

# 東京大学原子力工学研究施設における レーザープラズマ電子加速研究

細貝知直<sup>1,A)</sup>、木下健一<sup>B)</sup>、A.Zhidkov<sup>B)</sup>、中村啓<sup>A)</sup>、大久保猛<sup>A)</sup>、上坂充<sup>A)</sup>

<sup>A)</sup> 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

<sup>B)</sup> 放射線医学総合研究所

〒263-8555 千葉県千葉市稲毛区穴川4-9-1

## 概要

東京大学大学院工学系研究科附属原子力工学施設では、超短パルス高強度レーザー・プラズマ相互作用によって100fs以下のパルス幅を持つ相対論的(数十MeV)電子シングルバンチを生成するプラズマカソードの研究を行っている。12TW-50fsレーザーを用いた実験結果と二次元粒子法による数値計算結果から高エネルギー電子の発生機構におけるレーザープレパルス効果を明らかにした。指向性の良い高エネルギー電子ビーム発生はレーザープレパルスの作るプレプラズマの条件に大きく依存する。最大加速エネルギー40MeV、横方向幾何学的エミッタンス $0.1\pi$  mm mrad、電荷量 $\sim 100$ pC/Pulse、バンチ長 $\sim 40$ fsの電子ビームを確認した。

## 1. はじめに

近年、物質の高速過渡現象の動的物性研究が急速に展開し、要求される時間領域はピコ秒からフェムト秒へと移行しつつある。これに伴い、計測手段としてのフェムト秒オーダー極短電子パルスの研究が重要となっている。極短電子パルスは、放射線化学におけるパルスラジオオリシスのように直接プローブビームとして用いられるだけでなく[1]、材料、生体科学分野で要求の高い極短X線パルス発生に用いられる。[2]

このような背景から、近年レーザープラズマ加速がコンパクトな多目的極短パルス電子ビーム源として大きな関心を集めている。レーザープラズマ加速には、高エネルギー加速器の飛躍的なコンパクト化と同時に、そのプラズマを用いた加速機構から電子ビームのフェムト秒オーダーへの極短パルス化が期待されている。高周波加速器では装置の小型化と電子ビームの短パルス化のために、加速勾配を高くしLバンドからSバンドへ、さらにXバンドへと高周波化への技術開発が進められている[3]。また、従来技術を発展させ、レーザーフォトカソード高周波電子銃で数MeVの電子バンチを生成し線形加速器で加速した後、磁場によるバンチ圧縮でフェムト秒極短パルスを得る方法も研究されている[4]。一方、レーザープラズマ加速では、プラズマがレーザーの電磁場を加速電場へモード変換する媒体として働くため、加速器の周波数範囲はプラズマ周波数にまで拡張される。したがって、

原理的に発生する電子ビームはフェムト秒オーダーの極短パルスとなる。従来LWFAでは入射器に高周波加速器が用いられていたが[5]、超短パルス超低エミッタンスの電子ビーム入射器の必要性が認識され、近年は、プラズマカソードと呼ばれる超短パルスレーザーを用いた電子入射法による第二世代のLWFAの研究が先端加速器技術としての確立を目指して世界各国で進められている[6,7,8,9]。我々は、東京大学大学院工学研究科附属原子力工学研究施設においてプラズマ波破碎スキームを用いたプラズマカソードで100fs以下のパルス幅を持つ相対論的(数十MeV)電子シングルバンチを生成する研究を行っている[9]。臨界密度以下のプラズマ中に入射された超短パルス高強度レーザーの後ろにはレーザーパルスのポンデロモータティブ力によって大振幅のプラズマ波(航跡場)が励起される。プラズマ波破碎スキームでは外部からの電子入射無しにプラズマ中のバックグラウンド電子が非線形プラズマ波中に捕獲され加速される。励起されるプラズマ波の加速勾配は $\sim 100$ GV/mにも及び、またプラズマ波長は(密度 $10^{18}\sim 10^{19}$  cm<sup>-3</sup>に対して)10 $\sim$ 100  $\mu$ m程度、になる。したがって、加速される電子は加速長が $\sim 100$   $\mu$ m程度であっても数十MeV以上のエネルギーまで加速され、またフェムト秒オーダーの極短バンチになると期待される。

## 2. 相対論的プラズマ波破碎電子入射

相対論的プラズマ波破碎によるレーザー航跡場への電子入射法は、ロシア(General Physics Institute)のS.V.Bulanovらによって提案された電子入射法である[10]。相対論的なプラズマにおいて、プラズマ波は振幅が大きい値 $E_B \sim [2(\omega\omega_{pl}-1)]^{1/2} mc\omega_{pl}/e$ を越えると破碎する[11]。ここで $\omega$ 、 $\omega_{pl}$ は、それぞれレーザー、プラズマ振動数である。このプラズマ波の破碎は $\lambda_{pl}dN/dx \sim 1$ 、 $\lambda_{pl}=2\pi c\omega_{pl}/c$ で示されるような急峻な密度勾配があるときにはこの密度境界で発生する。(ただし、 $\lambda_{pl}$ はプラズマ波の波長、 $N$ はプラズマ密度である。)この方法では一つのレーザーパルスで電子の入射と加速の両方を行う。まず急峻な密度境界を持つプラズマに $a$ 値が1.0を越える集光条件でレーザーパルスを入射しプラズマ波を励起する。励起されたプラズマ波は急峻な密度境界で破碎すると同時に、捕獲されていたプラズマ電子が下流のプラズマ波の加速位相に入射される。

<sup>1</sup> E-mail: hosokai@utnl.jp

### 3. レーザープレパルス制御

前述の密度勾配の条件  $\lambda_{pi} dN/dx \sim 1$  に示される通り、プラズマ波の破碎はプラズマ波長程度の厚さで急峻に立ち上がる密度境界で発生する。一般的に、できるだけ急峻な密度境界を作るために噴射角度が狭い超音速ガスジェットがターゲットとして用いられる。しかし、超音速ガスジェットでも真空とジェットの境界における密度勾配は  $\sim (dN/dx) \sim 200/500 \mu m$  程度であるため、ガスジェットと真空の境界部分でプラズマ波の破碎は発生しない。

我々は、プラズマ波破碎に必要な急峻な密度境界の形成にレーザープレパルスを積極的に利用する方法を提案している[9]。Fig.1にプレパルスを用いた初期密度分布の形成およびプラズマ波破碎による電子入射の概念図を示す。

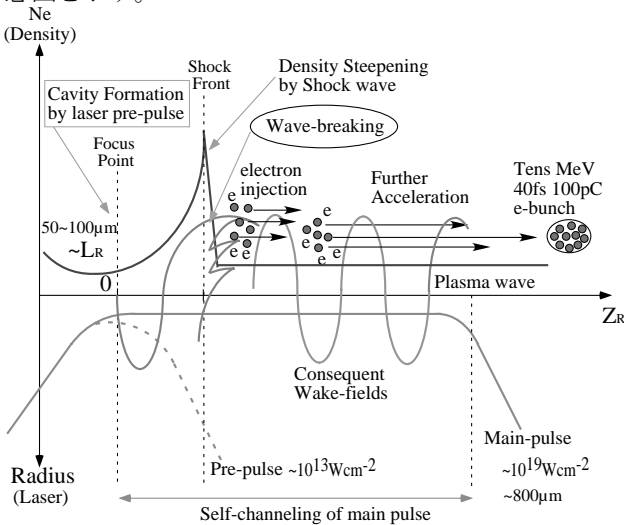


Fig.1 Illustration of electron injection by the wave-breaking at the cavity produced by laser prepulse. The laser pulse is focused by short Rayleigh length optics ( $L_R \sim 50-100 \mu m$ ).

CPAレーザー装置から発生するフェムト秒レーザーパルスの裾野にはナノ秒オーダーのプレパルスが存在する。フェムト秒レーザーパルスとプレパルスのコントラスト比は典型的に  $1:10^{-6} \sim 10^{-7}$  程度であるが、プレパルスはそのパルス幅の長さから、メインパルスの10-20%程度のエネルギーを持つ。プレパルスで長いプレチャンネルを形成する実験[8,12]とは対照的に、レイリー長  $L_R$  が短い(焦点距離が短い)集光光学系を用いる場合、焦点付近  $Z_R = Cs \tau > L_R$  の領域(ただし、 $Cs$  はプラズマ中の音速、 $\tau$  はプレパルスのパルス幅とする。)に周囲よりも密度の低いキャビティー(空乏領域)が形成される。これは、プレパルス照射といえども集光強度  $I$  が  $10^{13} Wcm^{-2}$  を越えるため焦点( $Z_R=0$ )付近のガスが急加熱され衝撃波が駆動されるためである。結果として、伝播する衝撃波のフロントにはプラズマが雪かき的に集められ密度が急峻化する。衝撃波のフロント部分の厚さ  $\Delta z$  は  $\Delta z \sim (M/m)^{1/2} \lambda_i$  で与えられプラズマ波の波長  $\lambda_{pi}$  よりも小さい。(ただし、 $M$  と  $m$  はそれぞれ、イオンと電子の質量であり、 $\lambda_i$  はイオンの平均自由行程とする。)したがって、プレパルスによって駆動された衝撃波で急峻化したプラズマにメインパルスが入射しプラズマ波が励起されると、衝撃波のフロント部分で

破碎が発生する。

二次元流体コードを用いた流体数値計算ではプレパルス照射による明確なキャビティー形成と衝撃波による密度の急峻化がみられた。Fig.2に流体数値計算で得られたレーザープレパルス照射後(0.5ns後、2ns後)の典型的なプラズマ密度分布を示す。(a)、(b)はそれぞれレーザーの半径方向、伝播方向に対応する。

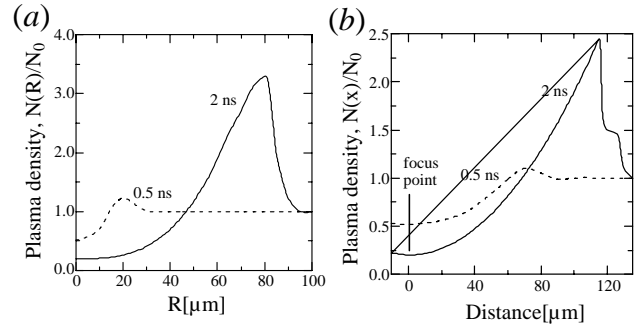


Fig.2 Density distributions of He-jet after the laser prepulse calculated by 2D hydrodynamic simulation. The power density of the prepulse is  $10^{13} Wcm^{-2}$ , and Rayleigh length is  $50 \mu m$ . Radial direction ( $z=0$ ), (b) Longitudinal direction ( $t=0$ ).[6]

計算パラメータは実験条件に合わせ、初期プラズマ密度  $3 \times 10^{19} cm^{-3}$  プレパルス集光強度  $I = 10^{13} Wcm^{-2}$  と仮定すると、電子温度  $T_e = 150 eV$  と見積もられる。ヘリウムプラズマ中の音速は  $Cs \sim 5 \times 10^6 cm/s$ 、でありプレパルスのパルス幅を  $\tau = 2 ns$  とすると、メインパルスが入射するまでに衝撃波がプラズマ中を伝播する距離はおおよそ  $z \sim 100 \mu m$  である。したがって、キャビティー形成にはレイリー長  $L_R < 100 \mu m$  の集光条件が必要とされる。さらに、衝撃波は  $\omega_{pi} \lambda_i (M/m)^{1/2} / 2\pi c < 1$  の条件で形成されることからプラズマの密度は  $N_i = 5 \times 10^{18} cm^{-3}$  以上でなければならない。これらの条件を満足することによって、キャビティー端で衝撃波駆動による急峻な密度勾配をもつ境界が形成される。

### 4. プラズマカソード実験

Fig.3に実験の概略図を示す。超音速ヘリウムジェットをターゲットに用いる。超音速ガスジェット装置は高速パルスバルブとノズルの出口のマッハ数が4.2となる軸対称ラバルノズルより構成され出口密度  $7 \times 10^{18} cm^{-3} \sim 3 \times 10^{19} cm^{-3}$  を得た。ガスジェット装置を真空容器内に設置し、噴射した超音速ヘリウムジェットにチタンサファイアレーザー(最大12TW、50fs中心波長790nm、10Hz、メインパルスとプレパルスのコントラスト比  $1:10^{-6}$ )を強度  $I = 1.0 \times 10^{19} Wcm^{-2}$  で集光する。集光光学系には焦点距離 ( $f = 177 mm$ ) の軸外し放物面鏡を用いた。実測されたレイリー長  $L_R$  は  $\sim 53 \mu m$  である。

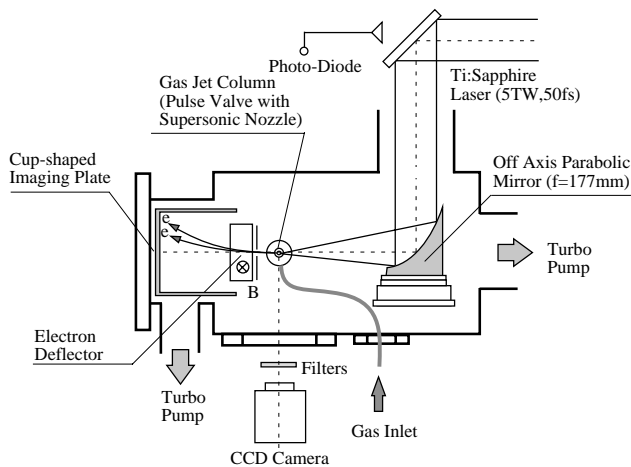


Fig.3 Typical experimental set-up of the plasma cathode experiment at Univ. of Tokyo. [9]

チタンサファイアレーザーの再生増幅器のポッケルスセルを調整してレーザープレパルスの大きさと形を制御し、電子発生におけるレーザーへのプレパルスの依存性を調べた。異なるレーザープレパルス条件に対して得られた発生電子の空間分布をFig.4(a)-(c)に示す。レーザー照射によってガスジェットから発生する電子の空間分布はガスジェット下流方向に設置されたイメージングプレート(IP)で検出された。Fig.4(a)より、プレパルス幅 $\sim 2\text{--}3\text{ns}$ 、エネルギーがメインパルスのおよそ10%のときイメージングプレートの中央部分に指向性の良い(横方向幾何学的エミッタンス  $0.1\pi\text{ mm mrad}$ )電子のスポットが観測された。この場合、Fig.2の計算結果より、集光強度  $I = 10^{13}\text{Wcm}^{-2}$ 、パルス幅2nsのプレパルス照射によって駆動される衝撃波フロントの厚さは $\sim 10\mu\text{m}$ となりプラズマ波長とほぼ等しくなるため、プラズマ波の破碎による航跡場への電子入射が効率的に発生していると考えられる。Fig.4(b)より、プレパルス幅 $\sim 1\text{ns}$ 以下、エネルギーがメインパルスのおよそ10%以下るとき、電子は観測されなかった。この場合は、パルス幅が1ns以下の場合には衝撃波フロントの密度の急峻化がほとんど発生しないため、プラズマ波破碎による電子入射が発生しないと考えられる。Fig.4(c)より、プレパルス幅 $\sim 5\text{ns}$ 以上で裾野にも小さなピークを持ち、エネルギーがメインパルスのおよそ10%以上であるとき、電子は前方方向に飛散し小さなスポット群となった。原因として、1.プレパルスによる注入エネルギーが増加したためキャビティーが深くなりメインパルスが散乱されること、2.電子入射は密度境界と垂直方向に発生するため、衝撃波の密度境界面の流体不安定性が電子放出方向に擾乱を与えること等が考えられる。このように、実験でキャビティー端でのプラズマ波破碎による電子入射モデルによってうまく説明されるプレパルスへの依存性が確認されている。

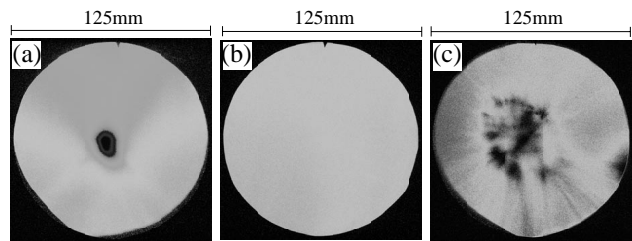


Fig.4 Typical images of electrons deposited on a Imaging Plate (IP). (a)  $\sim 2.5\text{ns}$  prepulse, (b)  $\sim 1\text{ns}$  prepulse, (c)  $\sim 5\text{ns}$  non-monotonic prepulse. [9]

発生した電子ビーム(Fig.4(a)の条件)のエネルギースペクトルをPICシミュレーション結果と合わせてFig.5に示す。エネルギースペクトルから有効電子温度(前述)  $T_h$ は $\sim 10\text{MeV}$ 、観測された最大加速エネルギーは $40\text{MeV}$ であり、加速電場は $50\text{GeV/m}$ を越えている。二次元粒子PIC(Particle In Cell)シミュレーションによると発生電子バッチのパルス幅は $\sim 40\text{fs}$ 、電荷量は $\sim 0.7\text{nC}/1\text{J}$ である。

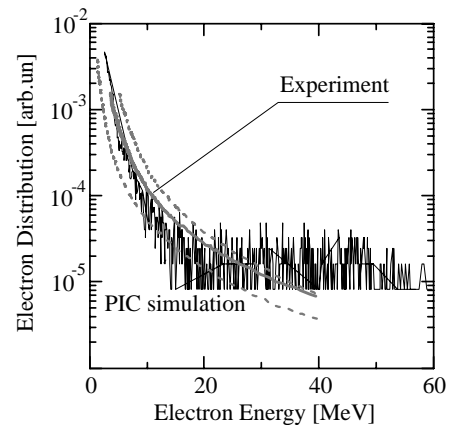


Fig.5 Typical measured and calculated energy distribution of electron in the bunch. [9]

## 参考文献

- [1] Y. Muroya, *et al*, Nucl. Instr. and Meth. A **489**, 554 (2002)
- [2] R. W. Schoenlein, *et al*, Science, **274**, 236 (1996)
- [3] A. Takeshita, *et al*, Nucl. Instr. and Meth. A **421**, 44 (1999)
- [4] M. Uesaka, *et al*, Nucl. Instr. and Meth. A **410**, 424 (1998)
- [5] K. Nakajima, Phys. Plasmas, **3**, 2169 (1996)
- [6] D. Umstadter, Phys. Rev. Lett. **76**, 2073 (1996)
- [7] E. Esarey, *et al*, Rev. Lett. **79**, 2682 (1996)
- [8] V. Malka, *et al*, Science **298**, 1596 (2002)
- [9] T. Hosokai, *et al*, Phys. Rev. E. **67**, 036407(2003)
- [10] S.V. Bulanov, *et al*, Phys. Rev.E **58**, R5257 (1998)
- [11] S.V. Bulanov, *et al*, JETP Lett. **53**, 565 (1991)
- [12] Faure, *et al*, Phys. Plasmas **7**, 3009 (2000)