

単一サイクル XFEL パルス生成手法の提案 PROPOSAL TO GENERATE MONOCYCLE XFEL PULSES

田中隆次
Takashi Tanaka*
RIKEN SPring-8 Center

Abstract

A new scheme for X-ray free electron lasers (XFELs) is presented, which makes it possible to generate an isolated monocyclus X-ray pulse. This scheme is based on coherent emission from a chirped microbunch when passing through a strongly tapered undulator, and the pulse lengthening by optical slippage intrinsic to the lasing process of FELs, can be effectively suppressed through destructive interference of electromagnetic waves emitted at individual undulator periods. Numerical simulations show that an isolated monocyclus X-ray pulse with the wavelength of 8.6 nm and the peak power of 1.2 GW can be generated if this scheme is applied to a 2-GeV and 2-kA electron beam.

1. はじめに

レーザー光を利用して超高速な現象を探索する際に到達可能な時間分解能は、(ジッターなどの技術的要因を除けば)レーザーのパルス幅で規定される。単一サイクル光パルスとは、パルス幅が理論下限である波長程度にまで圧縮された光である。単一サイクル光パルスの生成は可視光や赤外領域では既に成熟した技術であり、数フェムト秒という超短パルス特性を活かして様々な分野における高速な現象が解明されている。

上記で述べた単一サイクル光パルスの生成技術が X 線領域におけるレーザーである XFEL においても適用可能であれば、そのパルス幅は数アト秒から数 100 ゼプト秒に到達し、これを利用することによって、従来の長波長レーザーでは解明できない高速現象を研究することが期待される。一方、XFEL において到達可能なパルス幅は長波長レーザーと同等の数フェムト秒に留まっているのが現状である。

このような状況を打破し、XFEL のパルス幅をさらに短縮するために各種のアイデアが提案されている [1]-[13]。また最近では、XFEL パルスを実効的に圧縮する原理 [14] や、数サイクルのパルストレインを発生する原理 [15] などが提案され、注目を集めている。しかしながら、パルス幅を理論下限である波長程度にまで短縮し、孤立した単一サイクル光パルスを発生する原理は存在しない。

XFEL におけるレーザー発振の源はマイクロバンチ、即ち、発振波長 λ で等間隔に並んだ密度変調である。従って、レーザーのパルス幅 l_L はマイクロバンチの長さ $l_b = M\lambda$ に強く依存する。ここで M は密度変調の数を意味し、これを減らすことによってパルス幅を短縮することが可能である。容易に理解されるように、 l_b の最小値は λ であり、このとき M は最小値 1 に達するとともに、電子ビームにはただ 1 つのマイクロバンチ (単一サイクルマイクロバンチ) が形成される。一方、そのような極限状態においても、パルス幅 l_L は決して理論下限 λ まで短縮することはできない。これは、電子ビームがアンジュレータの 1 周期を通過する間に、光パルス

がアンジュレータの基本波長 λ だけ電子を追い越していくためであり、これを光のスリッページと呼ぶ。具体的には、単一サイクルマイクロバンチが形成された電子ビームが N 周期のアンジュレータを通過する際に生成するレーザーパルスは N サイクルに相当するパルス幅を有する。即ち、スリッページにより XFEL のパルス幅は広がってしまう。逆に言うと、単一サイクルマイクロバンチが一度だけ偏向されると単一サイクル光パルスを生成するが、この条件では高出力なレーザー発振は期待できない。本論文では、スリッページによるパルス幅伸張効果を抑制し、多サイクルマイクロバンチを多周期のアンジュレータに入射することで、高出力の単一サイクル光パルスを発生する新たな XFEL 手法について報告する。

2. 単一サイクルパルス発生 の原理

本手法は、マイクロバンチの間隔が電子ビームの進行方向に沿って直線的に変化すること、及びアンジュレータの磁場振幅がある規則に従って変化すること、という点において通常の FEL 手法とは異なる。ここである規則とは、 n 番目のマイクロバンチ間隔と、 n 周期目の磁場振幅に相当するアンジュレータの基本波長とが等しい、という条件を意味する。以後、間隔が直線的に変化するマイクロバンチを「チャープしたマイクロバンチ」、また、磁場振幅が上記条件を満たすアンジュレータを「テーパアンジュレータ」と呼ぶ。これらを利用して、単一サイクルパルスを発生する原理について Fig. 1 を用いて解説する。

例として、11 サイクルのチャープしたマイクロバンチを有する電子ビームが上記の条件を満たすテーパアンジュレータに入射する場合について考察する。電子ビームの電流分布の模式図を Fig. 1(a) に示す。電流密度 j が相対位置 $s = c(z/v_z - t)$ の関数として表されている。ここで、 c , z , t 及び \bar{v}_z は光速、進行方向座標、時刻、及び電子の z 方向における平均速度を意味する。 n 番目のマイクロバンチ間隔は λ_n で示されており、これは n の増加に伴って直線的に減少する。以後、 s の原点は、最後尾に位置するマイクロバンチの電流ピーク位置で定義し、破線で示す。

* ztanaka@spring8.or.jp

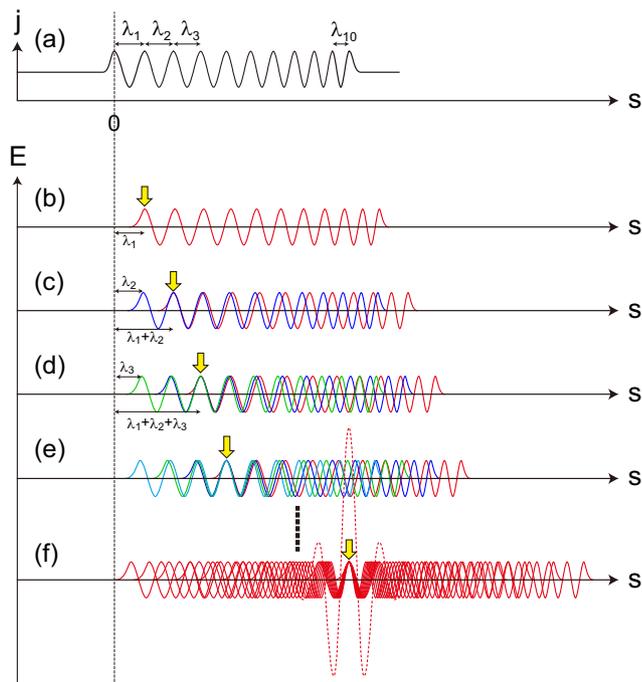


Figure 1: Principle to generate a monocycle pulse in FELs.

上記で定義した電子ビームがアンジュレータの第1周期を通過したときに形成する光の波形が Fig. 1(b) の赤線で示されている。これは、電子ビームによって形成される光電場の波形がその電流分布を反映すること、及び光波がアンジュレータにおけるスリッページによって電子ビーム前方にシフトするという効果を示している。即ち、図中矢印で示したパルス（以後、共鳴パルスと称する）が、原点から λ_1 （第1周期におけるスリッページ長）だけ前方、即ち $s = \lambda_1$ に位置している。

次に、電子ビームが第2周期を通過した時点で形成される光の波形を Fig. 1(c) に示す。赤線は、第1周期通過後に形成された波形が、第2周期を通過する際のスリッページ効果によってさらに λ_2 だけ前方にシフトすることを示している。この結果、共鳴パルスは $s = \lambda_1 + \lambda_2$ に位置している。また青線で示した、第2周期を通過することによって形成される光波は、第1周期のそれとほぼ同じ形状であるが、最後尾のパルスは $s = \lambda_2$ に位置している。

同様の議論は、Fig. 1(d) 及び (e) に示した第3及び第4周期経過後の光波形にも適用され、共鳴パルスの位置は $s = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$ 及び $s = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4$ へシフトし、さらに、各周期において形成された光波形が足し合わされる。

Figure 1(f) に、全ての周期において放出された光の波形を赤線で示す。共鳴パルスの位置では全ての波形が強め合う状態（共鳴状態）で重ね合わされる一方、この位置から離れた他の位置では共鳴条件は満たされず、波形は弱め合う。これらを足し合わせると、赤の点線で示したように、共鳴パルスの近傍においてピーク強度の高い、パルス幅の短い光パルスを生成できることが理解できる。

上で述べた議論は数学的には以下のように説明できる。チャープしたマイクロバンチがテーパーアンジュ

レータを通過したときに放出するコヒーレント光の電場 $E(t)$ は次式で与えられる。

$$E(t) = n(t) \otimes E_s(t)$$

ここで、記号 \otimes はコンボリューション演算子であり、 $n(t) = n_0[1 + bf(t)]$ はチャープしたマイクロバンチの密度分布関数、また $E_s(t) = E_0g(t)$ は単一の電子がテーパーアンジュレータを通過するとき放出する光の電場を表す。さらに、関数 $f(t)$ 及び $g(t)$ はチャープした正弦波関数、 n_0 は平均電子密度、 b は $|b| \leq 1$ を満足するバンチ因子、 E_0 は電場振幅を意味する。

さて、 n 番目の周期におけるアンジュレータの基本波長が、 n 番目のマイクロバンチ間隔 λ_n に等しいという条件を思い出せば、関数 $f(t)$ 及び $g(t)$ に

$$g(t) = f(T - t) \quad (1)$$

なる関係が成り立つことが容易に理解される。ここで T は任意の時間である。時間 t の原点を再定義することにより、次式が得られる。

$$E(t) = bn_0E_0\mathcal{F}^{-1}[|\tilde{f}(\omega)|^2] \quad (2)$$

ここで、 \mathcal{F}^{-1} はフーリエ逆変換を意味する演算子、また $\tilde{f}(\omega)$ は $f(t)$ のフーリエ変換である。式 (2) は $E(t)$ が $|\tilde{f}(\omega)|^2$ の逆フーリエ変換で与えられることを意味する。さて、 $|\tilde{f}(\omega)|^2$ はテーパーアンジュレータのスペクトルを表す関数であって、 ω に対して滑らかに変化するとともに、テーパー率に応じた広いバンド幅を有する。従ってそのフーリエ変換 $E(t)$ の時間幅、即ち光のパルス幅は、テーパー率に応じて縮小することが可能であり、究極的には単一サイクルパルスを生成することができる。

3. 実装方法

次に、上記で説明した単一サイクルパルス生成の原理を XFEL へ実装する手法について解説する。本手法は一般的に HGHG (High Gain Harmonic Generation) と呼ばれる手法と類似しており、シード光をその高次光にアップコンバートする。最大の違いは、シード光に単一サイクルのレーザーパルスを利用する点にあり、出力される高次光も単一サイクルに相当する短パルス特性を維持する。このためこの手法を MCHG (Monocycle Harmonic Generation) と称する。Fig. 2 の上側に MCHG を可能にする加速器レイアウトの模式図を示す。

加速器を構成する各機器は、本手法が機能するために必要な各プロセス毎に (i)~(v) の数字と矢印で示されたセクションに分類できる。以下で各セクションについて解説するとともに、それぞれの入口と出口における電流分布と光パルス波形の模式図を Fig. 2 の下側に示す。

セクション (i) では、単一周期のアンジュレータ（モジュレータ）とシケインが設置され、波長 λ_0 の単一サイクルシード光によってエネルギー変調を誘起し、これを密度変調に変換することによって単一サイクルのマイクロバンチを電子ビームに形成する。この際、マイクロバンチに強い高次成分が含まれることが、本手法が有効に機能するために必要であり、このため、シード光のピークパワーは十分に高いことが要求される。また、シケインには以後の過程で必要の無いシード光を遮断

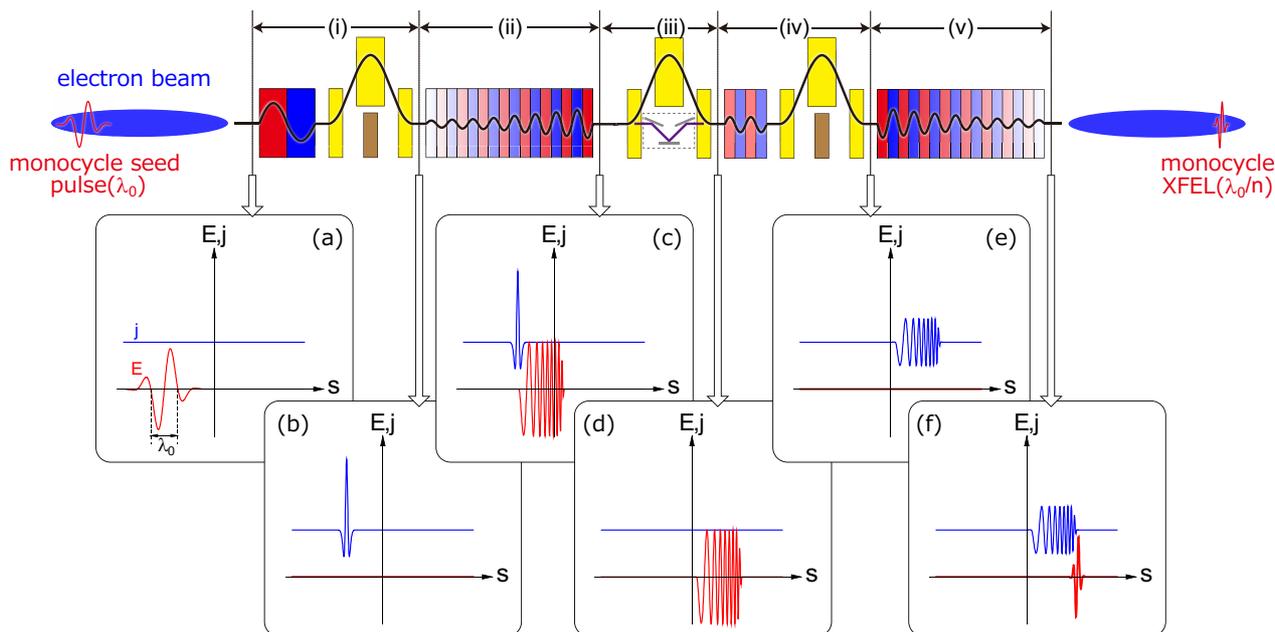


Figure 2: Accelerator layout to realize the proposed MCHG scheme (top) and schematic illustration of the current profile and electric field of radiation seen at the entrances and exits of respective sections (bottom).

するためのシャッターが設置される。(a)に示した通り、セクション(i)入口において一様であった電子ビームの電流分布は出口において強く変調され、単一のマイクロバンチが形成される。さらに、このマイクロバンチには強い高次成分が含まれる。

セクション(ii)において、単一サイクルマイクロバンチはテーパアンジュレータ(ラディエータ)に入射される。ここで、アンジュレータの偏向定数(K 値)は $K[1 + (\Delta K/K)\Delta z/L]$ に従って直線的に変化する。 Δz は、アンジュレータ中心からの相対距離であり、 L はアンジュレータの全長を表す。平均偏向定数(K)は、アンジュレータ放射の中心波長が λ_0/m と等しくなるように調整する。ここで、 m は目標となる高調次数である。(c)に示した通り、セクション(ii)出口においてチャープした光パルス(チャープパルス)が発生する。

セクション(iii)では、電子ビームはシケインを通過する。これによって、セクション(i)で生成されたマイクロバンチを消去するとともに、セクション(ii)で発生したチャープパルスを電子バンチ前方の“フレッシュな”領域に送る。これはFEL型HGFGにおいてフレッシュバンチとして知られる技法である。

セクション(iv)では、電子ビームは数周期のアンジュレータ(モジュレータ)とシケインを通過する。セクション(i)と同様の過程によってマイクロバンチが形成されるが、電子ビームはチャープパルスと相互作用するため、チャープしたマイクロバンチが形成される。また、チャープパルスは以後の過程では必要ないため、シケインには光を遮断するシャッターが挿入される。

セクション(v)において、チャープしたマイクロバンチを有する電子ビームがテーパアンジュレータに入射され、前節で解説した原理によって単一サイクルパルスを発生する。このセクションに設置されるテーパアンジュレータの仕様はセクション(ii)で利用されるもの

と同じであるが、テーパの方向が逆転している。こうすることによって、式(1)で表される条件を担保することができる。このようにして、波長 λ_0 の単一サイクル光パルス(シード光)はその m 次高調波へアップコンバートされる。

上記の過程で得られた波長 λ_0/m の単一サイクルパルスが十分な強度を有する場合、これを次段のMCHGのシード光として利用することによって、さらなる短波長化が可能である。これはカスケード型HGFGとして知られる手法と同様である。

4. 適用例

前節で解説したMCHGの実現可能性と光源性能を調べるため、数値計算による評価を行った。通常利用されるFELシミュレーションコードでは、アンジュレータ基本波長でのスライシングと、FEL方程式のアンジュレータ周期毎の平均化が行われるが、これらの数値計算技法はMCHGの定量的評価には好ましくない。このため、これらの技法を利用せずにFEL方程式を解くための計算コードを開発した。より実用に近い形での評価とするため、光の回折や空間電化効果も考慮する一方、電子ビーム及び光の空間分布を軸対称とすることで計算時間の軽減を図った。

上記の計算コードを利用して、エネルギー2 GeV、電流2 kA、規格化エミッタンス $0.4 \mu\text{m}$ の電子ビームにMCHGを適用したときの光源性能についてシミュレーションを行った。シード光として、文献^[19]で報告されている、中心波長60 nm、パルスエネルギー10 μJ 、FWHMパルス幅0.38 fsの短パルス光を仮定した。シミュレーションは、数種類の高調次数(m)と電子ビームのエネルギー幅(σ_γ/γ)について行った。例として、 $m = 7$ ($\lambda_0/m = 8.6 \text{ nm}$)、 $\sigma_\gamma/\gamma = 5 \times 10^{-5}$ 、及びテーパ率 $\Delta K/K = 0.5$ を仮定したときの計算結果をFig.

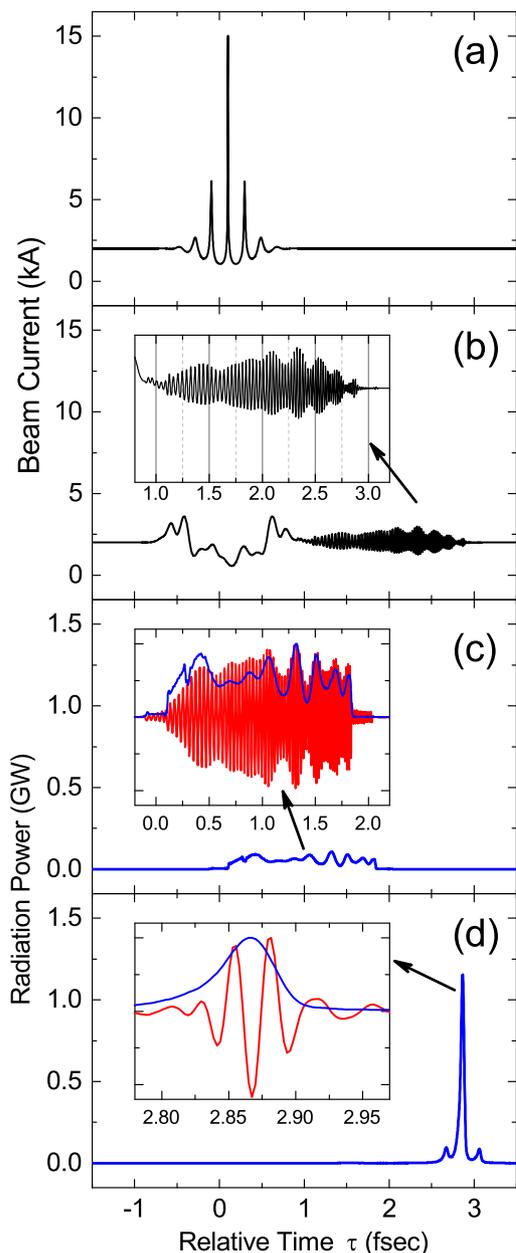


Figure 3: Simulation results for $n = 7$ (8.6 nm), $\sigma_\gamma/\gamma = 5 \times 10^{-5}$ and $\Delta K/K = 0.5$.

3に示す。さらに、そのときに仮定したアンジュレータ及びシケインのパラメータを Table 1 に示す。ちなみにこの計算例では、光と電子の相互作用効率を増強するためにヘリカルアンジュレータが利用されていることに注意されたい。

Figure 3(a) 及び (b) には、2 段のテーパーアンジュレータの入口における電流分布が示されている。横軸が相対時刻 $\tau = s/c$ で表され、その原点はシードパルスがセクション (i) の入口に到着した時刻で定義されている。また Fig 3(c) 及び (d) には、2 段のテーパーアンジュレータ出口における光パワーと規格化された電場の時間分布が示されている。

セクション (i) の出口において、ピーク電流 15 kA の単一サイクルマイクロバンチが生成され (a)、これがテー

パーアンジュレータを通過することによってチャープパルスが発生する (c)。このチャープパルスと電子ビームが相互作用することによってチャープしたマイクロバンチが形成され (b)、これが 2 段目のテーパーアンジュレータを通過することによって、ピークパワー 1.2GW、FWHM パルス幅 0.046 fs の光パルスが生成される (d)。このパルス幅は 8.6 nm の波長の 1.6 サイクルに相当する。

Table 1: Parameters for the undulator and dispersive sections assumed in Fig. 3; λ_u , N and K denote the period length, period number and K value of the undulators, and R_{56} denotes the dispersive strength.

Section	λ_u (mm)	N	K	R_{56} (mm)
(i)	170	1	3.13	0.015
(ii,v)	27	60	2.21~3.69	-
(iii)	-	-	-	0.20
(iv)	81	2	1.39	0.024

Figure 4(a) 及び (b) に、高調次数 m の関数として表したピークパワーとパルス幅の計算結果を示す。エネルギー幅として 3 種類仮定し、それぞれについてプロットしてある。パルス幅は、サイクル数として規格化して示している。また、電子エネルギーやアンジュレータの偏向定数などは各計算条件において調整してあることに注意されたい。

エネルギー幅が小さい場合 ($\sigma_\gamma/\gamma = 5 \times 10^{-5}$)、MCHG は上手く機能する。即ち、ピークパワーは 1GW に達し、パルス幅は 9 次光 (6.7 nm) においても 2 サイクルよりも短い。しかしながら、エネルギー幅が増加すると共に短パルス性能やピークパワーと行った光源性能は急激に悪化する。例えば、 $\sigma_\gamma/\gamma = 1.2 \times 10^{-4}$ のときには、現在想定している条件において MCHG を実現することはほぼ不可能である。

上記の問題を改善するため、2 つの異なる方法が存在する。一つは、セクション (iv) におけるアンジュレータの周期数 (= $N^{(iv)}$) を増やすこと、他方はテーパーアンジュレータのテーパー率 (Δ/K) を下げることである。これらの修正はいずれもパルス幅を伸ばす方向に働く一方、チャープしたマイクロバンチの形成を促進するため、ピークパワーを大幅に改善する。例として、 $N^{(iv)}$ を 2 から 4 に増加し、 Δ/K を 0.5 から 0.2 に下げた時の計算結果を Fig. 4(c) 及び (d) に示す。上記のパラメータ調整により、ピークパワーが劇的に改善していることがわかる。ただしそれと同時にパルス幅が伸びており、パラメータの選択には妥協が必要である。

5. まとめ

FEL における光のスリッページによるパルス幅の伸張効果を抑制することによってパルス幅を制御し、原理的には単一サイクルパルスを生成することが可能な、新たな XFEL 手法について報告した。この手法の実現性を探るため、軟 X 線領域において期待される光源性能を数値計算により評価し、現実的なパラメータでも十分な効果が得られることを確認した。一方この手法には理論的な波長制限は無く、原理的には X 線領域にまで拡張が可能であるため、SACLA などの XFEL 施設にお

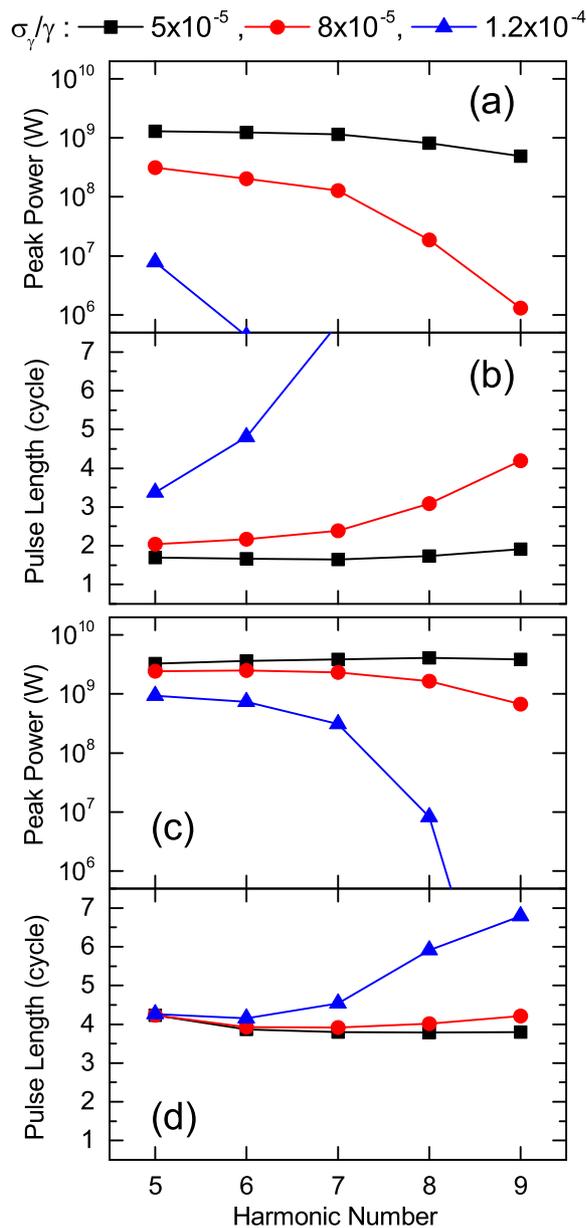


Figure 4: Peak power (a,b) and pulse length (c,d) plotted as a function of m for different values of σ_γ/γ .

いて、単一サイクル X 線レーザーを実現するための有力なオプションとして期待される。

参考文献

[1] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, Opt. Commun. 212, 377 (2002).
 [2] P. Emma, K. Bane, M. Cornacchia, Z. Huang, H. Schlarb, G. Stupakov, and D. Walz, Phys. Rev. Lett. 92, 074801 (2004).
 [3] S. Reiche, P. Musumeci, C. Pellegrini, and J. B. Rosenzweig, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 593, 45 (2008).
 [4] Y. Ding et al., Phys. Rev. Lett. 102, 254801 (2009).
 [5] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, Opt. Commun. 239, 161 (2004).
 [6] A. A. Zholents and W. M. Fawley, Phys. Rev. Lett. 92, 224801 (2004).

[7] A. A. Zholents, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 040701 (2005).
 [8] A. A. Zholents and G. Penn, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 050704 (2005).
 [9] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 050702 (2006).
 [10] W. M. Fawley, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 593, 111 (2008).
 [11] A. A. Zholents and M. S. Zolotarev, New J. Phys. 10, 025005 (2008).
 [12] D. Xiang, Z. Huang, G. Stupakov, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 060701 (2009).
 [13] Y. Ding, Z. Huang, D. Ratner, P. Bucksbaum, H. Merdji, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 060703 (2009).
 [14] T. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 110, 084801 (2013).
 [15] D. J. Dunning, B. W. J. McNeil and N. R. Thompson, Phys. Rev. Lett. 110, 104801 (2013).
 [16] L. H. Yu, Phys. Rev. A 44, 5178 (1991).
 [17] I. Ben-Zvi, K. M. Yang, and L. H. Yu, Nucl. Instrum. Methods A 318, 726 (1992).
 [18] G. Geloni, V. Kocharyan, and E. Saldin, DESY 10-004.
 [19] E. J. Takahashi, P. Lan, O. D. Muecke, Y. Nabekawa, and K. Midorikawa, Nat. Commun. 4, 2691 (2013).
 [20] T. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 114, 044801 (2015).