

コヒーレントチェレンコフ THz 放射の高強度化に向けた光蓄積共振器の設計

DESIGN OF THE OPTICAL CAVITY FOR THE ENHANCEMENT OF COHERENT CHERENKOV THZ RADIATION

蓼沼優一^{#, A)}, 村上達樹^{A)}, 鷲尾方一^{A)}, 坂上和之^{A, B)}, 平義隆^{C)}, 黒田隆之助^{D)}

Yuichi Tadenuma^{#, A)}, Tatsuki Murakami^{A)}, Masakazu Washio^{A)},

Kazuyuki Sakaue^{A, B)}, Yoshitaka Taira^{C)}, Ryunosuke Kuroda^{D)}

^{A)} Waseda Research Institute for Science and Engineering

^{B)} Photon Science Center of the University of Tokyo

^{C)} Institute for Molecular Science

^{D)} National Institute of Advanced Industrial Science and Technology

Abstract

Since Cherenkov radiation travels at an angle depending on the refractive index of the medium and the velocity of the charged particles, coherent radiation cannot be obtained in an electron bunch with a long Gaussian distribution in the direction of travel. Therefore, coherent Cherenkov radiation is generated by controlling the tilt angle of the electron beam with high precision using an rf deflection cavity and matching the Cherenkov angle with the angle of the electron beam. The frequency of coherent radiation depends on the beam size of the electron bunches, and we focus on the THz band in this study. We also design an optical cavity with two mirrors to amplify the intensity of the generated coherent THz pulse. Since the rf gun at Waseda University can operate up to 150 bunches at 119 MHz, all the pulses can be overlapped in the same phase by matching the cavity length to the period of the electron bunches. We plan to use amorphous polymer TOPAS as the target medium, which has a Cherenkov radiation angle of about 49 degrees, so that two mirrors can be installed without interference with the beamline. In this presentation, we report the experimental results of the generation of THz-band coherent Cherenkov radiation, the design of the optical cavity, the calculation of the enhancement rate, and the future prospects.

1. はじめに

相対論的速度の荷電粒子は特定の条件下において様々な放射現象を生じさせる。軌道を曲げられた際に生じるシンクロトロン放射、異なる媒質間を横切る際に生じる遷移放射、金属の穴などを通過する際に生じる回折放射、媒質中を運動する際に生じるチェレンコフ放射などがその代表例である。一般的な加速器の運転では、荷電粒子は単体で存在することではなく、多数の荷電粒子が束(バンチ)になった状態をとる。この時、先ほどの放射現象はバンチ内に含まれる荷電粒子ひとつひとつからの放射が足し合わされて生成される。従って、これらの放射波の位相が互いにどれだけ重なり合っているかによって大きく強度が異なる。この位相の重なり具合をコヒーレンスと呼び、位相の揃った放射をコヒーレント放射、揃っていない放射をインコヒーレント放射と呼び、前者は後者に比べてバンチ内に含まれる粒子数だけ強度が大きくなるのが広く知られている。よって、放射光の実用性を高めるための強度増大には、いかにコヒーレント放射を生成するかが非常に重要である。コヒーレント放射を生成する最も一般的な手法は、バンチの圧縮によって放射波長よりもバンチ長を十分に短くする手法である。これに対して我々は、チェレンコフ放射をコヒーレントに発生させる手法として電子線の傾き制御を考案し、その原理実証及び高度化を進めてきた。これまでに、電子線傾き制御によるコヒーレント放射の生成を実証し、その特性の評価

を行った。本研究では、この電子線傾き制御によって生成したコヒーレントチェレンコフ放射をさらに高強度化させるための光蓄積共振器を構築する。これは、従来のビームラインの最下流に2枚の共振器ミラーを設置するという簡便な設計かつパラメータの最適化によって非常に大きな増幅率を得ることが可能な手法である。

2. 電子線傾き制御による位相整合

チェレンコフ放射は、媒質の屈折率に依存した角度に進行する円錐状の放射である。チェレンコフ放射角 θ_c は、電子線の速度 v と光速 c の比 β 、および媒質の屈折率 n を用いて、

$$\cos \theta_c = 1/\beta n \quad (1)$$

と表される。電子ひとつからの放射は、この θ_c の方向に円錐状に広がっていくため媒質中を進行していく過程において各点で発生する放射が重なり合うことはない。しかし、楕円形の分布を持った電子バンチの場合には、横方向の力を与えてその傾き角を θ_c と合致させた状態で媒質に入射させることで、Fig. 1のように媒質内の各点で発生する放射波面が同位相で重なり合っていくため、コヒーレント放射を生成することが可能となる。これは、電子バンチが媒質中でもある一定の距離は速度 β で進行するのに対して、放射波は媒質の屈折率に依存して速度が c/n となるため実現可能となっている。

コヒーレント放射による放射強度の増加は、電子バンチ内の電子分布と放射波長の関係で表される形状因子(フォームファクター)というパラメータで決定される。 N 個

[#] yt4869@ruri.waseda.jp

の電子から構成される電子バンチからの放射強度 P は、形状因子 $f(\lambda)$ を用いて、

$$P = N(1 + Nf(\lambda))P_0 \quad (2)$$

と表される[1]。ここで、 λ は放射波長、 P_0 は一つの電子から発生する放射の強度である。 $f(\lambda)$ は 0 から 1 までの値を取り、それぞれの極限において、

$$P = \begin{cases} NP_0 & (\text{incoherence limit}) \\ N^2P_0 & (\text{coherence limit}) \end{cases} \quad (3)$$

と書き換えることができる。従って、完全にコヒーレントな放射には完全にインコヒーレントな放射に対して、バンチ内に含まれる電子数だけ強度が大きくなるのがわかる。本研究の手法では、十分に横方向を集束させた電子バンチの傾きを制御することで、電子バンチの圧縮無しにコヒーレント放射成分を増加させ、高強度な THz パルスを生成可能となる。

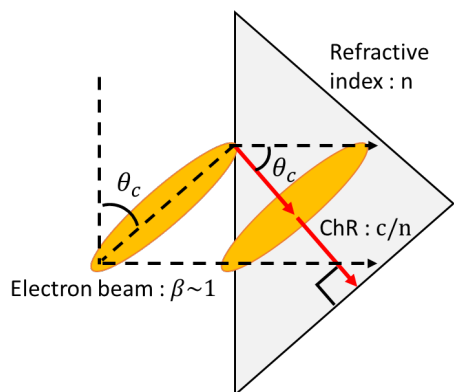


Figure 1: Phase matching using tilted electron bunch.

3. コヒーレントチェレンコフ放射生成

3.1 ビームライン

Figure 2 は、電子線傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ生成に用いたビームラインの概略図である。電子バンチは Cs-Te フォトカソードから生成し、1.6 cell rf gun によって 4.8 MeV まで加速させる。ソレノイド電磁石と四重極電磁石を用いてターゲット上で最も収束するように調整し、その後 rf transverse deflecting cavity によって横方向の力を与える。電子バンチの傾き角は deflecting cavity に印加する rf の強度と位相によって高精度に制御する。ターゲット材料には TOPAS という環状オレフィンコポリマーを採用した。TOPAS は、THz 帯における屈折率変化が小さいため広帯域放射が期待でき、THz 帯の吸収率も比較的低いという特徴を持つ[2]。さらに、密度

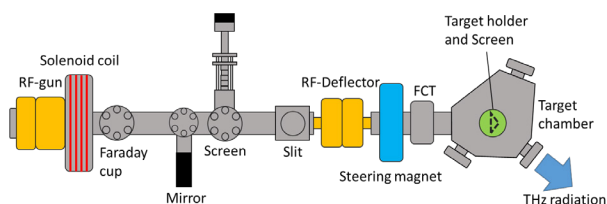


Figure 2: Beamline layout of coherent Cherenkov radiation generation by tilted electron bunch.

は 1.02 kg/cm^3 であり、放射を位相整合させるのに十分内部まで電子線が進入するため、高強度 THz pulse の生成に適した媒質である。TOPAS の屈折率は 1.53 であり、対応するチェレンコフ放射角は 49.2 deg となる。生成した THz pulse は z-cut 水晶窓から大気に取り出し、THz レンズと金ミラーによって検出器まで 30 cm 程度大気中を輸送する。検出器は測定の目的によって Si レンズとショットキーバリアダイオードを組み合わせて広範囲な検出を可能とした Quasi-Optical Detectors (QOD)、pyro detector、パワーメータを用いた。

3.2 測定結果

Figure 3 に QOD を用いて測定した THz pulse 強度に対する電子線の傾き角依存性を示す。電子線の傾き角がチェレンコフ放射である 49.2 deg 付近で強度が最大となることが確認でき、傾き制御による強度増加が正常に動作していると言える。Figure 4 は pyro detector によって測定した電荷量依存性を示したグラフである。適切な傾きを与えたことで、傾きを与えていない場合と比較してプロットの傾きが大きくなっている。これは、電荷量の二乗に依存して増大する割合が増えたこと、すなわちコヒーレント放射に寄与する電子数が増加したことを表している。これまでの測定は、オシロスコープ上での相対的な電圧値で測定であるため、強度の絶対値をパワーメータで測定したところ、最大で 33 nJ の強度が得られていることを確認した。

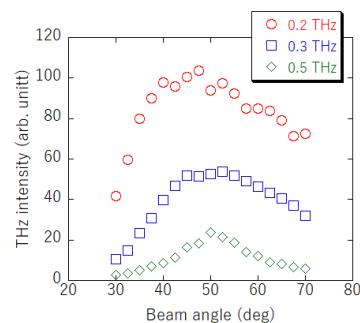


Figure 3: The relationship between tilt angle of electron beam and THz intensity.

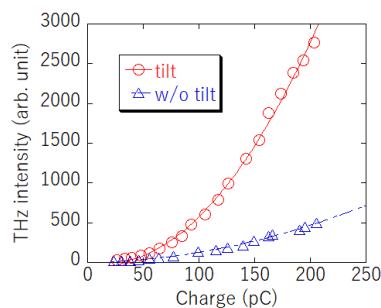


Figure 4: The relationship between charge of electron beam and THz intensity.

4. 光蓄積共振器による高強度化

4.1 共振器システム

生成した THz pulse のさらなる高強度化を目指し、ビームライン最下流に共振器システムを構築する。共振器の模式図を Fig. 5 に示す。早稲田大学の加速器システムでは 150 バンチ程度までのマルチバンチ運転が可能であるため、これらから生成されるコヒーレント THz pulse を共振器内に蓄積していくことで大幅な強度増大に挑戦する。マルチバンチのバンチ間隔は 8.4 ns であるため共振器長はこれに合わせて、約 1.26 m とする。実際には極わずかな領域であるが、共振器内部にターゲット媒質が存在するため、形状の最適化後にそれを考慮して共振器長を決定する。また、媒質境界面における反射に関しては、これまで通り TOPAS を採用する場合には臨界角よりもチェレンコフ放射角の方が大きいため、金属薄膜などを用いずとも全反射を利用して共振器が構築可能である。

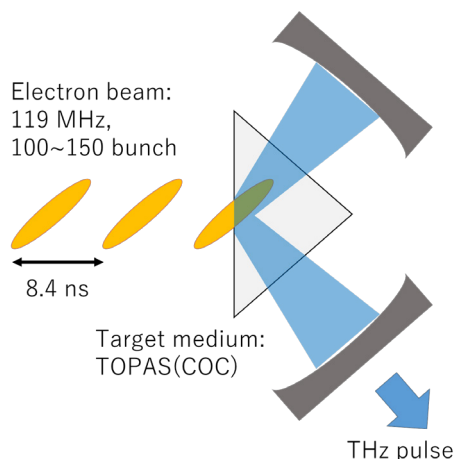


Figure 5: Schematic diagram of the THz optical cavity.

4.2 増幅率計算

共振器ミラーの最適化されたパラメータを算出するため、TOPAS による損失等を考慮した増幅率の計算を行った。共振器内部に TOPAS の吸収による損失があると仮定し、1 周におけるゲインは実測値の 33 nJ とした。これまで我々がコヒーレントチェレンコフ放射生成に使用してきたターゲット媒質である TOPAS の形状はチェレンコフ放射角に合わせて二等辺三角形にカットし、媒質境界面で THz pulse を垂直に取り出していた。しかし、屈折率 1.53 からフレネル反射率を計算したところ約 4% の反射が起きることがわかり、共振器内を 1 往復する間に境界面を 4 回通ることを考慮すると、非常に大きな損失となることが明らかとなった。そこで、媒質境界面を通過する際の入射角を Brewster 角とすることを検討した。本手法で得られる THz pulse はほぼ完全な p 偏光であることが測定でわかっているため、入射角を Brewster 角に合わせこむことで境界面での損失をほぼ 0 にすることが可能となる。

Figure 6 は Brewster 角を採用した場合と、従来通り垂直入射した場合の増幅率を示したグラフである。全損失は、Brewster 角の場合で 14%、垂直入射の場合で 26%

と見積もっている。それぞれの最大増幅率は、11.6 倍と 4.77 倍で、Brewster 角の採用によっておよそ 2.5 倍増幅率の向上を見込める結果となった。依然として、THz pulse が TOPAS 内部を通過する際の吸収による損失が大きいため、コヒーレント放射生成に必要な最低限の飛行やビームサイズを形状に反映させることで、吸収による

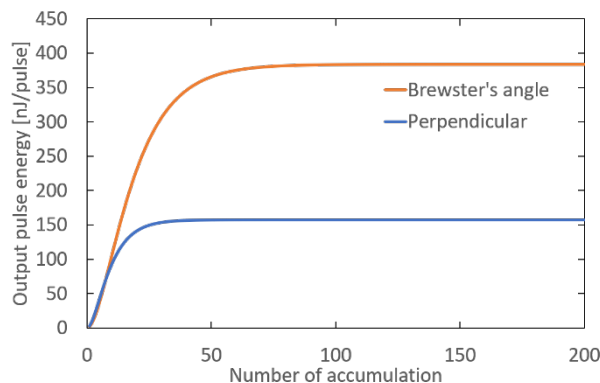


Figure 6: Calculated results of amplification rate at Brewster's angle incidence and perpendicular incidence.

損失を最小とする形状の最適化が重要となる。

5. まとめと今後

本研究では、電子線傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射の高強度化を目的として、共振器システムの設計および増幅率等の計算を実施した。媒質境界面での全反射を利用することで、二枚の共振器ミラーの増設のみという簡単設計を考案した。媒質における損失を最小限に抑えるため、Brewster 角での入射を検討しており、90 deg で入射する場合と比べて 1 周における損失を大きく軽減させることが可能である。電子線 1 バンチから生成される THz pulse のエネルギーを 33 nJ として増幅率の計算を行い、最大で 12 倍程度の増幅率が見込める結果を得ることができた。

今後、詳細に TOPAS における損失の評価をおこなうことで最も損失を少なくする形状に最適化し、同時に共振器ミラーのパラメータを決定する。その後、ミラーアライメント機構を備えた専用チャンバーの設計と共に、それらを実際にビームラインにインストールすることで 100~150 バンチ程度で実際に発振を目指す。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 26286083 および村田学術振興財団の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] T. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. E 62, 8606, 2000.
- [2] P. D. Cunningham *et al.*, J. Appl. Phys. 109, 043505, 2011.