

## コヒーレント遷移放射のスペクトル・エネルギー測定の研究

### MEASUREMENT OF ENERGY AND SPECTRUM OF COHERENT TRANSITION RADIATION

菅晃一<sup>#</sup>, 楊金峰, 神戸正雄, 近藤孝文, 吉田 陽一

Koichi Kan<sup>#</sup>, Jinfeng Yang, Masao Gohdo, Takafumi Kondoh, Yoichi Yoshida

ISIR, Osaka Univ.

#### Abstract

Comparison of terahertz (THz) spectra of filament-type infrared light source and coherent transition radiation (CTR) from electron beams was performed. In the measurement, a Michelson interferometer with bolometer and mercury cadmium telluride (MCT) detector, which enabled broadband THz detection, was used. Time-domain THz electric field measurement using photoconductive antennas (PCA) was also proposed for beam and THz diagnostics.

#### 1. はじめに

フェムト秒・ピコ秒パルス幅を有する電子ビームは、自由電子レーザー[1-4]、パルスラジオリシス[5-7]等の加速器物理、物理化学の研究に応用されている。そのため、短パルス電子ビーム発生は、高品質な光源開発や時間分解計測における時間分解能向上のために不可欠となっている。これまでに阪大産研では、フェムト秒電子ビームとフェムト秒レーザーを用いて、フェムト秒時間分解能を有するパルスラジオリシス(過渡吸収分光法)[6]を開発・利用してきた。今後、パルスラジオリシスの時間分解能を向上するためには、さらに短い電子ビームが必要となる。これまでに電子ビーム発生では、フォトカソード高周波(RF, radio frequency)電子銃にピコ秒またはフェムト秒紫外光を入射し、光電子を電子ビームとして利用してきた。さらに、発生した電子ビームを加速管によりエネルギー変調し、アクロマティックアークの磁気パルス圧縮器により約 30 MeV のフェムト秒電子ビームを発生してきた。光電子発生にフェムト秒レーザーを用いて、さらに空間電荷効果を低減した場合は、フェムト秒電子銃と磁気パルス圧縮の最適化により、マイケルソン干渉計を用いて 20 フェムト秒の電子ビーム計測を行うことが可能になっている[8]。

フェムト秒・ピコ秒電子ビームパルスは、1 ps の逆数が 1 THz に相当するため、テラヘルツ領域の電磁波研究にも利用されている。同時に、より短いパルス幅を持つ電子ビームは、電子ビームの分布をフーリエ変換することにより得られるバンチ形状因子[9]から、より広帯域の電磁波を高強度で生成することがコヒーレント放射として知られている。電子ビームを用いたテラヘルツ波の発生は、コヒーレント遷移放射(CTR, coherent transition radiation)[8-10]、コヒーレントチェレンコフ放射[11,12]、スミス・パーセル放射[13,14]等により行われている。いずれの放射においても、得られるテラヘルツ波の周波数特性はバンチ形状因子に支配される。そのため、放射のテラヘルツ分光が電子ビームパルス幅等の診断に利用されることもある。

そこで、本研究では、マイケルソン干渉計により測定さ

れる、フィラメント(熱型)光源もしくはパルス電子ビームからの CTR により得られるテラヘルツ光の収量について比較を行った。フォトカソード RF 電子銃に入射するレーザーには、ピコ秒もしくはフェムト秒レーザーからの紫外光を使用し、電子ビームを発生した。測定においては、マイケルソン干渉計の検出部に液体ヘリウム冷却ボロメータおよび液体窒素冷却 MCT (mercury cadmium telluride) 検出器を利用し、測定帯域を拡張した。

#### 2. 実験装置

##### 2.1 フィラメント光源

熱により発生する光をテラヘルツ光として測定した。フィラメント光源(IRS-001C, IR System, 850-950°C)に直流電源(電圧 5 V、電流 1.1A)を接続し、テラヘルツ光を放射させた。フィラメント表面には黒体塗料(JSC-3, Japan Sensor Corp.)を塗布した。

##### 2.2 フォトカソード RF 電子銃加速器

電子ビームからの CTR を測定するために、フォトカソード RF 電子銃加速器を用いてフェムト秒電子ビームの発生を行った。カソード駆動用の Nd:YLF ピコ秒レーザーからの紫外光パルス(パワー<1.4 mW、繰返し 10 Hz、ビーム軌道となす角 68° の入射条件)もしくはフェムト秒レーザーからの紫外光パルス(パワー<70 mW、繰返し 1 kHz、ビーム軌道となす角 2° の入射条件)をフォトカソード RF 電子銃に入射し、光電子による電子ビームを発生した。レーザーと電子銃の間に反射型の可変 ND (neutral density) フィルターを設置し、カソードに照射するレーザーのパルスあたりのエネルギー、つまり発生電荷量を調整した。また、加速器は、フォトカソード RF 電子銃、加速管、磁気パルス圧縮器により構成される。パルス圧縮されたフェムト秒電子ビーム(エネルギー: 35 MeV、繰返し 10 Hz、電荷量<0.5 nC/pulse)を発生した。電子ビームエネルギー変調によりパルス圧縮を行うために、加速管における加速位相は 100° に設定した。発生したフェムト秒電子ビームを、高真空系のビームラインを隔てるチタン箔のビーム窓から、低真空系の測定用真空チャンバーに取り出し、CTR の測定を行った。

<sup>#</sup>koichi81@sanken.osaka-u.ac.jp

### 2.3 マイケルソン干渉計

Figure 1 に、フィラメント光源もしくは CTR 測定時のマイケルソン干渉計を示す。フィラメント光源測定時は、Fig. 1 (a) に示すように、チョッパー (C、周波数 1 kHz、MC2000 with MC1F10、Thorlabs) により変調されたテラヘルツ光を測定した。電子ビームからの CTR 測定時は、Fig. 1 (b) に示すように、平面鏡境界面で発生する CTR のテラヘルツ光を測定した。いずれも低真空中 (<100 Pa) で測定を行った。まず、テラヘルツ光を非軸放物面鏡 (OAP1) によりコリメートし、干渉計へ輸送した。入射テラヘルツ光はビームスプリッタ (BS1) により分岐され、片方は移動鏡 (M3)、もう片方は固定鏡 (M4) により反射され、検出器で合流した。検出器前には非軸放物面鏡 (OAP2) を設置し、ビームスプリッタ (BS2) により 2 つの検出器へ分岐し、検出器に集光した。検出器は、測定帯域の異なる液体ヘリウム冷却 Si ポロメータ (general-purpose 4.2-K system, Infrared Laboratories) および光電型 MCT 検出器 (P5274-01、Hamamatsu Photonics) を用いた。従って、本干渉計では、テラヘルツ分光の広帯域化 (Bolometer: 低周波、MCT: 高周波) を図った。いずれのビームスプリッタも、材質は高抵抗シリコンであり、厚みは 0.38 mm である。移動鏡の移動距離に応じてテラヘルツ光の検出強度が変化するインターフェログラムを測定した。インターフェログラムのフーリエ変換により周波数スペクトルを計算した。

信号の読み取りとして、フィラメント光源測定時は、変調された連続光の信号強度を測定するために、ロックインアンプ (LI5640, NF) を用いた。CTR 測定時は、パルス光のためオシロスコプの電圧波形を用いた。いずれのテラヘルツ光測定時も、適宜、増幅器により信号を増幅した。

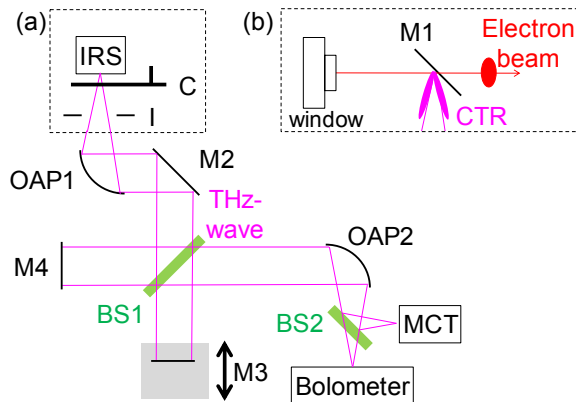


Figure 1: Michelson interferometer. (a) and (b) denotes measurement schemes for infrared light source and CTR, respectively. IRS: filament-type infrared light source, C: optical chopper, M: plain mirror, OAP: off-axis parabolic mirror, BS: beam splitter, IRS: infrared light source, I: iris, MCT: mercury cadmium telluride detector.

### 3. 周波数スペクトルの解析方法

マイケルソン干渉計により測定されるフィラメント光源もしくは CTR の時間構造は異なる。また、測定時間の関係

から、全てのインターフェログラムの時間刻みを同一条件で行うことは困難である。そこで、本研究では、連続光とパルス光の両方に対して、単位秒の検出器の電圧出力、ボルト・秒 (Vs) により得られるインターフェログラム、そのフーリエ変換により得られる周波数スペクトルを比較することとした。

まず、インターフェログラムの振動が減衰する時間窓で測定していることを仮定する。インターフェログラムの時間刻みが一定の場合、フーリエ変換により得られる周波数スペクトル (パワースペクトル) の周波数刻みは変化するが、スペクトル強度は変化しない。

しかし、取得するインターフェログラムの時間刻みが異なる場合は、周波数スペクトルに何らかの考慮が必要である。インターフェログラムの時間軸の伸縮がある場合は次式で表現することができる。

$$\mathcal{F}[f(t)] \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \equiv F(\omega) \quad (1)$$

$$\mathcal{F}[f(at)] = \frac{1}{|a|} F\left(\frac{\omega}{a}\right) \quad (2)$$

ここで、Eq. (1) はフーリエ変換の定義である。Equation (2) ではインターフェログラムの時間刻みを半分にした場合、周波数スペクトルの周波数刻みは 2 倍になり、スペクトル強度も 2 倍となる。つまり、異なる時間刻みで取得された同じインターフェログラムであっても、得られた周波数スペクトルに時間刻みを掛ければ、スペクトル強度を一致させることができる。

そこで、フィラメント光源測定において、単位秒の検出器の電圧出力  $V_s$  のインターフェログラムから得られる周波数スペクトルは以下の式で変換した。

$$F_f(\omega) \equiv \frac{\Delta t}{GD} R_f \frac{R_l}{10} F_m(\omega) \quad (3)$$

ここで、 $F_f$  はフィラメント光源測定で単位時間における出力およびインターフェログラムの時間刻みを考慮した周波数スペクトルである。 $\Delta t$  は時間刻み、 $G$  は測定時の増幅率、 $R_f$  は検出器の時間応答性を考慮したファクター (ポロメータでは 2.5、MCT では 1)、 $D$  はチョッピングによるデューティー比 (0.5)、 $R_l$  はロックインアンプのレンジ (10 V 出力時の換算 rms 電圧)、 $F_m$  は測定されたスペクトル (単位が V のインターフェログラムのフーリエ変換) である。ポロメータで 1 kHz の変調光の測定時は、検出器時定数 (解析では 0.39 ms) が無視できず、信号強度が減少するため  $R_f$  を導入した。

一方、CTR 測定において、単位秒の検出器の電圧出力  $V_s$  のインターフェログラムから得られる周波数スペクトルは以下の式で変換した。

$$F_c(\omega) \equiv \frac{\Delta t}{G} p F_m(\omega) \quad (4)$$

ここで、 $F_c$  は CTR 測定で単位時間における出力およびインターフェログラムの時間刻みを考慮した周波数スペ

クトルである。 $\Delta t$ は時間刻み、 $G$ は測定時の増幅率、 $p$ は単位時間のパルス数(10)、 $F_m$ は測定されたスペクトル(単位が  $V_s$  のインターフェログラムのフーリエ変換)である。繰り返し 10 Hz の電子ビームからの CTR 測定時は、オシロスコープを使用しており、広い時間窓を使用するボロメータの場合でも 5 ms で信号が減衰していたため、 $R_f = 1$  として取り扱った。

従って、Eq. (3)もしくは Eq. (4)により、それぞれ、連続光(フィラメント光源)およびパルス光(CTR)に対して、周波数スペクトル(ただし、単位時間の  $V_s$  単位でのインターフェログラムのフーリエ変換)を比較することが可能となる。

## 4. 測定結果

### 4.1 フィラメント光源の測定結果

Figure 2 に、フィラメント光源の測定結果を示す。Figure 2 (a)は、各検出器により得られるインターフェログラムである。Figure 2 (b)は、インターフェログラムのフーリエ変換により得られる周波数スペクトルであるが、比較のため、ファクターを掛けられた Eq. (3)の  $F_m$  に相当する。ボロメータでは <20 THz、今回の実験では MCT 検出器は <60 THz の信号が測定できていることが分かる。ただし、MCT 検出器は光電型検出器であり、低光子エネルギー・長波長・低周波の光には応答しないため、<10 THz の点は省略している。

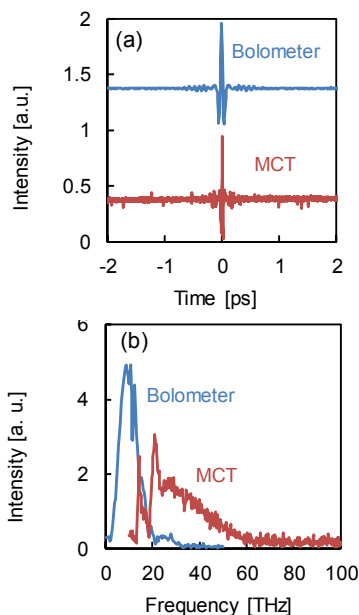


Figure 2: (a) Interferograms and (b) frequency spectra measured by bolometer and MCT detector for filament-type infrared light source (IRS). Factors and offsets were adjusted for comparison.

### 4.2 電子ビームからの CTR の測定結果

ピコ秒紫外光もしくはフェムト秒紫外光により発生した電子ビームを圧縮し、CTR 測定を行った。ピコ秒もしくはフェムト秒紫外光を使用した時の電荷量は、それぞれ、490 pC、8.1 pC であった。Figure 3 に、フーリエ変換によ

り得た周波数スペクトルを示す。つまり、Eq. (4)の  $F_m$  に相当する。適宜、検出器の電圧増幅率  $G$  を調整した。圧縮条件では、いずれの紫外光で電子ビームを発生しても、各検出器において有意な周波数成分を示した。

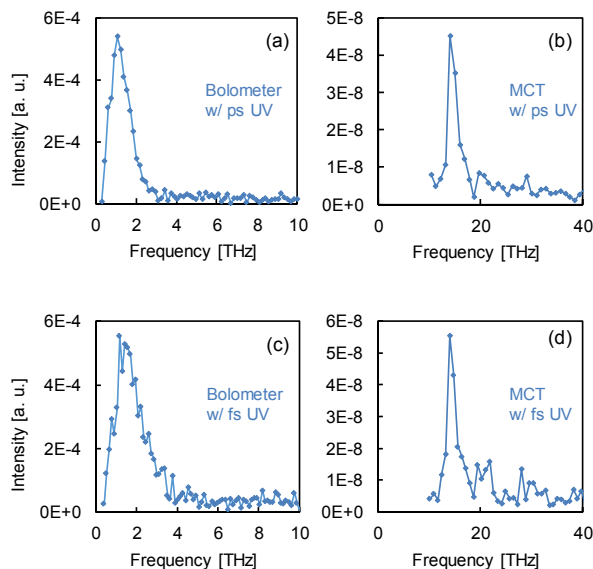


Figure 3: Frequency spectra measured using (a) bolometer and (b) MCT detector for 490-pC electron beam generated by picosecond UV (ultraviolet) light. Frequency spectra measured using (c) bolometer and (d) MCT detector for 8.1-pC electron beam generated by femtosecond UV light. In (a), (b), (c), and (d), gains of amplifiers were 1, 10, 200, and 100, respectively. The averaged data using 5 sweeps were shown.

### 4.3 周波数スペクトルの比較

Figure 4 に、フィラメント光源および CTR の周波数スペクトルの比較を示す。比較においては Eq. (3)および Eq. (4)を使用した。そのため、縦軸は任意単位であるが、単位秒あたりの各検出器からの電圧出力で測定されるインターフェログラムのフーリエ変換により得られるスペクトル強度であり、同一検出器であれば比較可能な量である。CTR はフィラメント光源と比較して、1.2 THz では高強度な成分を有するが、14 THz では 3 桁程度の低強度であることが分かった。

ピコ秒もしくはフェムト秒紫外光を用いた場合に得られる CTR のテラヘルツ光強度についても比較を行った。Table 1 に、レーザー条件による電荷量、ボロメータもしくは MCT 検出器で得られた最大の周波数成分の比較を示す。ピコ秒からフェムト秒紫外光に電子ビーム発生レーザーを変えた時、電荷量は 61 分の 1 となった。しかし、ボロメータ強度 (~1 THz) では 162 分の 1、MCT 検出器 (14 THz) では 7 分の 1 の強度となることが分かった。仮に同じバンチ形状因子であれば、電荷量が 60 分の 1 となった場合は、CTR 強度も 3600 分の 1 となるはずである。しかし、いずれの検出器でもフェムト秒紫外光を使用したほうが、同じ電荷量を仮定した場合は、CTR 放射効率が高く、高周波においても高効率であることが明らかとなった。この結果には、使用レーザーのカソードにおける



スポット径や入射方法の影響も含んでいると考えられるが、今後詳細な解析を行っていく。同時に各検出器の各周波数における感度を見積もることにより、CTR 等のエネルギー測定に応用する。

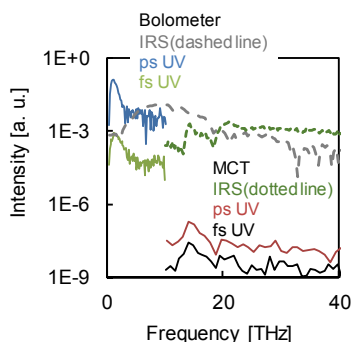


Figure 4: Frequency spectra measured using bolometer and MCT detector for filament-type infrared light source and CTR from electron beams generated by picosecond or femtosecond UV pulses. Frequency components denote the frequency spectra corresponding to the Fourier transform of the interferograms using voltage output in unit second and unit of Vs. In the comparison, Eq. (3) and Eq. (4) were used.

Table 1: Comparison of CTR

UV pulse	Pico-second	Femto-second	ratio, ps/fs
Charge [pC]	490	8.1	61
Peak component			
Bolometer	$1.3 \times 10^{-1}$	$8.3 \times 10^{-4}$	162
MCT	$1.9 \times 10^{-7}$	$2.8 \times 10^{-8}$	7

## 5. テラヘルツ電場測定の可能性

マイケルソン干渉計では周波数領域の測定に限定されるが、時間領域測定であっても、電場強度が分かれば、ポインティングベクトルの公式から、CTR のエネルギー測定に利用可能であると考えられる。Figure 5 に、CTR の z 時間領域テラヘルツ電場測定系と結果を示す。Figure 5 (a)では、非軸放物面鏡を使用しているが、結像光学系(放物面鏡の実効焦点距離 EFL の 2 倍の長さの位置に発光点と結像面を設置)を仮定した。結像面には直径 8 mm の大口径光伝導アンテナ (PCA) [15]を設置し、水平方向(紙面内、図中 x 方向)の電場を高効率で検出可能な設定とした。適宜、時間遅延を調整したフェムト秒レーザー(800 nm、370 mW、1 kHz)を PCA に照射した。レーザーの時間遅延を変化させ PCA からの電流(電圧)出力を記録した。PCA の位置  $x = 0$  mm はレーザーポイントで推測される CTR が到達する予想の位置である。PCA の信号強度が最大化されたのは  $x = +6$  mm の位置で

あったが、テラヘルツ電場の時間プロファイルを測定した。Figure 5 (b)に示すように、電子ビームの電荷量を 370 pC から 19 pC に減少させても、テラヘルツ電場の時間領域の情報を得ることが可能であった。また、PCA の信号強度は、電子ビーム電荷量に対して 1 次に比例する応答をすることも明らかとなった。今後、電場校正、時間領域からの CTR のエネルギー測定についても検討する。

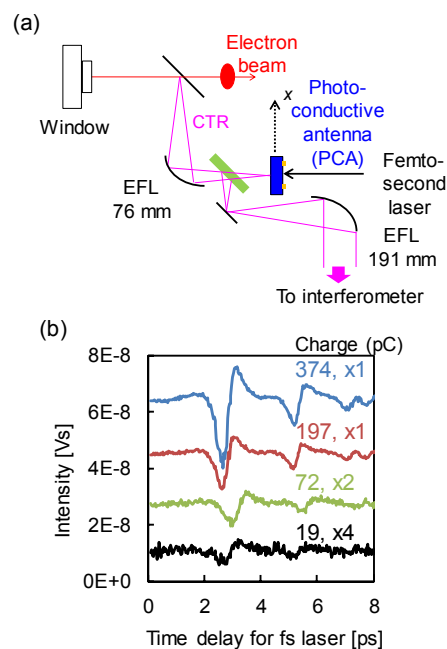


Figure 5: (a) Time-domain THz electric field measurement using photoconductive antenna (PCA) for horizontal polarization component in x. (b) Time profiles of electric fields for four different bunch charges at  $x = +6$  mm. The averaged data using 5 sweeps were shown. Factors and offsets were adjusted for the comparison.

## 6. まとめ

マイケルソン干渉計を用いて、熱型赤外光源とコヒーレント遷移放射 (CTR) について、単位秒の検出器の電圧出力を基にスペクトルの比較を行った。インターフェログラム測定時の時間刻みおよびボロメータの応答速度を考慮し、連続・パルス光測定における比較を行った。ピコ秒もしくはフェムト秒紫外光により発生・加速・圧縮した電子ビーム(490 pC、8 pC)の CTR 測定を行った。ピコ秒からフェムト秒 UV への変化させたことで電荷量は 1/61 となった。しかし、最大周波数成分の強度は、ボロメータで 1/162、MCT で 1/7 となり、フェムト秒紫外光を使用時は CTR 放射効率が高いことが明らかとなった。今後、電子ビーム径の考慮、エネルギー校正、時間領域テラヘルツ電場測定を行い、CTR についての理解を深める。

## 謝辞

本研究は、JSPS 科研費(17H01374)による支援を受けました。

## 参考文献

- [1] W. Ackermann *et al.*, Nat. Photonics 1, 336 (2007).
- [2] P. Emma *et al.*, Nat. Photonics 4, 641 (2010).
- [3] T. Ishikawa *et al.*, Nat. Photonics 6, 540 (2012).
- [4] E. Allaria *et al.*, Nat. Photonics 6, 699 (2012).
- [5] J. Yang *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 629, 6 (2011).
- [6] K. Kan *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 073302 (2012).
- [7] T. Kondoh *et al.*, Radiat. Phys. Chem. 84, 30 (2013).
- [8] I. Nozawa *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 17, 072803 (2014).
- [9] T. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. E 50, 4041 (1994).
- [10] P. Kung *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73, 967 (1994).
- [11] A. M. Cook *et al.*, Phys. Rev. Lett. 103, 095003 (2009).
- [12] K. Kan *et al.*, Appl. Phys. Lett. 99, 231503 (2011).
- [13] J. Urata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 516 (1998).
- [14] K. Kan *et al.*, Electron. Comm. Jpn. 99, 22 (2016).
- [15] K. Kan *et al.*, Appl. Phys. Lett. 102, 221118 (2013).