

## 極短電子バンチからのテラヘルツ領域コヒーレント遷移放射の計測

### MEASUREMENT OF COHERENT TRANSITION RADIATION IN THE THZ REGION FROM EXTREMELY SHORT ELECTRON BUNCH

阿部太郎<sup>#</sup>、 柏木茂、 日出富士雄、 武藤俊哉、 南部健一、 高橋健、 長澤育郎、  
齊藤寛峻、 齊藤悠樹、 柴崎 義信、 濱広幸

Taro Abe <sup>#</sup>, S. Kashiwagi, F. Hinode, T. Muto, K. Nanbu, K. Takahashi, I. Nagasawa,  
H. Saito, Y. Saito, Y. Shibasaki and H. Hama

Research Center for Electron Photon Science (ELPH), Sendai, Japan

#### Abstract

A test-Accelerator as Coherent Terahertz Source (t-ACTS) project has been under development at Research Center for Electron Photon Science, Tohoku University. In order to generate a coherent radiation in terahertz (THz) region, it is necessary to produce sub-picosecond electron pulses. Velocity bunching scheme is employed for the short electron pulse production in t-ACTS. We experimentally confirmed the production of short electron pulse under 500 fs by measuring the bunch length using a streak camera. Coherent transition radiation in THz region was produced by which the short electron pulses pass through a vacuum-metal interface. Several radiation properties including spatial distribution, polarization and spectrum were measured and compared with theoretical calculations. The details of the beam experiment at t-ACTS are described.

#### 1. はじめに

東北大学電子光物理学研究センターでは、試験加速器 t-ACTS (test Accelerator as Coherent Terahertz Source) において、加速器ベースのコヒーレントテラヘルツ光源の開発を行なっている[1]。t-ACTS の加速器システムは、熱陰極高周波電子銃を電子源とし、アルファ電磁石、3 m 長 S バンド加速管とアンジュレータで構成されている。テラヘルツ領域のコヒーレント放射を発生する極短電子ビームは、進行波加速管中での速度集群法 (Velocity Bunching 法) により作り出される[2]。これまでに、極短電子ビームの検証実験を行い、ストリークカメラを用いて極短電子バンチにより発生した遷移放射を測定することにより、電子ビームが 500 fs まで圧縮されていることを確認した[3,4]。

本実験では、Velocity bunching により生成された極短電子バンチから発生するテラヘルツ領域のコヒーレント遷移放射の空間プロファイル、偏光特性および波長スペクトルの測定を行なった。また、測定された放射スペクトルからバンチ長の推定およびシミュレーションとの比較を行ったので、その結果について報告する。

#### 2. コヒーレント遷移放射

##### 2.1 遷移放射

荷電粒子が誘電率の異なる 2 物質の境界を通過する際、その境界面で遷移放射と呼ばれるコーン状の放射が発生する。遷移放射の時間幅は荷電粒子の時間幅の情報を持っており、可視光領域の遷移放射 (OTR: Optical Transition Radiation) は加速器中のビームの時間幅計測などに使われる。

電子ビームの進行軸上に、ビーム軸に対し 45° 傾けた状態で導体板を設置した場合、遷移放射はビーム軸に対し直角な方向に放出される。遷移放射の角度分布は、水平方向および垂直方向の偏光成分  $W^{\parallel}, W^{\perp}$  の重ねあわせとして表すことができる[5]:

$$\frac{d^2 W^{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2}{8\pi^3 \epsilon_0 c} \left[ \frac{2 \sin \theta - \sqrt{2} \beta \cos \phi}{(\sqrt{2} - \beta \sin \theta \cos \phi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right]^2 \quad (1)$$

$$\frac{d^2 W^{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2}{8\pi^3 \epsilon_0 c} \left[ \frac{\sqrt{2} \beta \cos \theta \sin \phi}{(\sqrt{2} - \beta \sin \theta \cos \phi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right]^2 \quad (2)$$

ここで  $\omega, c, v$  および  $\beta$  は、それぞれ放射の角周波数、光速、電子の速度および  $v/c$  である。 $\theta$  は遷移放射と Z 軸がなす角、 $\phi$  は XY 平面上で定義される方位

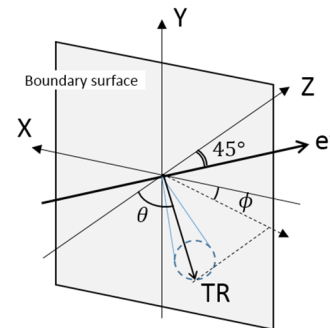


Figure 1: Geometry of calculation for transition radiation.

<sup>#</sup> abe@lns.tohoku.ac.jp

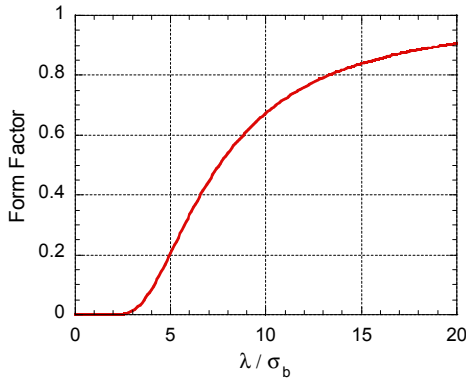


Figure 2: Form factor as a function of the ratio of radiation wavelength and bunch length for Gaussian bunch.

角を表す。

電子ビームのエネルギーが十分に大きい場合、水平方向の成分に生じている非対称性を無視できるようになり、遷移放射の角度分布は Ginzburg-Frank の公式で近似できる:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta'}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta')^2} \quad (3)$$

ここで $\theta'$ は遷移放射と放射の軸がなす角であり、 $\theta' = \pi/4 - \theta$ である。このとき、放射のピークはビームのローレンツ因子 $\gamma$ を用いて $\theta' \sim 1/\gamma$ と表せる。

## 2.2 コヒーレント放射

$N$  個の電子からなる電子バンチからの波長 $\lambda$ の放射強度 $P(\lambda)$ は、単一の電子からの放射強度 $P_0(\lambda)$ とした時、

$$P(\lambda) = [N\{1 - f(\lambda)\} + N^2 f(\lambda)] \cdot P_0(\lambda) \quad (4)$$

と表すことができる。式中の $f(\lambda)$ はバンチ形状因子(フォームファクタ)と呼ばれ、バンチの電荷分布がバンチ長 $\sigma_b$ のガウス分布に従っていると仮定した場合

$$f(\lambda) = \left| \exp\left(-2\pi^2 \frac{\sigma_b^2}{\lambda^2}\right) \right|^2 \quad (5)$$

で表される。バンチ長より短い波長域の放射については、形状因子がほぼ 0 となるため放射強度はバンチ中の電子の個数に比例する。一方、バンチ長より十分長い波長域の放射では、形状因子が 1 に漸近することにより、強度が電子の個数の 2 乗に比例するようになる(コヒーレント放射)。

## 3. 極短電子ビーム生成

t-ACTS では、進行波加速管中での Velocity Bunching によりサブピコ秒の極短電子ビームを生成する。Velocity Bunching 法では、RF の位相速度よりも僅かに遅い速度の電子ビームを、進行波加速管の適切な位相に入射する。電子バンチは縦方向位相空間において、

位相スリップをしながら回転し、結果として加速管中で加速されると同時に時間幅が圧縮される。最終的なバンチ長は、加速管に入射する電子ビームの縦方向位相空間分布の形状と加速管中の高周波に対する電子ビームの入射位相によって決まる。我々は、独自に縦方向位相空間分布が制御できる熱陰極高周波電子銃を開発し、Velocity Bunching に適した縦方向位相空間分布を持つビームを加速管に入射することが可能である。加速管に縦方向位相空間において平坦な分布(エネルギー幅が狭い)をもつビームを、加速管の RF ゼロクロス位相に入射した時に最も短い時間幅のビームを得ることができる。今回のコヒーレント遷移放射の測定では、バンチ長が最も短くなる RF ゼロクロス付近に加速管への電子ビーム入射位相を設定した。

## 4. コヒーレント遷移放射の特性測定

### 4.1 測定セットアップ

測定時の電子ビームパラメータを Table 1 に示す。実験ではビーム軸に対して 45°の角度にアルミコートミラー(直径 25 mm)を挿入し、90°の角度で発生する後方遷移放射を厚さ 300  $\mu\text{m}$ の CVD ダイヤモンド窓を使いビームライン真空から取り出した。テラヘルツ領域の遷移放射の検出には、ヘリウム冷却などが必要ない焦電検出器やショットキーバリアダイオードなどを使用した。

### 4.2 放射強度とバンチ電荷量

式(4) に示した様にコヒーレント放射の強度がバンチ電荷量の 2 乗に比例して増加するかを、バンチ電荷量を変化させ遷移放射光の強度を測定した。測定では、遷

Table 1: Electron Beam Parameters

Macropulse length	~2.0 $\mu\text{s}$
Number of bunch	~5700 bunches/macropulse
Beam energy	30~50 MeV
Bunch charge	3 ~ 4 pC/microbunch
Bunch length ( $\sigma_b$ )	0.04 ~ 2 ps (Calculation)

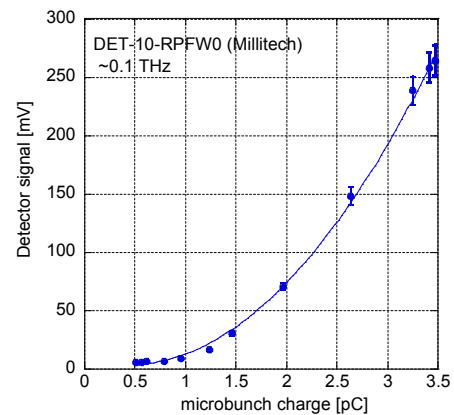


Figure 3: Intensity of transition radiation as a function of microbunch charge. Solid line shows the quadratic dependence expected for coherent radiation.

移放射の発生点よりも上流にビームコリメータを挿入し電荷量を調整した。遷移放射の強度測定には、中心周波数が 0.1 THz、帯域幅が 35 GHz のショットキーバリアダイオード (DET-10, DET-16 [Millitech]) を使用した。

Figure 3 に測定された放射強度をマイクロバンチの電荷量の関数としてプロットしたグラフを示す。バンチ電荷量の 2 乗で遷移放射の強度が増加していることが分かる。このことから、0.1 THz 付近の波長域の遷移放射についてはコヒーレント放射であるといえる。

#### 4.3 空間プロファイルと偏光測定

遷移放射の空間プロファイルは、水平・垂直方向の 2 軸可動ステージに焦電検出器 (THZII-BL-BNC [Gentec-EO]) を搭載し、二次元の放射強度分布を測定した。検出器のヘッドには約 2 mm のアイリスと可視光をカットするためのブラックポリエチレン

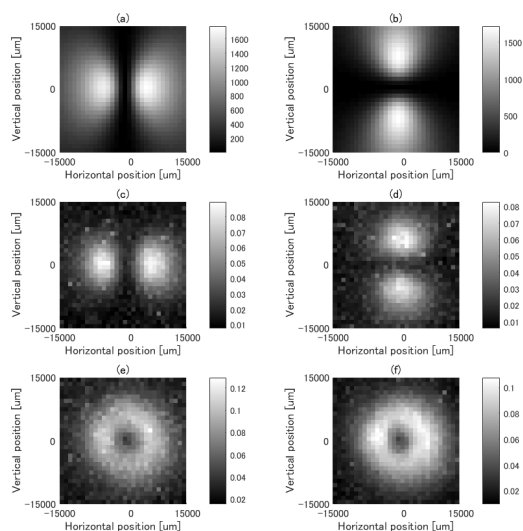


Figure 4: Calculated spatial distribution of radiation. (a), (b) Calculated spatial profiles of horizontal and vertical polarized radiation. (c), (d) Measured spatial profiles of horizontal and vertical polarized radiation. (e) Sum of the horizontal and vertical polarized components. (f) Measured spatial distribution w/o wire grid polarizer.

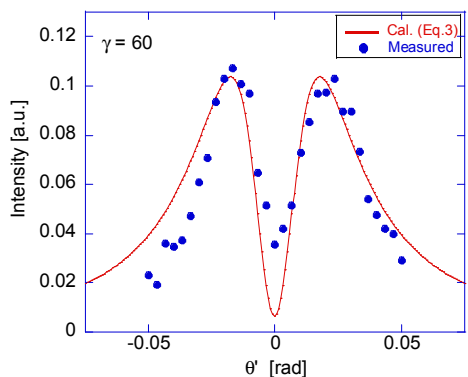


Figure 5: Angular distribution of normal incident transition radiation generated by 30 MeV electrons. Red line and blue dots are a calculated angular distribution and the measured intensity of radiation, respectively.

シートを取り付けた。また、検出器の直前にワイヤーグリッド (SPECAC 社, GS57207, Wire diameter: 10  $\mu\text{m}$ , period: 25  $\mu\text{m}$ ) を設置し、水平・垂直偏光成分についての測定も行った。(空間プロファイル計測もテラヘルツ帯に感度のある検出器で測定しているので、コヒーレント放射の空間プロファイルを計測していることになる)

Figure 4 に測定された遷移放射の空間プロファイルを示す。Figure 4 の(a), (b)は計算より求めた遷移放射の水平・垂直偏光成分の空間プロファイル、(c), (d)はワイヤーグリッドを用いて測定された水平・垂直偏光成分である。(e)は測定した水平・垂直偏光成分を足し合わせたもの、(f)はワイヤーグリッドを使わずに測定した空間プロファイルである。遷移放射の水平・垂直偏光成分の分布はほぼ対称な形状で測定され、その合成した強度分布は円管状であることから、遷移放射がラジアル偏光した放射であることが分かる。(アジマス偏光の場合に測定される分布は、偏光方向が  $90^\circ$ 異なる) また、遷移放射の拡がり角 ( $1/\gamma$ ) について、測定と計算との比較を行い、両者がほぼ一致することが確認できた (Fig. 5)。拡がり角が広い部分では、強度が計算値よりも弱く測定されているが、この原因は真空窓などの光学系口径で放射が削れてしまったためだと考えられる。

#### 4.4 スペクトル計測

周波数スペクトルは、加速器ビームライン脇に構築したマイケルソン干渉計を使いフーリエ分光法により測定した (Fig. 6)。マイケルソン干渉計では、ビームスプリッターで分けられた二つの光に光路差をつけ合成した時にできる干渉を利用する。そして、可動鏡の位置と光の強度変化から、フーリエ変換を行い目的のスペクトルを得ることができる。今回の測定では、ビームスプリッターにミラーフィルムを使用し、リニアステージの上にアルミ平面ミラーをのせ移動鏡とした。二光束干渉に用いられる干渉計は、マイケルソン干渉計の他にも、マーチン・パレット型 (偏光分割型) やラメラ型 (波面分割型) などがあるが、今回は光学系がシンプルで簡易に構築でき、また入射光の高い光伝送能を持っているマイケルソン干渉計を選択した。検出器は焦電検出器 (PYD-1 [PHLUXi]) を使用し、フィルターとして可視光をカットす

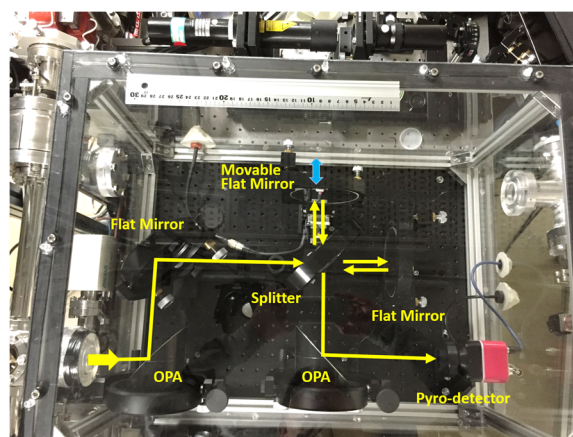


Figure 6: Setup of Michelson interferometer.

るためにブラックポリエチレンを検出器ヘッドに取り付けた。また、水蒸気による光の吸収を抑えるために、干渉計をアクリル容器に入れ、大気を乾燥窒素に置換した状態で測定を行なった。フーリエ分光器の設定としては、移動鏡を 10  $\mu\text{m}$  ステップで、1.5 mm 測定を行なった。フーリエ変換の窓関数にはブラックマン・ハリス関数を使用した。

測定では、加速管への電子ビームの入射位相を RF ゼロクロス位相付近で変化させ、各入射位相で干渉パターンを取得した。Figure 7(a)は測定された干渉パターンであり、信号強度が最大の時の位相を 0°とし、4°ステップで位相を変化させた。RF ゼロクロス位相から僅かに位相をずらすだけで大きく信号強度が変化しているのが分かる。Figure 7(b)はフーリエ変換して得られた周波数スペクトルである。信号強度が最大になる位相では、3.5 THz におよぶコヒーレント放射が発生していることが確認できた。コヒーレント放射のスペクトルは、電子ビームのバンチ形状因子の周波数依存性とほぼ同じになることが考えられるが、フーリエ分光より得られたスペクトルでは低周波数帯で減衰が見られる。この低周波数成分の減衰の要因として考えられるものとして、検出器の感度、干渉計の開口やラジエータであるアルミミラーによる回折損失などが考えられる。今回の解析では、(6)式のような低周波数カットオフ関数

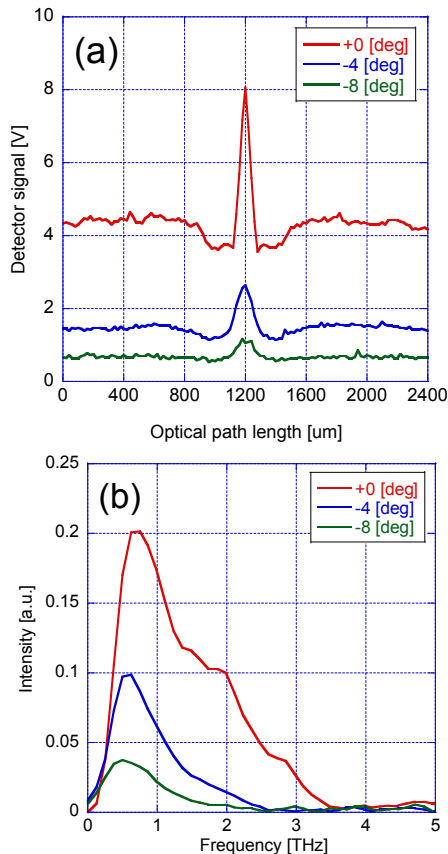


Figure 7: (a) Measured interferogram of transition radiation with different injection phases (0°, -4° and -8°). (b) Frequency spectrum obtained by Fourier transform.

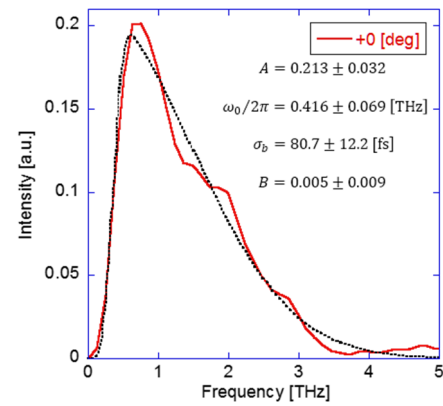


Figure 8: Frequency spectra of the coherent transition radiation measured with 0° injection phase and the corresponding fit function for bunch length reconstruction.

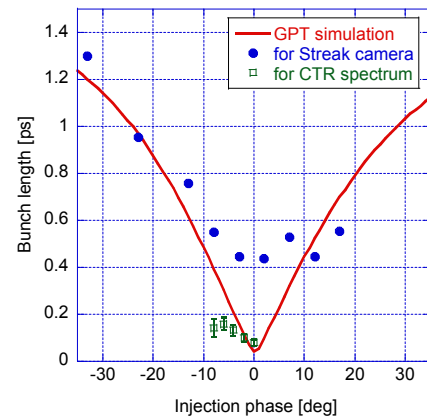


Figure 9: Bunch length as a function of injection phase of velocity bunching. Solid line shows derived bunch length by GPT simulation. Solid circle is measured bunch length using streak camera and open square is derived from the fitting using Eq. (7).

を導入し[6]、フィッティングによりバンチ長を求めた。

$$f_{filter}(\omega) = 1 - e^{-(\omega/\omega_0)^4} \quad (6)$$

フィッティング関数は次式のように定義した:

$$\begin{aligned} f_{fit}(\omega) &= A \cdot f_{filter}(\omega) \cdot f(\omega) + B \\ &= A(1 - e^{-(\omega/\omega_0)^4}) |e^{-\omega^2 \sigma_b^2 / 2}|^2 + B \quad (7) \end{aligned}$$

ここで、 $f_{filter}(\omega)$ はカットオフ関数、 $f(\omega)$ はバンチ形状因子である。Figure 8 に入射位相 0°の時の周波数スペクトルと フィッティング関数を示す。これより、時間幅が約 80 fs の電子バンチが生成されているという結果が得られた。その他の入射位相のスペクトルについても同様のフィットによりバンチ長を求め、GPT の計算結果やストリークカメラを使ったバンチ長計測の結果と比較したものを Fig. 9 に示す。スペクトルをフィッティングすることにより求

めたバンチ長は、入射位相が RF ゼロクロスに近づくにつれ短くなることを確認した。この結果は、Velocity bunching が RF ゼロクロス付近において正しく行われていることを示している。このスペクトルからバンチ長を求める解析手法については、カットオフ関数の導入が適切かどうか、検出器の感度も含めた干渉計の光学システムの特性を測定することにより明らかにする必要がある。また、エラーの大きさからも分かるように放射強度が弱くなる位相での測定精度の改善が必要である。

## 5. まとめと今後の課題

t-ACTS において、テラヘルツ領域のコヒーレント遷移放射の発生実験を行った。0.1 THz 付近でコヒーレント遷移放射の強度が電荷量の 2 乗に比例する ( $P \propto N_b^2$ ) ことを確認した。テラヘルツ帯の遷移放射の空間分布、水平・垂直偏光成分を測定し、遷移放射がラジアル偏光であることや、 $1/\gamma$  の角度拡がりを持つことが確認された。マイケルソン干渉計を用いたフーリエ分光測定では、1~3.5 THz のコヒーレント遷移放射を測定することができた。また、カットオフ関数を導入したスペクトルの解析からバンチ長を求めた結果、最もコヒーレント遷移放射の強度が強い入射位相では 100 fs 以下の電子バンチが生成されている結果が得られた。また、スペクトルから求められたバンチ長の入射位相依存性も確認でき、RF ゼロクロス付近における Velocity bunching が正しく行われているということが明らかにすることができた。今後は、黒体炉を用いたフーリエ分光測定システムの光学特性の測定および検出器の感度校正、ボロメータなどの高感度の検出器の導入や参照光の測定など測定方法の改善の行っていきたいと考えている。

## 謝辞

京都大学の全炳俊博士には、フーリエ分光法によるスペクトル測定について多くの助言を頂きました。ここに感謝いたします。本研究の一部は JSPS 科研費・基盤研究(B) 25286084 の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] H. Hama *et al.*, Energy Procedia 9 (2011) 391-397.
- [2] L. Serafini and M. Ferrario, AIP Conf. Proc. 581 (2001) 87-106.
- [3] S. Kashiwagi *et al.*, Proc. of LINAC2014, (2014) 1178.
- [4] S. Kashiwagi *et al.*, Energy Procedia 89 (2016) 346-352.
- [5] M.L. Ter-Mikaelian, High-energy Electromagnetic Process in Condensed Media, Wiley, New York, 1972.
- [6] P. Evtushenko *et al.*, AIP Conference Proceedings 868, 193 (2006).