

Experiments on Laser-Plasma Acceleration at Nuclear Professional School, the University of Tokyo

A. Yamazaki^{1,A)}, A. Maekawa^{A)}, R. Tsujii^{A)}, M. Uesaka^{A)}, T. Hosokai^{B)}, A. Zhidkov^{C)}

^{A)} Nuclear Professional School, the University of Tokyo

2-22 Shirakata - Shirane, Tokai, Naka, Ibaraki 319-1188, Japan

^{B)} Research Laboratory for Nuclear Reactors, Tokyo Institute of Technology

2-12-1 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan

^{C)} Central Research Institute of Electric Power Industry

2-11-1, Iwado-kita, Komae, Tokyo 201-8511, Japan

Abstract

We are developing a laser plasma cathode, which is expected to enable us to realize a compact high-quality electron accelerator. A quasi-monoenergetic electron spectrum can be generated through ultraintense laser-plasma interaction. We investigated the correlation between the laser-plasma interaction and the generated electron properties via single shot measurement. We found that a preformed laser channel plays an important role to achieve the monoenergetic spectrum. We also carried out a bunch duration measurement for electron beams generated from a laser plasma cathode using a coherent transition radiation method. The estimated bunch duration was 250 fs (FWHM). In order to control the laser plasma interaction for the laser plasma cathode, it is importance to control the laser prepulse and preplasmas. We developed an experimental setup to control preplasma effects by an artificial prepulse. We also studied the effect of external magnetic field on plasma behavior in a gas target.

東京大学原子力専攻におけるレーザープラズマ加速実験

1. はじめに

レーザープラズマ加速では超短パルスレーザーの超高強度場とプラズマとの相互作用によって非常に大きな加速勾配が達成される。その利用範囲は高エネルギー加速器から医療用小型加速器、プラズマ物理、実験室天文学と幅広い。レーザープラズマ加速のうち、背景プラズマの一部を加速位相に捕獲する事で取り出す方式をレーザープラズマカソードと呼ぶ。レーザープラズマカソードから発生する電子ビームのバンチ長は、レーザーの超短パルスとプラズマ波の高周波により数十フェムト秒の短パルスになる事がシミュレーションなどから予想されている。

我々の研究室ではこれまで12TW・50fsレーザーを用いたレーザープラズマ相互作用の研究とレーザープラズマカソードからの電子発生およびプリパルス依存性などを報告してきた[1-4]。プリパルスの照射によって発生し過熱されたプリプラズマの急激な膨張によって衝撃波が駆動され、急峻な密度勾配が生成される。そのようなプラズマ密度分布にメインパルスが入射すると、メインパルスによって誘起されたレーザー航跡場はその密度勾配で破碎を起こす。それによって一部の電子がその先の航跡場における加速位相に入射され加速を受ける。我々はそのような、プリパルスを含めたレーザー・プラズマ相互作用と電子加速との関連を調べている。また、レーザープラズマカソードからのフェムト秒電子バ

ンチを計測するため、コヒーレント遷移放射を用いたバンチ長の評価を行っている。さらに、安定な電子発生を目指し、プレプラズマ制御のための人工プレパルス実験体系の構築、ガス標的中での外部磁場効果の調査を行った。

2. 単色電子発生

本実験で使用するレーザーのパラメーターは、波長790 nm、パルス幅37 fs、最大ピークパワー17 TWである。レーザーパルスはメインパルスの前にプリパルスを持つ。再生増幅器からの自然増幅光によるナノ秒時間幅を持つプレパルスのメインパルスに対する比(コントラスト)は 5×10^{-7} 程度である。再生増幅器の切り出しもれによる、3.7 ns前に存在するプリパルスのコントラストは 1×10^{-4} 程度である。このプリパルスの制御が生成されるプリプラズマ条件に大きな影響を与える。レーザーの偏光は、光路内のレベルシフトによって水平偏光と鉛直偏光を切り換える事ができる。電子発生・プラズマ計測用実験体系を図1に示す。レーザーパルスの一部(約0.5%)はビームスプリッターで切り出されてプラズマ診断用のプローブパルスとして使用される。レーザーのメインパルスは軸外し放物面鏡($f=178\text{mm}$)によってガスジェット上に集光される。ガスジェットは口径1.2mm×4mm、マッハ数5の無衝撃波超音速スリットノズルと高速ガスバルブから構成される。

¹ E-mail: yamazaki@nuclear.jp

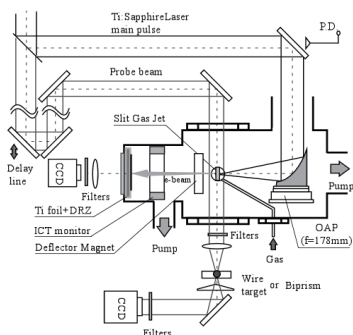


図1：レーザープラズマカソード実験体系

プローブパルスはメインパルスと垂直な方向からガスジェット上を通過する。プローブパルスとメインパルスの時間差はプローブパルス行路上に設けられた時間遅延行路によって変える事が可能である。その後プローブパルスは結像用のレンズを通過してCCDカメラ上に導かれる。発生した電子ビームはレーザーメインパルス下流に設置された蛍光スクリーン(DRZ)に照射される。電子分布に対応したスクリーンからの発光は画像増幅器付きCCDカメラによって観測される。電子エネルギースペクトルを取得する際は、ガスジェットと蛍光スクリーンの間に偏向磁石を設置する。これらの計測は一発ごとに同時計測される。ガスジェット後に偏向磁石を設置する事で電子エネルギースペクトルを取得する事ができる。図2は実験で取得されたレーザープラズマカソードから発生した電子のエネルギースペクトルである。実験条件は、ガス密度 $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、レーザーパワー11 TW、集光強度 $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ である。図2(a)にあるように、この条件では主にエネルギー分散100%の結果が得られるが、図2(b)のような準単色エネルギー分布が発生する場合もしばしば存在した。その場合のエネルギーピーク位置は約11.5 MeVであった。エネルギー分布はショットごとにばらつくが、得られた最小のエネルギー広がりでは $\Delta E/E$ は10% (FWHM)であった。

このような単色電子発生の起源を調べるために、プラズマのシャドウグラフと同時にレーザーのトムソン散乱光を測定した。この時のレーザーメインパルスの偏光方向はプローブパルスの進行方向に垂直である。従って、メインパルスがプラズマによってトムソン散乱された光はプローブパルスと同方向に

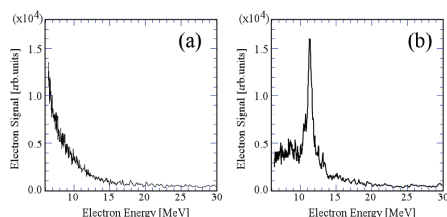


図2：電子エネルギースペクトル。(a)100%エネルギー広がり。(b)準単色エネルギー分布

発せられる。図3はシャドウグラフと重ね合わされたトムソン散乱の発光分布を示している。プローブ

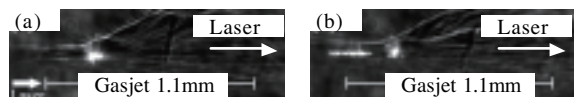


図3：レーザープラズマのシャドウグラフとトムソン散乱。(a)100%エネルギー広がりの場合。(b)準単色エネルギー分布が発生する場合

の到達時間はメインパルス通過後5.2 psである。ガス密度、レーザーパワー、プリパルス条件は先と同様である。これらの像は対応するエネルギースペクトルと共に1ショットごとに同時計測される。図3(a)および(b)は、図2におけるエネルギー広がり100%のケース(a)および準単色エネルギー分布のケース(b)にそれぞれ対応する。準単色エネルギー分布を持つ場合には、レーザー集光点付近約300 μm の長さのレーザー進行軸方向に沿って線状の発光が見られた。その線状の発光を拡大して見ると、その分布は周期的に並んだ発光点から構成されている事が分かる。これは、メインパルスがプラズマ中で周期的に集束と発散を繰り返しているためであると考えられる。このようなレーザーパルスの集束・発散は、適度な分布を持ったプラズマ密度チャンネル内で発生する事が数値シミュレーションから分かっている。また、プラズマ波の破碎とプラズマ波への電子入射がそのレーザー集光点において発生する事が期待される。

3. バンチ長計測

本実験ではレーザープラズマカソードからの電子ビームが金属薄膜を通過する際に発生する遷移放射光を測定する事で電子バンチ長の評価を行う。

金属・真空境界を通過する一電子からの遷移放射光は以下の様に表される。

$$\frac{d^2 I_e(\lambda, \theta)}{d\Omega d\lambda} = \frac{(hc/\lambda) \cdot \alpha \beta^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 \lambda (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}$$

I_e は放射強度、 λ は波長、 θ は放射の角度、 β は光速に対する速度の比、 Ω は立体角、 α は微細構造定数、 h はプランク定数である。複数電子のコヒーレンスを含めた表式は以下の様になる。

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = [N + N(N-1)f(\omega)]P(\omega)$$

$P(\omega)$ は一電子の放射強度、 N は電子数、 ω は角周波数である。 $f(\omega)$ はバンチ形状因子と呼ばれ、コヒーレントな場合は1、インコヒーレントな場合は0となる。すなわち、コヒーレントな放射の強度は粒子数 N の二乗に比例し、インコヒーレントな放射の強度は粒子数 N に比例する。

真空容器出口に設置されたチタン薄膜からの遷移放射光は二枚の放物面鏡によってポロメーターに送られる。主に電子エネルギー3 MeV以上の電子から放出された放射が放物面鏡内に到達できる放射角を持つ。ポロメーターには透過周波数領域を選択するための周波数フィルターが付いている。遷移放射光

の光路は、水蒸気による光の吸収を防ぐために窒素ガスを充填した容器に収められている。使用したレーザーのピークパワーは10 TW、パルスエネルギーは400 mJ、パルス幅は40 fsである。集光点でのレーザー強度は約 2.4×10^{19} W/cm²である。ガスジェットへのヘリウム密度は 3×10^{19} cm⁻³である。

図4は実験で得られたバンチ形状因子をプロットした物である。この図から、バンチ形状因子の立ち上がりが50 μmから200 μmの間にある事が分かる。実験で得られたプロットを、ガウス分布を仮定した理論曲線と比較すると、実験データは約250 fs (FWHM)に対応することが分かる。

4. 人工プリパルス

真空容器内のガス標的にメインパルスの約10%のエネルギーを持った人工プリパルスが集光される。

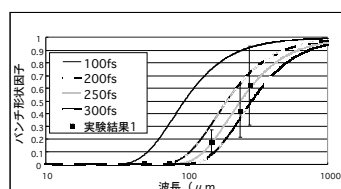


図4：バンチ形状因子の実験結果および理論曲線

人工プリパルスの時間幅は約300ps (FWHM)である。これによってメインパルスの到達前(0 ~ 2ns前)にプレプラズマを生成することができる。プローブパルスと人工プリパルスは波長分離ミラーによって分離される。

図5にシャドウグラフを用いて観測したプレプラズマの様子を示す。人工パルスの集光位置に応じて人工プリパルスによるプラズマが生成されていることが分かる。上図では上流側(左側)ガスジェット端部の円形のプラズマが人工プリパルスによるプレプラズマである。その下流の線状の分布はメインパルスを持つプリパルスによるプレプラズマである。人工パルスの集光位置を変えることでプレプラズマの生成位置を変えることができる。

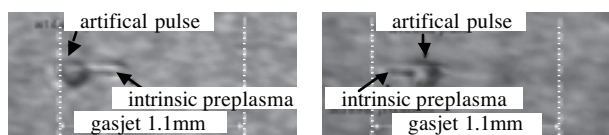


図5：シャドウグラフによるプレプラズマの観測

5. 外部磁場効果

ガス標的に磁場を印加した場合の実験体系図を図8に示す。ガス標的にメインレーザー進行方向軸に沿って外部磁場を印加する。発生した電子の分布を下流に設置された蛍光スクリーンで観測する。磁場

をオンオフすることで磁場の影響を調べる。図6はスクリーン上での電子発生分布である。磁場(B=0)においては発散は約60mmと広がっている。磁場(B=0.2T)においてはスクリーン上での電子分布は3.6mmと指向性が劇的に向上する。また、この際の電子発生はショットごとのばらつきが抑制され、安定化される[5]。

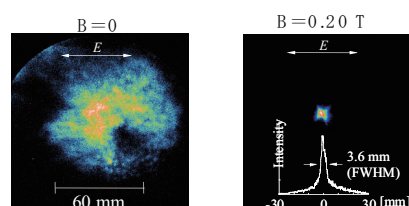


図6：電子発生分布の磁場効果

6. まとめ

電子エネルギー計測とトムソン散乱の同時計測により、単色電子発生とレーザーチャンネルの相関を見出した。周期的な発光分布はチャンネル内におけるレーザーの集束・発散を示唆している。ヘリウムガス密度 4×10^{19} cm⁻³、レーザー集光強度 2×10^{19} W/cm²においてエネルギーピーク11.5 MeV ($\Delta E/E10\%$ (FWHM))を得た。また、レーザープラズマカソードから発生した電子ビームのバンチ長を、コヒーレント遷移放射を測定する事により評価した。得られたバンチ形状因子のスペクトル分布は50 μmから200 μmの間に立ち上がりを持ち、ガウス分布を仮定した理論曲線との比較から、発生電子ビームのバンチ長は250 fs (FWHM)と見積もられた。

レーザープラズマ相互作用のためのプレプラズマ条件を制御するために、人工プリパルスを付与する実験体系の構築と外部磁場印加の影響の調査を行った。また、外部磁場印加によって、電子ビームの電荷量の向上、エネルギーの向上、指向性の向上などが確認された。特に指向性、安定性については飛躍的に向上した。今後、さらにプレプラズマ状態の制御と最適化を行い、レーザープラズマカソードの高度化を目指す。

参考文献

- [1] T. Hosokai, *et al.*, Phys. Rev. E **67** (2003) 036407.
- [2] T. Hosokai, *et al.*, Phys. Plasmas **11** (2004) L57.
- [3] T. Ohkubo, *et al.*, Phys. Plasmas **13** (2006) 033110.
- [4] K. Kinoshita, *et al.*, Jpn. J. Apl. Phys. **45** (2006) 2757.
- [5] T. Hosokai, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 075004 (2006)