



解説

電気光学サンプリング技術によるレーザー航跡場加速電子の時間特性評価

Temporal Characterization of Laser Wake Field Accelerated Electron Beams via Electro-Optic Sampling Technique

黄 開

HUANG Kai

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所

(原稿受付：2022年6月28日)

レーザー航跡場加速は、非常に高い加速度勾配を持つため、コンパクトな先進的加速器のコンセプトとして広く受け入れられており、過去数十年の間に魅力的な進歩を遂げた。またレーザー航跡場加速による二次X線源は、超高速ポンプ・プローブ研究において大きな可能性を秘めていると考えられている。このような応用には、電子バンチの時間情報が重要である。このため、我々は電気光学的空間デコーディング技術をレーザー航跡場加速に導入した。レーザー強度とプラズマ密度を変化させながら、電子のタイミングを検出し、非常に興味深い現象が観測されたのでその物理的背景について調べた。また、電子バンチ時間の上限は数十フェムト秒と推定できた。この研究により、レーザー航跡場加速におけるシングルショット電子時間診断のための電気光学サンプリング技術の有効性が実証された。

Keywords:

high power laser, LWFA, EO sampling, temporal diagnostics

1. はじめに

チャープパルス増幅技術の発展に伴い[1]、高出力レーザーは国立研究所や大学などで広く実用化されている。高出力レーザーは、慣性閉じ込め核融合[2]、レーザー駆動粒子線源[3]、warm dense matterの研究[4]など、幅広い用途に利用されている。その中で、レーザー航跡場加速「LWFA」(Laser Wake Field Acceleration)は[5]、上記研究分野の中で最も関心の高い研究テーマの一つである。低密度プラズマに超短パルス高出力レーザーを照射すると、駆動レーザーの後に電子プラズマ波が発生する。この波の電場強度は100 GeV/m以上となり、RF (Radio Frequency) 空洞型加速器よりも3桁以上高い加速勾配に相当する。最近、8 GeV以上[6]のエネルギー、1%以下の相対エネルギー幅[7]を持つ電子がそれぞれ実現された。特に、LWFAによる27 nmでの自由電子レーザーが実証されている[8]。このようなLWFAからの二次光源は、超高速ポンプ・プローブ研究への応用の可能性があると考えられている。

超高速ポンプ・プローブの時間分解能は、プローブパルスの時間幅とジッターによって部分的に決定できる。LWFAからの二次光源の場合、電子のタイミングジッターとバンチ持続時間は非常に重要である。一方、バケットサイズが数十マイクロメートルであるため、LWFAからの電子バンチ時間は常にフェムト秒レベルであると考え

られていた。また、電子はウェーク波の最初のバケットに入射することが一般的であり、「ジッターフリー」であることがLWFAの利点と考えられていた。しかし、コヒーレント遷移放射 (Coherent Transition Radiation, CTR) 解析による複数照射積算でフェムト秒レベルのバンチ幅は実証されていたものの、LWFAからの電子バンチのジッター測定は行われていなかった。さらに、電子バンチのシングルショットモニタリングもほとんど行われていなかった。

この解説では、電気光学 (Electro Optic, EO) 空間デコード技術をLWFAの研究に応用した我々の取り組みを紹介する。EO結晶をプラズマ源に非常に近づけると、電子バンチのクーロン場が球面波面を持つことを発見した。この特殊なケースに対して、新しい時間マッピング関係を導出した。そして、中程度の強度のレーザーを純ヘリウムガスと相互作用させた場合、電子放出タイミングがプラズマ密度に依存することを発見した。さらに、電子のジッターを最小にするために、レーザー強度を上げ、比較的制御された注入方式を利用することで、電子のタイミング変動は7 fs以下に最適化された。また、電子のバンチ持続時間の上限は数十フェムト秒であることが判明した。本研究により、LWFAにおけるシングルショット電子時間診断のためのEOサンプリング技術の有効性が実証された。

Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan

author's e-mail: huang.kai@qst.go.jp

2. EO 空間デコーディング

EO サンプリングは、テラヘルツ (THz) パルスの時間情報を解析するために、テラヘルツ研究[9]で最初に考案された技術である。電子バンチのクーロン場の大部分はテラヘルツ帯に存在するため、この手法を従来の RF 加速器研究に導入し[10-14]、電子の時間分布を測定することに成功した。EO 結晶に外場が与えられると、結晶の光学軸が回転する。この場合は、電子バンチのクーロン場であったり[10-13]、電子バンチが金属箔を通過する際に発生するコヒーレント遷移放射 (Coherent Transition Radiation, CTR) [14]であったりする。EO 結晶中を伝播する超短パルスレーザーは複屈折を起こし、図 1 (a) に示すようにプローブの偏光度が変化する。偏光の変化は、本来の電子バンチの時間情報を持つ位相差の結果である。結晶の $[-1, 1, 0]$ 軸をクーロン場とプローブレザーの偏光方向の両方に平行にすると、位相遅れが最大 (Γ_{\max}) となり、次のように見積もることができる: $\Gamma_{\max} = n_0^3 r_{41} E_{\text{THz}} \omega_0 d / c$, ここで、 E_{THz} はクーロン場の電場強度、 n_0 は EO 結晶中のプローブレザーの屈折率、 r_{41} は EO 係数、 ω_0 はプローブレザー周波数、 d は結晶厚さ、 c は光速である。プローブレザーと電子ビーム経路の相対角度を設定すると、電子バンチの時間情報がプローブレザーの横方向プロファイルに記録される、いわゆる EO 空間デコード技術 (EO Spatial Decoding, EOSD) として扱える。プローブの入射角が θ_p の場合、広く使われている時間的マッピングの関係がある[11, 13]:

$$c\Delta\tau = \tan \theta_p \cdot \Delta\xi \quad (1)$$

ここで、 $\Delta\tau$ はタイミング差、 $\Delta\xi$ は撮像カメラで観測される変位である。なお、(1)式は、図 1 (b) に示すように、電子の進行方向と直交する方向に圧縮されたクーロン場を考慮して導かれたものである。

3. レーザー航跡場加速された電子バンチのクーロン場における EO 空間デコード技術

関西光科学研究所 (Kansai Photon Science Institute: KPSI, National Institutes for Quantum Science and Technology: QST) の JLITE-X レーザーを用いて、LWFA における EO 空間デコードの最初の実験を行った[15-17]。この実験では 4 TW、時間幅 40 fs のレーザーパルスを用いた。レーザーパルスを F/20 の軸外放物面

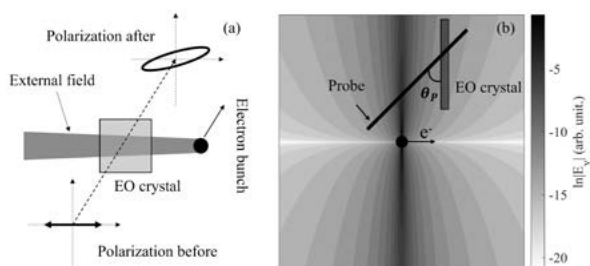


図 1 (a) EO サンプリングの説明。(b) 先行研究における EO 空間復号の模式図[17]。電子は自由空間で進行する。図は、クーロン場を対数スケールで表したものである。

鏡 (Off-Axis-Parabolic mirror, OAP) を用いて集光し、3 mm 円錐によって作られた超音速ガスジェットに入射し、相対論的電子ビームを生成した。

EO 結晶は、駆動レーザーの強い放射照度によって損傷を受ける可能性がある。またローレンツ因子を γ とすると、電子ビームの電場は $2/\gamma$ の開き角を持つため、横方向の距離が大きくなると電場は広くなり、弱くなる。そのため、EO 結晶は駆動レーザーの軸に非常に近い位置に配置する必要がある。実際に最初は、ダメージを避けるためにプラズマから電子進行方向に 1.5 m のところに結晶を置いていたが、実験で EO 信号がほとんど観測されなかった。その理由として、レーザー航跡場で加速された電子バンチは、従来の加速器から得られるエネルギーよりも常に何倍も広いエネルギー幅を持っていることが考えられる。つまり伝播距離が長いと、エネルギーの異なる電子間の伝播タイムラグが生じるため、電子バンチの継続時間が長くなる。その結果、電場強度が弱くなりすぎて検出されない可能性がある。

そこで、EO 結晶をターゲットのごく近くに配置することで解決させた。図 2 に示すように、結晶はターゲット出口の下流 2.2 mm の位置に、また駆動レーザーの光円錐の外側の位置 1.5 mm に設置した。この改良された配置にて、EO 結晶にダメージを与えずに信号の観測に成功した。

実験では、プローブの遅延時間を変えて EO 信号を検出することで、時間的マッピングの関係を取り出すことができる。図 3 は、様々なプローブ遅延設定における EO 信号の中心をドットでプロットしたものである。実験データの線形フィッティングにより、 $c\Delta\tau = 1.72\Delta\xi$ という時間マッピング関係が得られた。一方、この実験ではプローブレザーの入射角は $\theta_p = 44^\circ$ であった。(1)式を用いると、図 3 の破線で示した $c\Delta\tau = 0.96\Delta\xi$ の関係になるはずだが、実験値と(1)式の間大きな食い違いがあることがわかり、当時それは大きな問題点であった。

3.1 LWFA 電子バンチのクーロン場の球状波面観測

この実験から、広く使われている(1)式で表されるモデルが、今回のケースでは適用できないことがわかった。従来の加速器研究では、電子は自由空間を伝搬していると考えられ、その場合、電子のクーロン場は電子の進行方向と直交する方向に圧縮される。そのため、クーロン場は結晶表面に対して垂直に入射していた。しかし、今

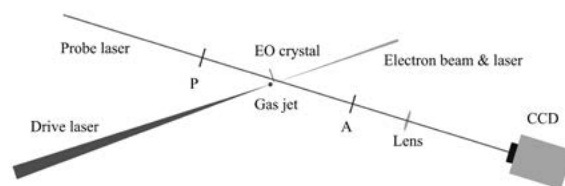


図 2 電子バンチのクーロン場検出時の実験セットアップ。EO 結晶として厚さ 50 μm のリン化ガリウム (GaP) 結晶を使用した。電子経路は EO 結晶の研磨面に直交していた。EO 結晶は、出射する駆動レーザーによる損傷を避けるため、ガスジェットのごく近傍に置かれた。P と A は、Cross-polarization を行うために互いに直交する偏光板ペアである。

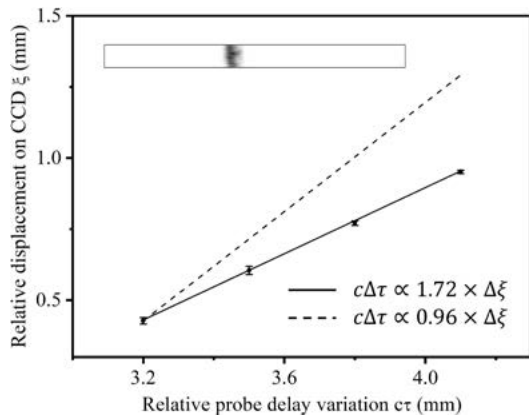


図3 プローブレザーのタイミング遅延を変化させた場合の時間的マッピング関係の測定 [15]. エラーバーは標準偏差を示す. 実線は実験測定のフィッティングを示す. 破線は式(1)を用いて計算したものである. また挿入図は, カメラで検出された EO 信号のサンプルを示す.

回の実験では, クーロン場はプラズマ源に非常に近い位置で測定され, プラズマの遮蔽効果により, 「自由空間」の条件は満たされなくなった. そこで我々は遮蔽の効果を含む Liénard-Wiechert ポテンシャルの数値計算と Particle-in-cell (PIC) シミュレーション [15] により, クーロン場の波面が球状であることを発見した. 図 4 (a) は, 本実験における概念的な設定を直感的に理解しやすいようにプロットしたものである. この実験では, 電子ビームは 30 MeV 付近にエネルギーのピークがあった. 図 4 (a) の挿入図に, 電子のクーロン場の2次元等高線が示されている. クーロン場の波面は, ガスジェットの出口を中心とした球状であった.

クーロン場は球面波面であるため, これまで広く使われていた式(1)で表されるモデルは適用できなくなった. そこで, 検出点が光源に非常に近い場合, 新たな時間的マッピングの関係を導き出す必要があった. 幾何学的な計算を行った結果, 正確な時間的マッピングの関係は [15]:

$$c\Delta\tau = \Delta\xi \tan \theta_p + \frac{L}{\cos \theta_s} - \frac{L}{\cos \theta_s} \sqrt{1 - \frac{2 \sin \theta_s \cos \theta_s}{\cos \theta_p} \frac{\Delta\xi}{L} + \frac{\cos^2 \theta_s}{\cos^2 \theta_p} \frac{\Delta\xi^2}{L^2}} \quad (2)$$

式(2)において, L は EO 結晶からプラズマ源出口までの縦方向の距離, θ_s はクーロン場の球面波面の接線の入射角である. この式(2)において, $\Delta\tau$ と $\Delta\xi$ は非線形な関係にあり, 実験的な応用は困難であることがわかる. さらに検討を進めると, LWFA では, 対象が短い時間スケール, すなわち $\Delta\xi \ll L$ の関係にある. この制約により, 式(3)で表される非線形関係は, 次のように簡略化される:

$$c\Delta\tau = \left(1 + \frac{\sin \theta_s}{\sin \theta_p}\right) \tan \theta_p \Delta\xi \quad (3)$$

式(3)で表される時間的マッピングの関係は, 広く使われているモデルに $\sin \theta_s / \sin \theta_p$ 項を追加しただけのものである. この式は, 図 4 (b) の破線で示されるように, クーロン場が EO 結晶に対して θ_s の入射角を持つ平面波面を持つ場合に相当する. 破線矢印は計測点へ入射するクーロン場の伝搬方向を示す. プローブ入射角を $\theta_p = 44^\circ$ とすると, 式(3)により計算されるクーロン場入射角は $\theta_s \sim 33^\circ$ となる. 実験では, 検出点は (2.2 mm, 1.5 mm) であり, $\theta_s' = \tan^{-1}(1.5/2.2) = 34^\circ$ の観測角度に相当する. $\theta_s \cong \theta_s'$ であることから, 今後 LWFA に本手法を適用する場合, 式(3)が適切な時間的マッピング関係であると判断された.

3.2 中程度強度の LWFA における電子バンチの放射タイミング揺動の発見

時間マッピング関係を決定した後, シングルショットの電子タイミングモニタリングを実施した. この実験では, レーザー強度は $I = 7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ で, $a_0 \sim 0.57$ の規格化ベクトルポテンシャルに対応し, $a_0 = 8.6 \times 10^{-10} \lambda_0 [\mu\text{m}] I^{1/2} [\text{W/cm}^2]$, λ_0 は駆動レーザーの波長である. この実験では, レーザー強度は比較的 low, 弱い非線形波動場が駆動された. この場合は, 航跡波が数百マイクロメートルまでに伸びる.

今回の実験では, まずヘリウム (He) ガスを使用した. その結果電子放出タイミングは一般に考えられているようなジッターフリーではなく, タイミング信号の揺らぎはプラズマの密度に依存することがわかった. そして, 電子放出タイミング信号がショットごとに変動するため, He ガスでは各プラズマ密度で 20 データの統計処理を行った. EO 信号の中心点は, 単一ピークのガウシアンフィットを行い選定した. このような処理は, バケット内の特定の電子バンチではなく, 全ての高エネルギー電子の電場中心位置を考慮すると合理的であると考えられる. プラズマ密度が $2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ から $3.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に増加すると, 電子の平均放出タイミングは 1.4 ps から 0.16 ps に変化し [16], ジッターは 275 fs から 48 fs に減少した. 図 5 において平均放出タイミングは黒い三角形で, 標準偏差 (ジッター) は影で示した.

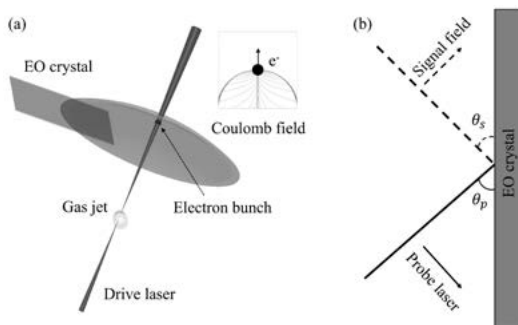


図 4 (a) EO 結晶をプラズマ源に極めて近い位置に設置した場合の電子バンチのクーロン場に対する EO 空間デコードの概念セットアップ [17]. (a) の挿入図は, プラズマの遮蔽効果を考慮した 30 MeV 電子のクーロン場の計算結果である. (b) 対象が短い時間スケールである場合, クーロン場は EO 結晶表面に角度 θ_s で入射する平面波として考えることができる.

弱非線形レーザー航跡場について、以下の2つの仮定で議論を進める。(i)航跡波の最初のバケットには、レーザー自己収束後の異なるプラズマ密度に対して同じ比率のレーザーパワー P が含まれているという関係がある。 $P = \pi r^2 I / 2 \propto r^2 a^2$, ここで、 r と a はバケットの横半径とある位置での局所レーザー場振幅を表す。自己集束過程はレーザーポンドロモーティブ力と空間電荷力の釣り合いであるので、 $k_p r = \sqrt{a}$ (k_p はプラズマ波数) となる。 r と a のプラズマ密度 n_e に対する依存性は、それぞれ $a \propto n_e^{1/3}$, $r \propto n_e^{-1/3}$ である。(ii)航跡波のロングテールは線形モードで動作する。最大航跡場強度は $E_m = a^2 E_0$, ここで $E_0 = cm\omega_p / e$ は非相対論航跡場の崩壊強度である。

プラズマ波 (ω_p, k_p) の中で振動する電子の場合、ラグランジュ座標では、電子の位置は $x(t) = x_0 + \eta(t)$ と書き、 x_0 は電子が最大速度を持つ位置、 $\eta(t) = \eta_m \cos(k_p x_0 - \omega_p t)$ で表される。電子の運動方程式は、 $\partial^2 x(t) / \partial t^2 = \partial^2 \eta(t) / \partial t^2 = -eE_w / m_e$ であり、 $E_w = E_m \cos(k_p x_0 - \omega_p t)$ は航跡場の強さである。最大変位は $\eta_m = eE_m / m_e \omega_p^2 = a^2 c / \omega_p$ として導出される。ここで我々は「横方向の波動破碎」[18]と「密度ダウンランプ入射」[19]という2つの基本的な入射方式に関して議論を行う。

(A) 横方向の波動破碎

レーザー強度の横方向分布は、プラズマの屈折率の不均一性を誘発、いわゆる「馬蹄形」構造をもたらし、これは多次元 PIC シミュレーションや実験において一般的に観察されている。ウェーク波の曲率半径が電子振動振幅より小さくなると、局所的な波のバケットが壊れ始める。この方式で起こる碎波は、場合により電子を注入するのではなく加熱するだけになるが、ここでは電子が航跡波に捕捉された可能性のある位置をすべてカウントする。最初に碎波が起こる場所は、駆動レーザーの後方で $l_{\text{break}} \sim D^2 / 2 \eta_m$ の距離にある ($D = 2r$ は自己集束後のレーザーの横方向の大きさである)。したがって、駆動レーザーに対する碎波の時間差は次のように書くことができる。

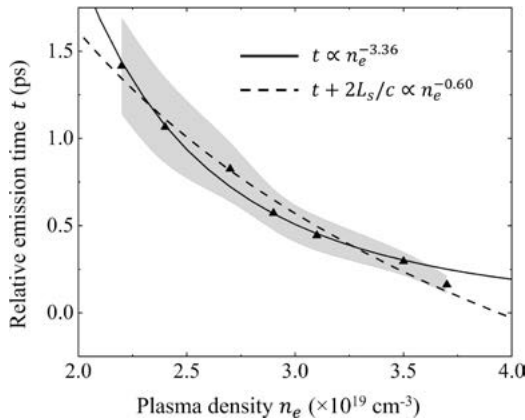


図5 電子タイミングのプラズマ密度依存性の解析。プラズマ密度は左から順に [2.2, 2.4, 2.7, 2.9, 3.1, 3.5, 3.7] $\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ である [16]。EO 信号は純 He ガスから得られたデータ。マルチバンチ構造はプラズマ密度がやや高いときによく観測される。相対的なゼロタイミングの決定は、参考文献 [16] に記載されている。

$$t = 2r^2 \omega_p / c^2 a \quad (4)$$

入射遅延時間とプラズマ密度の間には、 $t \propto n^{-5/6}$ のような関係がある。しかし、実験データがべき乗則とすると (図5の黒実線)、 $t \propto n^{-3.36}$ となり、フィットした指標は、このモデルからかけ離れていた。

(B) 密度ダウンランプ入射

プラズマが縦方向に密度不均一であると考え、ある位置で $\partial k(x, t) / \partial t = -\partial \omega_p(x) / \partial x$ という関係が存在することになる。レーザーが通過してからある時間 t で、波数は次のように成長する： $k_p = k_0 - \partial \omega_p(x) / \partial x$, $k_0 = \omega_p / v_g$, v_g はレーザー群速度である。ダウンランプでは、波数が徐々に増加し、プラズマ波の位相速度 $v_p = \omega_p / k_p$ は徐々に減少する。電子の振動速度がプラズマ波の位相速度より大きくなると入射が起こる。その条件は、 $v_m = \eta_m \omega_p = v_p$ あるいは $\eta_m k_p = 1$ である。したがって、波のある点について、レーザーが通過した後に電子トラッピングが起こる時間は： $t = (1 / \eta_m - \omega_p / v_g) / |\partial \omega_p(x) / \partial x|$ となる。ガステール部の密度分布が $n_e' = n_e \exp(-x / L_s)$ で、プラズマ周波数は $\omega_p' = \omega_p \exp(-x / 2L_s)$ の分布を持つので、 $t = \frac{2L_s}{\omega_p} \left(\frac{\omega_p}{a^2 c} - \frac{\omega_p}{v_g} \right)$ が得られる。 v_g はほぼ c に等しいので、相対射出時間は次のように書くことができる。

$$t = \left(\frac{1}{a^2} - 1 \right) 2L_s / c \quad (5)$$

この式を整理すると、 $t + \frac{2L_s}{c} = \frac{2L_s}{ca^2} \propto 1/a^2 \propto n_e^{-2/3}$ という関係が成り立つ。図5の破線は、 $t + \frac{2L_s}{c} \propto n_e^{-0.60}$ の関係にフィットしたものである。密度ダウンランプのスケール長 L_s は $484 \mu\text{m}$ で、標準偏差は $55 \mu\text{m}$ である。フィットされた指標はダウンランプ入射モデルに非常に近いものであった。

この解析から、中程度強度のレーザー照射の場合、プラズマの長いダウンランプで相対論的電子の大部分がトラップされる可能性があることがわかった。また電子の入射タイミングは、ダウンランプの急峻さに依存することが分かった。電子放出タイミングのジッターを最小にするためには、相対論的強度 ($a_0 > 1$) の駆動レーザーと制御された注入方式が必要である。

4. プラズマ外での時間特性診断にむけた LWFA 電子バンチのコヒーレント遷移放射を用いた EO デコーディング

電子放出タイミングをシングルショットで測定した最初の実験の後、LWFA からの電子は必ずしもジッターフリーではないことがわかった。このため、より高強度なレーザーと制御された入射方式により、タイミング変動を最小化できるかどうかの実証実験を行う必要がある。一方、例えば、X線自由電子レーザー (X-ray Free Electron Laser, XFEL) は、ビームライン輸送後に外部アンジュレータを通過する電子によって生成され、そこでの電子

バンチのタイミングがX線パルスのタイミングを決定する。つまり、プラズマの出口直後での電子放出タイミングよりも航跡場周囲のプラズマから十分に伝搬した後の電子バンチの相対的なタイミングが利用研究の観点で重要であると考えられる。

上述の目的に向けて、LWFA 電子による遷移放射に対し、EO 空間デコードの実験を行った。この実験は、理化学研究所 SPring-8 (Super Photon RING-8 GeV) センターに設置された LAMPLACIAN (Laser Acceleration Platform as a Coordinated Innovative ANchor) 電子加速プラットフォームで行われた[20]。このレーザーシステムは現在、2本のチタンサファイアレーザービームラインを有し、各々の最大パワーは40 TW (BL1) と80 TW (BL2) である。BL1とBL2のフロントエンドは共通であるが、最終増幅器とパルス圧縮器を分離し、様々なレーザーパルス時間・出力の実験条件を可能にしている。今回の実験ではBL1を最終増幅器わずプローブレザーとして使用した。またBL2はドライブレーザーとして使用し、パルス幅は30 fs、パワーは50 TWであった。

CTR-EO 測定の実験セットアップを図6に示す。SUS箔からガスジェットの出口までの距離は7 cm であり、SUS箔はレーザーの戻り光を防ぐため、少し傾けて設置した。この検出方法は電子に対して破壊的であるが、SUS箔の挿入により、電子バンチの時間情報を持つCTR場が遠距離に伝搬しても時間構造を維持し、EO結晶を適切な位置にセットできるという大きな利点がある。この実験では厚さ100 μmのGaP結晶に対して、倍率1の二つのOAPでCTR場の撮像を行った。プローブレザーの入射角は $\theta_p=27^\circ$ であった。またCTRパルスは結晶に垂直に入射するため、本実験では時間的マッピング関係として式(1)を使用した。

電子発生には、 $a_0 \sim 1.65$ に対応する $I=5.8 \times 10^{18}$ W/cm² の高出力レーザーを使用した。この強度は、最初の実験の8倍である。ガスノズルは、入口で密度ピークを持ち、穏やかなダウンランプを持つように設計されている。電

子の航跡波への入射確率を上げるために、99%の水素(H₂)と1%の窒素(N₂)からなる混合ガスを使用した。この場合の電子入射は、航跡波の最初のバケットで窒素のK殻電子が電離することにより強制的に行われる(これはイオン化入射と呼ばれる[21])。中性ガスピーク密度 2.16×10^{18} cm⁻³ でポインティング揺らぎが2 mradより小さな高指向性の電子ビームを生成することができた。このガス密度は最初の実験より10倍低い。プラズマ密度が低くなると、航跡波の非線形効果が大きく抑制される。これも電子ビームが前より安定性が上がった一つの原因であると考えている。

4.1 LWFA 電子ビームからのコヒーレント遷移放射を用いたEOSDによるプラズマ外7 fs電子タイミングジッター計測の実証

イオン化入射で発生させた電子バンチと電子発生に用いるレーザーとのタイミングジッター計測を行った。このとき、 $\lambda/2$ 波長板の角度をゼロに設定し、最初の実験と同じようにCross-polarizationモードで計測を行った。 $\lambda/4$ 板を入れる目的はCTRがない場合のプローブレザーに残留するEO結晶による複屈折を除去するためである。タイミング分解能はCCD上で1.6 fs/pixelであった。連続34ショットのEO信号の結果を図7に示す。EO信号のラインアウトをガウスフィッティングすることにより、中心位置を決め、この位置の変位分布の標準偏差をタイミングジッターと定義した。その結果、タイミングジッターは7 fsであった。信号の強度変動は、電子ビームの電荷変動によるものであると考えられる。

この結果は、これまでの実験と理論分析[16]から予測された通りであった。ガスターゲットの設計とガス種の選択により、 $a_0 > 1$ の相対論的高出力レーザーを用いて、タイミング変動が数フェムト秒以下の比較的安定な電子ビームを発生させることができた。

4.2 レーザー航跡場加速電子ビームのCTRを用いたEO空間デコード技術による電子バンチ長の上限評価

電子タイミング検出を行う場合に使われているCross-polarization方法では、信号強度は電場密度と二次関係($I_{sig} \propto E_{THz}^2$)を持つため、電場の極性情報がなくなってしまう。ここで E_{THz} は結晶に印加される外部電場を表す。しかし、電子バンチ幅を評価するために、THz電場の極性と包絡線情報(あるいは位相情報)が必要となる。そこで、我々はNear-cross-polarization[11]を用いた測定を行なった。実験中に、Cross-polarizationの状態では、

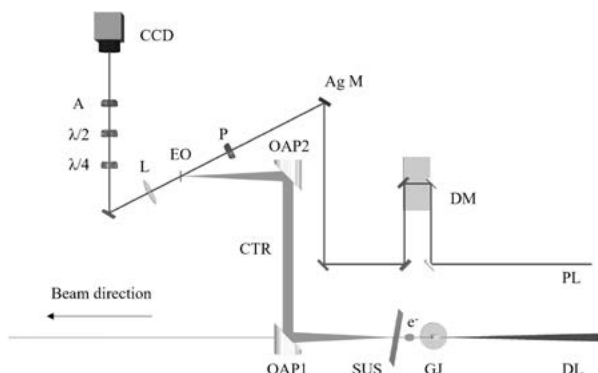


図6 コヒーレント遷移放射光を用いた電子バンチ時間計測実験のセットアップ[20]。DL: ドライブレーザー, PL: プローブレザー, GJ: ガスジェット, e⁻: 電子バンチ, SUS: ステンレスフォイル, OAP: Off-axis-parabolic gold mirror; DM: Delay module; Ag M: 銀ミラー; CCD: Charge coupled device; EO: EO結晶; PとAは互いに直交する偏光板ペア; $\lambda/2$ は800 nmの半波長板, $\lambda/4$ は800 nmの1/4波長板。

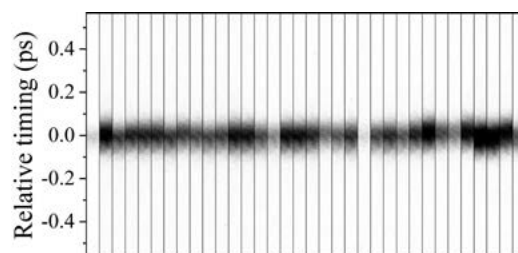


図7 34ショットのEO信号[20]。Cross-polarization セットアップによる信号である。

$\lambda/2$ 板を 2° 回転させた。位相遅れが小さい場合、EO 信号は電場にほぼ比例する ($I_{\text{sig}} \propto E_{\text{THz}}$)。

図 8 は、典型的な Near-cross-polarization EO 信号を表す。メインピークを直接ガウスフィットすると、RMS (Root Mean Square) で 40 fs という結果になった。しかし、この値は本来の電子バンチの時間幅ではない。その理由としては：i) CTR 電場が結晶中で吸収される、ii) プローブレザーは群速度分散 (Group Velocity Dispersion, GVD) により時間方向に広がる、iii) EO 係数は周波数に依存する、iv) CTR 電場の周波数組成は検出位置から CTR 電場の中心までの距離に依存する、からである。またこの実験では、CTR 電場の中心は CCD の視野に入らなかった。正確な電子バンチの形状は再現できなかったが、バンチ持続時間の上限を推定することができた。そして信号の主ピーク付近では、振動が観測された。この振動は、CTR 電場がかなりの高周波成分を持つ場合に、吸収と EO 係数の周波数依存性が招いた結果である。数値計算の結果、この振動は電子バンチ時間が 50 fs 以上であれば起こらないことがわかった。つまり、我々の測定と計算から控えめに見積っても電子バンチの時間は 50 fs 以下といえる。

今後は、時間分解能を高めるために、CTR 電場の中心近辺の時間検出を行う予定である。信号強度は CTR 場の強さに関係するため、このような方法を用いて電子バンチのピーク電流を計測することができ、コンパクトな LWFA 駆動 XFEL の実現が期待できる。

5. まとめ

LWFA に EO 空間デコード技術を導入し、電子バンチの時間情報をシングルショットで測定した。電子放出時間を非破壊で実時間モニターするために、電子のクーロン電場を測定した。その結果、発生点近くで計測する場合、電子バンチのクーロン場は球状波面を持つことが判明し、従来知られていた空間-時間マッピングの関係式を修正した。また、非相対論強度のレーザーを使用した場合、プラズマ密度依存的な電子放出タイミングの変動が観測

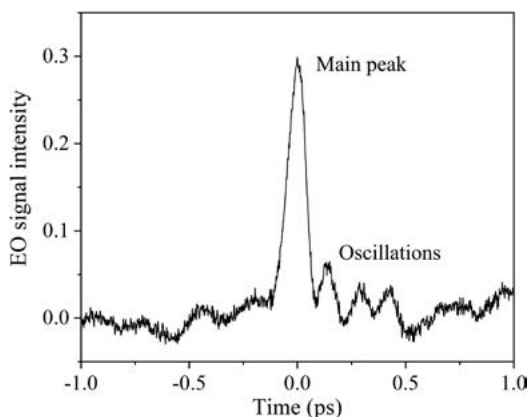


図 8 Near-cross-polarization セットアップからのシングルショット EO 信号 [20]。電界の負の部分が観測された。メインピーク付近で振動していることから、電子バンチの持続時間の上限は数十フェムト秒であることがわかる。

された。また、プラズマの外で電子バンチの通過タイミングと時間幅を測定するために、電子が金属箔を通過する際に生じるコヒーレント遷移放射光 (CTR) に対して EO 空間デコード法を適用した。相対論の高強度レーザーと混合ガスターゲットを用いた場合、レーザーと電子ビームの相対ジッターは、7 fs であり、予測通り低ジッターであることを実証した。そして初歩的な計算と測定から、電子バンチの持続時間は数十フェムト秒以下であることが示唆された。本研究により LWFA における電子時間情報のリアルタイム診断としての EO サンプリング技術の有効性が示された。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、佐野雄二博士、熊谷教孝博士の激励をいただき感謝いたします。神門正城博士のご指導に感謝いたします。実験に参加した小瀧秀行博士、森道昭博士、林由紀雄博士、中新信彦博士、大東出博士、酒井泰雄博士、金展准教授、細貝知直教授にお礼申し上げます。また、LAPLACIAN プラットフォームの構築については兒玉教授に感謝いたします。本研究は、内閣府科学技術・イノベーション会議 ImPACT プログラム、JST- 未来社会創造事業 (助成番号 JPMJMI17A1) により進められました。著者は、日本学術振興会科研費若手研究者支援 (番号 JP21K17998)、QST 理事長ファンド (萌芽的研究) の支援を受けました。

参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
- [2] R. Kodama *et al.*, *Nature* **418**, 933 (2002).
- [3] P. Gibbon and E. Forster, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
- [4] 米田仁紀: "Warm Dense Matter 物性." *プラズマ・核融合学会誌* **81**, 172 (2005).
- [5] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [6] A. J. Gonsalves, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 084801 (2019).
- [7] W. T. Wang, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 124801 (2016).
- [8] W. Wang *et al.*, *Nature* **595**, 516 (2021).
- [9] J. Shan *et al.*, *Opt. Lett.* **25**, 426 (2000).
- [10] X. Yan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3404 (2000).
- [11] B. Steffen *et al.*, *Phys. Rev. Accel. Beams* **12**, 032802 (2009).
- [12] Y. Okayasu *et al.*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16**, 052801 (2013).
- [13] W. Wang *et al.*, *Phys. Rev. Accel. Beams* **20**, 112801 (2017).
- [14] Q. Tian *et al.*, *Phys. Rev. Accel. Beams* **23**, 102802 (2020).
- [15] K. Huang *et al.*, *Sci. Rep.* **8**, 2938 (2018).
- [16] K. Huang *et al.*, *Phys. Rev. Accel. Beams* **22**, 121301 (2019).
- [17] K. Huang *et al.*, *Crystals* **10**, 640 (2020).
- [18] S.V. Bulanov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4205 (1997).

- [19] S. Bulanov *et al.*, Phys. Rev. E **58**, R5257 (1998).
[20] K. Huang *et al.*, Appl. Phys. Express **15**, 036001 (2022).
[21] M. Chen *et al.*, J. Appl. Phys. **99**, 056109 (2006).



Huang Kai
黄 开

1988年11月生まれ。2010年北京大學理學部物理學科卒。2015年中國科學院大學大學院光學系博士課程修了，博士（理學）。現在，量子科學技術研究開發機構關西光科學研究所主任研究員。レーザー航跡場加速，電子バンチ時間特性評価，高強度レーザー駆動X線源等の研究に従事。日本物理学会会員。2022年日本物理学会若手奨励賞受賞。