

ストリークカメラを用いた OTR 測定による極短電子ビームバンチ長計測 ULTRA-SHORT BUNCH LENGTH MEASUREMENT VIA OBSERVATION OF OTR USING A STREAK CAMERA

齊藤寛峻[#], 柏木茂, 日出富士雄, 武藤俊哉, 阿部太郎, 柴崎義信, 南部健一, 長澤育郎, 高橋健, 東谷千比呂,
小林恵理子, 濱広幸

Hirotooshi Saito[#], Shigeru Kashiwagi, Fujio Hinode, Toshiya Muto, Taro Abe, Yoshinobu Shibasaki, Kenichi Nanbu,
Ikuro Nagasawa, Ken Takahashi, Chihiro Tokoku, Eriko Kobayashi, Hiroyuki Hama
Research Center of Electron Photon Science, Tohoku University

Abstract

At present we are conducting a beam experiment of ultra-short electron bunches generation for intense coherent terahertz radiations at t-ACTS (test accelerator as a coherent terahertz source), Research Center of Electron Photon Science, Tohoku University. We examined a velocity bunching method to generate short electron bunches and measured the bunch lengths by observing an OTR (optical transition radiation) using a streak camera. We confirmed sub-picosecond bunches. However, the measured bunch lengths were not in good agreement with ones obtained by numerical simulation. In order to make sure the experimental apparatus, we investigated magnitudes of a time spread caused in the optical transport. We found that arrival time spread of the OTR due to the chromatic dispersion in the air is approximately 180 fs. In addition, misalignment of the OTR source points in the transport system may significantly deteriorate the time resolution.

1. はじめに

東北大学電子光学研究センターでは電子ビームとプラナーアンジュレータを用いた加速器ベースの高輝度テラヘルツ光源の開発研究を行っている。これまでに、試験加速器 (t-ACTS: test Accelerator as the Coherent THz Source) の建設を完了し、現在、加速構造中の velocity bunching により極短パルス電子ビームを生成し、バンチ長測定実験を行っている (Figure 1)。本プロシーディングスではバンチ長測定実験の結果とその測定システムが測定結果に与える影響についての考察結果について報告する。

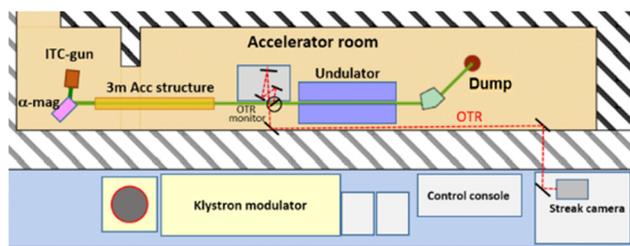


Figure 1: t-ACTS.

2. バンチ長測定実験

2.1 Velocity Bunching による極短電子バンチ生成

t-ACTS では極短パルス電子ビームを生成する方法として、velocity bunching を採用している^[1]。velocity bunching は光速よりわずかに遅い電子バンチを進行波型加速管の RF のゼロ位相付近に入射することに

よりバンチの圧縮と加速を同時に行う方法である。

RF のゼロ位相付近に入射されたバンチはバンチの後方が前方よりも強く加速され、圧縮される。また、光速より遅いバンチは phase slip を起こしバンチ全体が RF の加速位相に移動し加速される。

加速管の下流で得られるバンチの長さは入射バンチの加速管への入射位相と縦方向位相空間分布によって変化するが、RF のゼロ位相付近にエネルギー拡がりの小さいバンチを入射することによってより短いバンチを生成することができる。t-ACTS では独立 2 空洞型の熱陰極高周波電子銃 (ITC RF Gun)^[2] と可動式スリット付きのアルファマグネットにより velocity bunching に適した縦方向位相空間分布を持つ電子バンチの生成が可能である^[3]。

2.2 バンチ長測定方法

バンチ長測定は、加速管下流のビームラインに Al 蒸着ミラーを挿入し遷移放射 (OTR) を発生させ、その時間幅をストリークカメラ (FESCA-200) で測定することにより行った。OTR は真空窓から大気に取り出され、凹面鏡 (f=500 mm の球面鏡) で平行光に変換され、6 枚の平面鏡により構成される反射光学系により加速器室の外にあるストリークカメラの前まで輸送された。ストリークカメラの前に 90° 非軸放物面鏡 (f=177.8 mm) を設置し、ストリークカメラの入射スリット部分に OTR を集光した。OTR 発生点からストリークカメラまでの光の輸送距離は約 10 m であった。

加速管への入射位相を変化させ、得られたビームのバンチ長測定を行った。入射位相を変化させるとビームの軌道や収束の条件が変わるため、各位相で OTR 発生点でのビームサイズ、位置が一定になるよ

[#]hsaito@lns.tohoku.ac.jp

う調節を行った。

バンチ長測定はストリークカメラの垂直スリット幅を $60 \mu\text{m}$ に設定し、 100 ps (掃引時間 153.77 ps) と 50 ps (掃引時間 53.99 ps) の 2 種の測定レンジにおいてバンチ長測定を行った。

2.3 バンチ長測定結果

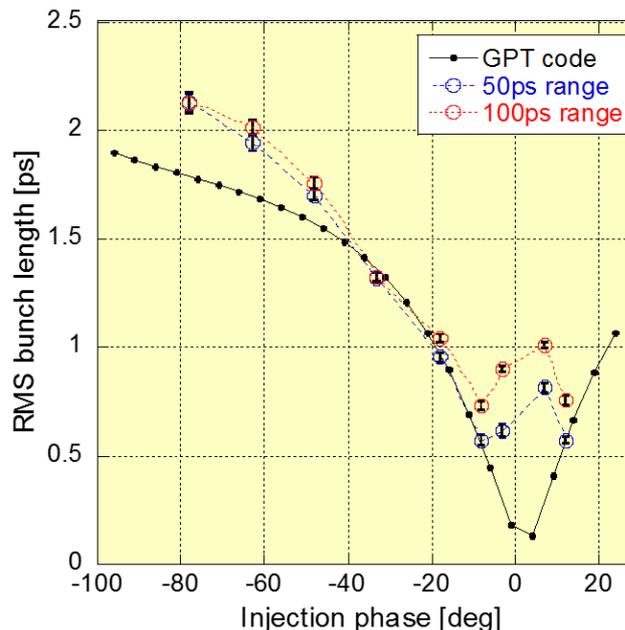


Figure 2: Measured bunch lengths and result of a numerical simulation. Red and blue points denote the measured one with 100 ps and 50 ps ranges, respectively. Black dots show the simulation result.

Figure 2 にバンチ長測定結果とシミュレーションの結果を示す。赤色が 100 ps レンジでのバンチ長測定結果、青色が 50 ps レンジでのバンチ長測定結果、黒色が GPT によるシミュレーションの結果である。

ストリークカメラにはスリット幅による測定分解能があり、スリット幅 $60 \mu\text{m}$ のときの測定分解能は 100 ps レンジでは 1.05 ps 、50 ps レンジでは 0.37 ps である。真のバンチ長を σ 、測定分解能を σ_R とすると、測定されるバンチ長 σ_m は

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_R^2} \quad (1)$$

で表される。Figure 2 の測定結果は(1)式により測定バンチ長から測定分解能分を差し引いてある。

入射位相がゼロ位相に近いほどバンチが圧縮され、ゼロ位相付近でサブピコ秒までバンチが圧縮されていることが確認できた。しかし、入射位相ゼロ付近では測定結果とシミュレーション結果の相違が大きい結果となった。

3. OTR 光輸送により発生する時間拡がりに関する考察

今回のバンチ長測定結果とシミュレーション結果

の不一致の要因を明らかにするため、OTR 光輸送により発生する時間拡がりの要因として考えられた空気の波長分散による時間拡がり と集光光学系の収差による時間拡がりの大きさについて考察を行った。以下ではその評価方法と計算結果を示す。

3.1 空気の波長分散による時間拡がり

空気の屈折率は波長が短いほど大きくなるため、OTR の各波長成分が同時に放出されたとしても、分散により時間拡がりが生じる。

その時間拡がりの大きさを評価するため、まずストリークカメラで測定される OTR の波長スペクトルを計算した。

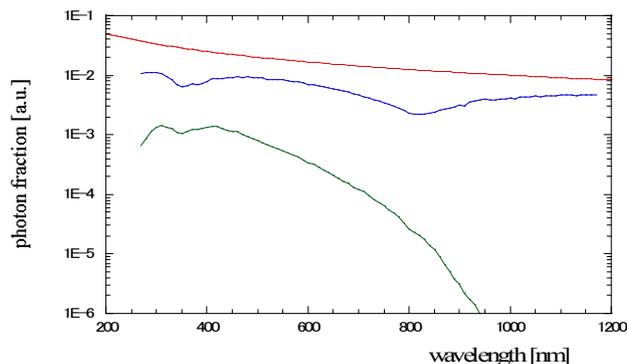


Figure 3: OTR spectra. Red line denotes the rare OTR spectrum. Blue line is the transported OTR spectrum passing through a window and mirrors. Green line is the final spectrum in which quantum efficiency of the streak camera is taken into account.

OTR は Figure 3 の赤線のような波長の逆数に比例する波長スペクトルを持っている。OTR がストリークカメラへ輸送されるまでには溶融シリカの真空窓と凹面鏡 (Al+MgF₂ コーティング)、6 枚の平面鏡 (Al+MgF₂ コーティング)、放物面鏡 (SiO₂ の保護膜付きアルミコート) を通過するが、その真空窓の透過率^[4]、凹面鏡と平面鏡の反射率^[5]、放物面鏡の反射率^[6]は波長によって異なる。OTR の波長スペクトルに、真空窓の透過率と各鏡の反射率をかけ合わせることににより、ストリークカメラに到達する光の波長スペクトルが得られる (Figure 3 の青線)。

ストリークカメラの光電面の量子効率も波長によって異なる。ストリークカメラに到達する光の波長スペクトルにストリークカメラ (FESCA-200) の光電面の量子効率^[7]をかけ合わせることににより、最終的にストリークカメラで測定される OTR の波長スペクトルが得られる (Figure 3 の緑線)。

波長によって空気の屈折率が異なるために距離 L_{path} 先まで到達する時間は、波長に依存する空気の屈折率を n 、光速を c 、ある波長の光の到達時間を基準時間 t_0 とすると

$$t_{\text{arrival}} = \frac{L_{\text{path}} \times n}{c} - t_0 \quad (2)$$

と表される。波長 λ (nm) に依存した空気の屈折率 n は

$$(n-1) \times 10^8 = 6432.8 + \frac{2949810}{146 - \frac{10^6}{\lambda^2}} + \frac{25540}{41 - \frac{10^6}{\lambda^2}} \quad (3)$$

と表される^[8]。到達時間をストリークカメラで測定される光の波長スペクトルの重み付きで評価することによりストリークカメラで測定される OTR の時間拡がりを求めることができる。バンチ長測定実験の OTR 輸送距離は $L_{\text{path}}=10$ m であり、波長 230 nm の光の到達時間を t_0 とすると、バンチ長測定実験の測定システムにおける OTR の空気の分散による波長拡がりは標準偏差で約 180 fs となる (Figure 4)。

最終的にストリークカメラで測定される OTR の光量は波長 300-500 nm 程度のもが多くなるが、波長が約 300 nm 以下 ($t_{\text{arrival}} \sim -0.55$ ps 以上) の短波長の光は時間拡がりの後ろのテールへの寄与が大きい。この短波長の光をハイパスフィルターで遮蔽することにより、空気の波長分散による時間拡がりを小さくすることができると思われる。

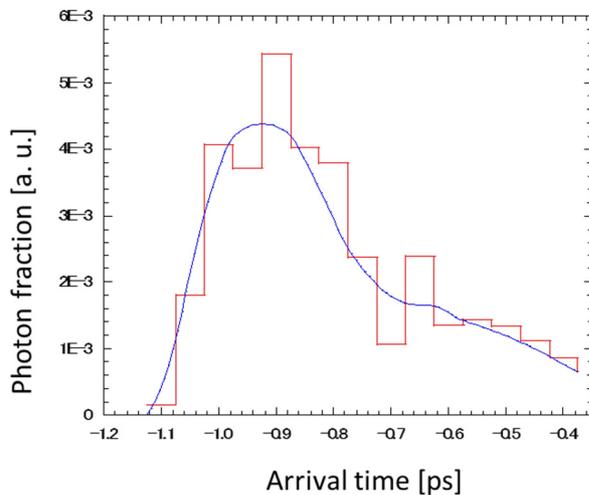


Figure 4: Time spectrum of the OTR transported. Chromatic dispersion in the air is considered. Arrival time of a light of wavelength 230 nm is zero. The standard deviation of the arrival time distribution is about 180 fs.

3.2 OTR 集光光学系による時間拡がり

バンチ長測定実験における凹面鏡と放物面鏡を利用した OTR の集光光学系では光の輸送過程で収差が発生する。これによる時間拡がりの大きさを評価するために Figure 5 のような OTR 集光光学系を設定し、3 次元のレイトレースを行った。

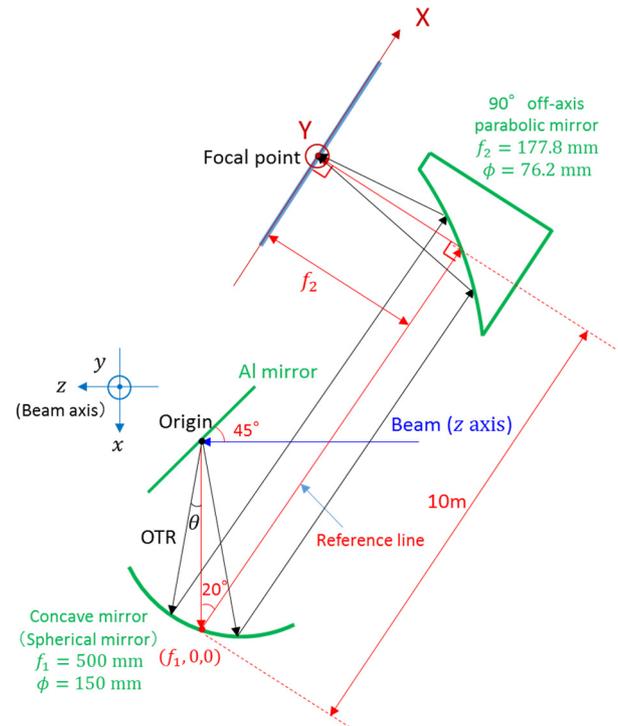


Figure 5: Schematic transport line for a numerical lay trace.

3.2.1 計算方法

電子ビームラインを z 軸とし、ビームが 45° の角度で入射するように Al ミラーを設置した。OTR 発生点を原点とし、OTR の中心ラインを x 軸とした。原点から x 軸に沿って進む光 (基準ライン) が点 $(f_1, 0, 0)$ で凹面鏡により 20° の角度に反射され、そこから 10 m 進んだ地点に設置された放物面鏡で 90° 方向に反射され、常に zx 平面上を進むように光学系を設定した。放物面鏡の焦点を原点とし、基準ラインに垂直かつ zx 平面上の軸を X 軸、これに直交する軸を Y 軸とした。XY 面はストリークカメラの入射スリット位置に相当する。

バンチ長測定実験では凹面鏡から放物面鏡までは 6 枚の平面鏡を使って光を輸送しているが、今回の計算では平面鏡の収差は考慮せず、凹面鏡から放物面鏡までの間は光が直進する場合を考えた。また、実際には OTR は凹面鏡に到達する前に真空窓を通過する際光の屈折が起こるが、その効果は考慮していない。

計算で設定した凹面鏡は焦点距離 $f_1=500$ mm、直径 150 mm の球面鏡、放物面鏡は焦点距離 $f_2=177.8$ mm、直径 76.2 mm の 90° 非軸放物面鏡であり、ともにバンチ長測定実験で実際に使用したものと同一種類、口径のものである。この口径から外れた光は除外して時間拡がりの計算を行った。

発生点からの OTR の方向ベクトルの x 軸からの角度 θ を OTR の発散角の分布を表す Ginzburg-Frank の公式^[9]

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

に従う乱数で、yz 平面内の角度を一様乱数で与え、様々に異なる方向に放出された各 OTR 光が XY 面に到達するまでにかかる時間を計算し、その時間拡がり求めた。

OTR の発散角の分布はビームエネルギーに依存するが、今回の計算ではビームエネルギーを $\gamma=60$ に設定した。これは t-ACTS でビームの加速管への入射位相がゼロ付近のときに加速管下流で得られるビームエネルギーである。

光源サイズは考えず点光源とし、発生点が原点の場合と発生点が点(z,x)=(1 mm, 1 mm)にずれた場合についてレイトレースを行った。

バンチ長測定実験ではビームラインにレーザーを通し、それを基準ラインとして集光光学系のアライメントを行っているが、現実にはそのレーザーと実際のビームの位置が僅かにずれを持っている可能性がある。発生点が(z,x)=(1 mm, 1 mm)にずれた場合はアライメント用レーザーとビームの位置が 1 mm ずれ、ビームラインが直線 x=1 mm になるようなアライメントエラーが存在する場合に対応する。

3.2.2 計算結果

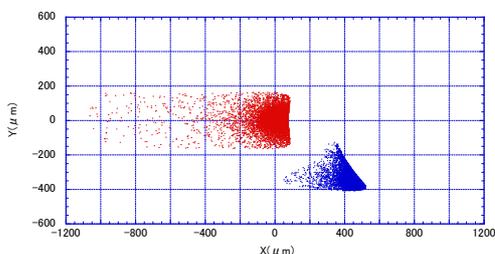


Figure 6: OTR profile at the focal plane for an original source point (red). Blue dots indicate a profile transported from another source point misaligned by (z,x)=(1 mm, 1 mm).

XY 平面における OTR のプロファイル Figure 6 に示す。各軸への射影をとりガウスフィットにより分布のサイズと中心の位置を求めた。その結果、発生点が原点の場合のサイズは X 方向に 53.0 μm 、Y 方向に 61.2 μm 、中心位置は(X,Y)=(10.3 μm , 0.956 μm)となった。発生点が(z,x)=(1 mm, 1 mm)の場合のサイズは X 方向に 45.4 μm 、Y 方向に 48.5 μm 、中心位置は(X,Y)=(435 μm , -349 μm)となった。

バンチ長測定実験ではストリークカメラの入射スリット部分において、放物面鏡による収束光の位置がずれたりサイズが大きかったりするときには放物面鏡の角度を調節して収束光の調節を行う。しかし

今回の計算で得られた収束光のサイズは 40-60 μm 程度、位置ずれは 400 μm 程度と小さい値であるため、放物面鏡の角度の調節の効果は考えず、角度調節はせずに到達時間を測定したとして時間拡がりを計算した。

バンチ長測定実験で使用した鏡のサイズを考慮して計算を行ったため鏡から外れる光もあり、鏡のサイズ内に入る光の割合は、発生点が原点のときは凹面鏡 86%、放物面鏡 74%、発生点が(z,x)=(1 mm, 1 mm)のときは凹面鏡 86%、放物面鏡 58%となった。

Figure 7 にレイトレースを行った結果得られた XY 面への到達時間の分布を示す。横軸は最も早く XY 面に到達した光の到達時間をゼロとしたときの到達時間である。時間拡がりの大きさはこの分布をガウスフィットすることにより、発生点が原点のときは $\sigma=3.80$ fs、発生点が(z,x)=(1 mm, 1 mm)のときは $\sigma=92.4$ fs となった。

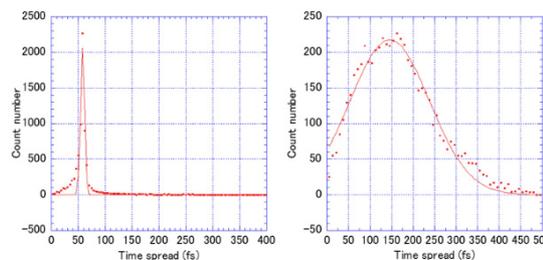


Figure 7: Time spectra of OTR from the original source point (left) and from the misaligned source points (right).

4. まとめと今後の課題

東北大学電子光理学研究センターの t-ACTS で velocity bunching により極短パルス電子ビームの生成を行い、バンチ長測定実験を行った。バンチ長測定はビームを OTR に変換し、ストリークカメラでその時間幅を測定することにより行った。サブピコ秒時間幅の電子バンチの生成を確認したが、測定されたバンチ長はシミュレーションの予測より長かった。実験の測定システムで OTR の時間幅を拡げている要因として考えられた空気の波長分散と凹面鏡や放物面鏡などの集光光学系による収差について考察を行った。

空気の波長分散により約 180 fs の時間拡がりが、集光光学系の収差により約 4 fs の時間拡がりが生じていることがわかった。設定した集光光学系の基準ラインと実際のビームラインの位置がビームの Horizontal 方向に 1 mm ずれるようなアライメントエラーがあった場合には、集光光学系による時間拡がりは約 90 fs に拡がることわかった。

アライメントエラーがある場合の集光光学系による時間拡がりについては、今回は様々に生じるア

ライメントエラーの中の一つの場合しか考えていない。また、真空窓での屈折や軌道修正のための鏡の微調整の効果も考えていない。従って、集光光学系による時間拡がりについては今後更に考察を進める必要がある。

今回の考察により明らかになった空気の波長分散や集光光学系による時間拡がりの大きさは測定バンチ長とシミュレーション結果のずれの大きさ（最大で 700 fs）と比べると小さい。集光光学系による時間拡がりについては様々なアライメントエラー等がある場合には時間拡がりは 90 fs よりは大きくなると考えられるが、実験結果とシミュレーション結果のずれの大きさと同程度ほどにはならないと予想される。従って、今回の実験と考察の結果から、バンチ長測定の測定分解能を悪化させる何か別の要因があるか、あるいは **velocity bunching** が想定通りに行われておらず現実にバンチ長が短くなっていないということが考えられる。

現在、電子バンチの縦方向位相空間分布を直接観測する手法がなく、ITC RF Gun とアルファマグネットにより生成した、加速管への入射電子バンチの正確な縦方向位相空間分布はわかっていない。そのため、**velocity bunching** が想定通りに行われておらず、現実にバンチ長が短くなっていない可能性は十分に考えられる。従って今後はバンチ長測定の測定分解能を悪化させる要因が他にないか確かめるとともに、電子バンチの縦方向位相空間分布を直接観測する手法の開発を行う必要がある。

参考文献

- [1] L. Serafini and M. Ferrario, AIP Conf. Proc. 581, p.87-106 (2001).
- [2] F. Hinode et al., Proc. of IPAC'10, (2010) 1731.
- [3] 柏木茂 他, “東北大学 t-ACTS における加速構造中の Velocity Bunching を用いた超短バンチ生成”, 第 11 回日本加速器学会年会, (2014), SUOM02.
- [4] <https://accuglassproducts.com/product.php?productid=17742&cat=0&page=1>
- [5] <http://www.global-optosigma.com/jp/Catalogs/gno/?from=page&pname=TFAN%2FTFAN%2FTFAQ%2FTFAQN-C&ccode=W3010&dcode=W3010-2&gname=TFAN-20C03-10>
- [6] <http://www.edmundoptics.jp/technical-resources-center/optics/metallic-mirror-coatings/>
- [7] <http://www.g1-lab.com/streak%20camera.pdf>
- [8] 国立天文台 “理科年表” 丸善株式会社.
- [9] G. Beth, CAA-TECH-NOTE-internal-#24 (1992).