

## Bunch Length Measurement Using Coherent Radiation

Toshiharu NAKAZATO, Shigekazu URASAWA, Masayuki OYAMADA and Tatsuya YAMAKAWA  
*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University*  
1-2-1 Mikamine Taihaku-ku, Sendai 982

Yasuhiro KONDO, Yoshiro SUZUKI and Katsuhiko SHIMOYAMA  
*Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Tohoku University*  
Aramaki Aoba-ku, Sendai 980

Yukio SHIBATA  
*Research Institute for Scientific Measurements, Tohoku University*  
2-1-1 Katahira Aoba-ku, Sendai 980

### ABSTRACT

A bunch length measuring method using coherent synchrotron radiation, coherent transition radiation and coherent Cerenkov radiation is presented. The spectrum of these coherent radiations is the bunch form factor, the Fourier transformation of the longitudinal distribution of electrons in a bunch. Therefore the bunch length is obtained by inverse-Fourier-transforming the measured spectrum. It is the most important feature of this method that the shorter bunch length is easier to measure than the longer one. The bunch length of several tens micrometer will be able to be measured by this method.

## コヒーレント放射を使ったバンチ長計測

### 1. はじめに

東北大学核理研では1989年にコヒーレント放射光の観測[1]に成功して以来、電子集団から発生するコヒーレントな放射の研究[2~9]が続けられてきた。1991年には、放射光だけでなく、遷移放射[10]やチュレンコフ放射[11,12,14]でこのようなコヒーレントな効果が発生していることが確認されている。これらの様々な素過程によって発生するコヒーレントな放射をまとめてコヒーレント放射と呼ぶことにする。

コヒーレント放射光のスペクトルを第1図に示す。この場合、素過程は放射光であり、そのスペクトルは図の下方の滑らかな曲線で示されている。これに対して波長1mm付近で急激に立上がっているのがコヒーレント放射光のスペクトルで、バンチ形状因子と等価な関数である。バンチ形状因子とバンチ形状とはフーリエ変換の関係になっている。従ってコヒーレント放射のスペクトルの測定はバンチ形状因子そのものの測定と等価であり、測定値をフーリエ変換すればバンチの形状が求めることができる。

これまで用いられてきたビーム電流モニタ（壁電流

モニタ、電極モニタ、トロイダルコアモニタ等）は全て、電気信号をケーブルや信号処理回路を通して伝送している。これらは伝送中の高周波信号成分の減衰や反射があるため、速い立上がりを正確に観測するためには困難な方法と言える。ストリークカメラを用いると更に早い信号を観測することも可能であるが、分解能は1psec (0.3mm) 程度が限界である。ここに上げた電流モニタは全て時間ドメインでの計測という点で共通しており、更に速い時間変化（フェムト秒領域の立上がり）の測定には絶望的な方法と考えられる。

これに対してコヒーレント放射を利用した計測は周波数ドメインでの測定を行なうものであり、光をスペクトルに分解して検出した後の信号処理は低周波処理で十分である。更に立上がり速いほど計測が容易になるのがこの方法の特徴である。立上がり速いほどバンチ形状因子に対応する光が短波長となり光子エネルギーが増加するため、検出信号が大きくなるためである。例えば1fsec ( $1 \times 10^{-15}$ sec) のバンチ幅は長さ300nmに対応し、このバンチが放出するコヒーレント放射は紫外線領域である。

## 2. 計測の理論

周波数  $\omega$  のコヒーレント放射のスペクトル  $P(\omega)$  は、放射光、遷移放射、チュレンコフ放射等の放射の素過程のスペクトルを  $p(\omega)$  とすると次のように表される。[4~6]

$$P(\omega) = N\{1+(N-1)f(\omega)\}p(\omega) \\ \sim N^2 f(\omega)p(\omega) \quad (N \gg 1 \text{ の場合}) \quad (1)$$

ここで  $N$  はバンチ内電子数、 $f(\omega)$  はバンチ形状因子で、ビーム電流を  $i_{beam}(t)$  とすると次式で与えられる。

$$f(\omega) = \left| \frac{1}{N \cdot e} \int_{-\infty}^{\infty} i_{beam}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2)$$

放射の素過程のスペクトル  $p(\omega)$  は文献が豊富にある (例えば [16, 17]) のでそちらを参照されたい。ただし、遷移放射とチュレンコフ放射の場合、放射の形成長 (formation length) が測定境界条件よりも長くなる長波長領域では、両者の区別が曖昧になるので注意を要する。[18]

放射光、遷移放射、チュレンコフ放射の素過程のスペクトルはいずれも長波長領域で  $\omega^{-1/3}$  や  $\omega^{-2}$  に比例するような素直な関数なので、スペクトル強度の絶対値を問題としないバンチ長モニタの場合は素過程のスペクトルは既知のものとして取り扱える。ただし、この近似が使えない短波長領域や媒質の異常分散が存在する波長領域では事情が異なるので別途検討を要する。本稿では素過程のスペクトルが予め分かっているものとして議論を進める。

また、真空ダクト、即ち金属導体の境界条件の影響でコヒーレント放射光のスペクトルが変化 [13, 15] することが確認されている。これは長波長領域で顕著な現象であり、長いバンチを測定する場合に問題となる。コヒーレント放射光の場合、ダクトの半径を  $a$ 、軌道の曲率半径を  $r$  とすると、次のような条件を満たす波長領域  $\lambda$  ではダクトによるスペクトルの変化は問題にならないと考えてよい。[19]

$$\lambda < 6\sqrt{a^3/r} \quad (3)$$

例えば、偏向電磁石の曲率半径を 10m、ダクトの直径を 30mm とすると、 $\lambda < 3.5\text{mm}$  となり、コヒーレント放射光を使って 3mm 程度以下の長さのバンチ長の測定が可能である。

(1)(2)式からバンチ形状、即ちビーム電流が偶関数と仮定すると、ビーム電流  $i_{beam}(t)$  は次式で与えられる。

$$i_{beam}(t) \propto \int_0^{\infty} \sqrt{P(\omega)} \cos \omega t d\omega \quad (4)$$

第2図(a)は第1図のコヒーレント放射光のスペクトルから(4)式を使って求めたバンチ形状である。第2図(b)は核理研ライナックの電子銃、プリバンチャ、バンチャ、第1加速管(1m)のパラメータを使って計算で求めたバンチの形状である。計算はディスクモデル [20] を使って計算したもので、縦方向の空間電荷によるバンチの広がりも考慮してある。核理研のビーム電流 ( $N \sim 1 \times 10^7$ ) では空間電荷の影響は無視できる。実験はライナックからのバンチをエネルギー幅 0.2% のエネルギー分析器を通して使っているため、計算結果と実際のバンチ形状とは多少異なると考えられる。第2図(a)(b)を比較すると、(b)のスパイク状構造の幅が(a)の結果に近いことが分る。ただし、(b)のような複雑な構造は観測できない。

このように、コヒーレント放射を使った計測の欠点は複雑な形状をしたバンチの測定が困難であるところにある。これは得られる光のスペクトルが(2)式から分るようにバンチ形状のフーリエ変換の絶対値になっていることによる。即ちスペクトルの実数部と虚数部の分離が原理的に困難であり、時間軸に関して非対称なバンチの測定はできない。しかし、ほぼ時間軸に関して対称と見なし得るバンチや、第2図のように非対称でもバンチのたまかな長さの計測は可能である。

## 3. 測定方法

第1図は回折格子分光計とシリコンボロメータ検出器を使用して測定したスペクトルである。この方法は検出感度のダイナミックレンジが広いことと、波長分解能が高いのが特徴であるが、測定に 2~3 時間を要するのが欠点である。これでは加速器を制御するためのモニタとしては遅すぎるし、1発のバンチの長さ測定は不可能である。

そこで、バンチ毎の長さを測定できる分光器ボリクロメータ (第3図) の設計製作を行なった。コヒーレント放射は図の矢印のように入射し、平面鏡 M で反射され、球面 S 上に 1mm ピッチで溝が切られた回折格子 G によって分光され、ローランド面 S<sub>L</sub> 上に置かれた InSb 検出器 D<sub>1</sub>~D<sub>10</sub> (黒丸) に収束される。各検出器は銅のブロックを通して 4.2K の液体ヘリウムで冷却されている。10個の検出器からの信号は10台の増幅器、10台のサンプルホールド回路、パーソナルコンピュータの ADC1 台で同時に測定し、リアルタイムで表示できる。作成した検出器と増幅器全体の立上がりは約 2  $\mu$  sec で、パルス幅 100 nsec の電子ビームからの放射を測定したときの増幅器の出力パルス幅は約 5  $\mu$  sec であった。

各検出器の検出波長と半値幅は第1表に示すように核理研ライナックのバンチ幅程度の波長域をカバーするように設計してある。各チャンネルの検出効率は黒体輻射体で校正された高圧水銀灯を使って校正されて

いる。チャンネル番号1番は動作不良であった。

Channel No.	Peak $\lambda$ [mm]	$\Delta\lambda/\lambda$ [%]
1	-	-
2	0.410	5.5
3	0.451	6.5
4	0.500	6.0
5	0.550	6.0
6	0.581	7.0
7	0.633	7.0
8	0.680	6.8
9	0.735	5.9
10	0.787	5.5

第1表 検出器の検出波長 $\lambda$ と半値幅 $\Delta\lambda/\lambda$

#### 4. 実験結果。

第4図にコヒーレント遷移放射のスペクトルの測定例を示す。核理研のライナックはシングルバンチ運転ができないので、幅約100nsec(即ち約300個からなるバンチ列)パルスが50Hzで繰返される条件で実験を行った。従って、第4図は連続した約300個のバンチの平均を観測していることに対応する。パーソナル計算機の処理速度で、このようなスペクトルの図を1秒間に50枚得られ、リアルタイムで表示できる。

この実験ではフーリエ変換するソフトウェアが完成していなかったため、リアルタイムでバンチ形状を表示することができなかった。しかし、スペクトルの形状の変化から、バンチの伸縮の状態がリアルタイムではっきりと観測できた。この実験で、これまでは短時間では比較的安定と推定されていた核理研ライナックのバンチの長さが、パルス毎に大きく変動していることが確認された。また、バンチャーの位相を最適値から $\pm 8^\circ$ 程度変化させるとバンチ長さが長くなることが認められ、バンチ形成のシミュレーション結果と定性的に一致していることが分った。第4図でチャンネル番号5付近でスペクトルが落込んでいるのは、空気中の水蒸気による光の吸収のためと考えられている。

#### 5. まとめ

製作したポリクロメータは設計性能を満足しており、バンチ長測定に有効な測定方法であることが確認された。この結果は短いバンチ長のリアルタイム測定に大きく前進したことを意味する。今後残された課題は検出器のチャンネル数を増やして測定点の密度を上げ、波長測定範囲を拡大することと、リアルタイムでフーリエ変換を行ないバンチ形状を表示することである。検出器は1チャンネル数十万円程度なので、製作費用が許せば解決可能な問題である。フーリエ変換も以下

のように考えれば単なる行列演算なので、計算機の処理速度の問題に帰着する。

各検出器の信号の測定値を $d_i$  ( $i=1,2,\dots,n$ )、中心検出周波数を $\omega_i$ 、隣接する検出器間の周波数差を $\Delta\omega_i$ 、検出効率を $\eta_i$ 、 $\omega_i$ における放射の素過程の相対スペクトルを $p_i$ とすると、(4)式は次のように記述できる。

$$I_{\text{beam}}(t_j) = \sum_{i=1}^n A_{ij} \sqrt{d_i} \quad (5)$$

$$A_{ij} = \sqrt{\eta_i/p_i} \xi_{ij} \Delta\omega_i \cos \omega_i t_j \quad (6)$$

ここで $t_j$ は時刻を与えるパラメータ、 $\xi_{ij}$ はそれに対応するアポダイゼーション関数である。受光系の伝送損失や立体角補正は全て $\eta_i$ に含まれる。(6)式の右辺は全て既知の値なので、行列 $A_{ij}$ を予め計算しておけば(5)式のみをリアルタイムで計算すればよい。もし、バンチ長を測定し、加速器に速いフィードバックをかけたい場合には、(5)を直接演算回路で実行するディスプレイフーリエ変換法(DFT)も考えられている。[21]

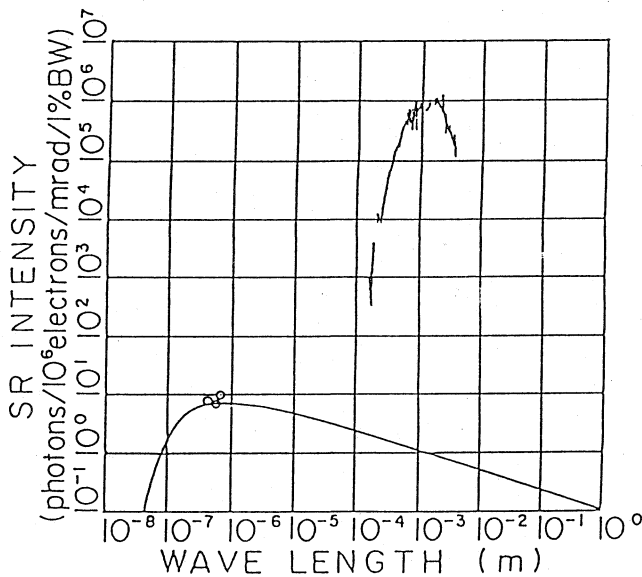
本実験を行なうにあたり核理研のマシグループの皆様にご協力を頂いた。本研究の一部は文部省科学研究補助金(課題番号、02740134、03504001、03640258、04555009)の援助によるものである。

#### 参考文献

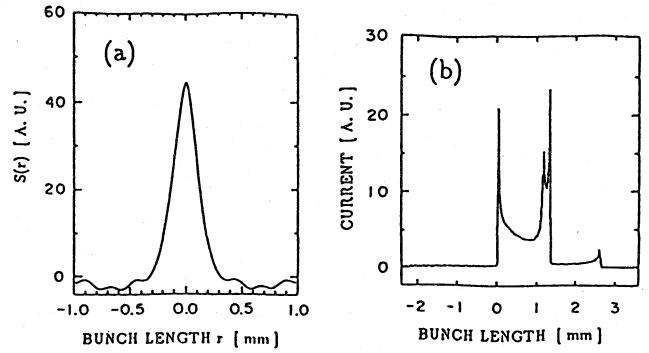
- 1) T. Nakazato et al., Phys. Rev. Lett. **63** 1989, pp1245-1248.
- 2) T. Nakazato et al., Particle Accelerators, **33** (1990) pp141-146.
- 3) T. Nakazato et al., Proc. 15th Linear Accelerator Meeting in Japan, Sapporo, Sept. (1990) pp221-223.
- 4) Y. Shibata et al., Nucl. Instr. & Meth. **A301** (1991) pp161-166.
- 5) T. Nakazato et al., Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conf., San Francisco, CA, May 6-9, (1991) pp1118-1120.
- 6) K. Ishi et al., Phys. Rev. **A43** (1991) pp5597-5604.
- 7) Y. Shibata et al., Phys. Rev. **A44** (1991) ppR3445-R3448.
- 8) E.B. Blum et al., Nucl. Instr. & Meth. **A307** (1991) pp568-576.
- 9) 柴田行男 他、放射光 第5巻第1号 (1992) pp13-23.
- 10) U. Happek et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991)

pp2962-2965.

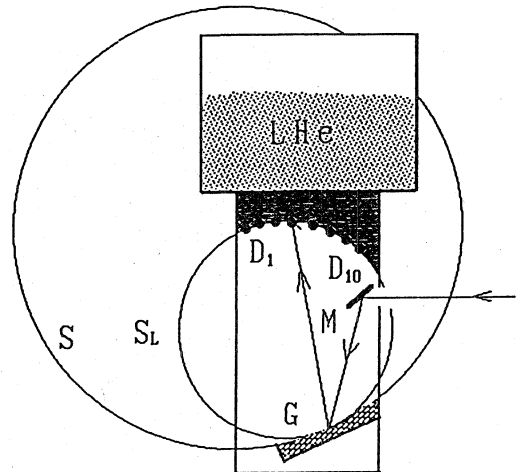
- 11) J. Ohkuma et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1991) pp1967-1970.
- 12) T. Nakazato et al., Proc. 17th Linear Accelerator Meeting in Japan, Sendai, Sept. (1992) pp294-296.
- 13) R. Kato et al., *ibid.*, pp297-299.
- 14) M. Oyamada et al., Conference Record of the 1993 IEEE Particle Accelerator Conf., Washington D.C., May 17-20, (1993) to be published.
- 15) R. Kato et al., *ibid.*
- 16) W. K. H. Panofsky and M. Phillips, *Classical Electricity and Magnetism*, Addison-Wesley, 1962.
- 17) J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd Ed. John Wiley & Sons, 1975,
- 18) T. Takahashi et al., Research Report of Laboratory of Nuclear Science, **26** (1993) pp137-146.
- 19) 加藤龍好, 博士学位論文(1993).
- 20) S. Takeda et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS32 (1985) 3219.
- 21) J.E. Spencer, Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conf., San Francisco, CA, May 6-9, (1991) pp3270-3272.



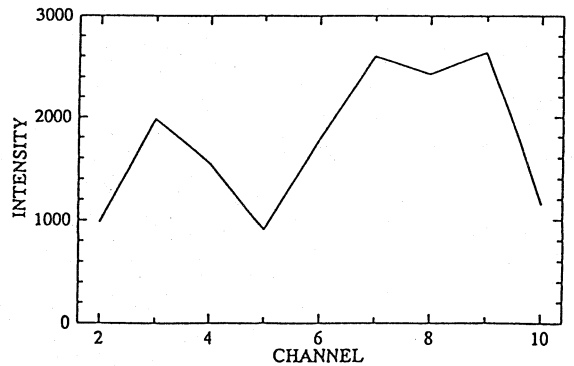
第1図 コヒーレント放射光のスペクトル。波長 0.5  $\mu\text{m}$  から 1  $\mu\text{m}$  にかけて急激に立上っているのがコヒーレント放射光、下方のなだらかな実線が素過程である通常のインコヒーレント放射光のスペクトルで、長波長領域では  $\omega^{-1/3}$  に比例する。



第2図 バンチの形状。(a) コヒーレント放射光のスペクトルから求めた形状。(b) バンチャー部でのバンチ形成のシミュレーションによる形状。



第3図 ポリクロメータ。記号の説明は本文参照。



第4図 ポリクロメータによるコヒーレント遷移放射のスペクトル。強度は任意の単位。波長は第1表参照。