

極短電子パルス計測の総合評価

渡部 貴宏^{1A)}、中村 啓^{A)}、上田 徹^{A)}、吉井 康司^{A)}、柴田 行男^{B)}、
伊師 君弘^{B)}、佐々木 理志^{B)}、杉山 陽一^{B)}、吉松 俊英^{B)}、近藤 泰洋^{B)}、上坂 充^{A)}

^{A)} 東京大学大学院工学系研究科附属原子力工学研究施設

〒319-1188 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-22

^{B)} 東北大学多元物質科学研究所

〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1

^{C)} 東北大学工学研究科応用物理系

〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 08

概要

極短電子パルス計測の総合評価に関する研究において、最新の研究成果・考察をまとめる。我々はフェムト秒からピコ秒領域の電子パルスを計測する手法として、コヒーレント放射を用いた干渉・分光法、インコヒーレント放射を用いたフラクチュエーション法、そしてフェムト秒ストリークカメラを採用し、研究を行ってきた。今回は主に干渉・分光法の計測限界・精度に関する考察、フラクチュエーション法の有効性について数値解析した結果を示す。また、今回はこれらの異なった手法の原理を、一つの理論体系の中で議論すべく、理論的体系をまとめた。

1. はじめに

東京大学大学院工学系研究科附属原子力研究施設電子ライナックでは以前より極短電子パルスの発生実験を行ってきた。1994年に700フェムト秒(fs)電子シングルパルスを発生して以来[1]、パルス幅はフェムト秒オーダーに達した。1998年にはレーザーフォトカソードRFガン(Cuカソード)により発生された高品質電子ビームを240fsまで圧縮した。これらを計測する手法としては、フェムト秒ストリークカメラ(時間分解能200fs)が用いられている。現在では、MgカソードRFガンによる高品質電子パルス発生[2]、およびプラズマカソードによる10fs電子パルス発生実験が行われている[3]。これらの極短パルスはフェムト秒ストリークカメラでは計測が困難であることは明らかであるため、高時間分解能な計測手法として、マイケルソン干渉計、ポリクロメータ、フラクチュエーション法の3手法を導入し、それらの性能を評価してきた[4]。今までの主な成果としては、ストリークカメラの光学系改善および性能評価、マイケルソン干渉計・ポリクロメータによるサブピコ秒・ピコ秒電子パルスの計測および性能評価。時間領域フラクチュエーションの計測による計測・

考察、上記研究成果を踏まえた総合評価、などが挙げられる。現在は特に以下に注目し、研究を行っている。

- コヒーレント放射を用いた計測手法の限界および誤差について
- フラクチュエーション法が本施設で利用可能であるための条件に関する数値解析
- 4手法の計測原理を同一の理論体系によって説明するための理論体系構築。

本稿では上記3項目について議論した結果を示す。

2. 計測原理

各計測手法の原理を簡単にまとめる。まず、通常行われる原理の説明を行い、最後にこれらを総括する理論を簡単にまとめる。ストリークカメラによる計測手法はよく知られており、ここでは省略する。

2.1 コヒーレント放射による干渉・分光法

マイケルソン干渉計、ポリクロメータは電子の発する放射のコヒーレントな成分(通常、遠赤外線)を干渉・分光することにより、パルス幅を導出する。

干渉・分光法により得られた放射スペクトル $I(\omega)$ は以下の式のように表すことができる[5]。

$$I(\omega) = I_0(\omega)N\{1 + (N-1)f(\omega)\} \quad (1)$$

ここで、 $I_0(\omega)$ は1電子の発する放射スペクトル、 N は電子の個数である。 $f(\omega)$ はバンチ形状因子と呼ばれ、パルス分布のフーリエ変換となる $F(\omega)$ とは以下の式で結ばれる。

$$|F(\omega)|^2 = f(\omega) \quad (2)$$

実験では $I(\omega)$ 、 N が得られ、 $I_0(\omega)$ は理論から計算することができるため、 $f(\omega)$ を求めることができ、式(2)を通してパルス分布を求める。

¹ E-mail: wata@utnl.jp

2.2 インコヒーレント放射によるフラクチュエーション法

本手法は 1996 年に M.S. Zolotarev らによって提案された手法であり、インコヒーレント放射に含まれるノイズの揺らぎ(フラクチュエーション)からパルス幅を導出するものである[6]。揺らぎには時間領域の揺らぎと周波数領域の揺らぎがある。時間領域の揺らぎとは、放射パルス全体の光量(つまり、時間積分された放射強度) I の揺らぎを意味し、その値 σ (rms) とパルス幅 τ_p との間に以下の関係式が成り立つ。

$$\sigma^2 = F \cdot (\tau_p \Delta\omega)^{-1} \quad (3)$$

ここで、 F はパルス波形に依存する定数である。一方、周波数領域の揺らぎとは、放射スペクトルの揺らぎを意味する。インコヒーレント放射のスペクトルを高分解能で取得すると、パルス幅の逆数に比例した幅の多数のスパイクから成っている。従って、スパイクの幅からパルス幅を概算でき、更に以下の式などを用いればパルス分布も求まることが指摘されている[7]。

$$C_{meas} = \frac{\langle I(\omega_i)I(\omega_{i+n}) \rangle}{\langle I(\omega_i)^2 \rangle} \quad (4)$$

$I(\omega_i)$ はスペクトロメータの i 番目の bin の放射強度であり、従って式(4)は i 番目と $i+n$ 番目のスペクトル相関を表している。

2.3 総括的理論

式(1)(2)からわかる通り、コヒーレント放射を用いた計測法ではパルス幅と周波数との関係が重要である。一方、インコヒーレント放射を用いた手法では式(3)(4)より、パルス幅と周波数幅が重要であることがわかる。また、コヒーレント法ではスペクトルからパルス幅が直接求まるのに対し、インコヒーレント法ではスペクトルの揺らぎ・相関を取る。これらは以下により説明できる。

パルスの発する放射 $E(\omega)$ は、

$$E(\omega) = e(\omega) \sum_{k=1}^N \exp(i\omega t_k) \quad (5)$$

と表され、 $e(\omega)$ は 1 電子からの寄与である。この時、1 次相関関数は

$$\langle E(\omega)E(\omega') \rangle = \{NF(\Delta\omega) + N(N-1)F(\omega)F(\omega')\} \quad (6)$$

となる。第1項はインコヒーレントな項、第2項はコヒーレントな項である。重要なのは、第1項がひとつの F から、第2項が2つの F から成っていること、更に第1項の F は $\Delta\omega$ の関数であり、第2項は ω の関数となっていることである。これは、上記に記された、コヒーレント法におけるパンチ幅とスペクトル幅との関係やインコヒーレント法におけるパンチ幅とスペクトル幅との関係に説明を与える。実際、式(6)に $\omega = \omega'$ を代入すれば式(1)が導出される。インコヒーレント放射の場合は F が1つしかないため、パンチ

形状因子を求めるために、高次の相関を導入する必要がある。これは、インコヒーレント法ではスペクトル自身ではなくスペクトルの揺らぎ・相関をとるという特徴に説明を与える。以上が、各計測原理をまとめた理論体系である。

3. 干渉・分光法の計測限界・精度

コヒーレント放射を用いた干渉・分光法の計測限界・精度について議論する。式(1)からわかる通り、コヒーレント法ではスペクトル $I(\omega)$ 、電子数(電荷量) N の計測精度などがパルス幅の計測精度を決定する。例えば、電荷量が 10% 過小評価されればパンチ形状因子が 20% 過大評価されることになる。しかしながら、これらは計測精度のみに影響を与え、計測限界には影響を与えない。計測限界に影響を与える因子としては、フーリエ変換の離散度、色収差・無色収差、計測される最短波長が挙げられる。

フーリエ変換の離散度は干渉計で用いられるステージの位置分解能で決定される。しかし、これは現在では 0.1 μm 程度のものが容易に取得でき、従って 1 fs 程度でも影響しないことがわかる。色収差・無色収差は、レンズや球面ミラーなどの集光系などで主に生じる[8]。しかし、本手法ではレンズは用いられず、球面ミラーも非軸収差を考慮して 15 度以内程度の反射角度が採用されている。更には放物面ミラーを用いることも可能である。従って、この効果も無視できるほど小さいと考えられる。計測される最短波長よりも短いパルス幅は解析できないが、本手法ではパルス幅が短くなるにつれ、計測される波長は短くなっていく。従ってこの因子は計測限界に影響を与えない。以上から、本手法では明らかな計測限界はない。しかし、常に 10~20% 程度の計測誤差を与える可能性があるので注意が必要である。

4. フラクチュエーション法における横方向電子エミッタンスの影響

参考文献[9]に示される通り、当施設で時間領域の揺らぎを計測した結果、パルス幅から想定される揺らぎに比べ、非常に小さな揺らぎしか得られなかった。これは、電子パルスの横方向エミッタンスが影響していると考えられる。つまり、横方向エミッタンスにより、電子から発せられる放射の空間コヒーレンスが理想的なコヒーレント状態になく、横方向にいくつかのモードが立っていることが考えられる。これを検証するため、数値解析を行った [10]。解析では、直径 50 μm のスリットを通過した 20 MeV の電子が Xe ガス(屈折率 1.00071)中を 100 mm 通過した際に発するチェレンコフ光をレンズによりリング型に結像させ、その直後での放射強度分布を求めた。図1、2は電子の横方向エミッタンスがそれぞれ 0.1 $\pi\text{mm.mrad}$ 、10 $\pi\text{mm.mrad}$ の際の放射強度分布である。ただし簡単のため、全体の 1/8 の範囲(右上 45 度分。図1、2参照)

について計算を行った。図1、2からわかる通り、エミッタンス増大に伴い、横方向モードが立っている。図3は電子エミッタンスを $0.1\pi\text{mm.mrad}$ から $10\pi\text{mm.mrad}$ まで変えた時の揺らぎである。エミッタンス増大に伴い、揺らぎが抑制されている様子がわかる。従って、計測可能な揺らぎを得るには電子エミッタンスが小さい必要があることがわかる。横方向モード数が 10 程度以下でないと計測が困難であると仮定すると、本研究施設の加速器では計測が困難なことがわかった。ただし、電子エミッタンスの改善、計測システムの改善(計測面積の制限など)、遷移放射の導入などにより、モード数を減少させることは可能である。今後はこれらの改良点について考察する。

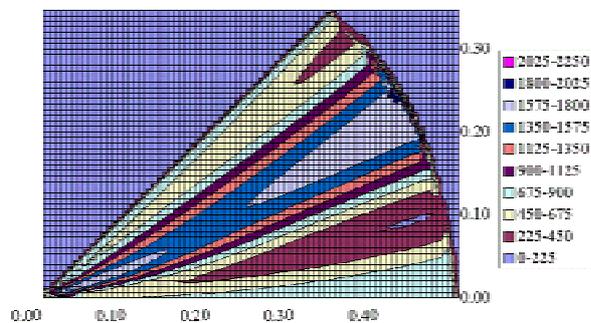


図1 放射強度分布 ($0.1\pi\text{mm.mrad}$)

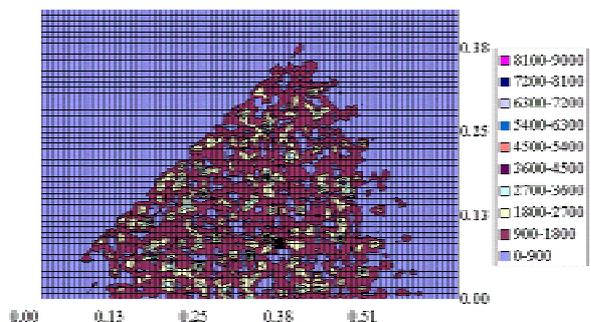


図2 放射強度分布 ($10\pi\text{mm.mrad}$)

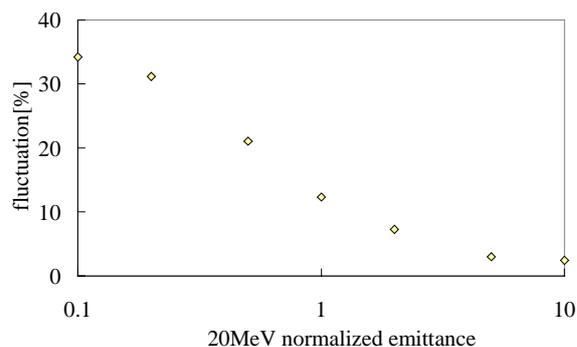


図3 エミッタンスによる揺らぎの抑制

5. まとめ

本研究において、電子ビームが発する放射を利用した計測手法の理論をまとめ、コヒーレント放射を利用した手法における計測限界・精度について、およびインコヒーレント放射を利用した手法における電子ビームの横方向エミッタンスの影響について議論した。その結果、放射を利用した各計測手法の特徴の理解に知見を与えた。また、コヒーレント放射を利用した計測手法には明確な計測限界はないが、常に 10~20% 程度の計測誤差が生じる可能性があることを示した。インコヒーレント放射を用いた手法では、当施設のライナックで計測する際に、電子エミッタンスの改善などいくつかの改善が必要であることがわかった。

今後の予定としては、現在進行中である Mg カソード RF ガン及びプラズマカソードにより発生される高品質電子パルスの計測が挙げられる。

謝辞

本研究において、鎌田進氏 (KEK)、羽島良一氏 (JAERI)、M.S. Zolotarev 氏 (LBNL, USA) に多大な助言を頂いた。ここに深く感謝致します。

参考文献

- [1] M. Uesaka, et al., Phys. Rev. E 54 (1994) 3068.
- [2] H. Iijima, et al., Proc. of EPAC2002.
- [3] T. Hosokai, et al., Proc. of EPAC2002.
- [4] T. Watanabe, et al., NIMA 437 (1999) 1; NIMA 480 (2002) 63.
- [5] e.g., Y. Shibata, et al., Phys. Rev. A 44 (1991) R3445.
- [6] M.S. Zolotarev, et al., SLAC-PUB-7132, 1996.
- [7] P. Catravas, et al., Phys. Rev. E 82 (1999) 5261.
- [8] e.g., Z. Bor, J. Modern Optics 35 (1988) 1907.
- [9] K. Nakamura, et al., Proc. of 26th Linear Accelerator Meeting, Tsukuba (2001) 225.
- [10] K. Nakamura, Master's thesis (2002).