

解説

## コヒーレント放射光

柴田 行男, 伊師 君弘, 小山田正幸\*

東北大学科学計測研究所

\*東北大学理学部附属原子核理学研究施設

## Coherent Synchrotron Radiation

Yukio Shibata, Kimihiro Ishi and Masayuki Oyamada\*

Research Institute for Scientific Measurements, Tohoku University

\*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University

Coherent synchrotron radiation is observed in wavelength range of submillimeter and millimeter using bunched electrons from linear accelerators. In this article, properties of coherent synchrotron radiation are reviewed on the basis of experimental studies. It is also shown that analysis of spectrum of coherent synchrotron radiation gives information on electron distribution in a bunch. Undesirable coherence effects of synchrotron radiation from periodic bunches on the high resolution spectroscopy are discussed and the cure is proposed.

## 1. はじめに

ストレージリングからのシンクロトロン放射(以下放射光と云う)がX線・真空紫外領域のみならず遠赤外領域までの広い波長範囲にわたる優れた光源であることはよく知られている。そのスペクトル強度(光子数)は、特性波長に比較し十分波長の長い遠赤外領域においては波長の1/3乗に反比例し、長波長になるに従いゆっくり減衰する。分子科学研究所UVSOR施設の遠赤外ポートで観測される放射光強度は、従来から実験室で遠赤外分光測定用光源として用いられてきた高圧水銀灯に比較し少し劣るが、はるかに高輝度であり優れた

光源として利用されている<sup>1,2)</sup>。そのみならず、光源の特徴を活かした技術開発により、従来は不可能であったような測定(たとえば赤外での高圧測定)が可能となってきている。このように、ストレージリングからの放射光は長波長領域においても優れた特性を有する光源であるが、強度それ自身は前述したようにそれほど強いわけではない。たとえば、分子研のUVSORでは波長2~3nmが測定し得る限界である。そのため、より長波長まで使用し得る強力な光源が望まれている。

ところで、ストレージリングを周回している電子のバンチ長が短い場合には、上記放射光よりさ

らに強力なコヒーレントシンクロトロン放射（以下コヒーレント放射光と云う）が光源として利用できる可能性がある。すなわち、電子集団（バンチ）のバンチ長を測定波長と同程度またはそれより短くした場合、古典電磁気学によればバンチ内の個々の電子からの放射光の位相がそろう結果、非常に強力なコヒーレント放射光が得られると考えられる。

コヒーレント放射光は、電子シンクロトロン開発の初期段階においては電子を加速する場合の障害（エネルギー損失）とみなされて、如何にその発生を抑えるかという立場から理論的な考察がなされていた<sup>3,4</sup>。他方、電波天文学の発展に伴い発見された天体現象の一つにパルサーがある。パルサーのマイクロ波領域のスペクトルが非熱的であり、可視領域のそれに比し異常に増強されていることから、そのマイクロ波領域の放射機構としてコヒーレントな放射光が検討されている。Michelは、そのようなパルサーの放射機構の考察から、電子ストレージリングにおいても、強力なコヒーレント放射光が長波長領域において測定される可能性があることを指摘した<sup>5</sup>。

それ以後、電子ストレージリングからのコヒーレント放射光を、遠赤外領域で測定しようとする実験がいくつかの施設で試みられてきたが、そのほとんどは否定的な結果に終わっており、イギリスのグループが肯定的な兆候を得たに留まっている<sup>6-8</sup>。そのような結果となった主な理由は測定波長を中心とする測定条件が適切でなかったためと考えられる。すなわち、コヒーレント効果が測定されるためには、バンチ長が測定波長と同程度またはそれより短いことが必要である。ところが、上記いずれのストレージリングにおいても測定波長は1 mm以下の遠赤外領域であるのに対し、バンチ長は数cmまたはそれ以上だったからである。

電子ライナック（線形加速器）で生成される電子ビームのバンチ長はストレージリングのそれよりもはるかに短く、適当な加速条件のもとでは数

mmの程度である。その場合サブミリからミリ波領域でコヒーレントな放射光が期待できる。最近、そのような実験が行われ、通常のコヒーレントな放射光に比し、桁違いに強力なコヒーレント放射光が測定され、そのスペクトル分布や偏光特性等の性質も研究されてきている<sup>9-12</sup>。

さらに、コヒーレント放射光のスペクトルはバンチ内の電子分布とフーリエ変換の関係にある。そのため、原理的にはコヒーレント放射光のスペクトルの解析からバンチの電子分布に関する情報を得ることができ<sup>10</sup>、相対論的電子ビームのビーム診断に利用できる可能性がある。

コヒーレント放射光の、これらの特徴や性質については、これまでも研究初期の段階の主要な結果に基づいて報告されてきた<sup>2,13</sup>。本稿では、我々が東北大学原子核理学研究施設の電子ライナックにより進めてきた、これまでのコヒーレント放射光の研究成果を中心に、コヒーレント放射光の基礎的な性質を総合的に明らかにする。

## 2. コヒーレント放射光の理論

### 2.1 電子分布とスペクトル

$N_0$ 個の電子からなるバンチからの放射光を考える（第1図参照）。観測点が放射光の発光点より十分離れており、発生した光は平面波で近似できるものとする。そのとき、観測点での電場  $E_0$  は

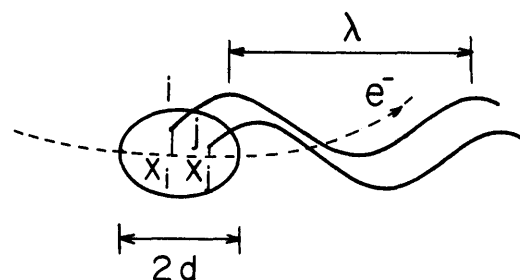


Fig.1 Illustration of coherent synchrotron radiation emitted from bunched electrons moving along a circular orbit. When observational wavelengths are comparable to or longer than a longitudinal bunch length  $2d$ , electrons emit synchrotron radiation in phase. Quantity  $x_i$  shows a curvilinear coordinate of  $i$ -th electron projected onto the orbit of the center of the bunch.

個々の電子からの放射光の重ね合わせとして次のように表される。

$$E_B = E_0(\lambda) \sum_{n=1}^{N_e} \exp(-i2\pi x_n/\lambda). \quad (1)$$

ここで $\lambda$ は波長、 $E_0$ は電子1個による観測点での電場を表し、 $x_n$ は $n$ 番目の電子の座標をバンチ中心が描く軌道に投影しバンチ中心を原点とした1次元座標で表す。 $N_e \gg 1$ であるから、そのスペクトル強度は次のようになる。

$$\begin{aligned} P_B &= |E_B|^2, \\ &= p_0(\lambda) N_e [1 + (N_e - 1)f(\lambda)], \\ &\cong p_0(\lambda) N_e [1 + N_e f(\lambda)]. \end{aligned} \quad (2)$$

ここに、 $p_0(\lambda)$ は電子1個による放射光を表す<sup>14)</sup>。第1項は非コヒーレントな放射光の寄与を表し、第2項がコヒーレントな成分を表している。非コヒーレントな放射光はバンチ当りの電子数すなわちビーム電流に比例し、コヒーレントな成分はビーム電流の2乗に比例している。 $f(\lambda)$ はバンチ形状因子であり、バンチの電子分布 $S(x)$ との間に次の関係がある。

$$f(\lambda) = \left| \int \exp(i2\pi x/\lambda) S(x) dx \right|^2. \quad (3)$$

なお、電子分布は1に規格化されている。

$$\int S(x) dx = 1. \quad (4)$$

形状因子の値は、 $0 \leq f(\lambda) \leq 1$ の範囲にあり、バンチの長さに比較し十分長い波長の光で測定すれば、 $x/\lambda \ll 1$ なので、 $f(\lambda) \rightarrow 1$  (完全にコヒーレントな場合) となり、逆に十分短い波長で測定すれば $f(\lambda) \rightarrow 0$  (完全に非コヒーレントな場合) となる。

コヒーレントな場合、そのスペクトル強度は次のようになる。

$$\begin{aligned} P_B &= p_0(\lambda) N_e^2 f(\lambda), \\ &= [p_0(\lambda) N_e] \times [N_e f(\lambda)] \sim [p_0(\lambda) N_e] N_e. \end{aligned} \quad (5)$$

すなわち、その強度はビーム電流の2乗に比例しており、非コヒーレントな場合の放射光強度が $p_0(\lambda) N_e$ であるから、それに比較し $N_e$  (バンチ当りの電子数) 倍増強されている。

なお、電子の分布関数を与えれば、形状因子したがってスペクトルが計算できる<sup>10)</sup>。たとえば、バンチ長 $2d$ の一様矩形分布の場合は、 $\alpha = 2\pi d/\lambda$ として、

$$f(\lambda) = \{\sin \alpha / \alpha\}^2, \quad (5)$$

となる。また、ガウス分布

$$S(x) = \left(\frac{1}{d\sqrt{\pi}}\right) \exp(-(x/d)^2), \quad (7)$$

の場合には形状因子も次のようにガウス型になる。

$$f(\lambda) = \exp(-a^2/2). \quad (8)$$

それぞれの場合の形状因子を第2図に示す。一

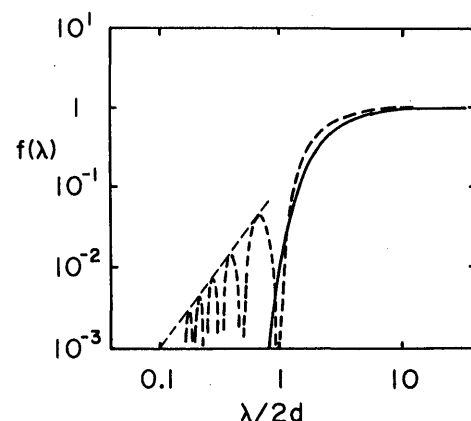


Fig.2 Bunch form factors calculated for following distributions of electrons in a bunch; (1) uniform rectangular distribution (dashed line) and (2) Gaussian distribution (solid line). A thin dashed line shows the envelope of the uniform rectangular distribution and is proportional to  $\lambda^{-2}$ .

様矩形分布の場合の形状因子は、短波長に向かって振動しながら小さくなっているが、その包絡線は  $f(\lambda) \sim \lambda^2 / (2\pi d)^2$  である。一様矩形分布ではバンチ長より短波長側では、形状因子が短波長に向かって  $\lambda^2$  で減少していくが、ガウス分布ではより急激に減少している。

また、実験によりスペクトルを測定すれば、そのスペクトルからバンチ形状因子を求め、それから次に示す逆フーリエ変換により電子の分布を知ることができる。

$$S(x) = \int f(\lambda)^{1/2} \cos(2\pi x/\lambda) d\lambda. \quad (9)$$

## 2. 2 周期バンチ列の場合

電子を加速する場合、通常電子はバンチングしたパルス列として出力される。電子ライナックの場合にはマイクロ波で加速されるため、そのrf周波数のパルスとなっている。そのような場合には、放射光強度は単一バンチからの放射光の周期的な重ね合わせにより次のように表される<sup>10)</sup>。

$$P_T = p_0(\lambda) N_b^2 f(\lambda) G(\lambda) = P_B G(\lambda). \quad (10)$$

$$G(\lambda) = \left| \sum_{j=1}^{N_b} \exp(i2\pi(j-1)L_b/\lambda) \right|^2, \\ = \left\{ \frac{\sin(\pi L_b N_b / \lambda)}{\sin(\pi L_b / \lambda)} \right\}^2. \quad (11)$$

ここに  $N_b$ ,  $L_b$  はそれぞれバンチの数および隣接するバンチ間の距離を示す。因子  $G(\lambda)$  は周期的なバンチ列の干渉効果を表している。 $G(\lambda)$  は激しく振動する関数であるが、実際の測定においては装置の分解 ( $\Delta\sigma$ ;  $\sigma$  は波数を表す。  $\sigma = 1/\lambda = \nu/c$ ) で決まる一定の波長幅での畳み込みとなるため、 $G(\lambda)$  は次のようになる。

$$G(\lambda) = \left\{ \begin{array}{l} \sum_{j=1}^{N_b} N_b^2 \delta(\lambda - L_b/j), \\ (\Delta\sigma \ll 1/L_b, \text{かつ } N_b \gg 1 \text{ のとき}) \\ N_b (\Delta\sigma > 1/L_b \text{ のとき}) \end{array} \right\} \quad (12)$$

バンチ周期に対応する振動数 ( $\nu_b = c/L_b$ ) はライナックのrf周波数にほかならない。また、その波長は、 $\lambda_b = c/\nu_b = L_b$  である。それ故、(10)式はコヒーレント放射光を測定した場合次の結果が得られることを示している。(1)rf周波数より高分解の装置による測定においては、バンチ周期を基本周波数とする高調波からなる線状のスペクトルが得られる。(2)それより低分解の測定では単一バンチからの放射光スペクトルを  $N_b$  倍した連続スペクトルが得られる。

## 3. コヒーレント放射光の発生と測定

我々が、東北大核理研の電子ライナックを用いている実験の模式図を第3図に示す<sup>9-10)</sup>。ライナックで所定のエネルギーに加速された電子ビームは電磁石中で円運動し、放射光を発生した後ビームカレントモニタに導かれる。電子のエネルギーは150MeVで、平均電流は約1  $\mu$ Aである。電子の軌道半径は2.44mであり、放射光の特性波長は404nmである。

電子ビームの時間構造は第4図に示されているように、rf周波数は2856MHzで、バンチ間隔は350psecすなわち距離にして105mm、パルスの持続時間は約2  $\mu$ secで、その繰り返し周期は300Hzである。また、ライナックの推定バンチ長は約1.7mmである。コヒーレントな放射光成分を測定するためには、§2で述べたように電子ビームのバンチ長が測定波長と同程度であることが必要である。それ故、1.7mmのバンチに対しては、サブミリ・ミリ波領域ではコヒーレント放射光が測定され、可視領域では非コヒーレントな放射光が測定されると考えられる。

発生した放射光は、口径150mm、受光角70mradの円形凹面鏡で集光され、測定系に導かれる。分光測定には、回折格子型遠赤外分光計を用いる<sup>15)</sup>。この分光計はビーム電流の変動をモニターするための光学系を備えており、格子定数の異なる6個の回折格子と適当なフィルタの組合せによ

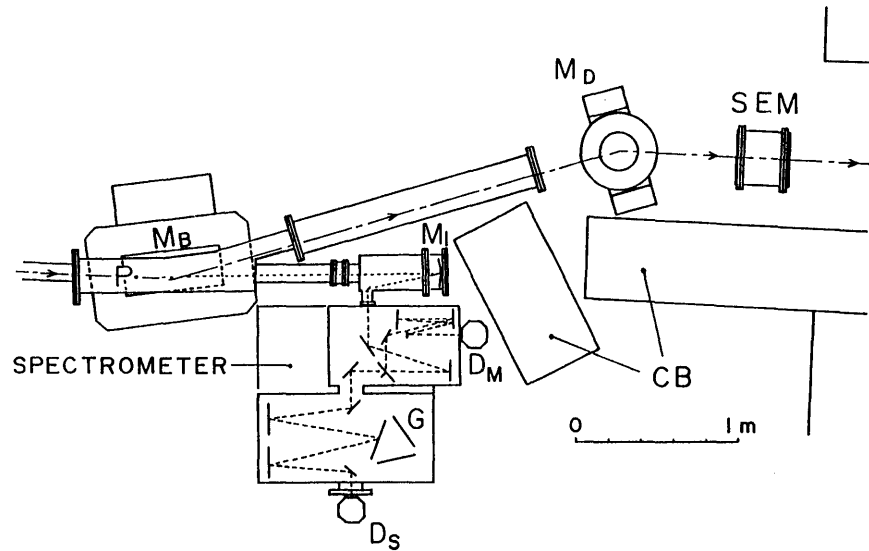


Fig.3 Schematic diagram of experimental setup. MB: bending magnet, P: emitting point of synchrotron radiation, MD: damping magnet, SEM: beam current monitor, M1: collecting mirror with the acceptance angle of 70 mrad, G: gratings, DM and DS: detectors for monitor and signal, CB:concrete blocks for shield.

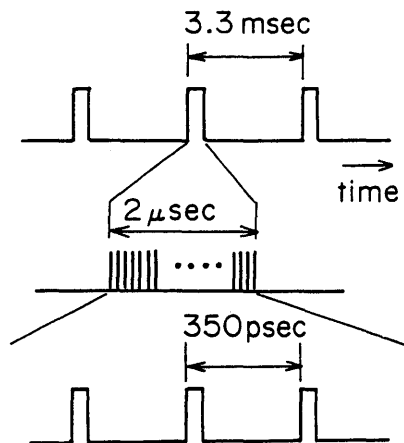


Fig.4 Temporal structure of electron beam. Accelerating rf is 2856 MHz, and a distance between adjacent bunches is 105 mm. Duration of burst is 2  $\mu$ sec, and its repetition rate is 300 Hz. The burst is composed of many bunches.

り、波長0.1mmから4mmまでの範囲を分光測定できる。遠赤外検出器としてはシリコンボロメータを用いている。

周期的なバンチからの放射光について、各バンチから放射される波束間の干渉実験を行う場合には偏光干渉計を使用した。

#### 4. コヒーレント放射光の性質

##### 4. 1 スペクトル

測定されたスペクトルを第5図(a), (b)に示す。縦軸の強度は、ビーム電流が1  $\mu$  Aのとき、1秒間に1%の波長幅に放射される軌道弧度1mrad当りの光子数で表されている。図(a)には非コヒーレントであることが予想される可視領域での測光の結果と、コヒーレントな放射光が期待されるサブミリ・ミリ波領域のスペクトルの双方が示されている。可視領域での測定は、干渉フィルタを用いた狭帯域光電測光によるものであり、標準光源で校正されている。また、サブミリ・ミリ波領域での測定系の感度は1500Kの黒体放射で校正されている。比較のため、図には非コヒーレントな場合の計算結果も示す。破線は理想的に全ての光を受光した場合を示し、実線は実験条件に合わせ光学系の受光角を考慮した場合の計算値を示す。また、波長1mm近傍で立ち上がっている点線は、バンチ長2mmの場合のガウス分布に対応するコヒーレント放射光のスペクトル(計算値)を示す。図に明かなように、ライナックから推定され

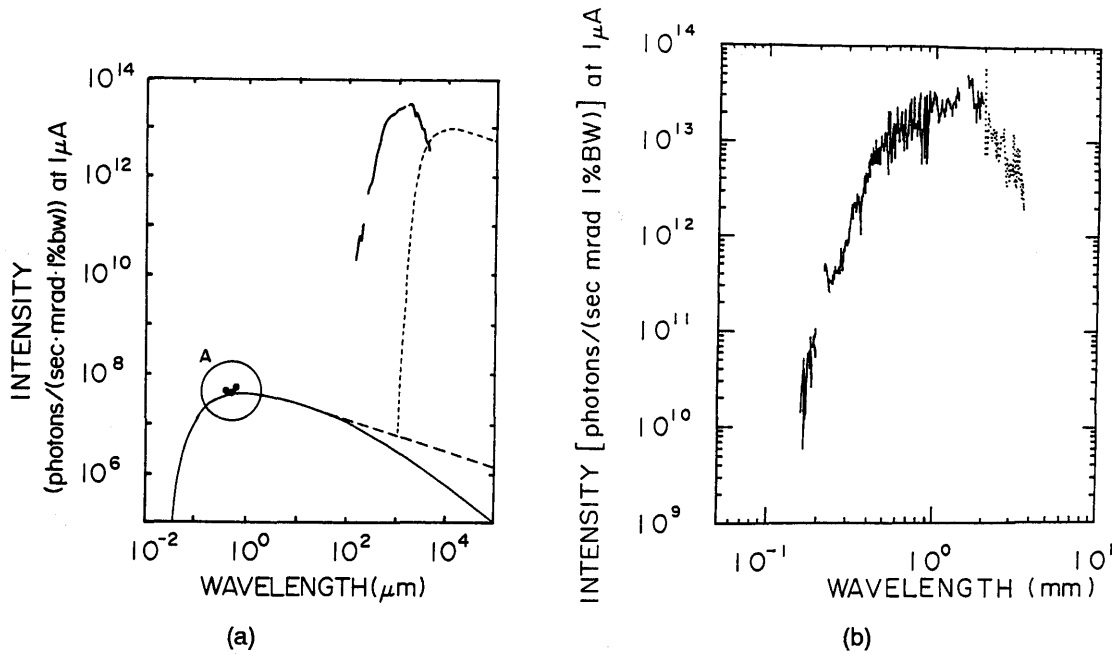


Fig.5 (a) Observed spectrum in the wavelength range from 0.20 to 3.5mm. Observational results of narrow band photometry at visible region are also given in circle A. Measuring systems are calibrated by a blackbody radiation source at the temperature of 1500 K in the far infrared, and by a standard lamp in the visible region. A thin solid curve shows calculated intensity of ordinary synchrotron radiation for the experimental condition. A thin dotted curve shows calculated intensity of coherent synchrotron radiation for the Gaussian distribution of electrons in a bunch with a longitudinal bunch length of 2mm. (b) Observed spectrum of coherent synchrotron radiation in the far infrared in extended scale.

るバンチ長よりはるかに短い可視領域での測定結果は、非コヒーレントな場合の計算値と一致している。また、サブミリ・ミリ波領域では非コヒーレントな放射光に比し、桁違いに強力なコヒーレント放射光が測定されている。

図(b)は長波長域でのコヒーレント放射光のスペクトルを拡大して示す。サブミリ・ミリ波域でのスペクトル強度は波長1.5mm付近にピークをもち、サブミリ波域では短波長に向かって急速に減少している。非コヒーレントな場合の放射光の計算値に比し、コヒーレント放射光は長波長域で著しく増強されている。 $\lambda = 1.5\text{mm}$ では測定値と計算値との比は $5 \times 10^6$ であり、この増強度は、長波長領域での感度校正等の測定系の誤差を考慮すれば、バンチ当りの電子数 ( $3.6 \times 10^9$ ) とほぼ同じとみてよい。

#### 4. 2 ビーム電流とスペクトル強度

波長を固定しバンチ当りの電子数を変えた場合の、ビーム電流と検出器出力の関係を第6図に示す。 $\lambda = 520\text{nm}$ の可視光では、光強度はビーム電流に比例し、非コヒーレントである事を示している。他方、波長 $400\ \mu\text{m}$ のサブミリ波では、その強度はビーム電流の2乗に比例し、コヒーレントな放射であることを示している。

#### 4. 3 偏光度

偏光測定の結果を第7図に示す。偏光度は、電子軌道面に電場ベクトルを有する成分を $I_{\parallel}$ 、それと直交する成分を $I_{\perp}$ としたとき、 $(I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ で表されている。コヒーレント放射光は電子軌道面に強く偏光しており、その偏光面は通常のコヒーレントな放射光のそれと同じである。

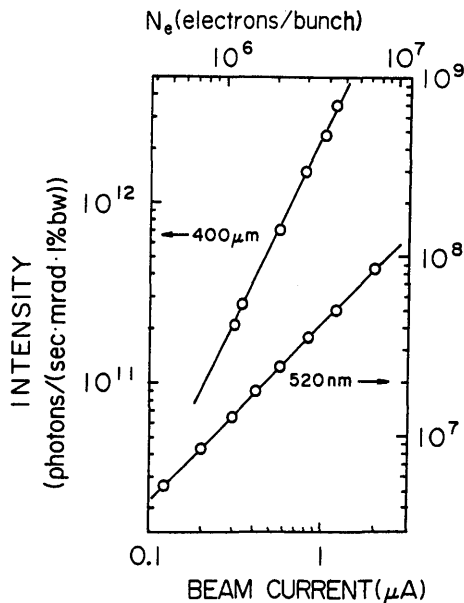


Fig.6 Dependence of intensities of synchrotron radiation on beam current. Submillimeter radiation at  $\lambda = 400 \mu\text{m}$  shows quadratic dependence on the beam current, whereas the one at  $\lambda = 520 \text{ nm}$  is proportional to the current.

図中の曲線は、非コヒーレントな放射光に対する偏光度の計算結果を示す。一般に非コヒーレントな放射光の偏光度は波長が長くなるに従い減少する。しかし、長波長においては、鏡の受光面積以上に放射光の発散角が広がっているため、結果的には軌道面近くの放射光のみを測定することになる。そのため、鏡で受光される偏光度は長波長に向かって再び増加してくる。測定されたコヒーレント放射光の偏光度は、計算値よりも大きい。ところで、非コヒーレントな放射光の偏光測定を計算と比較する場合においても、長波長領域で測定される偏光度は計算値よりも高く求まっており、回折の効果によるものとみなされている<sup>27)</sup>。従って、回折の効果を定量的に評価しなければ、この図だけからは、コヒーレントな放射光は非コヒーレントな場合より強く偏光しているとは言えない。

#### 4. 4 バンチ間干渉

偏光干渉分光計により測定されたコヒーレント

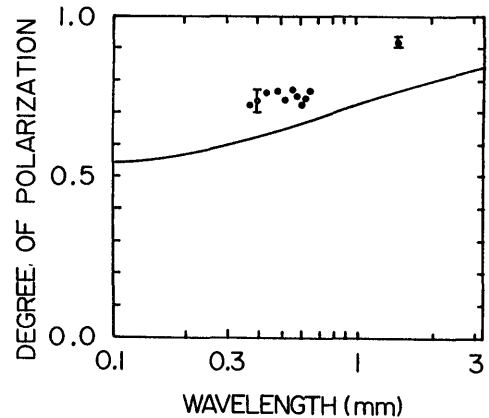


Fig.7 Degree of polarization. A solid curve shows degree of polarization of ordinary synchrotron radiation calculated for the experimental condition.

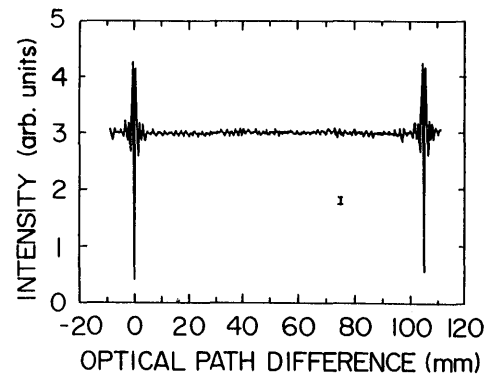


Fig.8 An observed interferogram of coherent synchrotron radiation from periodic bunches. Sampling interval is 0.1 mm in the optical path length.

放射光の干渉図形を第8図に示す<sup>12)</sup>。最大光路差は約110mmであり、隣接するバンチ間距離より大きい。光路差零の近傍での干渉パターンがバンチ間距離 (105mm) 離れた光路差でも再現されており、二つの干渉パターンは実験精度の範囲で一致している。光路差零近傍の干渉パターンは一つのバンチから発生した放射光間の干渉を示し、光路差105mm近傍の干渉パターンは隣接するバンチから発生した放射光間の干渉により支配されている。それ故、§ 2. 2では各バンチからのコヒーレントな放射光の波束は同一であることを暗黙のうちに仮定していたが、その様な取扱が妥当であるということを測定結果は示している。

干渉図形をフーリエ変換すればスペクトルを求めることができ、その分解は干渉図形の最大光路差に逆比例している。いま、第8図の干渉図形の一部、すなわち光路差が約5 mmまでの干渉図形をフーリエ変換すれば、低分解(分解 $\Delta\sigma\sim 2\text{cm}^{-1}$ (60GHz))のスペクトルが得られる。また、測定された最大光路差約105mmの干渉図形からは分解が約 $0.09\text{cm}^{-1}$ (2.7GHz)の高分解スペクトルが求まり、それらを第9図および第10図に示す。その結果は、高分解測定においてはバンチ周期(=

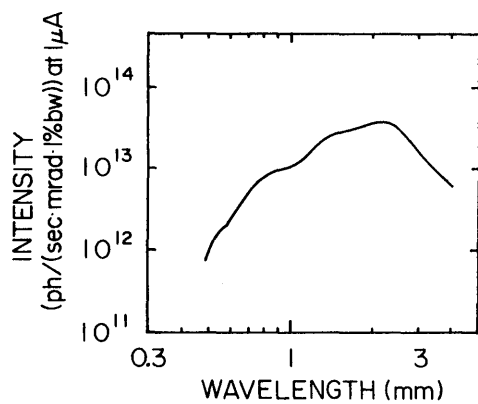


Fig.9 A low-resolution spectrum of coherent synchrotron radiation derived from the observed interferogram. Resolution of the spectrum is about  $2\text{cm}^{-1}$  (60GHz).

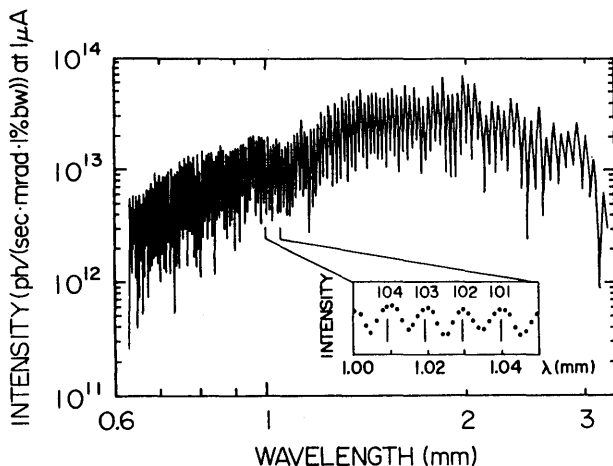


Fig.10 A high-resolution spectrum derived from the observed interferogram. The resolution is about  $0.09\text{cm}^{-1}$  (2.7GHz). In the inset, the spectrum in the narrow wavelength range is given by solid circles. The vertical bars and the figures show the peak position and order of the higher harmonics of the rf, 2856MHz.

2856MHz)を基本周波数とする高調波からなる線状のスペクトルが得られ、低分解測定では線状のスペクトルを平均化した連続スペクトルが得られるという干渉因子 $G(\lambda)$ の振舞いを示している。

コヒーレント放射光を遠赤外域での分光測定用光源としてみた場合、単一バンチモードの電子ビームであれば、得られるスペクトルの分解は分光装置の性能で左右される。しかし、通常の電子ライナックからの電子ビームは、周期パルス列であるため、バンチ周期に対応する周波数より高分解のスペクトルをコヒーレント放射光により測定するのは困難であると考えられる。その理由は、干渉分光計について言えば、バンチ間距離以上の光路差が必要となる高分解測定においては、バンチ間距離以上の光路差の干渉が、隣接するバンチからの波束間の干渉パターンに埋もれてしまい、原理的にはともかく実際的にはフーリエ変換に必要な二光束干渉パターンが正しく得られないからである。

この事情は、回折格子を用いた分光測定においても本質的には変わりはない。第11図には格子定数1.6mmの回折格子を用いスリット幅が3mmの場合に測定されたコヒーレント放射光の高分解スペクトルを示す<sup>10)</sup>。分光計の分解からは、 $14\text{cm}^{-1}$ より低波数で、線状のスペクトルが観測されることが予想される。測定されたスペクトルは、 $13\text{cm}^{-1}$ より低波数域でバンチ周期を基本周期とする高調波からなる線状のスペクトルとなっており、予測とよく一致している。スペクトルのピーク間の波長差( $\Delta\lambda$ )およびピーク波長はバンチ周期の基本周波数およびその高調波の波長とよく対応している。実際の測定においては、ビームの不安定性のため線状スペクトルも揺らぐ。そのため、回折格子を用いた分光計でも高分解スペクトルは測定し難くなる。

高分解測定のためにはバンチ間距離を長くすることが必要であるが、そのためには電子ライナックのインジェクタ部にサブハーモニックバンチ



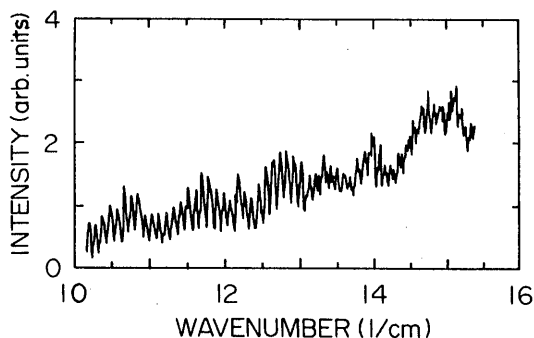


Fig.11 A high-resolution spectrum of coherent synchrotron radiation obtained by the grating spectrometer with the grating constant of 1.6 mm. It shows the higher harmonics of the accelerating rf, 2856 MHz. For the low wavenumber region ( $\sigma < 14 \text{ cm}^{-1}$ ), theoretical resolution of the spectrometer is higher than the accelerating rf.

ャーを設置すればよい。例えば6分の1のサブハーモニクスを用いれば、バンチ間距離が6倍になり十分な高分解測定が可能となる。それのみならずこの方法には別の利点がある。すなわち、加速系にとっての負荷（平均電流）はサブハーモニックバンチャーの有無に関係なく同じにとれるため、バンチ当りの電子数が6倍となる。コヒーレント放射光ではその強度がバンチ当りの電子数の2乗に比例するから、バンチの数は減少してもバンチ当り電子数が増えるので光源としては強力かつ高分解測定が可能と云う一石二鳥の結果が得られることになる。

### 5. バンチ形状因子と電子分布

広い波長範囲にわたり測定されたコヒーレント放射光のスペクトルからは、 $f(\lambda) = 0$ とおいた非コヒーレントな場合の計算値との比較により、バンチ形状因子を求められる。さらに、形状因子からバンチ内の電子分布  $S(x)$  を得ることができる。第5図(b)に示されたスペクトルはバンチ周期の高調波が測定される程の高分解測定の結果ではない。それ故、(5)、(9)式に従い解析をすすめ、そのスペクトルからバンチ形状因子を求め電子分布を得ることができる。その結果を第12図に示す。

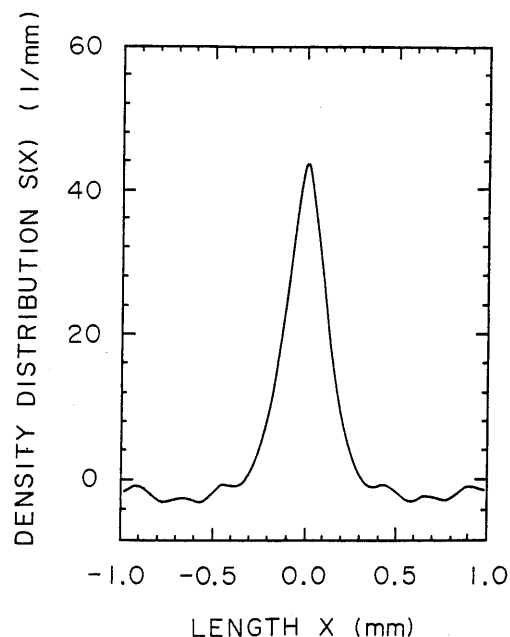


Fig.12 An electron distribution derived from the observed spectrum in Fig.5(b). The bunch length (FWHM) is obtained to be 0.25 mm.

第5図に示すスペクトルが、サブミリ波領域で短波長に向かって急激に減少していることから示唆されるように、電子分布はガウス分布的であり、その半値幅は0.25mmである。この半値幅は、ライナックの推定バンチ長（約1.7mm）に比しかなり小さい。この両者の値は次のように考えることにより矛盾なく理解できよう。すなわち、電子は加速機構（プリバンチャー、バンチャー、加速管）で決まるバンチ内に一様に分布しているのではなく、局所的に集中した0.25mm程度の構造を持っており、実験においては、その局所的に集中した電子集団からの、著しく増強されたコヒーレントな放射光を観測していると考えられる。

これについては次の両面から検討された。(1)複数のガウス分布からなる構造を持った電子分布  $S(x)$  を仮定し、対応するスペクトルを計算して測定結果と比較する。(2)電子ライナックの中の電子の運動を計算機でシミュレーションすることにより電子の分布を求める。その結果は電子分布に関する上記考察が妥当であることを裏づけている<sup>11)</sup>。

## 6. おわりに

コヒーレントな放射光を、(1)サブミリ・ミリ波領域での分光測定用光源、および(2)バンチしている電子ビームのバンチ長、電子分布を求めるといふビーム診断の両面から検討した。

長波長域で強力なコヒーレント放射光の測定は、最近、大阪大学産業科学研究所や京都大学原子炉実験所<sup>17)</sup>、コーネル大学<sup>18)</sup>等で行なわれてきている。一例として、京都大学原子炉実験所の電子ライナック (rf周波数: 1300MHz) によるコヒーレント放射光のスペクトル強度を第13図に示す。波長3mmより長波長側では、口径10mmφの100Wの高圧水銀灯に比し、4桁以上強い出力が得られており、非常に強いミリ波が放射されていることが明かである。

以上に明らかにしたように、コヒーレント放射光は長波長域での連続光源として優れていることが実証された。今後、これを用いて分光研究の推進が期待できる。

ビームモニタとしてコヒーレント放射光を利用する研究も、未だ端緒に着いたばかりである。

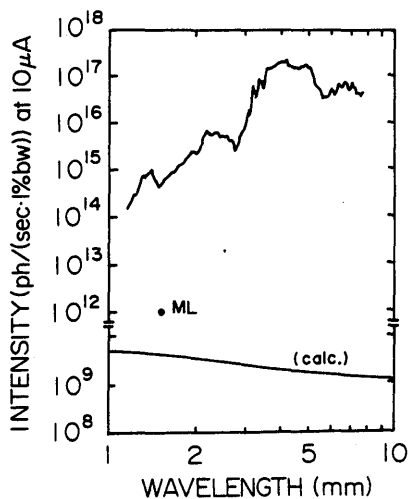


Fig.13 An observed spectrum of coherent synchrotron radiation using an L-band linac with the rf of 1300 MHz. The energy of electrons is 40 MeV. A solid line shows calculated intensity of ordinary synchrotron radiation. At  $\lambda = 1.4$  mm, the observed intensity of a high pressure mercury arc lamp with an aperture of 10 mm is given by a solid circle.

ビーム診断としてはこれまでストリークカメラが専ら使用されてきた。コヒーレント放射光を利用した場合、フーリエ空間でのビーム診断となるためストリークカメラとはかなり性質を異にした情報が得られよう。

なお、バンチした電子からのコヒーレントな放射を解析し、電子のバンチに関する情報を得るのは何も放射光に限定されたものではない。バンチ長程度の波長で測定した場合に検出されるだけの放射強度があれば、チェレンコフ放射であれ遷移放射 (transition radiation) であれ、電子分布を求めるための筋道は同一と考えられる。

本稿に記した研究は筆者達のグループで進めてきたものであり、グループの各員に厚く感謝する。また、マシンタイムを通じて終始変わらぬ支援を頂いている東北大核理研のスタッフに感謝する。著者の一部 (柴田, 伊師) は京都大学原子炉実験所のライナックグループ並びに諸スタッフに世話になった。東北大科研の附属工場には分光計を始めとした各種装置の製作においてひと方ならぬ協力を得た。ここに記して感謝する。

## 文献

- 1) T. Nanba, Y. Urashima, M. Ikezawa, M. Watanabe, E. Nakamura, K. Fukui, and H. Inokuchi: *Int. J. Infrared and Millimeter Waves* **7**, 1769 (1986).
- 2) 難波孝夫, 池沢幹彦: *日本放射光学会誌* **1**, 21 (1988).
- 3) L.I. Schiff: *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 6 (1946).
- 4) J.S. Nodvick and D.S. Saxon: *Phys. Rev.* **96**, 180 (1954).
- 5) F.C. Michel: *Phys. Rev. Lett.* **48**, 580 (1982).
- 6) J. Yarwood, T. Shuttleworth, J.B. Hasted and T. Nanba: *Nature (London)* **312**, 742 (1984).
- 7) E. Schweizer, J. Nagel, W. Braun, E. Lippert and A.M. Bradshaw: *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **A239**, 630 (1985).
- 8) G.P. Williams, C.J. Hirschmugl, E.M. Kneeder, P.Z. Takacs, M. Shleifer, Y.J. Chabal and F.M. Hoffmann:

- Phys. Rev. Lett. **62**, 261 (1989).
- 9) T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka and M. Ikezawa : Phys. Rev. Lett. **63**, 1245 (1989).
- 10) Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, H. Mishiro, T. Takahashi, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, R. Kato and Y. Torizuka : Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A301**, 161 (1991).
- 11) K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato, Y. Shibasaki and M. Oyamada : Phys. Rev. **A43**, 5597 (1991).
- 12) Y. Shibata, T. Takahashi, K. Ishi, F. Arai, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, S. Urasawa, T. Nakazato, R. Kato, S. Niwano and M. Oyamada : Phys. Rev. **A44**, R3445 (1991).
- 13) 池沢幹彦 : 日本物理学会誌 **45**, 564 (1990).
- 14) J. Schwinger : Phys. Rev. **75**, 1912 (1949).
- 15) 伊師君弘, 柴田行男, 高橋俊晴, 葛谷勉, 大坂俊明, 池沢幹彦 : 東北大学科学計測研究所報告 **39**, 19 (1990).
- 16) 柴田行男, 高橋俊晴, 荒井史隆, 伊師君弘, 葛谷勉, 大坂俊明, 池沢幹彦, 近藤泰洋, 加藤龍好, 庭野智, 中里俊晴, 浦沢茂一, 小山田正幸 : 核理研研究報告 **24**, 191 (1991).
- 17) Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, F. Arai, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi and Y. Fujita : Phys. Rev. **A44**, R3449 (1991).
- 18) E.B. Blum, U. Happek and A.J. Sievers : Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A307**, 568 (1991).

## きいわーど

### 電子ライナック

電子ライナックは、読者にとっては放射光リングの入射器としてよく知られており、超電導とかCWとか特に断わりがないかぎり、常温の加速管で大電力マイクロ波でパルス的に電子を加速する装置である。電子ライナックは、元々原子核や素粒子の研究のために開発されてきたもので、大電流、高エネルギーの電子を効率よく得られるのが特徴で、加速勾配は加速管1m当り10~20MeVが一般的な値である。加速周波数で分類すると、Lバンド(1.3GHz)、Sバンド(3GHz)およびXバンド(10GHz)に分けられるが、Sバンド電子ライナックが最もポピュラーである。バンチの形状は10MeV以下の入射部で決まり、まっすぐ加速している限り、そこから先は変化しないと考えるとよく、バンチ長はSバンド電子ライナックでは1mm程度で、放射光リング中でのバンチ長に比べて格段に短い。

### 偏光干渉計

偏光を利用して光束を二分割し、二光束間に光路差を

つけた後、再び偏光を利用して二光束を重ね合わせて干渉させる装置である。遠赤外領域では、偏光子としてワイヤグリッドが利用できるため、効率もよく波長特性にも優れているため、通常のマイケルソン型干渉計よりよく使用されている。光路差の関数としての干渉図形をフーリエ変換することによりスペクトルが得られるため、干渉分光計として使用される。その分解は、干渉図形の最大光路差に逆比例する。

### 波数と波長

赤外分光においては、慣例的に電磁波の波長( $\lambda$ )を指定するとき、波長の代わりにその逆数で与えられる波数を用いることが多い。波長をセンチメートル単位で表し、その波数を $\sigma$ としたとき、

$$\sigma = 1/\lambda$$

で与えられ、その単位は $\text{cm}^{-1}$ である。波数は電磁波の振動数に比例し、電磁波の振動数をギガヘルツ単位で $\nu_0$ と表すと、 $\nu_0 = 30\sigma$ 、の関係がある。

## 一口メモ

### “すずしろ”

清白と書き、ダイコンの春の七草の呼び名に使われています。春の七草とはせり、なずな、おぎょう、はこべら、ほとけのざ、すずな、すずしろで、前の5つは野にあり、すずなはかぶのこです。ダイコンは古くわが国に渡来した様で、古事記には女性の白い腕としてたとえた歌があるそうです。アブラナ科の越年草で、春も中頃になりますとかわいらしいす紫白色の十字の花が開きます。

