

PRESENT STATUS OF THZ COHERENT TRANSITION RADIATION SOURCE AND THZ TIME-DOMAIN SPECTROSCOPY SYSTEM AT AIST

Masafumi Kumaki^{1#}, Kazuyuki Sakaue¹, Masakazu Washio¹

Ryunosuke Kuroda², Yoshitaka Taira², Hiroyuki Toyokawa², Kawakatsu Yamada²,

¹RISE, Waseda University

3-4-1 Okubo, Shinjuku-ku, Tokyo, 169-8555, Japan

²National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)

1-1-1 Umezono, Tsukuba, Ibaraki, 305-8568, Japan

Abstract

The high-power terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS) has been developed on the basis of a compact S-band electron linac at AIST, Japan. It is strongly expected for inspection of dangerous materials in the homeland security field. The linac consists of a photocathode rf-gun, two acceleration tubes and a magnetic bunch compressor. The linac generates the 40 MeV, 1 nC electron bunch and compresses it into less than 1 ps. The THz radiation is generated in two methods with the ultra-short bunch at AIST. One is THz coherent synchrotron radiation (CSR) and the other is THz coherent transition radiation (CTR). In the preliminary experiment, it was observed that the focused CTR had the donut profile in the transverse field, because it has z-polarization due to the initial radial polarization. In case of the THz-TDS experiment, the CTR was controlled to linearly polarization with the polarizer and focused to an EO crystal to obtain a THz temporal waveform, which leads to THz spectrum with Fourier transform. In this paper, we will describe the details of our linac and the results of the THz-CTR-TDS experiment.

産総研におけるコヒーレント遷移放射光源と THz時間領域分光システムの開発の現状

1. はじめに

未踏領域とも呼ばれていたTHz領域の電磁波発生・検出技術は近年発展目覚ましく、THz波の様々な特徴が明らかとなってきた。特にTHz領域での物質固有の指紋スペクトルの存在が確認され、分光測定を用いた物質の識別など、産業応用としても期待されている[1]。

これまで、産業技術総合研究所（産総研）では、加速器を用いたコヒーレント放射による高強度なTHz波の発生と応用研究を行っている。本研究では得られたTHz波の周波数スペクトルの取得を目的としたTHz時間領域分光法（THz-TDS）の開発の現状について報告する。

2. コヒーレント放射

産総研ではシンクロトロン放射及び遷移放射によって放射光を発生させている。これらの放射は電子バンチ内にある各電子から発生しており、この時、電子バンチの長さよりも波長が長い領域の放射光については、各放射光の位相が揃ったコヒーレントな放射となる（図1右図）。

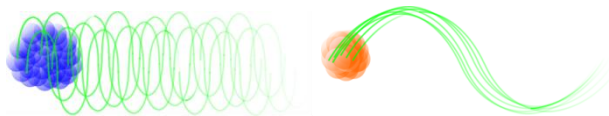


図1: インコヒーレントな放射（左）とコヒーレントな放射（右）の概念図

コヒーレント放射を含めた放射光の強度 $I_{tot}(\omega)$ は、インコヒーレントな放射強度を $I_{inc}(\omega)$ とすると次の式で与えられる。

$$I_{tot}(\omega) = (1 + (N - 1)f(\omega))I_{inc}(\omega) \quad (1)$$

ここで N はバンチ内の電子数、 $f(\omega)$ はフォームファクターと呼ばれるバンチの形状によって決まる値であり、バンチ形状をガウシアンと仮定すると、バンチ長 σ_z を用いて

$$f(\omega) = e^{-\frac{(\omega\sigma_z)^2}{2}} \quad (2)$$

で与えられる。

図2に電子バンチの電荷量 1 nC、エネルギー 40 MeV の条件での、各バンチ長の電子バンチに対するシンクロトロン放射スペクトルの計算値を示す。

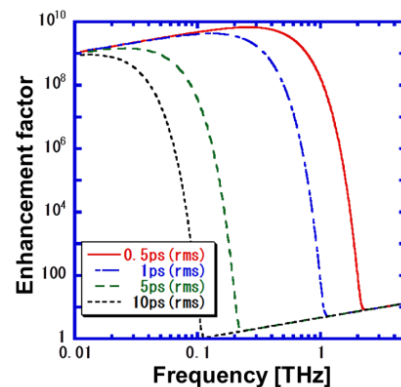


図2: 各バンチ長におけるシンクロトロン放射の周波数スペクトル（計算値）

#rogus@asagi.waseda.jp

電子バンチのバンチ長 σ_z が波長に比べて十分に小さい時、フォームファクター $f(\omega)$ が1に近づき、コヒーレントな放射強度はインコヒーレントな放射強度に比べて約 N 倍 ($10^9 \sim 10^{10}$) となる。また、図2より 0.1 THz 以上の放射光の為には、バンチ長 1 ps 以下の短バンチであることが要求される。

3. 実験装置

本研究は産総研の施設であるS-band小型Linac装置を用いて行っている。図3に加速器ビームラインの概略図を示す。

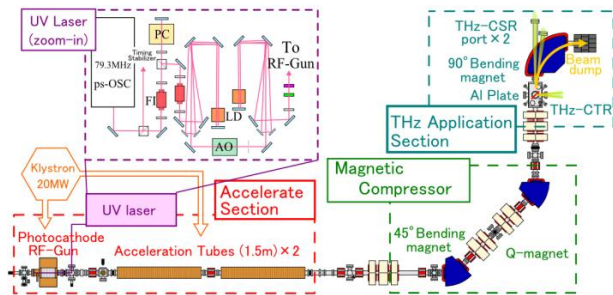


図3：S-band小型Linacビームライン

電子のインジェクターとしてCs₂TeのフォトカソードRF-Gunを用いており、フォトカソードにUVレーザーを照射することにより、エネルギー5MeV、バンチ長約 3 ps (rms)、電荷量 1 nC の電子バンチを生成する。次に 1.5 m の加速管2本によって、電子のエネルギーを約 40 MeV まで加速する。次に、磁気パルス圧縮を用いて、バンチ長を約3psから、0.1 THz 以上のコヒーレント放射の条件である 1 ps 以下まで圧縮を行う[2]。この電子バンチを偏光電磁石で曲げるによりコヒーレント・シンクロトロン放射(CTR)によるTHz波を、また、金属板を通過させることでコヒーレント遷移放射(CTR)によるTHz波を発生させている。本加速器で生成した電子バンチのパラメータを表1に示す。

表 1:電子バンチのパラメータ。

Energy	40 MeV
Energy spread	< 5 %
Bunch length	< 1 ps
Charge per bunch	1 nC
Rep. rate	10 Hz
Beam size	1 mm × 1 mm

4. THzコヒーレント・遷移放射(THz-CTR)

THz時間領域分光システム(THz-TDS)の光源として、コヒーレント遷移放射によるTHz波を用いた。産総研では 1 ps 以下の短バンチの電子バンチを 100 μm のアルミニウム板を通過させ、CTRを生じさせている。図4に遷移放射の概念図を示す。

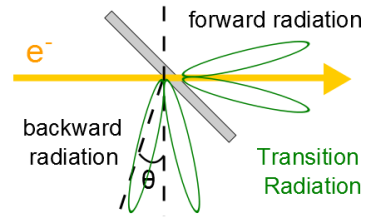


図4：遷移放射の概念図

アルミニウム板はビームの進行方向に対して45度の角度となるように設置しており、本実験では後方放射のCTRをz-cut単結晶水晶窓を通過させ大気に取り出した。

この遷移放射の放射強度は次式によって与えられ、電子バンチのエネルギー 40 MeV の場合の遷移放射の角度分布は図5のように計算される。ここで、 e は電子の電荷量、 ϵ は真空の誘電率、 c は光の速度、 β は相対速度である。

$$I_{tr}(\theta) = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (3)$$

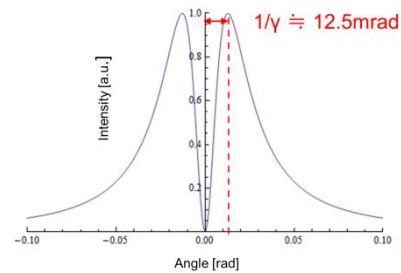


図5：遷移放射の角度依存性

遷移放射は $1/\gamma$ の広がりを持ち、40 MeV の電子バンチの場合には約 12.5 mrad と計算される。

本実験ではTHz-TDSで用いるEO結晶の複屈折を大きく変化させる為には、フルエンスの高いTHz波を照射する必要があるため、二枚の平凸レンズを用いてTHz-CTRを集光した。この予備実験として、集光したTHz波の電場強度プロファイルを、三軸ステージに設置した0.1 THz 検波器(ショットキーダイオード)の走査によって取得した (図6)。

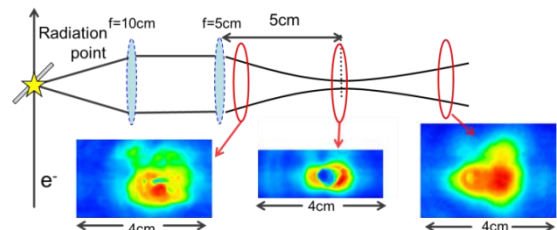


図6：THz-CTRのプロファイル

結果より、集光したTHz-CTRの焦点付近においてドーナツ形状のプロファイルが計測された。この穴は直径約 3 mm であり、式(3)から計算される光源点から 10 cm 地点での遷移放射のドーナツ形状の穴のサイズ(直径 < 0.25 mm)よりも大きい穴となっている。これは、遷移放射が元々ラジ

アル偏光であり、集光したCTRの焦点付近において、図7左図の通り、進行方向偏光(z-偏光)のTHz波となり、ショットキーダイオードでは検波できない偏光となっていた為であると考えられる。

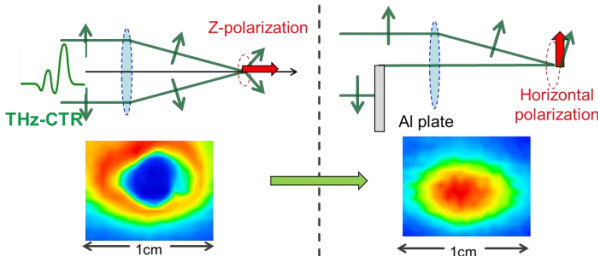


図7：集光したTHz-CTRの偏光制御

しかし、EO結晶には偏光依存性があるため[3]、結晶内でのプローブレーザーとTHz-CTRの相互作用距離を稼ぐためには、THz-CTRはz-偏光ではなく水平偏光である必要がある。この為、アルミニウム板によって遷移放射の半面遮光をすることで、集光したCTRの偏光制御を行った。図7下図は検波器を用いて半面遮光前と後の焦点でのプロファイルを計測した結果である。半面遮光によりドーナツの穴がなくなっており、これは集光したCTRの偏光が検波器では計測できないz-偏光から、水平偏光へと変換された結果である。

5. THz時間領域分光法 (THz-TDS)

THz-TDSはテラヘルツの時間波形を取得して、得られた波形をフーリエ変換することで周波数スペクトルを得る手法である(図8)。

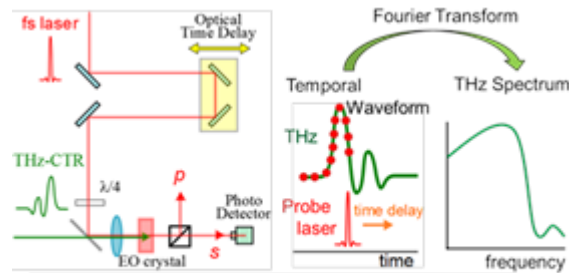


図8：THz-TDSシステム概念図

構築したTHz-TDSシステムではプローブ光をfsレーザー、ポンプ光をTHz波としたEOサンプリング法を用いてTHz波の検出を行った。EO結晶にTHz波が入射すると、THz波の持つ電場によってポッケルス効果が発生し、EO結晶に複屈折が生じる。THz波とプローブ光が同時に入射した場合、直線偏光のプローブ光は位相の変化を受け、p偏光とs偏光の強度比が変わる。従って、プローブ光に光学遅延をかけ、プローブ光の偏光の強度変化を計測することで、THz波の時間波形が観測できる。

実験のセットアップを図9に示す。半面遮光により水平偏光に制御し、集光したTHz-CTRを、結晶方位(100)、厚さ5mmのEO結晶ZnTeに入射した。

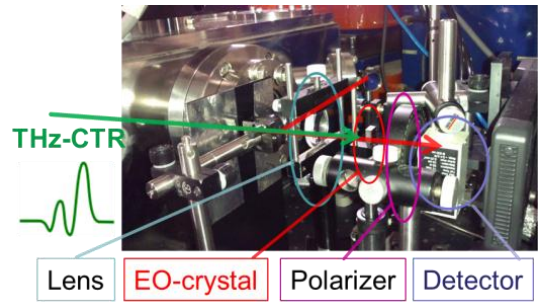


図9：THz-TDSセットアップ

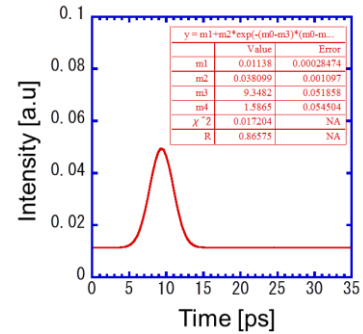


図10：計測したTHz時間波形(Gaussian近似)

図10は本実験により計測された結果であり、EOサンプリング法を用いたTHz-TDSによりTHz-CTRの時間波形の取得に成功した。しかし、この結果から得られるCTRのパルス幅は1.6 ps (rms)程度であり、電子のバンチ長から考えられるCTRのパルス幅1 ps以下よりも大きい値となっている。これは今回の実験では信号強度を多く得る為にEO結晶の厚みが5 mmと厚い物を選択しており、取得可能な周波数帯域に制限ができてしまっていることに起因する。結晶の厚み5 mmの場合、0.5 THz程度までしか応答せず[4]、計測されたパルスのパルス幅が実際の値に比べて広がって出ている。今後はより正確なTHz波の時間波形の取得を目指し、EO結晶の条件の最適化を行う。

6. まとめ

産総研ではS-band小型Linac装置によって発生させたTHz波の分光を目的として、EOサンプリング法を用いたTHz-TDSシステムの開発を行っている。THz-CTRの偏光の制御を行い、EO結晶に集光することにより、THz-TDSシステムを用いてTHz波の時間波形の取得に成功した。今後は取得帯域の広帯域化、改善を目指すと共に未測定物質のTHzスペクトル取得を行う。

参考文献

- [1] K. Kawase et al., Opt. Exp. 11 (20), 2549-2554 (2003)
- [2] R. Kuroda et al., Infra. Phys. Tech. 51 390-393 (2008)
- [3] Q. Chen et al., Opt. Soc. Am. B. 18 823 (2001)
- [4] R. Kuroda et al., Rad. Phys. Chem. 77 1131-1135(2008)