン・ファクトリー計画のストーレージ・リングの仕様にしたがって行なった数値計算の結果を示す。

はじめに、エネルギー E の電子が、磁場 B の中で円運動するときの円の半径を R として、この3変数の間の関係を求めておく。まず、 $pc = BeR$ を満たす必要がある。相対論的電子では、 $E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \approx p^2 c^2$ であるから

$$R = \frac{E}{eB} = \frac{100}{3} \frac{E(\text{GeV})}{B(\text{kGauss})} [\text{m}] \quad (11)$$

フォトン・ファクトリーのストレージ・リングでは、 $E = 2.5 \text{ GeV}$, $B = 10 \text{ kGauss}$ であって、軌道の曲率半径は $R = 8.33 \text{ m}$ 。軌道の一部の磁場を局部的に強くする wiggler (後述) では、 $B = 60 \text{ kGauss}$ で、 $R = 1.39 \text{ m}$ である。

Schwinger によると、1 個の電子が単位波長あたり、単位角あたりに放射する電磁波のパワーの瞬時値は、次のように表わされる。

$$P(\lambda, \psi) = \frac{27}{32\pi^3} \frac{e^2 c}{R^3} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^4 r^3 \left\{ 1 + (r\psi)^2 \right\}^2 \left\{ K_{\frac{2}{3}}^2(\xi) + \frac{(r\psi)^2}{1 + (r\psi)^2} K_{\frac{1}{3}}^2(\xi) \right\} \quad (12)$$

ここで、 ψ は観測方向と軌道面とのなす角である。横方向に関しては、前述のように軌道の各点からの放射が重なり合って、一様にならされるので縦方向の角度だけが問題になる。

$K_\nu(\xi)$ は変形された第2種ベッセル関数で、 $\xi = \frac{\lambda_c}{2\lambda} \left\{ 1 + (r\psi)^2 \right\}^{\frac{3}{2}}$ 。 λ_c は、(6)式の臨界波長であるが、この λ_c 付近を境にして、波長分布の様相はいちじるしく変わる。(12)式では、分布をパワーで表わしているが、光子の数で表わした方が便利な場合も多い。そのために、(12)式

第4図 種々の波長に対する放射光子数の角度分布 ((12)式)。 (a) : $E = 2.5 \text{ GeV}$, $R = 1.39 \text{ m}$ の場合、
(b) : $E = 2.5 \text{ GeV}$, $R = 8.33 \text{ m}$ の場合

← 第5図 平行および垂直偏光成分の角度分布の例. $E=2.5 \text{ GeV}$, $R=8.33 \text{ m}$, $\lambda=2 \text{ Å}$ の場合

↓ 第6図 偏光成分ごとの放射光子数の角度分布(13式). $E=2.5 \text{ GeV}$, $R=1.39 \text{ m}$ の場合で, 第4図(a)に対応する

を $h\nu$ で割って,

$$N(\lambda, \psi) = \frac{\lambda}{hc} P(\lambda, \psi) \quad (13)$$

$E=2.5\text{GeV}$ で, $R=1.39\text{m}$ のとき $\lambda_c=0.50\text{\AA}$, $R=8.33\text{m}$ のとき $\lambda_c=3.0\text{\AA}$ である. 第4図は, これらの条件における, いくつかの波長に対する光子数の角度分布である. 分布は ψ について対称であるので, ψ の片側だけ示してある. 図から明らかなように, 光子数は λ_c 付近の波長できわ立って大きい. 角度分布は, 波長が短くなるほど鋭くなる傾向がある. すなわち, λ_c 付近の波長では, 発散角は $\frac{2}{\gamma}$ 程度であるが, $\lambda \ll \lambda_c$ のとき, $\frac{2}{\gamma}$ よりも小さい角に集中する. $\lambda \gg \lambda_c$ のときは, $\frac{2}{\gamma}$ よりも大きい角にひろがり, $\psi=0$ でごく浅いくぼみをもつようになる. 第4図(a)では, $0.05 \sim 0.2\text{\AA}$ の硬X線の強度が目立っており, 数 $\text{\AA}$ でも(b)の場合を上まわっている.

(12)式の最後の括弧中の第1項と第2項は, それぞれ放射光の電場ベクトルが軌道面に平行な成分と垂直な成分に対応している. 第5図の例のように, 平行成分は軌道面上 ($\psi=0$) で鋭いピークをもち, 垂直成分は軌道面上でゼロ, その上下の角 ($\pm\psi$) で小さなピークをもっている. 軌道面に平行な放射光だけみると, 完全な直線偏光であり, 軌道面から傾いた上下の方向では, 回転方向が上下で反対向きの楕円偏光である. 第6図と第7図は, それぞれ第4図(a)と(b)の角度分布を各偏光成分に分けて描いたものである. 偏光の度合いは, 偏光度 (degree of polarization) によって表わせる. それは, (12)式の平行成分と垂直成分をそれぞれ $P^{\parallel}(\lambda, \psi)$, $P^{\perp}(\lambda, \psi)$ とすれば,

第7図 偏光成分ごとの放射光子数の角度分布 (13式).

$E=2.5\text{GeV}$, $R=8.33\text{m}$ の場合で, 第4図(b)に対応する

第 8 図 偏光度 (14式). (a) : $E=2.5\text{ GeV}$, $R=1.39\text{ m}$ の場合, (b) : $E=2.5\text{ GeV}$, $R=8.33\text{ m}$ の場合

← 第 9 図 角度分布 (15式). $E=2.5\text{ GeV}$ で $R=1.39\text{ m}$, 8.33 m と 417 m の場合

↓ 第 10 図 Universal spectral function $G(y)$ と $G(y)/y$

$$D.P. = \frac{P^//(\lambda, \psi) - P^\perp(\lambda, \psi)}{P^//(\lambda, \psi) + P^\perp(\lambda, \psi)} = \frac{K_{\frac{2}{3}}^2(\xi) - \frac{(r\psi)^2}{1+(r\psi)^2} K_{\frac{1}{3}}^2(\xi)}{K_{\frac{2}{3}}^2(\xi) + \frac{(r\psi)^2}{1+(r\psi)^2} K_{\frac{1}{3}}^2(\xi)} \quad (14)$$

によって定義される。第8図に偏光度の角度および波長依存性を示す。

つぎに、角 ψ 方向に放射されるパワーは、(12)式を波長について積分して、

$$P(\psi) = \frac{7}{16} \frac{e^2 c}{R^2} r^5 \left\{ 1 + (r\psi)^2 \right\}^{-\frac{5}{2}} \left\{ 1 + \frac{5}{7} \frac{(r\psi)^2}{1 + (r\psi)^2} \right\} \quad (15)$$

となる。この角分布を第9図に示す。(15)式の最後の括弧中の第1項と第2項は、やはり、偏光の平行成分と垂直成分に対応している。(15)式を角度について積分すると、平行成分のパワーは垂直成分のパワーの7倍であることがわかる。したがって、波長と角度について積分した全パワーでみると、偏光度は75%ということになる。

放射パワーの波長分布を求めると、(12)式を角度について積分することにより、

$$\begin{aligned} P(\lambda) &= \frac{3^{\frac{5}{2}}}{16\pi^2} \frac{e^2 c}{R^3} r^7 G(y) \\ &= 6.83 \times 10^{-31} \cdot \frac{r^7}{R^3(\text{m})} G(y) [\text{Joule}/\text{\AA} \cdot \text{sec} \cdot \text{electron}] \end{aligned} \quad (16)$$

ここで

$$G(y) = y^3 \int_y^\infty K_{\frac{2}{3}}(\eta) d\eta, \quad y = \frac{\lambda_c}{\lambda} \quad (17)$$

$K_{\frac{2}{3}}(\eta)$ は変形された第2種ベッセル関数である。 $G(y)$ は universal spectral function と呼ばれ、スペクトルの形を決める。 $G(y)$ の漸近表示は、

$$\left. \begin{aligned} y \ll 1 \text{ で } G(y) &\approx 2^{\frac{2}{3}} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) y^{\frac{7}{3}} \\ y \gg 1 \text{ で } G(y) &\approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} y^{\frac{5}{2}} e^{-y} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

第11図 電子のエネルギーと波長分布の関係。

- (a): パワーで表わしたとき (16式),
(b): 光子数で表わしたとき (21式)

第10図に $G(y)$ の曲線を示すが、これを用いれば波長分布は直ちに求まる。 $y=2.35$ のとき、最大値 $G(y)=1.24$ をもち、半価幅は $0.84\lambda_c$ である。第11図(a)は、軌道半径を一定にして、電子のエネルギーを変えたときのパワーの波長分布の変化を示す。スペクトルは極めて広い波長範囲をもつ連続的な分布をなし、なだらかで、大きなピークをもっている。短波長側では、パワーは指数関数的に落ちるが、少なくとも $\frac{\lambda_c}{5}$ あたりの波長までならば十分使える。電子のエネルギーが高くなるにつれて、短波長端のカットオフは短波長側へシフトする。長波長側では、パワーは極めてゆっくりと減少し、とくに $\lambda \gg \lambda_c$ のところでは、近似的に λ^{-1} にしたがって減少し、ほとんど電子のエネルギーにはよらない。パワー・スペクトルのピーク波長 λ_p は、 $G(y)$ のピークの位置で決まり、

$$\lambda_p = 0.424\lambda_c = 1.76 \times 10^{10} \cdot \frac{R(m)}{\gamma^3} [\text{\AA}] = 2.35 \times \frac{R(m)}{E^3(\text{GeV})} [\text{\AA}] \quad (19)$$

ピークでのパワーは、

$$P(\lambda_p) = 8.47 \times 10^{-31} \cdot \frac{\gamma^7}{R^3(m)} [\text{Joule}/\text{\AA} \cdot \text{sec} \cdot \text{electron}] \quad (20)$$

(16)式をさらに波長について積分すれば、全パワーが得られ、(9)式に一致する。

パワーの波長分布を、前と同様に、光子数の波長分布に書き換えると、

$$\begin{aligned} N(\lambda) &= \frac{3^{\frac{1}{2}} e^2}{4\pi h} \frac{\gamma^4}{R^2} \frac{G(y)}{y} \\ &= 1.44 \times 10^{-5} \cdot \frac{\gamma^4}{R^2(m)} \frac{G(y)}{y} [\text{photons}/\text{\AA} \cdot \text{sec} \cdot \text{electron}] \end{aligned} \quad (21)$$

この場合にスペクトルの形を決めるのは $G(y)/y$ で、第10図に示してある。 $y=1.32$ のとき、最大値 $G(y)/y=0.683$ をもち、半価幅は $2.3\lambda_c$ である。光子数が最大となるピーク波長は、

$$\begin{aligned} \lambda_p' &= 0.754\lambda_c \\ &= 3.17 \times 10^{10} \cdot \frac{R(m)}{\gamma^3} [\text{\AA}] \\ &= 4.23 \times \frac{R(m)}{E^3(\text{GeV})} [\text{\AA}] \end{aligned} \quad (22)$$

そのときの光子数は、

$$\begin{aligned} N(\lambda_p') &= 9.83 \times 10^{-6} \cdot \frac{\gamma^4}{R^2(m)} \\ &[\text{photons}/\text{\AA} \cdot \text{sec} \cdot \text{electron}] \end{aligned} \quad (23)$$

第11図(b)は、(a)のパワーの波長分布を光子数で表わし直したものである。(a)の $P(\lambda)$ は、そそり立っているのに対して、(b)の $N(\lambda)$ では、短波長の光子エネルギーが長波長のそれよりも大きいために、スペクトルは短波長側が相対的に低くなり、全体的に長波長側に少しずれる。 $E=2.5\text{GeV}$ で

第12図 波長分布(21式). $E=2.5\text{GeV}$ で $R=1.39\text{m}$, 8.33m と 417m の場合。破線は SORRING ($E=0.3\text{GeV}$, $R=1.1\text{m}$) の場合

$R=1.39\text{m}$ のとき, $\lambda_p=0.207\text{\AA}$, $\lambda_p'=0.378\text{\AA}$. $R=8.33\text{m}$ のとき, $\lambda_p=1.25\text{\AA}$, $\lambda_p'=2.27\text{\AA}$ である. 第 12 図に, これらの波長分布を示す. 図には, $R=417\text{m}(B=200\text{Gauss})$ のときと SORRING の場合も参考まで描いてある. $R=1.39\text{m}$ の場合には, $R=8.33\text{m}$ のにくらべて, ピーク波長が短波長側できわ立っており, $1\text{\AA}$ 近傍でも 1~2 桁大きい.

ちなみに, 電子 1 個から単位時間に放出される光子の総量を求めてみると, (21) 式を波長について積分して,

$$N = \frac{5}{\sqrt{3}} \frac{e^2 \pi}{\hbar R} \gamma \quad (24)$$

であり, 1 周ごとでは,

$$\Delta N = \frac{2\pi R}{c} N = \frac{5\pi}{\sqrt{3}} \frac{e^2}{\hbar c} \gamma \quad (25)$$

ここで, $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ は微細構造定数である. $E=2.5\text{GeV}$ のとき, $\Delta N=3.2 \times 10^2 \text{photons/revolution} \cdot \text{electron}$. このような数の光子がランダムに放出される訳で, 古典論で考えるような連続的な放射ではない. Schwinger の古典論から得られた波長分布, 角度分布などは, 実験とよく一致することを前に述べたが, 電子ビームの動的な挙動には, この量子効果が無視できず, 実際, ベータトロン振動やシンクロトロン振動に影響を与え, ビームの大きさや電子の寿命に関係する.

最後に, SOR のコヒーレンスについてみれば, 軌道を周回する電子間の距離が放射の波長と同程度になってはじめて, コヒーレントな成分が生ずると考えられるから, 少なくとも, 高次の周波数成分の短波長領域では, インコヒーレントであるとみなされ^{12,23)}, 多数の電子からの放射強度は, 単に加え合わせて求められる.

4. SOR 光源としての電子シンクロトロンと

電子ストレージ・リングの比較

はじめに, 電子シンクロトロンの動作について簡単に触れる. 電子はライナックなどで数 10MeV 以上に予備加速の後, 光速に近い速度でシンクロトロンに入射され, ほぼ円形に配列された電磁石の磁場によって曲げられ, ほぼ円形の軌道を周回する. その際, 軌道内におかれた高周波加速空洞の電場によって加速される. 高周波の周波数は, 電子の回転周波数の整数倍 (その整数値は, Harmonics 数と呼ばれる) にえらばれる. そうすると, 電子が空洞を通るときに電場が加速する方向であれば, 1 周した後にも同様に加速を受ける. 磁場の強さは, 電子エネルギーの増加に応じて増加させ, 電子が一定の軌道をまわるようにする. 磁場が最大値に達したとき, 電子のエネルギーも最大になり, 高周波加速は打ち切られ, 高エネルギー物理の実験に供される. このサイクルは, 20 回/sec ぐらいの周期で繰り返される. このように, 電子シンクロトロンでは, 交流磁場を用いているので, SOR の波長分布も 1 サイクル中で時々刻々変化し, 短波長の SOR はサイクルの終わり付近でだけ放射される. したがって, 測定の周期が加速周期よりも長い場合には, SOR の分布は加速時間にわたって平均する必要がある. 1 サイクルごとに加速される電子の数が一定しないので, SOR の強度も不安定である. また, 平均のビーム電流も数 10mA で少ない.

一方, 電子ストレージ・リングでは, シンクロトロンあるいはライナックによって, あらかじめ所要の高エネルギーにまで加速された電子がリングに入射され, 蓄積される. シン

クロトロンと同じく、円形軌道に電磁石が配列されるが、ストレーレジ・リングでは、電子のエネルギーを一定に保つだけであるから、直流磁場でよい。放射損失の分だけが、高周波空洞に加える高周波パワーによって補給される。したがって、SOR の波長分布は時間的に一定している。電子ビームの寿命は、真空中の残留ガス分子との衝突、電子間の相互作用などで決まるが、数時間から1日ぐらいに長くできて、電子の減衰が指数関数的に極めてゆるやかであるので、SOR の強度の安定性は抜群によい。また、ビーム電流は1Amp ていどの大電流を貯めることも可能であるので、SOR の強度は、シンクロトロンの場合にくらべて、さらに1~2桁大きくなる。

軌道上の電子は、一様に分布しているのではなく、高周波加速の関係で Harmonics 数分だけのバンチをつくって、かたまって周回する。この事情は、シンクロトロンもストレーレジ・リングも同じである。したがって、SOR は一定間隔で繰り返される、ナノ秒でいどの幅をもつパルス光である。

マシンの真空度についてみると、シンクロトロンでは約 10^{-7} Torr であるのに対して、ストレーレジ・リングでは電子の寿命の関係から約 10^{-10} Torr の超高真空に保つ必要がある。これらのことは、軟X線、遠紫外線領域では、従来の光源とちがって、測定系、試料などが光源によって汚染されることがなく、望ましい条件である。ストレーレジ・リングの場合は、とくに清浄な光源といえる。

5. フォトン・ファクトリー計画における

電子ストレーレジ・リングの概要

フォトン・ファクトリー計画によると^{1,24-28)}、その中心施設は、2.5GeV ライナック、SOR 用ストレーレジ・リングと高エネルギー物理用 2.5GeV ビーム・ストレッチャーからなっている。ライナックは後二者への電子の打ち込みに使用される。これらの加速器の設計は、東大核研を中心とした作業グループによって行なわれ、報告書にまとめられている。ここでは、その中からストレーレジ・リングの仕様を抜粋して概要を紹介する。

規模は前述のように、電子のエネルギー $E=2.5\text{GeV}$ ($\gamma=\frac{E}{m_0c^2}=4.9\times 10^3$)、軌道の曲率半径 $R=8.33\text{m}$ 、磁場の強さ $B=10\text{kGauss}$ である。貯えられる電流の目標値は $I=1\text{Amp}$ 。電子の寿命は12時間。軌道の形、大きさは、第13図に示すようになっており、軌道の全長は直線部分も含めて $L=161.35\text{m}$ 、平均軌道半径は $R'=\frac{L}{2\pi}=25.68\text{m}$ 。軌道上には、軌道を円形に曲げるための偏向電磁石32個と軌道に収束性をもたせるための四重極電磁石52個が規則的に配列される。個々の偏向電磁石の長さは $2\pi R/32=1.64\text{m}$ である。内径 $3\times 10\text{cm}^2$ の扁平な楕円型をした真空パイプが電磁石の間隙を通っており、そのリング中を電子が周回する。真空は、スパッタ・イオンポンプとチタン・ゲッターポンプを用いて、運転時に 10^{-9} Torr、非運転時に 10^{-10} Torr に保つ。電子1個の1周あたりの放射損失は415kV であるから、1Amp のビームの場合、損失のパワーは415kW に及ぶ。この損失分を軌道に配置された大出力の高周波加速装置6台で補給する。高周波の周波数は $\nu=476\text{MHz}$ で、電子の回転周波数 $\nu_0=\frac{c}{L}=1.859\text{MHz}$ の256倍になっている (Harmonics 数は256)。したがって、電子は空間的に256個のバンチに分かれる。1個のバンチの長さは5~10cm であるので、SOR は幅が $0.17\sim 0.33\text{n sec}$ のパルス光となる (第14図)。繰り返しの周期は $\frac{1}{\nu}=2.1\text{n sec}$ で

第13図 電子ストレージ・リングとSOR利用実験室の配置の例．リングには偏向電磁石の配置だけを示してある

ある．バンチの数を減らすこともでき，バンチを1個にすると，パルスの間隔が最大になり， $\frac{1}{\nu_0} = 0.53 \mu\text{sec}$ である．電子ビームの断面の寸法は横 1.6~2.7mm，縦約 0.5mm である．

軌道の直線部分に垂直型の wiggler が2台設置される．wiggler では，磁場の強さを局所的に変えることができるので，通常，偏向電磁石の部分から得られる波長分布と異なった波長分布を，他の軌道部分に影響を及ぼさずに自由に選択できる．wiggler は，第15図のように，3個の電磁石の組み合わせで構成されている．磁場の強さはいずれも同じで，方向は軌道面と平行である．中央の電磁石 B_2 は，両側の B_1 ， B_2 とは

第14図 SOR のパルス特性

磁場の向きが逆で、磁石の長さも倍になっている。電子の軌道は、 B_1 で垂直面内に $+\theta$ だけ偏向し、 B_2 で -2θ 、最後に B_3 で $+\theta$ だけ偏向して、もとの軌道に戻る。磁場の強さは、超伝導電磁石を用いて最高値 $B=60\text{kGauss}$ まで連続可変である。

第 15 図 Wiggler

$B=60\text{kGauss}$ のとき $R=1.39\text{m}$, $\lambda_p'=0.378\text{\AA}$ で、通常の軌道の $\lambda_p'=2.27\text{\AA}$ にくらべて、かなり短波長の硬X線を利用できる (第 12 図)。また、wiggler によって、軌道は垂直面内で局所的に曲がるので、これから得られる SOR の主要な偏向成分は、通常の軌道とは逆に、電場ベクトルが垂直面内にあるものになる。

SOR の取り出し口は、通常の偏向電磁石の部分に約 8 本、wiggler の部分に 2~4 本つけられる。

6. 電子ストレージ・リングからの SOR の取り出し

はじめに、実際の光学系で利用できる放射光の強度を求める。(16)式の $P(\lambda)$ や(17)式の $N(\lambda)$ の波長分布は、1 個の電子についてのものであるから、それに、放射に有効な電子の数を乗ずる必要がある。ビーム電流が I のとき、ストレージ・リングに貯えられる電子数は $n' = \frac{2\pi R'}{ec} I$ (R' は平均軌道半径) であるが、そのうち、放射に関係のある電子数は、曲率半径 R の軌道上にあるものだけであるから、

$$n = \frac{2\pi R}{ec} I \quad (26)$$

フォトン・ファクトリーのストレージ・リングでは、 $I=1\text{Amp}$ のとき、 $n'=3.3 \times 10^{12}$ 個、 $n=1.1 \times 10^{12}$ 個である。つぎに、光学系の受光スリットの大きさなどの幾何学的因子を考慮しなければならない。軌道から接線方向にビーム・ダクトを取り付け、距離 D のところに横幅 w 、高さ h のマドをおくとする。光源上の 1 点から出た光は、発散角 $\frac{2}{\gamma}$ をもつから、マドのところで直径 $\frac{2D}{\gamma}$ の円に広がる。いま、 $h > \frac{2D}{\gamma}$ のとき、すなわち、マドの高さが十分に大きければ、縦方向に広がったビームは全部受光される。この場合は横方向だけを考えればよい。光源からみたマドの横方向のひらき角は $\varphi = \frac{w}{D}$ であるから、軌道上の長さ $R\varphi = \frac{Rw}{D}$ の部分が光源として利用される。したがって、軌道の全周から放射される強度のうち、

$$G = \frac{w}{2\pi D} \quad (27)$$

の割合だけが有効である。このように、SOR の強度は、通常の光源のように D^2 ではなく、近似的に D に逆比例して減少する。 $h < \frac{2D}{\gamma}$ のときには、(27)式に、さらに $h \left(\frac{2D}{\gamma} \right)$ の因子を乗ずればよい。厳密には、光源の大きさに対する補正も必要である。 $E=2.5\text{GeV}$ で、 $\frac{2}{\gamma}=0.41\text{m rad}=1.3'$ であるから、 $D=20\text{m}$ とすれば、 $\frac{2D}{\gamma}=8.2\text{mm}$ 。 $w=h=1\text{mm}$ のマド

第 16 図 SOR ビームの取り出し。(a): 通常の軌道の場合, (b): 垂直型 wiggler の場合

をおけば $G=1.0 \times 10^{-6}$ となる。結局、実際に利用できる放射光の強度は、光子数で表わせば、

$$N_{eff}(\lambda) = n \cdot G \cdot N(\lambda) \quad (28)$$

となる。

SOR ビームは、第 16 図に示すように、扇状に広がって、例えば光源から 20m のところで横幅 50~100cm になった部分に取り出される。横幅 100cm のときは、軌道上の約 40cm が利用される光源である。この横長のビームはいくつかに分割され、さらに直進方向と左右、あるいは上下に分光器で振り分けて使われる。第 17 図は、それをもう少し具体的に描いたものである。図に見られるように、ストレージ・リングのまわりは、放射線防護用のシールドで仕切られる。SOR ビーム・ダクトは真空にされ、リングの超高真空との間は差圧排気系でつながれる。ゲートには、特に動作の速いバルブがつけられ、リングの真空が保護される。実験室は、 $10 \times 12\text{m}^2$ ぐらいの大きさで、数種類の実験が同時に行なわれる。第 18 図は実際の実験室の例で、DESY の電子シンクロトロン付属施設である²⁹⁾。1 本の SOR チャンネルを 1 階と 2 階に分け、さらに小分割して SOR を有効に使っている。

フォトン・ファクトリーのストレージ・リングのまわりに多数の実験室を配置したのが第 13 図であるが、実験室の形は多少変形している。X1~8 の実験室では、通常の軌道からの SOR を利用し、H1~4 は wiggler からの硬 X 線を利用する。特に、H2 と H4 の実験室は 2 階に設けられ、wiggler からの SOR を斜め上方で受ける。そこでは、光源にごく近く、扇状のひろき角も大きくとれるので、集光の効率が上がり、最強力の SOR が得られる。SOR チャンネルは全体で 10~12 本取れるので、1 チャンネルに 3 個の実験装置がつくとすれば、合計約 30 種類の実験が同時に可能である。偏光の点からみれば、X1~8 では回折、分光装

第 17 図 SOR チャンネルと実験装置の配置の例

第 18 図 DESY の SOR 利用実験室

置は、通常の水平配置を縦型にした方が強度的に有利であるが、H1,3 では、垂直型 wiggler によって偏光面が 90° 回転されるので、水平配置のままでよい。

分光結晶やグレーティングによって波長が選択されるが、SOR は連続スペクトルであるから、中性子回折の場合と事情が少し似ている。ここで問題となるのは、分光素子の放射線損傷である。1Amp の電流をためたとき、415kW のパワーが軌道全周に放射されるから、光源から 20m 離れたところで、横幅 1cm あたり（縦方向のビームのひろがりは 0.8cm）33 W の放射線にさらされる。このダメージに対する対策が必要である。

7. 諸外国の電子ストレージ・リングとの比較

SOR が利用されているストレージ・リングとその仕様は、第 1 表にリスト・アップしてあるが、そのうち X 線を放射できる大型のマシンは、SPEAR (米)、DORIS (独) と DCI (仏、完成真近か) である。これらから得られる SOR の強度を、フォトン・ファクトリーのマシンのそれとを比較してみると、第 19 図のようになる。それは、Leigh たちが DORIS と DCI (および DESY と NINA のシンクロトロン) について比較した図¹⁷⁾に、SPEAR とフォトン・ファクトリーを付け加えたものである。おのおののマシンの条件は最良のものに選んである。比較は単位波長、単位時間

第 19 図 各種マシンの SOR 強度の比較

あたり、横方向のひらき角 1 m rad あたりに放射される光子数、すなわち $n \cdot \frac{10^{-3}}{2\pi} \cdot N(\lambda)$ (28式)で行なっている。ここで、光子数の波長分布 $N(\lambda)$ は21式、電子数 n は26式から求まる。なお、縦方向はビームの発散角が小さいので、そのまま全部とり入れている。図から明らかのように、ストレージ・リングの SOR 強度は、フォトン・ファクトリーの wiggler を除けば、いずれも同程度であり、シンクロトロンにくらべて約2桁強いことがわかる。wiggler だけが硬X線領域で際立って大きなピークをもっている。

フォトン・ファクトリーのストレージ・リングは、硬X線放射の wiggler をもつ点に1つの特色がある。wiggler は外国でも製作の計画はあるが、まだ実現していない。なお、wiggler を多数並べて、その数だけ強度の大きい SOR を得ようという提案もある。フォトン・ファクトリーのストレージ・リングは、また、SOR 専用で、SOR の取り出し口を約10本設けることが予定されており、SOR を利用しつくすという点でも他に例がない。

8. X線管の強度との比較

SOR の強度をX線管のそれと比較するとき、実験条件によってその評価はかなり違いがある。すなわち、光源の特性が両者で質的に異なるために、利用するX線の断面積、発散角、波長幅などの選択の仕方が、強度比の算出に大きく影響する。

ここでは、銅対陰極のX線管とフォトン・ファクトリーのストレージ・リング (2.5 GeV , $R=8.33\text{ m}$, $I=1\text{ Amp}$) を $\text{CuK}\alpha_1$ 線の波長 $\lambda=1.54\text{ \AA}$ とそのスペクトル幅 $\Delta\lambda=5.8\times 10^{-4}\text{ \AA}$ で、発散角を同じにした場合に比較してみる。X線管の管電圧が 50 kV のときの $\text{CuK}\alpha$ 線の収量³⁰⁾は $8\times 10^{-4}\text{ photons/sterad}\cdot\text{electron}$ であって、そのうち $\text{K}\alpha_1$ 線の収量は約 $2/3$ である。いま、仮に管電流が 1 Amp とすると、その電子数は 6.25×10^{18} 個である。X線管で、SOR の発散角 $\frac{2}{r}=0.41\text{ m rad}$ と同程度のビームを得るには、例えば、X線管から 2.5 m のところに $1\times 1\text{ mm}^2$ のマドをおけばよく、その立体角は $1.6\times 10^{-7}\text{ sterad}$ になる。したがって、そのマドに入る光子数は、上記の3個の因子を乗じて $5.3\times 10^6\text{ photons/sec}$ である。一方、SOR については第6章で触れたように、電子数は $n=1.1\times 10^{12}$ 個、光源から距離 $D=20\text{ m}$ のところに $1\times 1\text{ mm}^2$ のマドをおいたときの幾何学的因子は $G=1.0\times 10^{-6}$ で、光子数は第12図から通常の軌道に対して $N(\lambda=1.54\text{ \AA})=7.4\times 10^7\text{ photons/\AA}\cdot\text{sec}\cdot\text{electron}$ であるから、マドに入る光子数は $n\cdot G\cdot N(\lambda)=8.1\times 10^{18}\text{ photons/\AA}\cdot\text{sec}$ 。 $\text{CuK}\alpha_1$ 線の波長幅には $4.7\times 10^{10}\text{ photons/sec}$ が含まれる。これはX線管の管電流約 90 Amp に匹敵する。SOR の方は、発散角 $\frac{2}{r}$ で照射される面積が 53 mm^2 もあるから、見方によっては、53倍の約 4800 Amp に相当するともいえる。波長を $\text{K}\alpha_1$ 線の幅よりひろくにとってよいような実験も多いが、その場合には強度比はさらに増大する。X線管から出る連続X線の強度は、特性X線のその $\frac{1}{50}$ $\sim \frac{1}{100}$ であるから、その波長領域は全く SOR の独壇上である。上記の比較は、時間平均したものであるから、SOR のパルスの瞬間値では、さらに10倍程度になる。逆に、発散角を数10分～数度利用できるような実験では、X線管にも分がある。実際には、それぞれの光源の特性にあうように、モノクロメータの形状、配置などをえらぶ訳であるから、この単純な評価は一応の目安と考えるべきである。

SOR がX線源として有望であることは、だいぶ以前、1959年に Parratt³¹⁾によって指摘されている。実際には、1963年に Cauchois たち³²⁾が、水晶の弯曲結晶を使って $5\sim 14\text{ \AA}$ のX

線を分光し、吸収スペクトルの測定を試みている。また、Rosenbaum たち³³⁾(1971 年)は、生体構造の X 線回折を目的として、DESY の電子シンクロトンと 2kW の微小焦点回転対陰極 X 線管を比較して、波長 $1.5\text{\AA}$ で水晶弯曲結晶を用いた場合、SOR の方が 100 倍ぐらい強いと見積っている。著者ら³⁴⁾(1972 年)も、東大・核研のシンクロトロンを用いて、 $60\text{\AA}$ の軟 X 線によるホログラムを作製し、X 線管のときよりも、かなり高次の干渉縞まで記録している。Horowitz たち³⁵⁾(1972 年)は $2\mu\phi$ のピンホールで入射線を絞り、蛍光励起を用いた走査型の顕微鏡を試作している。Tuomi たち³⁶⁾は最近(1974 年)、DESY のシンクロトロンで Si 単結晶のトポグラフを 40sec ぐらいの露出時間で撮っている。これらの実験は、シンクロトロンを用いたものであるが、SOR が強力な線源であることを物語っている。ストレーレジ・リングの場合はさらによい条件が期待され、実際、近着の速報はそれを裏づけている。

9. 軟 X 線利用の場合

SOR の連続スペクトル中で、使用する波長以外はすべて分光素子の放射線損傷やノイズの原因になるので、それを減らすためには、使用する波長がスペクトルのピーク付近にあることが望ましい。 $E=2.5\text{GeV}$, $R=8.33\text{m}$ ($B=10\text{kGauss}$) のときの SOR は、X 線領域にピークがあるから、軟 X 線や遠紫外線を用いる際に問題になる。核研の SORRING($E=0.3\text{GeV}$, $R=1.1\text{m}$) は $\lambda_p'=172\text{\AA}$ で、これらの波長領域に適するように設計されている³⁷⁾。この両者を比較すると、第 12 図に示すように、注目の波長領域で SOR 強度は同程度で、 $200\text{\AA}$ を越えると SORRING の方が少し有利になるほどである。軟 X 線用の wiggler を設けることも考えられるが、 $E=2.5\text{GeV}$, $R=417\text{m}$ ($B=200\text{Gauss}$) としたとき、 $\lambda_p'=113\text{\AA}$ で、波長分布は、第 12 図に示すようになる。前 2 者にくらべて 2 桁近く強度が弱いことがわかる。ただし、ここでは 1 個あるいは同数の電子についての比較をしている。これらを角度分

第 20 図 種々の波長に対する放射光子数の角度分布。(a): $E=0.3\text{GeV}$, $R=1.1\text{m}$ の場合、(b): $E=2.5\text{GeV}$, $R=417\text{m}$ の場合

布でみてみると、第4図(b)が $R=8.33\text{m}$ の通常軌道、第20図(a)が SORRING, (b)が $R=417\text{m}$ の wiggler の場合である。 $100\text{\AA}$ の波長に注目すると、 $\psi=0$ のところではいずれも同程度の強度である。角度ひろがりも前2者は同程度であるが、wiggler の場合はかなり小さい。これらの点を考慮して、軟X線などにも使い易いリングの設計のつめが必要である。

10. むすび

我が国でも、SOR 専用の大型の電子ストレージ・リングができて、この比類のない光源を手軽に使えるようになれば、従来行なってきた研究が飛躍的に進展することは勿論のこと、質的に全く新しい多くの実験も期待される。そのためにも、ストレージ・リングとその周辺設備の設計に SOR 利用の立場から、さらに衆智を集めることが必要である。また、強力な線源を効果的に使いこなすには、それに対応した高性能の光学システム、計測システムの開発も急務である。

最後に SOR の強度計算とグラフの作製に協力していただいた研究室の寺田啓子嬢に感謝します。

文 献

- 1) 高良和武, 富家和雄: 日本物理学会誌 **30**, 574 (1975)
- 2) 超高出力のX線発生装置に関する研究: 昭和46年度科研費総合研究B, 1972年3月
- 3) フォトン・ファクトリー計画資料: 昭和47年度科研費総合研究B, 1973年3月
- 4) 放射光総合研究所(仮称)設立趣意書: 日本学術会議第4部, 1974年
- 5) フォトン・ファクトリー計画資料Ⅱ: 昭和49年度科研費総合研究B, 1975年3月
- 6) J. Schwinger: Phys. Rev. **75**, 1912 (1949)
- 7) D. H. Tomboulia and P. L. Hartman: Phys. Rev. **102**, 1423 (1956)
- 8) G. Bathow, E. Freytag and R. Haensel: J. appl. Phys. **37**, 3449 (1966)
- 9) 小塩高文, 笹沼道雄, 佐々木泰三: 日本物理学会誌 **22**, 285 (1967)
- 10) R. Haensel and C. Kunz: Z. angew. Phys. **23**, 276 (1967)
- 11) 小塩高文, 笹沼道雄: 応用物理 **37**, 43 (1968)
- 12) A. A. Sokolov and I. M. Ternov: *Synchrotron Radiation* (English translation, E. Schmutzer (ed.), Akademie-Verlag, 1968)
- 13) R. P. Godwin: *Synchrotron Radiation as a Light Source* (in G. Höhler (ed.), Springer tracts in modern physics, vol.51, Springer-Verlag, 1969)
- 14) C. Gähwiller, F. C. Brown and H. Fujita: Rev. Sci. Instr. **41**, 1275 (1970)
- 15) 佐川敬: 固体物理 **8**, 51 (1973)
- 16) G. V. Marr: Endeavour, May p.55 (1974)
- 17) K. C. Holmes: Endeavour, May p.60 (1974)
- 18) C. Kunz: in *Vacuum Ultraviolet Radiation Physics* p.753 (E. E. Koch et al (ed.), Pergamon, 1974)
- 19) R. P. Madden: in *X-Ray Spectroscopy* p.338 (L. V. Azároff (ed.), McGraw-Hill, 1974)
- 20) M. L. Pertman, Q. M. Row and R. E. Watson: Phys. Today, July p.30 (1974)
- 21) 小塩高文, 園田秀幸: フォトン・ファクトリー計画資料Ⅱ p.11 (1975年3月)
- 22) 園田秀幸, 小塩高文: フォトン・ファクトリー計画資料Ⅱ p.17 (1975年3月)
- 23) C. Bénard and M. Rousseau: J. Opt. Soc. Am. **64**, 1433 (1974)
- 24) 高良和武: 科学(岩波)10月号, p.586 (1974)

- 25) 富家和雄：科学（岩波）10月号，p.593（1974）
- 26) Photon-Factory 加速器作業グループ：2.5GeV 電子ストリーミング・リング（1975年1月）
- 27) 片山武司 他，加速器作業グループ：フォトン・ファクトリー計画資料Ⅱ p.126（1975年3月）
- 28) 富家和雄：高エネルギー将来計画資料 p.1（高エネルギー同好会通信別刷 1975年9月）
- 29) E. E. Koch and C. Kunz : *Synchrotronstrahlung bei DESY* (1974)
- 30) C. E. Dick, A. C. Lucas, J. M. Motz, R. C. Placious and J. H. Sparrow : J. appl. Phys. **44**, 815 (1973)
- 31) L. G. Parratt : Rev. Sci. Instr. **30**, 297 (1959)
- 32) Y. Cauchois, C. Bonelle and G. Missoni : Comptes rendus **257**, 409 (1963)
- 33) G. Rosenbaum, K. C. Holmes and J. Witz : Nature **230**, 434 (1971)
- 34) S. Aoki, Y. Ichihara and S. Kikuta : Japan. J. appl. Phys, **11**, 1857 (1972)
- 35) P. Horowitz and J. A. Howell : Science **178**, 608 (1972)
- 36) T. Tuomi, K. Naukkarinen and P. Rabe : phys. stat. sol. (a) **25**, 93 (1974)
- 37) SORRING Report No.1~5 : 昭和45~49年度科研費総合研究