

TEMPORAL EVOLUTION OF THE FEL SPECTRUM AT ISIR, OSAKA UNIVERSITY

Ryukou Kato ^{#,A)}, Keigo Kawase ^{A)}, Akinori Irizawa ^{A)}, Masaki Fujimoto ^{A)},
Fumiyoshi Kamitsukasa ^{A)}, Hiroki Ohsumi ^{A)}, Masaki Yaguchi ^{A)}, Shoji Suemine ^{A)},
Goro Isoyama ^{A)}, Shigeru Kashiwagi ^{B)}, Shigeru Yamamoto ^{C)}

^{A)} Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University
8-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka, Japan, 567-0047

^{B)} Research Center for Electron Photon Science, Tohoku University
1-2-1 Mikamine, Taihaku-ku, Sendai, Miyagi, 982-0826

^{C)} High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 305-0801

Abstract

Temporal evolution of the FEL spectrum was investigated with the Terahertz FEL at ISIR, Osaka University. The growth of the FEL optical pulse was discontinued during the exponential amplification by shortening the macro-pulse length of the electron beam, and the FEL wavelength spectra under the exponential growth were measured with a plane-reflective grating type spectrometer and a Ge:Ga photoconductive detector. Concatenating these spectra into continuous spectrum, we obtained the temporal profile of the FEL spectrum from the noise level to the power saturation level.

阪大産研 FEL スペクトルの時間発展

1. はじめに

自由電子レーザー (FEL) はシンクロトロン放射と同様にビームベースの光源でありながら従来のレーザーのように時間的に位相のそろったコヒーレント光源である。その波長スペクトルは準単色で、従来のレーザーにはない波長可変性を有する。FEL では自発放射の白色ノイズの中から、アンジュレータと電子ビームエネルギーの共鳴条件を満たす波長の光が増幅される。FEL プロセスの初期において光パルスは、電子バンチと同程度の時間幅、アンジュレータ自発放射と同程度の波長スペクトル幅を有するが、増幅プロセスを重ねることでパルス時間波形と波長スペクトルは動的に変化する。

一般に指数関数増幅領域では、FEL ゲインバンドの最大ゲイン周波数は変化しないため、増幅される光パルスのピーク波長は一定であると考えられる。他方、出力飽和に近づくとゲインバンドの最大ゲインは低下し、そのピークは長波長側にシフトするため、FEL のピーク波長も長波長側にシフトする。また指数関数増幅領域においてコヒーレントな単一の光パルスが成長するとき、FEL の増幅動作によりパルスの時間幅は減少し、時間幅とフーリエ限界の関係にあるスペクトル幅は増加すると考えられる。また、光パルスの一部が出力飽和に達した後は、それまで相対的に強度が低かった部分も飽和レベルに追い付いてくるため、時間幅は増加に転じる。この場合、スペクトル幅は逆に減少に転じることになる。

これまで FEL の波長スペクトルの測定は報告

されているが、そのほとんどは飽和に達した後のスペクトルに関するものである。また波長スペクトルの時間分解測定も報告されているが、主な興味の対象はサイドバンドの形成にあった^{[1][2]}。

大阪大学産業科学研究所では、Lバンド電子ライナックを用いたテラヘルツ FEL の研究開発を行っている^{[3][4][5]}。これまで、波長 70 μm (4.3 THz) でライナック改造後の再発振と出力飽和に成功したのち^[6]、FEL の様々な特性評価を行ってきた。現時点での発振波長領域は 25 ~ 150 μm (12 THz ~ 2 THz) となり、マクロパルスあたりのエネルギーは、分光器出口のユーザー利用ポートで最大 3.7 mJ に達する。現在 FEL の光パルスの成長過程を明らかにするために、FEL パワーの増大に伴う利得の時間変化^[7]や波長スペクトルの変化の評価^[8]を行っている。本学会では FEL 増幅の初期過程から指数関数増幅領域、飽和領域にわたる波長スペクトルの時間的な変化について報告する。

2. FEL システムと測定系

2.1 加速器と FEL システム

大阪大学産業科学研究所の L バンド電子ライナックは 108 MHz 空洞 2 台と 216 MHz 空洞 1 台で構成される 3 段式のサブハーモニックバンチャー (SHB) システムを有し、大電荷量の単バンチビームを加速することができる。FEL 実験時には、ライナックはマルチバンチモードで動作し、このとき熱陰極電子銃 (Eimac, YU-156) で発生した加速電圧

100 kV でピーク電流 600 mA、パルス長 8 μ s の連続ビームが SHB システムに入射される。SHB システムでは 2 番目の 108 MHz 空洞 1 台と 216 MHz 空洞 1 台が使用され、9.2 ns 間隔でパルス長 500 ps のマイクロパルス列が形成される。このマイクロパルスは L バンド (1.3 GHz) のプリバンチャー、バンチャーにより 20 ps までバンチングされ、3 m の L バンド主加速管で必要なエネルギーまで加速される。FEL 実験時の典型的なビームエネルギーは 12.5~21 MeV である。

表 1 電子ビームの主なパラメータ

Mode	Multi-bunch
Accelerating frequency	1.3 GHz
Repetition rate	≤ 30 pps
Bunch spacing	9.2 ns
Charge / bunch	< 2 nC
Peak current / bunch	< 50 A
Bunch length	20-30 ps
Macropulse length	< 8 μ s
Typical energy	12.5-21 MeV
Normalized emittance	150π mm mrad

この電子ビームはアクロマティックビーム輸送系を通して FEL システムに導かれる。FEL システムで使用されているウィグラーは、エッジ集束方式を用いた平面型強集束ウィグラーである^[9]。磁極間隔を 30 mm から 120 mm まで変化させることで K 値を 0.01 から 1.54 まで変化させることができる。

光共振器は 2 枚の球面ミラーで構成される開放形ファブリ・ペロー共振器である。光パルスは 5.531 m の長さの光共振器に蓄積され、マルチバンチ電子ビームにより繰り返し増幅される。光共振器内に蓄積された光の一部は上流側共振器ミラーの中央に設けられ直径 3 mm の結合穴から取り出される。

表 2 ウィグラーと光共振器の主要なパラメータ

Wiggler	
Magnet	Nd-Fe-B
Total length	1.92 m
Period length	60 mm
Number of periods	32
Magnet gap	30 – 120 mm
K-value	0.01 – 1.54
Optical resonator	
Cavity length	5.531 m
Mirror diameter	80 mm
Radii of mirrors	
M1 (upstream)	3.385 m
M2 (downstream)	2.877 m
Rayleigh range	1 m

FEL 光は真空排気された光輸送路により加速器室から測定室に運ばれる。高真空の FEL システムと

低真空の光輸送路は直径 20 mm で厚さ 0.2 mm の合成ダイヤモンド窓により仕切られている。この真空窓の透過率は 5 μ m 近傍の吸収域を除いてほぼ 70% である。光輸送路は真空のまま測定システムの分光器に接続されている。

2.2 光測定システム

分光器は、平面反射型回折格子を用いたクロス Czerny-Turner 型単色計であり、回折格子の交換により様々な波長域の分光に対応できる。現在はアルミ材から削り出した 5 grooves / mm の回折格子を用いて、50~150 μ m を分光している。波長分解は回折格子の刻線数とスリット幅によって決まり、前述の回折格子を幅 3 mm の入射スリットで用いた時の波長分解は計算上約 1 μ m となる。

高速の光検出器として用いているのは、Ge:Ga 半導体検出器 (QMC 社製) である。これは波長 105 μ m 近辺に最高感度を有し、長波長側で急速に感度が減少する。窓材と短波長カットフィルターにより、短波長側の測定範囲は 50 μ m までに制限される。Ge:Ga 検出器の素子単体での時間分解は 10 ns (FWHM) であり、アンプを用いた時は 200 ns 程度まで悪化する。この検出器は FEL 光の時間成長の測定に用いられる。また、大強度の FEL 光により検出器が飽和することを回避するために、減衰率が既知の Teflon ブロックを検出器窓の前に挿入し、信号強度を調整している。

3. 測定結果

3.1 デチューニング曲線

共振器型 FEL では、先行する電子バンチが放射・増幅した光パルスを後続の電子バンチと相互作用させることによりレーザー増幅を行う。電子バンチの繰返し周期と共振器内を光パルスが一往

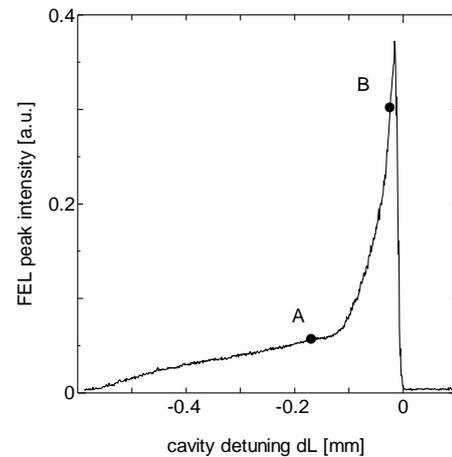
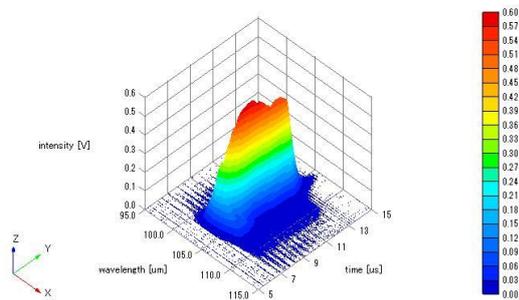


図 1 : FEL デチューニング曲線。横軸は光共振器長の相対的な変化で、電子ビーム繰り返しと完全同期する長さからのずれ、縦軸は Ge:Ga 半導体検出器で測定した FEL 光パルスのピーク強度。A 点($dL = -170\mu$ m)と B 点($dL = -25\mu$ m)で FEL 光の波長スペクトルを測定した。

(A)



(B)

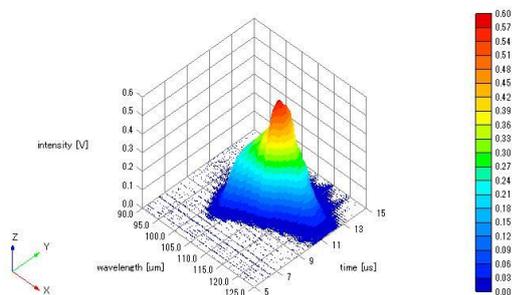
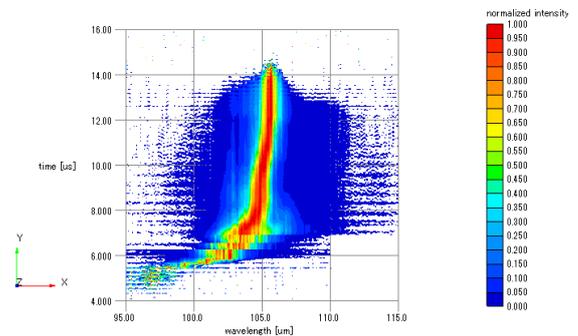


図 2 : FEL の時間分解波長スペクトル。x 軸は分光波長 (μm)、y 軸は加速器のトリガースystemを基準とした時間 (μs)、z 軸は Ge:Ga 半導体検出器で測定した FEL 光パルスのピーク強度。(A) は $dL = -170 \mu\text{m}$ 、(B)は $dL = -25 \mu\text{m}$ 。

復する周期が整数倍になる完全に同期した位置をゼロ・デチューニングと呼ぶ。我々はライナックのタイミングシステムの基準周波数 27 MHz を 3 乗倍した 81 MHz 繰り返しに同期させた Ti:Sapphire レーザーを光共振器内に入射し、共振器内に蓄積された Ti:Sapphire 光パルスと入射パルスの干渉強度を測定することにより、このゼロ・デチューニング位置を $\pm 1 \mu\text{m}$ の精度で評価している。このゼロ・デチューニング位置からの共振器長のずれを、デチューニング長と呼んでいるが、FEL の増幅利得や飽和強度、波長スペクトル、マイクロパルス長などの主要なパラメータはこのデチューニング長に強く依存している。そのため今回波長スペクトルを評価するにあたり、最初に FEL のピーク強度のデチューニング長依存性 (デチューニング曲線) を測定した。この時の典型的な FEL 中心波長は $105 \mu\text{m}$ である。また、Ge:Ga 検出器を線形応答性の良いところで使用するために、入射光を 105 mm の厚さの Teflon ブロックで減衰させると同時に 100 倍のアンプを使用して測定している。また、大気中の水蒸気吸収を抑えるために分光器窓と検出器窓の周囲を乾燥空気で充填している。このとき測定したデチューニング曲線を図 1 に示す。

(A)



(B)

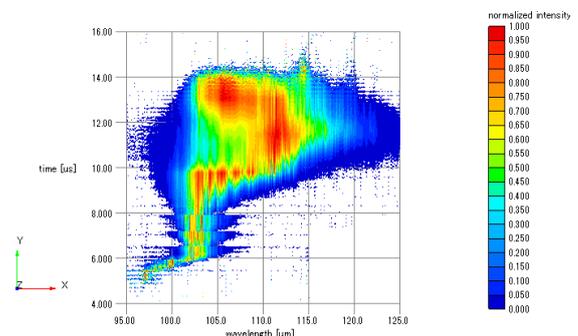


図 3 : FEL ピーク波長の時間変化。横軸は波長、縦軸は時間、Ge:Ga 半導体検出器で測定した FEL 光パルスのピーク強度を各々の時刻における最大値で規格化し、FEL 発振のピーク波長とその広がり色で示している。(A)は $dL = -170 \mu\text{m}$ 、(B)は $dL = -25 \mu\text{m}$ 。

3.2 時間分解波長スペクトル

回折格子分光器で単色化し、Ge:Ga 検出器で測定した FEL パルスの時間波形を連結して 3 次元グラフ化することで、時間情報を含んだ FEL 波長スペクトルを評価できる。測定点として、(A) 最も速く FEL 発振が立ち上がる FEL 利得が最大の点 (デチューニング長が $-170 \mu\text{m}$) と、(B) ピーク強度が最大に近い点 (デチューニング長が $-25 \mu\text{m}$) を選んだ。ピーク強度が最大になる点は動作点として不安定であるため、わずかに共振器長が短い側を選択した。それぞれの点での時間分解波長スペクトルを図 2 に示す。図 2 (A) では波長 $103 \mu\text{m}$ 近傍で FEL 光が成長し、時間的に早い段階で飽和に達しているのが判る。飽和後もスペクトルの中心波長はほぼ一定のまま、スペクトル幅は飽和直後に若干狭くなっているように見える。

他方、図 2 (B) では最初、時間的に遅れて立ち上がりながらも (A) と同じ波長で成長してくるが、その後次々と長波長側から異なる波長成分の光が成長し、全体の中心波長は長波長側にシフトしている。また、分光されたピーク強度は (A) の場合と同程度であり、デチューニング曲線にみられる強度ピークは広範囲に広がる波長スペクトルの寄与であることが理解できる。

3.3 FEL 波長の時間変化

Ge:Ga 検出器のダイナミックレンジは 2 桁程度しかないため、FEL プロセスの全体を一度に測定することができない。FEL プロセスの初期の状態から出力飽和に至る光の成長を観測するために、FEL を駆動する電子ビームのマクロパルス長を制御することで指数関数的に増幅される FEL の成長を停止させ、各々の時点での FEL の時間分解波長スペクトルを測定した。その波形を時間的に繋ぎ合せて一つにまとめ、さらに各時刻におけるピーク強度で規格化することで、ピーク波長の位置を強調したグラフを作成した。これを図 3 に示す。(A)は最も速く FEL 発振が立ち上がる FEL 利得が最大の点 ($dL = -170 \mu\text{m}$) であり、(B)はピーク強度が最大に近い点 ($dL = -25 \mu\text{m}$) である。両者を比較すると飽和後の動作に大きな違いがあることが見て取れるが、放射の初期過程には以下のような類似点もみられる。i) どちらも時刻 $5 \mu\text{s}$ の前後で波長 $97\text{-}98 \mu\text{m}$ 付近に最初の放射が認められ、ii) その後 $5 \mu\text{s}$ から $6 \mu\text{s}$ にかけてこの初期放射の中心波長は $102\text{-}103 \mu\text{m}$ 付近に移動し、iii) そこから FEL 増幅プロセス (指数関数成長) が始まる。他方、出力飽和の前後からは両者に大きな違いが表れる。(A)では時間的に早い段階で飽和に到達するが、その直前からスペクトル幅が広がり始める。そして飽和に到達した後、スペクトル幅は減少に転じ、その後はほぼ一定値に近づいてゆく。一方、(B)では増幅利得が低いため、ゆっくりと立ち上がる。飽和の手前でスペクトル幅が広がり始めるのは(A)と同じであるが、より長波長側から段階的に頃なる波長ピークが立ち上がってきて、時刻 $10 \mu\text{s}$ の前後でこれらの波長ピークが連なる。さらに次の段階でこれらのピークは一斉に減衰し始め、より長波長側に巨大な単一のピークが出現する。時刻 $12 \mu\text{s}$ の付近が電子ビームマクロパルスの後端になるため、それ以降は光共振器内の光パルスの減衰を観測することになる。

図 3 (A)にみられる波長スペクトル幅の変化は、FEL スペクトル幅の変化についての定性的な議論と一致していると考えられる。すなわち指数関数増幅領域における単一のコヒーレント光パルスの成長にともなうパルスの時間幅の減少と (フーリエ限界の関係にある) スペクトル幅の増大、そして光パルスの一部が出力飽和に達した後相対的に強度が低かった部分が飽和レベルに追い付いてくることによる時間幅の増加とスペクトル幅の減少である。他方図 3 (B)で時刻 $8\text{-}10 \mu\text{s}$ にみられる複数波長のピークの立ち上がりは、理論的に予測されるゼロ・デチューニング近傍での複数のモードの存在と矛盾しないが、 $10 \mu\text{s}$ 以降にみられるそれら複数ピークの消失とより長波長側での巨大な単一ピークの出現はこれまで唱えられてきた理論とは様相が異なる。また、電子ビームのパルス後端は $12 \mu\text{s}$ 付近になり、それ以降は FEL 相互作用がなくなるためスペクトル分布は形を変えずに減衰していくと考えられる。実際に図(A)ではそのようになっているが、図(B)ではピークのある長波長側が速く減衰し、全体として

ブロードなスペクトル分布になっている。

4. まとめ

FEL プロセスの初期の状態から出力飽和に至る光の成長を観測するために、FEL を駆動する電子ビームのマクロパルス長を制御することで指数関数的に増幅される FEL の成長を停止させ、各々の時点での FEL の時間分解波長スペクトルを測定した。測定点として、(A)最も速く FEL 発振が立ち上がる FEL 利得が最大の点 (デチューニング長が $-170 \mu\text{m}$) と、(B)ピーク強度が最大に近い点 (デチューニング長が $-25 \mu\text{m}$) を選び、FEL 増幅の初期過程から指数関数増幅領域、飽和領域にわたる波長スペクトルの時間的な変化について測定した。

参考文献

- [1] W. P. Leemans, M.E. Conde, R. Govil, B. van der Geer, M. de Loos, H. A. Schwettman, T. I. Smith, and R. L. Swent, "Time-resolved study of sideband generation and transition to chaos on an infrared FEL," LBL-36109, CBP Note-102.
- [2] J.C. Frisch, J.E. Edighoffer, Nucl. Instr. and Meth. A 296 (1990) 9-12.
- [3] S. Okuda, Y. Honda, N. Kimura, J. Ohkuma, T. Yamamoto, S. Suemine, T. Okada, S. Ishida, T. Yamamoto, S. Takeda, K. Tsumori, T. Hori, Nucl. Instr. and Meth. A 358 (1995) 244.
- [4] R. Kato, S. Okuda, Y. Nakajima, G. Kondo, Y. Iwase, H. Kobayashi, S. Suemine, G. Isoyama, Nucl. Instr. and Meth. A 407 (1998) 157.
- [5] R. Kato, S. Kondo, T. Igo, T. Okita, T. Konishi, S. Suemine, S. Okuda, G. Isoyama, Nucl. Instr. and Meth. A 445 (2000) 169.
- [6] G. Isoyama, R. Kato, S. Kashiwagi, T. Igo, Y. Morio, Infrared Physics & Technology 51 (2008) 371-374.
- [7] Masaki Fujimoto, et al., "Gain evaluation with temporal evolution of FEL power", Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 1-3, 2011, Tsukuba, Japan)
- [8] Jie Shen, et al., "Measurement of wavelength spectra of a far-infrared FEL with a grating monochromator", Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 1-3, 2011, Tsukuba, Japan)
- [9] S. Kashiwagi, R. Kato, A. Mihara, T. Noda, G. Isoyama, K. Tsuchiya, T. Shioya and S. Yamamoto, Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams 12 (2009) 120703(1-14).