

MONOENERGETIC ELECTRON ACCELERATION BY LASER-DRIVEN PLASMA ACCELERATOR

Masahiro Adachi^{*A)}, Kazuyoshi Koyama^{B)}, Eisuke Miura^{B)}, Susumu Kato^{B)}, Shinichi Masuda^{C)},
Takayuki Watanabe^{D)}, Hiromi Okamoto^{A)}, and Mitsumori Tanimoto^{E)},

^{A)} Hiroshima University

1-3-1 Kagamiyama, Higashi-Hirishima, Hiroshima, 739-8530

^{B)} National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)

Tsukuba Central-2, 1-1-1, Umezono, Tsukuba, Ibaraki, 305-8568

^{C)} National Institute of Radiological Sciences

1-9-1 Inage-ku, Chiba, Chiba, 263-8555

^{D)} Utsunomiya University

7-1-2 Yoto, Utsunomiya, Tochigi, 321-8585

^{E)} Meisei University

2-1-1 Hodokubo, Hino, Tokyo, 191-8506

Abstract

Monoenergetic electron beams were observed from a plasma, the electron density of which were $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, produced by a 2-TW 50-fs laser pulse. We measured forward-scattering spectra of the laser pulse to diagnose the acceleration field. We observed Stokes satellites peaks, which were formed by the wakefield. Density dependence of the satellite peaks well explained that monoenergetic electrons were accelerated by the SMLWFA.

レーザー加速によるモノエネルギー電子加速

1. 背景

レーザープラズマ波加速の原理^[1]にもとづいた加速器実現のための研究が盛んに行われている^[2]。レーザー航跡場加速では従来の高周波加速器比べて1000倍程度の加速電場(プラズマ波)が実現可能であり、高周波加速器に比べて小型の加速器が実現できる可能性がある。

プラズマ波のプラズマ中での励起の仕方には様々な方法が提案されている。レーザーパルスのパルス幅(τ_L)とプラズマ波の周期($\tau_p = 2\pi\omega_p^{-1} = 2\pi(4\pi e^2 n_{e0}/m)^{-1}$)が同程度の場合($\tau_L \simeq \tau_p$)、プラズマ波は共鳴的に励起される。ただし、 e 、 m 、 n_{e0} はそれぞれ電子の電荷量、質量、プラズマ電子密度である。このようなプラズマ波(航跡場)による加速を”the standard wakefield acceleration”と呼ぶ。長パルスの場合には($\tau_L > \tau_p$)、レーザー光と散乱光、密度揺動の結合によってプラズマ波が励起される。このようなプラズマ波による加速を自己変調航跡場加速(SMLWFA)^[3]と呼ぶ。長パルスの場合にはSMLWFAの他に、プラズマチャンネル内での電子のベータatron振動と電子のレーザー電場に伴う振動との共鳴によって電子が加速される”the direct laser acceleration”(DLA)^[4]や、レーザー電場の位相擾乱による電子加速(SA)^[5]も提案されている。

これまでに、電子密度が $10^{18} \sim 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、

レーザーのパルス幅が 35 ~ 200 fs の領域において、SMLWFA、DLA、および SA に関する実験が行われた。長パルス(100 fs 以上)による実験では DLA^[7]または SA^[5]によって高エネルギー電子が生成されたという結論が数値計算によって示されている。一方、50 fs 未満の短パルスレーザーを用いた実験では、計算と比較して SMLWFA で加速されたと結論している。^[6]近年、レーザープラズマ加速において単色電子ビームの生成に成功したという報告が相次いでなされているが^[8]、単色電子ビームの形成過程は計算による説明に頼っている。今回、我々は単色電子ビーム計測と同時に前方散乱光の観測を行い、電子ビームのエネルギースペクトルとプラズマ波の関係を明らかにする実験を行った。

2. 実験方法

実験は、産業技術総合研究所において、チタンサファイアレーザーシステム(中心波長 800 nm)を用いて行った。ピーク出力 2 TW、パルス幅 50 fs のレーザーパルスを F/3.3 の軸外し放物面鏡を用いて超音速窒素ガスジェットターゲットに集光した。集光位置はガスと真空との境界上である。ガスジェットはマッハ数 3.7 の超音速ノズルを用いて真空中に噴射した。ガスジェットの中心軸上の密度が $2.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の場合と $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の場合について実験を行った。レーザーの集光径は $6 \mu\text{m}$ (FWHM)で、集光強度は $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^{-2}$ である。このとき、Barrier suppression

^{*}E-mail: masahiro.adachi@aist.go.jp

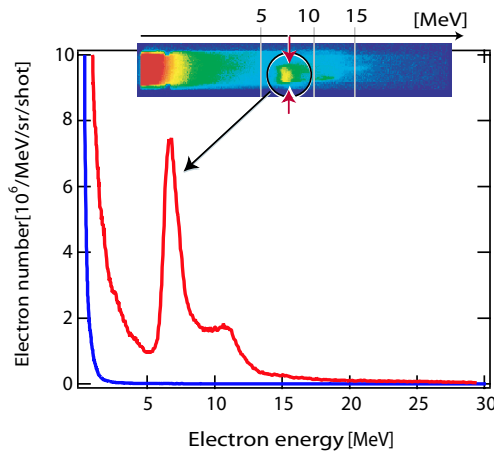


図 1: 電子ビームエネルギースペクトルの電子密度依存性と単色電子ビームが観測された時の IP の像。

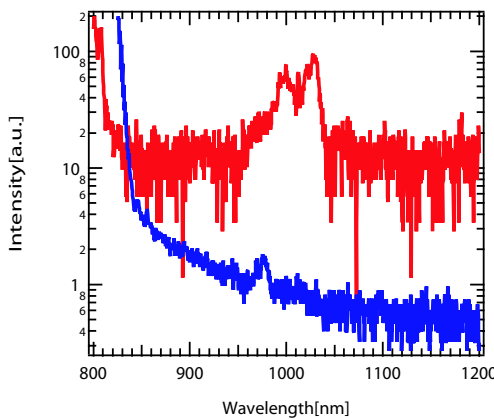


図 2: 前方散乱光スペクトルの密度依存性。

ionization モデルに基づいた計算によると、窒素は 5 価まで電離する^[9]。従って、ガス密度に対応する電子密度はそれぞれ $1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ となる。

発生した電子ビームのエネルギースペクトルの計測と共に、前方散乱光スペクトル、横方向散乱光像、シャドウグラフの計測を行った。電子ビームはエネルギースペクトロメータ内の定常磁場によって曲げられてエネルギー分解され、イメージングプレート (IP) に記録される。IP にはエネルギースペクトルと同時に角度広がりも記録できる。

3. 結果と考察

電子密度が $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の時に得られた単色電子ビームのエネルギースペクトルを赤い実線で示す。図中の写真は 90 ショット積算して得られた IP の像である。丸で囲んだ領域は単色電子ビームを示す。7 MeV のピークに含まれる電子数は $\sim 3 \times 10^4$ 個、ビーム発散角は 2.4 度であった。電子源の大きさをレーザーの集光径程度とすれば、単色電子ビームの規格化エミッタンスは $0.7 \pi \text{ mm mrad}$ となる。一方、電子密度を $1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ へと下げると、青い実線

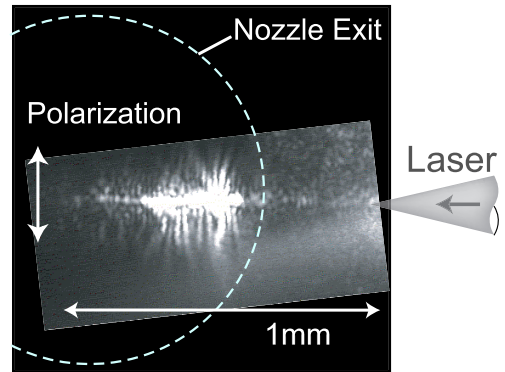


図 3: 横方向散乱光像。

で示した有効温度が 1 MeV 未満の Boltzman 分布様のエネルギースペクトルとなった。

エネルギースペクトルの計測と共にを行った前方散乱光スペクトル計測の特徴的な結果を図 2 に示す。電子密度が $1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の場合と $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の場合の結果を、図 1 に対応してそれぞれ青い実線と赤い実線で示した。前方散乱光スペクトル中には 1 次のストークスサテライトピークを観測し、ストークスサテライトピークの波長は密度の増加に伴って長波長側へとシフトした。各密度において観測したストークスサテライトピークの波長は、相対論的な補正を加えたプラズマ波長に対応したシフトに一致していた。このことから、プラズマ波はガスジェット中心付近に生成されるプラズマ中で励起されている事が確認できた。電子密度の増加に伴いピークの強度も増加している。これは、電子密度の増加によってプラズマ波の成長率が増加し、プラズマ波の振幅が増大したためである。プラズマ波の振幅が適当な場合だけ単色電子ビームが得られたものと考えられる事が出来る。電子密度を高くすると、サテライトピークはくずれ、電子ビームのエネルギーはほぼ 100% に広がり、Boltzman 分布様のスペクトルとなった。

電子密度が $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の時に観測した横方向散乱計測の特徴的な結果を図 3 に示す。レーザーは図の右から左へと伝播する。観測に当って、レーザーと同一の波長、偏光方向を持った散乱光のみを選択した。レーザーの伝播軸に沿って 500 μm に渡って観測された散乱光の強度はトムソン散乱光の強度に比べて桁違いに強いので、プラズマ波によるコヒーレント散乱が起こっていると考えられる。従って、プラズマ波が 500 μm に渡って励起され、この間、単色電子ビームが加速されていると推定できる。

プラズマ波による加速では、加速中の電子はプラズマ波の加速位相から脱位相距離進む毎に減速位相に入る。我々の実験では電子密度が $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の時に単色電子ビームが観測された。このとき、脱位相距離は 60 μm 程度である。従って、加速距離が 500 μm であるから、単色電子ビームは数回に渡って加速・減速を繰り返していると考えられる。我々の実験では相対論的なレーザー強度を得るために、小さな集光径に集光しているので横方向 (レーザー伝播と垂直な方向) の電場も大きい。この場合、加減速の

繰り返しの途中で、横方向電場によって電子が加速位相の外にはき出され、電子数が減少すると共に単色化が進んでいる可能性がある^[10]。

4. まとめ

他の機関(8～30 TW)に比べて小型(2 TW)のレーザーシステムを用いて、7 MeV 単色電子ビームを発生させる事に成功した。また、短パルス(< 100 fs)かつ高密度($\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)の領域において、プラズマ波が励起されている実験的な証拠(ストークスサテライトピーク)を初めて観測した。各密度で観測したストークスサテライトピークの波長は、電子密度に対応したプラズマ波長分の波長シフト量を示した。単色電子ビームが発生した時のストークスサテライトピークの波長シフト量から、電子密度が $\sim 1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ中で励起されたプラズマ波によって加速されて単色電子ビームが生成されたことがわかった。

本研究の一部は、文科省原子力試験研究費、及び、文科省先進小型加速器開発事業によって実施されたものである。

参考文献

- [1] T. Tajima, et al., “Laser Electron Accelerator”, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 267.
- [2] D. Umstadter, et al., “Relativistic laser-plasma interaction”, J. Phys. D 36 (2003) R1, and references therein.
- [3] J. Krall, et al., “Enhanced acceleration in a self-modulated-laser wake-field accelerator”, Phys. Rev. E 48 (1993) 2157. P. Sprangle, et al., “Enhanced acceleration in a self-modulated-laser wake-field accelerator”, Phys. Rev. E 69 (1992) 2200.
- [4] A. Pukhov, et al., “Particle acceleration in relativistic laser channels”, Phys. Plasmas 6 (1999) 2847.
- [5] M. Tanimoto, et al., “Direct electron acceleration by stochastic laser fields in the presence of self-generated magnetic fields”, Phys. Rev. E 68 (2003) 026401.
- [6] V. Malka, et al., “Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) laser pulses”, Phys. Plasmas 6 (2003) 026401.
- [7] C. Gahn, et al., “Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels”, Phys. Plasmas 6 (1999) 4772. C. Gahn, et al., “Generation of MeV electrons and positrons with femtosecond pulses from a table-top laser system”, Phys. Plasmas 9 (2002) 987.
- [8] S. P. D. Mangles, et al., “Monoenergetic beam of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions”, Nature 431 (2004) 535. C. G. R. Geddes, et al., “High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding”, Nature 431 (2004) 538. J. Faure, et al., “A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams”, Nature 431 (2004) 541. E. Miura, et al., “Demonstration of quasi-monoenergetic electron beam generation in laser-driven plasma acceleration”, Appl. Phys. Lett. 86 (2005) 251501.
- [9] S. Augst, et al., “Tunneling Ionization of Noble Gases in a High-Intensity Laser Field”, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2212.
- [10] S. -Y. Chen, et al., “Detailed dynamics of electron beams self-trapped and accelerated in a self-modulated laser wakefield”, Phys. Plasmas 6 (1999) 4739.