

フェムト秒電子ビームの二段階パルス圧縮に関する検討

NUMERICAL STUDY OF TWO-STAGE PULSE COMPRESSION OF FEMTOSECOND ELECTRON BEAM

菅晃一[#]、楊金峰、小方厚、近藤孝文、神戸正雄、野澤一太、吉田陽一

Koichi Kan[#], Jinfeng Yang, Atsushi Ogata, Takafumi Kondoh, Masao Gohdo, Itta Nozawa, Yoichi Yoshida

The Institute of Scientific and Industrial Research (ISIR), Osaka University

Abstract

Generation of femtosecond electron bunches has been investigated for a light source based on electron bunches and improvement of time resolution in time-resolved measurements. In this study, two-stage pulse compression of electron bunch after magnetic bunch compressor was studied. Numerical simulation of electron bunch compression using an undulator and laser pulse has been carried out. The magnetic field of the undulator for experiment has been also simulated.

1. はじめに

フェムト秒・ピコ秒領域の超短パルス電子ビーム^[1,2]は、自由電子レーザー、レーザーコンプトン X 線発生、パルスラジオリシス^[3,4,5]等の加速器物理、物化学の研究に応用されている。そのため、超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）^[4]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 RF 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、20 フェムト秒の電子ビーム発生を行うことが可能になっている^[6]。しかし、従来よりも短い<10 フェムト秒・さらにはアト秒の電子ビームを発生するためには、従来の手法を発展させる必要がある。一方、自由電子レーザーやシンクロトロン放射等の光源加速器の分野では、電子ビームは放射する電磁波の特性を決めるため、電子ビーム分布が光源の品質（波長・強度）に影響することが知られている。例えば、GeV オーダーの円形光源加速器では、Coherent Harmonic Generation (CHG)^[7]と呼ばれる手法により、アンジュレータにレーザーと電子ビームを入射し、レーザーにより電子ビーム内に周期的な分布を作り、高強度の FEL 発振を可能にする手法が報告されている。また、線形加速器の深紫外光自由電子レーザーの分野でも、レーザーを基本波として倍波を発生する High-Gain

Harmonic Generation (HG)と呼ばれる手法も報告されている^[8]。

そこで、本研究では、光源加速器等で用いられているレーザーとアンジュレータによる電子ビームの変調について、短パルス電子ビームの発生への応用可能性の検討を行った。計算では、二段階目のパルス圧縮として、磁気パルス圧縮器で圧縮されたフェムト秒電子ビームをアンジュレータ内でレーザーによりエネルギー変調を行う計算の状況を報告する。また、実験に向けたアンジュレータにより得られる磁場分布の計算結果について報告する。

2. 計算体系と解析方法

図 1 に計算例と計算体系を示す。数値計算は、図 1(a)に示すような、OOPIC (Object-Oriented Particle-in-Cell) コード(Tech-X Corporation)^[9]を用いて行った。フェムト秒電子ビームの条件は、電荷量：10 pC、マクロ粒子数：10000、パルス幅：50 fs、エネルギー：32.5 MeV、スポット径：0.2 mm とした。光の電場の絶対値 E は、ポインティングベクトルの時間平均値 $\langle \mathbf{S} \rangle$ を考慮し、

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} E \times H \quad (1)$$

$$E = \sqrt{\frac{2 \langle \mathbf{S} \rangle}{c \epsilon_0}} \quad (2)$$

により表すことができる。ここで、 H 、 c 、 ϵ_0 は、それぞれ、光の磁界の絶対値、光速、真空の誘電率である。例えば、レーザー光のパルス幅：100 fs、スポット半径：2 mm、エネルギー：1 mJ とした時、光強度： 8.0×10^{10} W/cm²、電場強度 E ： 7.7×10^8 V/m となる。従って、計算におけるレーザーの条件は、波長：800 nm（電場の 1 周期：2.7 fs）、パルス幅：107 fs（40 周期相当）、光電場 E ： $\leq 1 \times 10^9$ V/m

[#]koichi81@sanken.osaka-u.ac.jp

とした。この条件はフェムト秒レーザーを 1 回の再生増幅器で増幅して、レーザー光を集光しない条件に近いが、集光した場合はさらに高強度の光電場を生成可能と考えられる。一方、アンジュレータの共鳴条件は、

$$K = e\lambda_U B_U / 2\pi mc \quad (1)$$

$$\lambda_L = \frac{\lambda_U}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2)$$

により表すことができる。 K 、 λ_U 、 B_U 、 λ_L 、 γ 、は、それぞれ、アンジュレータの K 値、磁場の周期長、磁場、発振波長、ローレンツファクターである。また、後のアンジュレータの計算結果も考慮し、周期長：6.6 mm、最大磁場強度：2.5 kG、周期数：4 とした。しかし、計算では、後の磁場計算で得られた磁場分布は用いずに、三角関数で解析的に計算される理想的な周期磁場を用いた。光電場の偏光方向は磁場により電子の蛇行する方向 (x) と同方向で計算を行った。上記の条件を用いて、図 1(b) に示すような計算体系で、電子ビームと光電場が周期磁場中を 30 mm 進行した後の電子ビームの分布を計算した。

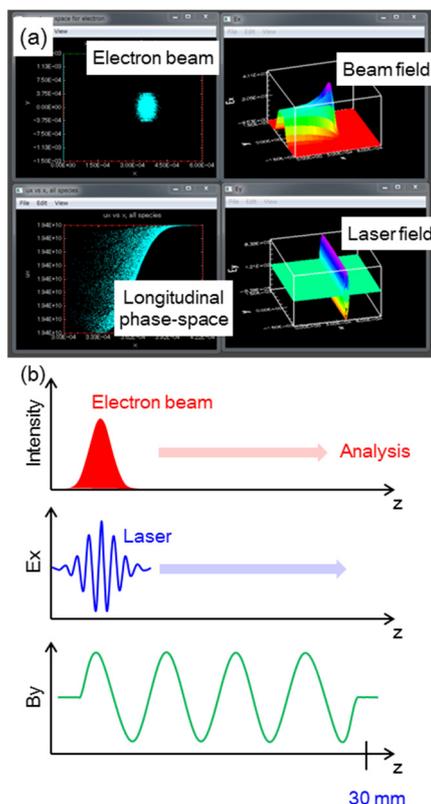


Figure 1: (a) Simulation using OOPIC code. (b) Schematic diagram of simulation of microbunching using undulator and laser.

3. 計算結果

図 2 に計算結果を示す。図 2(a) は、30mm 進行した後の電子ビームの進行方向 (z) の分布を示す。いずれの分布についても、周期磁場を考慮した結果であり、空間電荷効果により初期分布のガウス分布が崩れ、スパイクができていくことがわかる。現在のところ、光電場を $0 \sim 1 \times 10^9$ V/m まで変化させたが、周期磁場におけるマイクロバンチングによる電子ビームの周期的な分布は計算できていない。図 2(b) に、それぞれの電子ビーム分布のフーリエ変換の結果を示す。光電場および共鳴条件 (波長：800 nm、1 周期：2.7 fs) に相当する周波数は 0.38 PHz に相当するが、軸方向分布から予想される通り、0.38 PHz 近辺にピークは計算結果では確認できない。2.3 PHz 近辺のピークは、光電場の有無にかかわらず存在しており、計算の初期分布 (乱数の種) に依存している可能性がある。本計算では、1 つの分布を得るために、10 時間程度の計算時間を要するため、様々なパラメータ (電子ビーム分布、光電場の強度・位相、周期磁場) の最適化を行うためには、これまでに報告されている解析解等の利用、計算の高速化が必要と考えられる。また、今後、空間電荷やマイクロバンチングの計算を適切に行うために、本研究より長い共鳴波長 (>数 10 μ m) と長距離の輸送 (数 m) によるマイクロバンチングの効果を Genesis^[10]等の他コードとのベンチマークを行い、今後の計算結果の検証も行う予定である。また、ラジアル偏光のテラヘルツ電磁波^[11]等によるパルス圧縮についても検討を行う。今後、本手法によるマイクロバンチングの

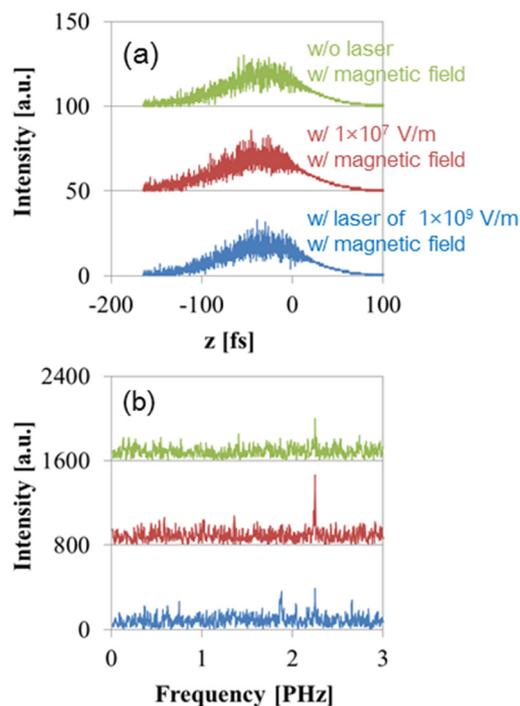


Figure 2: (a) Time profiles of electron beam travelling 30 mm with laser and undulator conditions. (b) Frequency spectra of the time profiles.

数周期数もしくは 1 周期のパルス幅に近い電子ビームを発生できた場合は、従来よりも短い電子ビームパルスを実現できる可能性がある。軸方向エミッタンスがアンジュレータ中で不変であれば、エネルギー変調（縦方向の幅の増大）は、パルス幅を低減（横方向の幅の低減）することが可能である。

4. アンジュレータの設計

図 3 にアンジュレータの磁場分布のシミュレーション結果を示す。計算は、図 3(a)に示すように、Poisson Superfish コード^[12]を用いて磁場を計算した。本計算では、着磁方向が 180 度異なる 2 種類の磁石を交互に並べた結果である。磁石は永久磁石を想定した。上下の中の 3 組の磁石については、磁場の周期長 6.6 mm の半分の長さを考慮し、幅：3.3 mm、高さ：10 mm の磁石を配置した。上下の端には、幅：

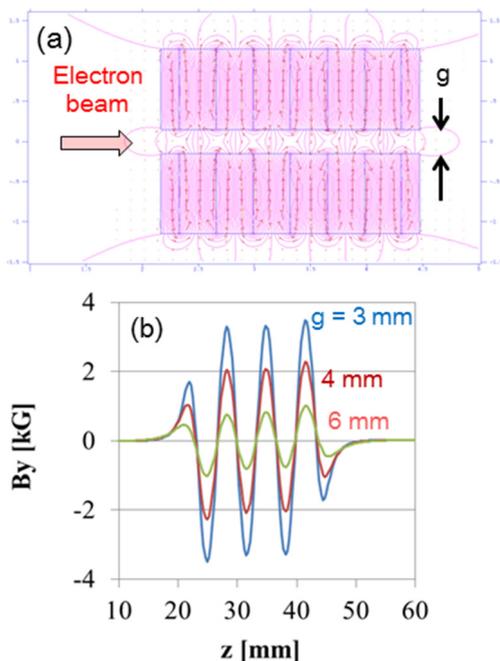


Figure 3: (a) Magnetic field calculated by Poisson Superfish code. (b) Magnetic field profiles on electron beam trajectory.

1.65 mm、高さ：10 mm の磁石を配置した。図 3(b)に、ギャップ長 g を変化させた時のビーム軸（ギャップ中心）上の磁場分布を示す。ギャップ長が 3 mm の時に磁場強度は 3.5 kG 程度となり、2 節で示した周期長と磁場強度を満たすことができることが分かった。今後は、着磁方向が 90 度異なる 4 種類の磁石を用いる Halbach 型アンジュレータ^[13]を検討、より詳細な磁場分布の周期数・ギャップ長依存性を計算するとともに、実験に向けたアンジュレータの試作を行う予定である。

5. まとめ

本研究では、短パルス電子ビームを発生するために、レーザーとアンジュレータによる電子ビームの変調について検討を行った。現在、光電場（波長：800 nm）とアンジュレータ（共鳴条件の波長：800 nm）による電子ビームのエネルギー変調とマイクロバンチングの現象は計算できていない。しかし、今後、計算の検証を行うと同時に、電場強度・位相の最適化を行う。また、実験に向けた、アンジュレータ（周期長：6.6 mm、磁場強度： >2.5 kG）の磁場分布の計算を行った。

本研究は、科研費(25870404, 26249146, 15H05565)により支援を受けました。

参考文献

- [1] A. F. G. van der Meer, Nucl. Instrum. Meth. A 528, 8 (2004).
- [2] H. Wabnitz et al., Phys. Rev. Lett. 94, 023001 (2005).
- [3] T. Kondoh et al., Radiat. Phys. Chem. 84, 30 (2013).
- [4] J. Yang et al., Nucl. Instrum. Meth. A 629, 6 (2011).
- [5] K. Kan et al., Rev. Sci. Instrum. 83, 073302 (2012).
- [6] I. Nozawa et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 17, 072803 (2014).
- [7] G. De Ninno et al., Phys. Rev. Lett. 101, 053902 (2008).
- [8] L. H. Yu et al., Phys. Rev. Lett. 91, 074801 (2003).
- [9] G. Andonian et al., Appl. Phys. Lett. 98, 202901 (2011).
- [10] <http://genesis.web.psi.ch/>
- [11] K. Kan et al., Appl. Phys. Lett. 102, 221118 (2013).
- [12] http://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_sf.phtml
- [13] H. Winick et al., Phys. Today 34, 50 (1981).