

論文の内容の要旨

レーザー航跡場加速によるフェムト秒電子バンチ生成の実証

Proof of femtosecond electron bunch generation by laser wake field acceleration

氏名 大久保 猛

1. 序論

近年の高強度超短パルスレーザー技術の向上により、いわゆるテーブルトップサイズのテラワット級レーザーが登場し、高エネルギー物理研究分野におけるレーザー運用が比較的容易となった。最近、従来の電子加速に用いられてきたRF線形加速等の手法とは異なるレーザー航跡場加速という新たな加速機構が注目されている。レーザーパルスがプラズマ中を伝播する時、電子の振動によってプラズマ波が誘起される。レーザーパルスが通過した後にあたかも航跡のように立つことからレーザー航跡場と呼ばれるこのプラズマ波の位相速度はレーザーパルスがプラズマ中を進行する群速度 (= 光速) と等しく、加速位相に乗せて電子を入射すれば線形加速器と同様に相対論領域 (MeV以上) まで加速することが可能である。しかも、従来型の線形加速器の典型的な加速勾配が数 ~ 数 10MV/mであるのに対し、このプラズマ波による加速勾配は~100GV/mであるため、加速器装置の大幅な小型化が期待できる。さらに、プラズマ周波数 $\omega_p=(n_e e^2/m_e \epsilon_0)^{1/2}$ は実験で使用される典型的な電子密度 $n_e \sim 10^{19} [\text{cm}^{-3}]$ において $\omega_p \sim 10^{14} [\text{Hz}]$ となるため、フェムト秒の電子バンチを生成することが可能である。東大原子力ではこれまで、800 μm の加速距離で40MeVまで加速された比較的指向性の良い(0.1 π mm mrad)電子ビームを観測している。レーザー航跡場加速により生成するフェムト秒の電子バンチは、現在ピコ秒の時間分解能で行われている放射線パルスラジオリシスをフェムト秒の時間分解能で時間ジッター無しで行うことを可能にする。また、フェムト秒の相対論的電子バンチとレーザーパルスの衝突によって発生する相対論的トムソン散乱X線は同じくフェムト秒のパルス幅を持つため、レーザーとX線によるフェムト秒ポンプ・プローブ計測をやはり時間ジッター無しで実行できる。本研究では、レーザー航跡場加速からのフェムト秒電子バンチをフェムト秒時間分解測定へ応用することを目指して、フェムト秒電子バンチ生成を計算・実験両面より実証する。具体的には、レーザーパルスとプラズマの相互作用を2次元Particle-In-Cell (PIC)コードを用いて計算し、レーザー航跡場加速における電子の入射および加速過程をシミュレートすることによって、高品質 (東大原子力での目標パラメータは、電子バンチ長<50fs、電荷量>10pC/bunch、準単色エネルギー広がり $\Delta E/E < 0.1 @ \sim 10\text{MeV}$ 、エミッタンス<0.1 π mmmmrad) なフェムト秒電子バンチ生成のための機構を追究する。また実験では、実際にレーザー航跡場加速によって生成する電子バンチがチタン膜を通過する際の遷移放射強度を測定し、そのバンチ長を決定する。そして、近い将来のフェムト秒時間分解測定システム構築への足がかりとする。

2. レーザー航跡場加速シミュレーション

2.1. プラズマ波破壊における真空・プラズマ境界面での電子密度勾配の効果

レーザー航跡場加速における大きな問題の一つが、電子をいかにしてプラズマ波の加速位相に乗るように入射させるかということである。当初は高周波加速器等で光速近くまで加速した電子ビームをプラズマ中に入射するなどしていたが、最近になってレーザー技術開発が進んでその強度が増大したことにより、レーザーパルスとプラズマとの相互作用によってプラズマ波の破壊を引き起こしてその中に存在する電子の一部を加速位相に乗せることが可能になった。これを電子自己入射という。プラズマ中で振動する電子の振動速度がプラズマ波の位相速度以上になると、プラズマ波が破壊して電子が様々な方向へ飛び散る。そのうちの一部の電子はレーザー航跡場の加速位相にトラップされる。従って、発生する電子ビームの電荷量を増加させるためには、より多くのプラズマ波破壊を起こせば良い。

そこで、真空・プラズマ境界面での密度勾配が急な場合と緩やかな場合との電荷量の違いを2次元PIC計算により示す。図1は、初期条件として与えたプラズマ電子密度分布とレーザーパラメータの簡略図であり、レーザー強度は $1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 、密度勾配は急な場合を $5 \mu\text{m}$ (プラズマ波長: $6.1 \mu\text{m}$ @ $n_e = 3 \times 10^{19} [\text{cm}^{-3}]$ より) 緩やかな場合を $150 \mu\text{m}$ (実験におけるHeガスの広がり: $350 \mu\text{m} \sim 500 \mu\text{m}$ 程度より) とした。急な密度勾配を持つプラズマへレーザーが入射してから 1.37 ps 後における、レーザー航跡場の進行方向電場 E_x の空間分布 (座標単位は c/ω , c : 光速, ω : レーザーの角振動数) を図2に、電子の運動量の x 方向空間分布を図3に示す。図2において、3~4個の航跡場が立っていることがわかる。これは東大原子力が用いている、他の研究機関よりも比較的短焦点距離のレーザー集光ミラーを用いた時、即ち、集光されたレーザーがその進行とともに発散して焦点での集光強度から半分になる距離 (レイリー長) が短い時に起こる現象である。図3を見てもわかるように、電子がその航跡場が立つ範囲でのみ加速されるため、高エネルギー電子に限れば 60 fs @ 10 MeV のバンチ長が得られており、フェムト秒電子バンチ生成に有効であると考えられる。図4は密度勾配が急な場合 (実線) と緩やかな場合 (点線) に得られた電子エネルギー分布である。急な密度勾配によって、 5 MeV 以上の電子の総電荷量は 2.4 nC か

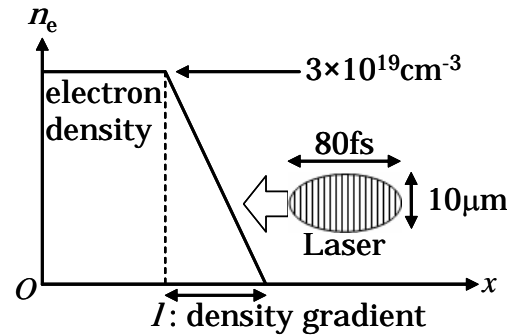


図1: プラズマ波破壊における電子密度勾配効果の計算に用いた初期条件の簡略図

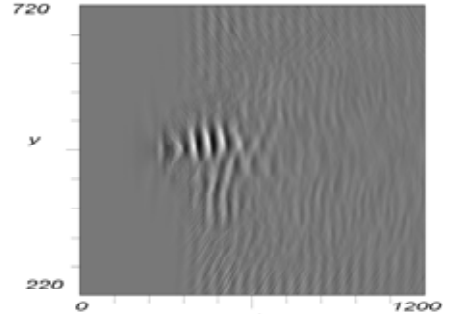


図2: 急な密度勾配を持つプラズマへのレーザー入射から 1.37 ps 後におけるレーザー航跡場の進行方向電場の空間分布

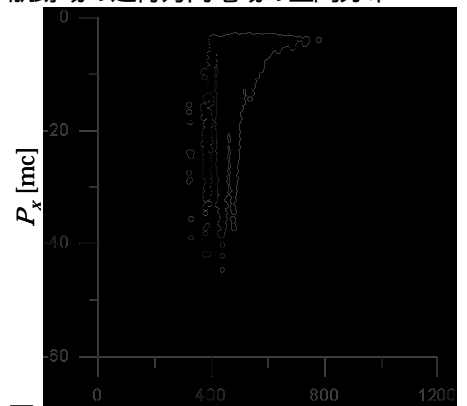


図3: 急な密度勾配を持つプラズマへのレーザー入射から 1.37 ps 後における電子の運動量の x 方向空間分布

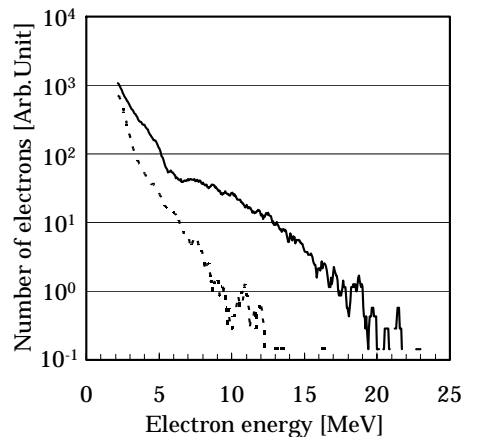


図4: レーザー入射から 1.37 ps 後の電子エネルギー分布 (急: 実線, 緩: 点線)

ら 19nCへ、最大エネルギーも 16MeVから 23MeVへと増加した。これは、プラズマ波破壊がより効率的に起こったためであると考えられる。したがって、人工的に急な密度勾配を形成できれば、生成する電荷量は増大すると結論づけた。

2.2. プラズマ中に形成されたチャンネルが電子エネルギーの単色化に及ぼす効果

プラズマ波破壊によって電子自己入射を引き起こすに際し、その破壊がレーザーの進行とともにプラズマ中で常時発生してしまう（常時入射）と、電子がレーザー航跡場のあらゆる位相に捕獲され、電子エネルギー分布は図4のように熱化してマクスウェル・ボルツマン分布に近いものとなる。しかし、これでは電子の速度分布広がりが大きく即座に電子バンチ長が広がってしまうため、フェムト秒電子バンチ利用のためにはエネルギー分布は単色的であることが望ましい。そこで、プラズマ中に形成されたチャンネルを進行するレーザーパルスの急激な自己収束および発散によって、プラズマ波破壊を瞬時に局所的に引き起こせば（瞬時入射）レーザー航跡場のある程度狭い範囲の位相に電子が捕獲されて、電子のエネルギー分布に単色化傾向が表れることを、2次元PIC計算により示す。図5は、プラズマチャンネルへレーザーが垂直入射する際の初期条件の簡略図である。レーザーパルスは図6に示すように、集光・発散を繰り返しながらプラズマチャンネル中を進行していく。入射レーザー強度が $1 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ の時、電子エネルギー分布には図7のように 12MeV付近にピークを持つ単色化傾向が見られる。これは、レーザー強度が比較的強くなる集光時にのみプラズマ波破壊が起こったため、即ち、瞬時入射が起きたためであると考えられる。以上より、フェムト秒電子バンチ利用および単色化のためには、瞬時入射が不可欠であると結論づけた。

3. フェムト秒電子バンチ長計測実験

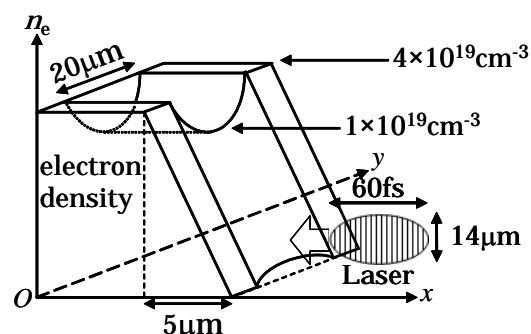


図5：プラズマチャンネルへレーザーが垂直入射する場合の初期条件の簡略図

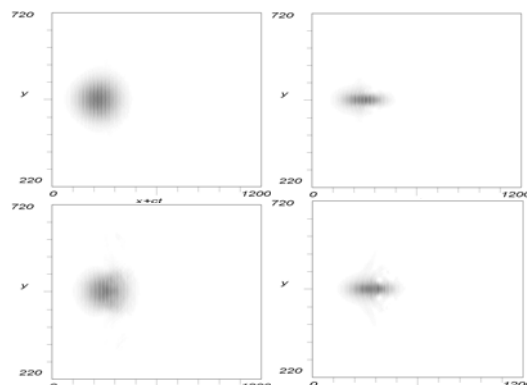


図6：プラズマチャンネル中を進行するレーザーパルス電場の空間分布

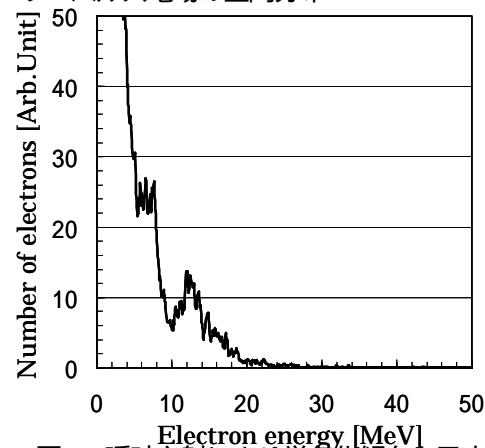


図7：瞬時入射により単色化傾向を示す電子エネルギー分布

電子バンチ長を計測する手法として、原理的には時間分解能に制限が無くシングルショット計測が可能という理由から、元東北大近藤泰洋氏、東北大柴田行男氏との共同製作による、ボロメータを用

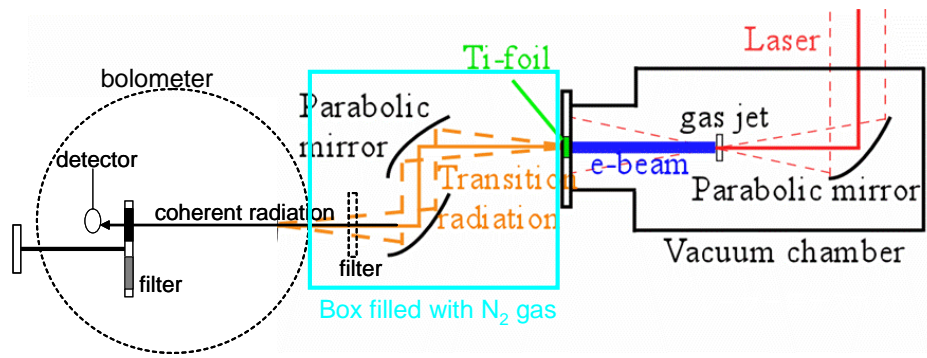


図8：電子バンチ長計測実験体系図

いた遷移放射計測を行った。波長選択フィルターを用いると、ある波長範囲に限定した遷移放射強度を取得することが可能である。遷移放射とは、荷電粒子が誘電率の異なる2つの媒質境界面を通過する際に放射する電磁波のことである。図8に実験体系を示す。東大原子力にあるテラワットレーザーシステムから出力されたレーザーパルス(10TW, 400mJ, 40fs)は真空容器内($< 10^{-3}$ Pa)に導かれ、放物面ミラー($f=177$ mm)によってHeガスジェットノズル上へ集光される($5.5\mu\text{m}\times 6.6\mu\text{m}@1/e^2$)。レーザー強度は $3.5\times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ であった。生成したフェムト秒の電子バンチがチタン窓(300 μm 厚)を通過する際の遷移放射を、波長選択フィルターを装着したボロメータで計測した。図9は、本実験で得られた遷移放射強度とある電子バンチ長の時の理論曲線比較図である。電子バンチ形状をガウス分布と仮定すると180fsから290fs(FWHM)のバンチ長であるとわかった。

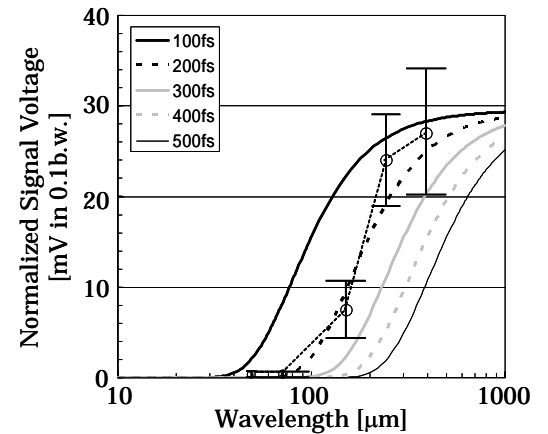


図9：ボロメータで取得した遷移放射強度と理論曲線との比較

4. まとめ

レーザー航跡場加速によるフェムト秒電子バンチ生成を実験・計算両面から実証した。2次元PICコードによる計算では、真空・プラズマ境界面での急な電子密度勾配が電子バンチの総電荷量を増加させることと、プラズマチャネル中で起こる瞬時入射が単色化に寄与することがわかった。また、電子バンチ長計測実験ではボロメータによって複数の波長範囲における遷移放射を測定したところ、ガウス分布を仮定すると180fsから290fs(FWHM)程度であるとわかった。本研究は、フェムト秒時間分解計測への礎となるであろう。