

DEVELOPMENT OF ACCELERATOR-BASED SOURCE FOR COHERENT TERAHERTZ RADIATION AT TOHOKU UNIVERSITY

Fujio Hinode¹, Masayuki Kawai, Kenichi Nanbu, Fusashi Miyahara, Yoshinobu Shibasaki, Shigenobu Takahashi, Ikuro Nagasawa and Hiroyuki Hama
 Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University
 1-2-1 Mikamine, Taihaku, Sendai, Miyagi, 982-0826

Abstract

A test accelerator for the terahertz source project has been under development at Tohoku University, in which generation of intense coherent terahertz radiation from the very short electron bunch less than 100 fs will be demonstrated. We will supply broad-band coherent radiation from bending magnets in a ring where isochronous optics is going to be applied to preserve the short bunch length. In addition, narrow-band coherent terahertz radiation from undulator has been considered. At the moment we intend to construct an undulator employing pure-permanent magnet system consists with 25 periods of 100 mm period length. The undulator is designed so as to generate the radiation with the wavelength region from 360 to 180 μm (0.8 to 1.7 THz) for the gap variation from 54 to 68 mm corresponding to the undulator parameter $K = 3.7 \sim 2.4$. A terahertz free electron laser in free-space is also undertaken by employing large gap. We present the design of the undulator and expected performance of radiation.

東北大学におけるコヒーレントTHz 放射生成のための光源加速器の開発

1. はじめに

東北大学核理研では、高強度コヒーレント放射を用いた THz 光源の開発研究を行っており、現在は、100 フェムト秒以下の超短パルス電子ビーム生成とこれによる高強度コヒーレント放射の実証を目指した試験加速器の建設準備を進めている^[1,2]。短パルス電子ビームは、アイソクロナスリングにおいて広帯域コヒーレント THz 放射の生成に利用される他、低エネルギーモード ($E_b < 20 \text{ MeV}$) ではアンジュレータからの狭帯域コヒーレント放射の生成や更にはプリバンチド FEL^[3] への利用も計画されており、波長 300 μm 前後の THz 放射の生成を目標としてアンジュレータの設計を進めている。以下に設計の概要と、期待される放射の特性について報告する。

2. THz 用アンジュレータ

表 1 にアンジュレータと電子ビームの基本パラメータを示した。アンジュレータは周期長 100 mm の Halbach タイプで、ビーム軸高さとの干渉を考慮して、磁場は水平方向に発生するように考えている。また自由空間モードでの FEL への利用が可能ないように、運転に用いるギャップ範囲は 54 ~ 68 mm とした。しかし将来の利用発展を見込んで多少の自由度を確保できるように、実際の可動範囲は 44 ~ 100 mm を想定している。RADIA^[4]を用いた3次元磁場計算の結果、高さ 50 mm 程度、残留磁場 $B_r \sim 1.3 \text{ T}$ の磁石を用いることで、この

大きいギャップに対しても、 $K = 3.7 \sim 2.4$ が得られており、波長 360~180 μm (0.8~1.7 THz) の THz 放射が生成可能と見込まれている。

表 1 : ビームとアンジュレータの基本パラメータ

Electron Beam		
Beam Energy	E_b	$\sim 17 \text{ MeV}$ (max. 50 MeV)
Bunch Charge	Q	20 pC
Bunch Length (rms)	σ_t	100 fs
Norm. Emittance	ϵ_n	$< 10 \pi \text{ mm mrad}$
Macropulse Length	t_m	$\sim 3 \mu\text{s}$
Rep. Rate (max)	f_{rep}	25 pps
Undulator		
Period Length	λ_u	0.1 m
Number of Periods	N_u	25
Gap	g	54 ~ 68 mm (max. 44 ~ 100)
Peak Magnetic Field	B_0	0.39 ~ 0.26 T
Undulator Parameter	K	3.7 ~ 2.4
Field Integral		$< 100 \text{ G cm}$
Wavelength Range	λ	360 ~ 180 μm

周期長の長い平面型アンジュレータに対する問題点として、蛇行軌道に垂直な面内での強い収束力の存在があげられ、FEL のゲインなどにも影響がある。これを回避するためにエッジフォーカス型も検討の対象となるが、構造や調整が複雑にな

¹ E-mail: hinode@lns.tohoku.ac.jp

ることからコスト的な問題により採用しなかった。
アンジュレータ1/4周期あたりの集束力は、以下の
ように与えられる^[5]。

$$-\frac{1}{f} = k \cdot l = -\frac{1}{8} \left(\frac{e}{p} B_0 \right)^2 \lambda_u \quad (1)$$

これよりアンジュレータ1/2周期あたりの集束力を
thin lensで近似した転送行列を用いてベータ関数を
評価した結果を図1に示した。上流にある2台の4
極電磁石の強さは、アンジュレータ中のベータ関
数を小さく保つように決めた。

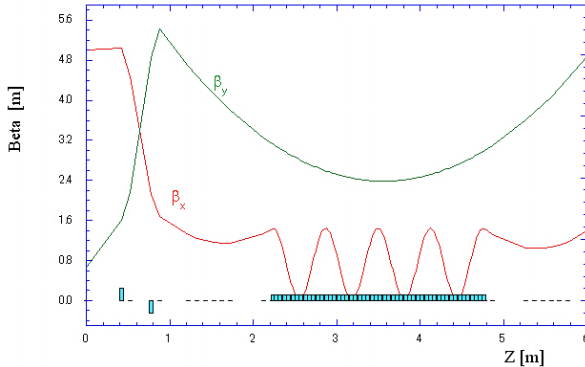


図1：アンジュレータ中の β 関数

アンジュレータは横置きを考えているので、ビー
ムの蛇行軌道は鉛直平面内にあり、水平方向に(1)
式の集束力を受けている。水平方向の集束力は非
常に強いがビームの輸送に問題を生じるほどでは
なく、また上流の4極電磁石の強さは、ともに 1
T/m 以下と強くはない。アンジュレータの前後に
は、ビーム入射・取り出し用の偏向電磁石を設置
することを考えて 1 m 程度の空間を設けたが、最
終的には FEL のための光共振器の構成など全体の
配置を決定した上で、偏向電磁石での集束力も含
めた評価を行う予定である。

3. アンジュレータ放射

1個の電子からの放射強度の分布は、観測点が十
分に遠い場合、以下の式により得られる^[5]。

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{r_c mc \omega^2}{4\pi^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \vec{n} \times \left[\vec{n} \times \vec{\beta} \right] e^{-i\omega \left(t_r + \frac{R}{c} \right)} dt_r \right|^2 \quad (2)$$

アンジュレータ放射の場合、放射の角度 θ が $\theta \ll 1$ と $K/\gamma \ll 1$ に対して、(2)式の積分はベッセル関数を用いて解析的に求めることができ、得られた $K = 3.7$ のときの基本波の2次元平面の角度分布を図2に示した。アンジュレータ放射の基本波の角度 θ は、周期数 $N_u \gg 1$ の場合には式

$$\sigma_{UR} \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1+K^2/2}{2N_u}} \quad (3)$$

により与えられるが、 $K = 3.7 \sim 2.4$ に対してこの角
度は、 $\sigma_{UR} = 12 \sim 8$ mrad 程度であるため、極端に
大きな光学素子を用いることなく輸送することが

可能と考えている。

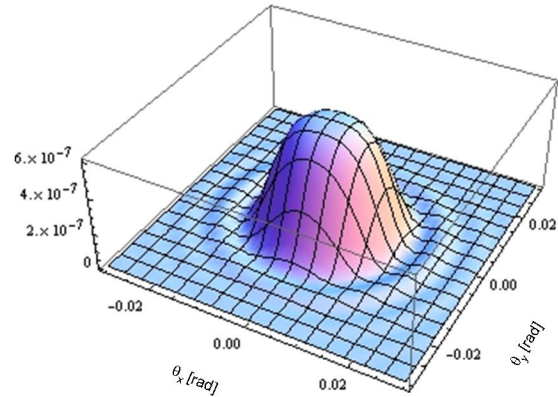


図2：アンジュレータ放射の角分布
(基本波, $K = 3.7$ の場合)

いま前方への放射の角度分布のほぼ全体を覆う角
度として、 $\theta_1 = \sqrt{2}\sigma_{UR}$ を考える。このとき1個の電子が θ_1
で決まる円錐内に放射した基本波のエネルギーは、
SI 単位系では以下のように表せる^[6,7]。

$$W_0(\omega_0) \approx \frac{e^2 \omega_0 [JJ]^2 \xi}{\epsilon_0 c} \quad [J] \quad (4)$$

ここで、 $[JJ] = J_0(\xi) - J_1(\xi)$ 、 $\xi = K^2 / (4+2K^2)$ であり、
バンド幅は $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/N_u$ である。これを用いてアン
ジュレータギャップを 54 ~ 68 mm と変えた場合に対
応する1個の電子による基本波の放射エネルギーは、
 $W_0 = 1.2 \sim 2.3E-23$ J と見積もられた。

N_e 個の電子からなるバンチが放出するエネル
ギー $W(\omega)$ は、以下のように与えられる。

$$W(\omega) = W_0(\omega) \left[N_e + N_e(N_e - 1) |F(\omega)|^2 \right] \quad (5)$$

ここで、 $W_0(\omega)$ は(4)式で与えられる電子1個の放射
エネルギー、 $|F(\omega)|^2$ はバンチ内の電子の時間分布
をフーリエ変換して得られる形状因子である。図
3にバンチ長 $\sigma_t = 100$ fs のガウス分布を仮定した
場合の形状因子と、SPECTRA^[8]により得られた電
子1個によるアンジュレータ放射の光束密度を示し
た。バンチ長 $\sigma_t = 100$ fs の場合、3次以上の高次光
では形状因子が小さく、コヒーレント放射は期待
できないことが分かる。また図4には、(5)式を用
いて見積もった 20 pC の電子バンチによる基本波
のコヒーレント放射エネルギーを示した。 $\sigma_t = 100$
fs のとき、波長 360 μm に対して、 $W_{CSR} = 144$
nJ/miropulse である。波長が短くなるにつれて形状
因子が小さくなるにもかかわらず放射エネルギー
が大きくなるのは、(4)式より放射エネルギーが波
長の逆数に比例しているためである。バンチ電荷
が 20 pC と少ないことから、放射エネルギーは、
かつて ERLP^[6] で計画されていた値 ($\sim 10 \mu\text{J}$
@200pC) よりも小さいが、スリッページにより伸
びた光パルス ($N_u \lambda/c = 15 \sim 30$ ps) あたりでのピーク
放射パワーは 5~8 kW と、レーザーベースの光源

に比べて高いピークパワーを有している。

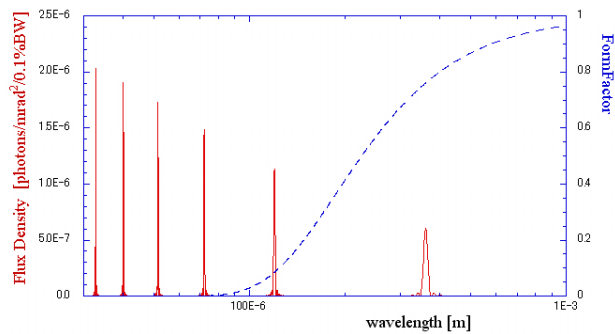


図3：光束密度分布と形状因子
(破線： $\sigma_t = 100$ fs のガウス分布の形状因子、
実線：K=3.7での1個の電子からの光束密度)

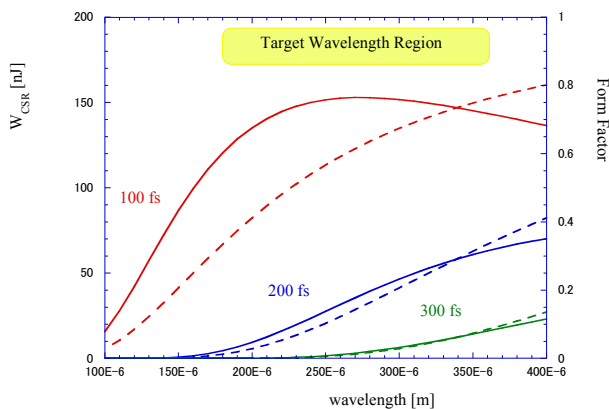


図4：マイクロパルスあたりの基本波のコヒーレント放射エネルギーと形状因子
(実線：バンチ電荷 = 20 pC での放射エネルギー、
破線：形状因子、それぞれ $\sigma_t = 100, 200, 300$ fs の
場合について示してある。)

このコヒーレントなアンジュレータ放射はまた、縦方向バンチ診断の手段としても有用と考えられている^[5,6,9]。図4に $\sigma_t = 100, 200, 300$ fs の場合の放射強度と形状因子を示したが、バンチ長とともに放射強度が急激に変動することが分かる。こうしてアンジュレータギャップを変えて基本波の周波数で掃引しながら放射強度を測定することで、形状因子を決定することが原理的には可能である。これにより、これまでストリークカメラでは計測が困難であった時間領域でのバンチ分布の診断が可能になると期待されるが、実際には課題も多い^[9]。コヒーレント放射強度の測定から縦方向形状因子を精度良く得るには、横方向形状因子を正確に得ておく必要がある。またバンチ分布の再構成に於いては欠落した位相情報を Kramers-Kronig relation^[9] などにより補う必要があるが、バンチ分布は一般にはガウス分布ではないために、限られた周波数幅での測定データを外挿する際に、多くの不定性や誤差が入り込んでくる。さらに使用する検出器の特性や、アンジュレータ放射の共鳴波長を変えた際のスペクトルの変化なども正確に把

握しておく必要がある。当面の方針としては、信頼できるS2Eシミュレーションを確立してバンチ形状を予測することが重要と思われる。

4. まとめ

コヒーレントTHz光源用試験加速器で使用するアンジュレータの設計を行っている。これはまた、将来的にはプリバンチドFELにも利用することを考えている。周期長が長いために生じる強い集束力については、ビームの輸送に問題を生じるほどではないが、今後より詳細な検討を行っていく。また誤差磁場の影響や現実的なベータ関数を用いて有限のエミッタンスやエネルギー広がりの効果を含めたコヒーレント放射の評価も進めていく予定である。縦方向バンチ診断についても興味深いテーマであり、今後、検討を進めたいと考えている。

参考文献

- [1] H. Hama et al., “Conceptual design of an isochronous ring to generate coherent terahertz synchrotron radiation”, New J. of Phys. 8 (2006) 292. URL: “<http://www.iop.org/EJ/abstract/1367-2630/8/11/292>”
- [2] H. Hama et al., “Development of accelerator-based THz sources at Tohoku University”, Proceedings of Particle Accelerator Conference PAC09, (2009)
- [3] M. Yasuda et al., “Development of THz light source using pre-bunched FEL”, Proceedings of FEL Conference FEL2008, (2008), 71-74, URL: “<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/FEL2008/papers/mopph041.pdf>”
- [4] O. Chubar, P. Elleaume, J. Chavanne, “A 3D magneto-statics computer code for insertion devices”, J. Synchrotron Rad. (1998), 5, 481-484. RADIA_URL: “<http://www.esrf.fr/machine/support/ids/Public/Codes/software.html>”
- [5] H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics II. 2nd ed. (1998)
- [6] C. Gerth, B. McNeil, “Generation of coherent far infra-red radiation utilising a planar undulator at the 4GLS prototype”, NIM-A, 528 (2004) 125
- [7] G. Geloni, et al., “A method for ultrashort electron pulse shape-measurement using coherent synchrotron radiation”, DESY-Report 03-031 (2003).
- [8] T. Tanaka, H. Kitamura, “SPECTRA: a synchrotron radiation calculation code”, J. Synchrotron Rad. (2001). 8, 1221-1228. URL: “<http://radiant.harima.riken.go.jp/spectra>”
- [9] A. Willner, et al., “Bunch diagnostics with coherent infrared undulator radiation at FLASH”, Proceedings of EPAC08. (2008). 1320-1322. URL: “<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e08/papers/tupe110.pdf>”
- [10] R. Lai, A.J. Sievers, “On using the coherent far IR radiation produced by a chargedparticle bunch to determine its shape: I Analysis”, Nucl. Instr. Meth. A397(1997) 221