

ELECTRON INJECTION INTO LASER-PLASMA ACCELERATOR BY WAVEBREAKING

K. Koyama^{A)}, M. Miyashita^{B)}, T. Hosokai^{C)}, A. Yamazaki^{A)}, A. Maekawa^{A)}, M. Uesaka^{A)}

^{A)} Nuclear Engineering Research Laboratory, School of Engineering, University of Tokyo
2-22 Shirane-shirakata, Tokai, Naka, Ibaraki, 319-1188

^{B)} The Tokyo University of Science
2641 Yamazaki, Noda-shi, Chiba, 278-8510 Japan

^{C)} Photon Pioneers Center, Osaka University
2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, 565-0871 Japan

Abstract

A tabletop tunable monochromatic Compton hard x-ray source would be realized by replacing a radio frequency linac with a laser-plasma electron accelerator. In order to stabilize the laser-plasma electron accelerator, initial electrons must be injected into a suitable phase of a laser produced wakefield. A wavebreaking in a plasma density ramp is an effective process for electron injection. We have developed a tailored gas jet which has a density ramp across the wakefield by generating an oblique shock in a supersonic flow of $M=5$. A density ratio and characteristic length of the density ramp were about 2 and 70 microns, respectively. In case that 7-TW laser pulse with a low pre-pulse level of 10^{-6} was focused on a tailored jet, quasi-monoenergetic electron bunches were accelerated up to the energy of 70 MeV. On the other hand we couldn't observe no high-energy electrons with a uniform density jet or a moderately high prepulse level of 10^{-4} .

プラズマ波の破壊によるレーザー・プラズマ加速器への初期電子入射

1. はじめに

レーザー・プラズマ電子加速では金属に代えて最初から電離しているプラズマを使い、大振幅のプラズマ波が作る大きな電場を使う。集光強度が 10^{18} W/cm²以上でパルス幅が数十 fs 秒以下の強力なレーザーパルスによって大振幅の電子プラズマ波（航跡場）が作られる。光速で進む航跡場の適当な位相に捕えられた電子は波乗りによって加速されて大きな運動エネルギーを得る。加速勾配はプラズマ波の振幅に比例しており、その最大値は「波の破壊限界」と呼ばれプラズマ密度の平方根に比例する。波の破壊限界の電場強度は電子密度が 10^{19} cm⁻³のプラズマに対して 1 GeV/cm の大きさである。振幅が十分に大きな場合には非線形効果が現れて電子密度分布が正弦波であったものが衝立て状になり加速勾配は線形の場合よりも大きくなり得る。レーザーによる粒子加速の研究が大きく進歩したのは、超高強度・超短パルスレーザーが市販されるようになった1990年代の中頃からである。最高エネルギーは十年間で二桁以上の伸びを示すなど大きな進歩が合ったが、2004年までは出力ビームは100%に近いエネルギー広がりを持ちマックスウェル分布に近かった。2004年以降は多くの研究機関でモノエネルギーの電子加速に成功したが、加速エネルギー、エネルギー幅などの出力安定性に欠けていた。その原因は加速される初期電子を背景プラズマから成り行きにまかせて供給しているために初期エネルギー、初期電荷量と供給位置が定まらない事と航跡場の振

幅と伝播距離が一定でない事にある。本稿では、初期電子の人為的供給の内、密度勾配の途中でのプラズマ波の破壊による方法に関する実験結果を報告する。

2. 電子入射のための電子密度分布

初期電子の人為的供給の方法には、航跡場中で複数のレーザーパルスを変差させて背景電子を航跡場に捕捉されるまでに加速する「光学的方法」と、航跡場が電子密度勾配のあるプラズマを伝播するときに生ずる「プラズマ波の破壊」による方法がある。プラズマ波の破壊による電子入射の方法はシステムが単純になる。プラズマ波が高電子密度から低密度に向けて伝わる時の位相速度 $v_{ph} = \omega_p / k$ が密度の減少に比例して遅くなり、プラズマ波の振動速度 $v_{os} = \xi \omega_p \sin(\omega_p t - kx)$ に一致すると波の破壊が起こる。一次元モデルでは入射電子の密度は

$$n_m \approx n_e \xi / L = n_e / (kL)$$

で、密度変化の特性長 L の最適条件は $L \approx 1/k$ である^[1]。ここで λ はプラズマ波の波長である。1次元PICシミュレーションでも同様の結果を得ている。入射電荷量および入射電子のエネルギー幅を密度変化の特性長 L の関数として図1に示す。この図は1次元PICシミュレーションによって得た。密度の最適高低比が3~4の時に入射電荷量が最も大きくなっている。エネルギー幅は密度比によって大きな違いは無いが密度の特性長が λ の2~3倍で最小(5~6%)に

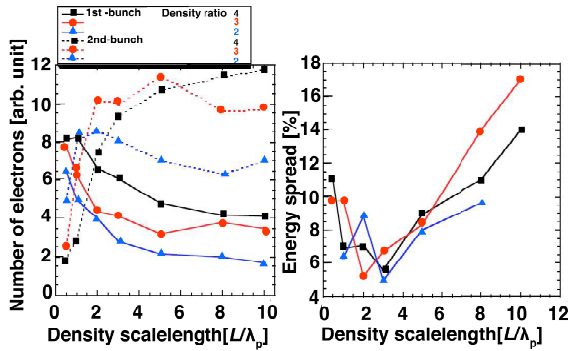


図1 入射電子数(左図)と電子のエネルギー幅(右)。破線は二番目の航跡場ポテンシャルに足しする結果

なる。電子密度の段差はレーザーのメインパルスの約5ns前にある $10^{14}\sim 10^{15}\text{ W/cm}^2$ の強度のプレパルスによる局所加熱によって衝撃波を発生させる事によって作ることができる^[2]、もっと簡単な方法として超音速流内での斜め衝撃波を利用する方法がある^[3]。

3. 階段状密度分布ジェットの生成

超音速流(マッハ数 M)の中にクサビをおいて流れの向きを変えるとその先端から斜め衝撃波が発生する。超音速流の流れの方向に対するクサビの角度(流れの偏向角度)を θ と斜め衝撃波の角度 β の関係式および衝撃波の上流側と下流側の密度比 ρ_2/ρ_1 の関係式、

$$\tan \theta = \frac{2\{(M \sin \beta)^2 - 1\}}{\tan \beta \{2 + M^2(\gamma + \cos 2\beta)\}},$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)(M \sin \beta)^2}{2 + (\gamma - 1)(M \sin \beta)^2}$$

を用いてノズルのパラメータを決定した。

くさび形ノズルで $M=5$ のヘリウムガス超音速流の場合には、 $\theta=9.5^\circ$ で $\beta=20^\circ$ 、密度比が2の斜め衝撃波を発生できる。高密度側の厚さはクサビの長さを L_w とすると $L_w \sin(\beta - \theta)$ でありその厚さは希薄波の先端速度(音速)で減少する。密度変化の特

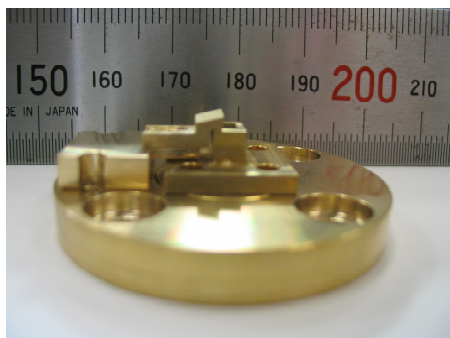


図2 ノズルの写真

性長 L は熱伝導と粘性の関数であるが、上記の衝撃波強度(圧力比3.5)の場合は平均自由行程と同程度の約 $10\mu\text{m}$ と予想される。

超音速ノズルはスロート部と出口の寸法が夫々 $0.14\text{mm} \times 2\text{mm}$ と $1.5\text{mm} \times 3.2\text{mm}$ の矩形で内側は12/100のテーパ状になるように設計したが、仕上がりに寸法は $0.1\sim 0.2\text{mm}$ の誤差があった。偏向用のクサビは高さが1mmである。ノズルの外観を図1に示す。密度分布は干渉計を用いて測定した。図2に示すように密度比が約2の斜め衝撃波の発生によって階段状の分布が作られている事がわかる。この時の粒子密度は約 10^{19} cm^{-3} である。

4. 電子加速実験

実験には出力が7TWでパルス幅が50fsのチタンサファイアレーザーを用いた。集光には焦点距離が177mmの軸外し放物面鏡を用いた。集光径($1/e^2$)は $7\mu\text{m}$ で集光強度は 10^{19} W/cm^2 である。プレパルスのメインパルスに対する強度比(コントラスト比)は $10^{-3}\sim 10^{-7}$ である。プレパルスレベルはレーザーの再生増幅器の調整によって変えることができるが、微妙な制御は不可能である。

メインパルスより約5ns先行するプレパルスを大きくした場合(10^{-3})には、図4のシャドウグラフに示すようにレーザー加熱によって密度の段差が壊されている事がわかる。この場合には高エネルギー電子は観測されなかった。また、密度分布を一樣にした場合にも高エネルギー電子は観測されなかった。

超音速ノズルの端にクサビをおいて斜め衝撃波を発生させ且つプレパルスレベルを 10^{-6} 以下にした時のみに図5に示すように高エネルギー電子を観測されて、エネルギーが約70MeVのモノエネルギー電子が得られた。図5(a)の縦方向はビームの発散角に対応することから。モノエネルギー電子は非常に細いビームになっている事がわかる。発散角は 1° 以下である。階段状密度分布の場合であっても、モノエネルギー電子加速が観測されず電子のエネルギーが熱的分布だけの場合もあった。この原因は、ナノ秒プレパルスの大きさがレーザーのショット毎に変動しているためであると考えられる。図5(b)の電子ビームの強度分布の視野は約 10° である。図

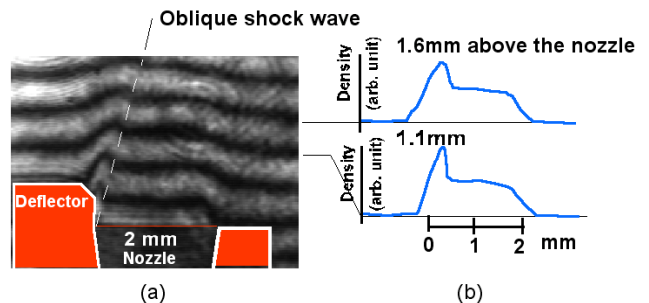


図3 (a)密度分布の干渉計測定写真。(b)ノズル先端からの距離が1,1mmと1.6mmにおける水平方向密度分布。

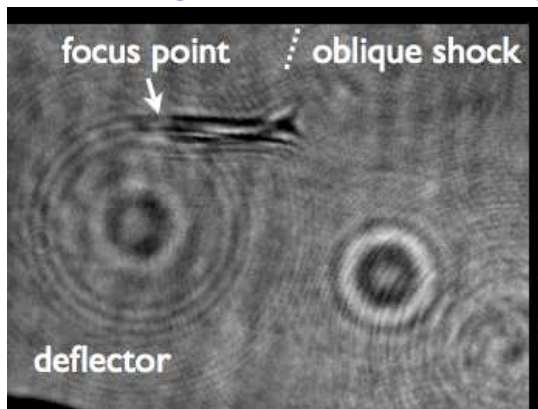


図4 大きなナノ秒プレパルスによって壊された階段状密度分布。メインパルスより早い時間のシャドウグラフ。

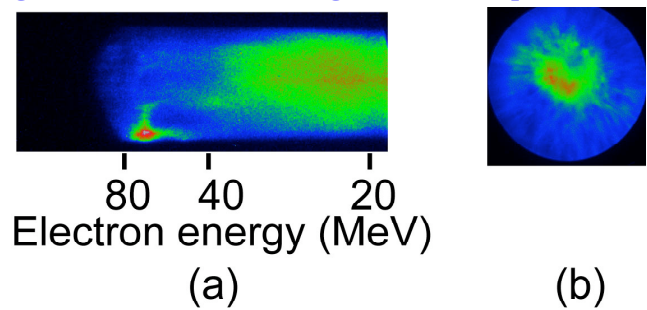


図5 プレパルスレベルが小さい場合の電子のエネルギースペクトル(a)とビームの強度分布(b)。(a)と(b)は異なるショットである。

(a)と(b)は異なるショットであり、(b)の場合にはモノエネルギー加速が起こっていなかった可能性がある。

4. まとめ

超音速ノズルの端においたクサビ状の流れの偏向板で斜め衝撃波を発生させて階段状の密度分布を作ることができた。レーザーのナノ秒プレパルスが 10^{-6} 以下で斜め衝撃波を発生させた場合にだけ高エネルギー電子が観測された事は密度の段差によってプラズマ波の破壊が起こった事を示唆している。また、約 70 MeV のモノエネルギー電子が観測されたことは、密度勾配による初期電子入射が有効に機能した事を示している。

試作したノズルで得た密度変化の特性長は約 70

μm であり、プラズマ波の波長の 3 倍近い。今後、マッハ数を大きくして特性長を約半分にする事によって、加速に適した初期電子の入射が可能になる。

微小なプレパルスが密度勾配の大きさを変化させた可能性があり、エネルギースペクトルの変動の最大の要因はプレパルスレベルの変動であると考えられる。このことの解明はプレパルスレベルをもっと小さくする必要があり次の課題である。

参考文献

- [1] S. Bulanov, *et al.*, Phys. Rev. E **58**, R5257 (1998).
- [2] T. Hosokai, *et al.*, Phys.Rev. E **67**, 036407 (2003).
- [3] k. Koyamai, *et al.*, NIM A (**2009**), doi:10.1016/j.nima.2009.05.142..