小特集 レーザープラズマ粒子加速器開発の最近の進展

4. レーザープラズマ加速による単色電子ビーム発生

三浦 永祐, 小山 和義, 加藤 進

(産業技術総合研究所)

Monoenergetic Electron Beam Generation in Laser-Driven Plasma Acceleration

MIURA Eisuke, KOYAMA Kazuyoshi and KATO Susumu

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba 305-8568, Japan

(Received 10 January 2005)

The realization of an advanced compact accelerator based on laser-driven plasma acceleration is expected. Although energetic electron beams have been obtained, the energy spreads of the accelerated electrons have so far been large. The key issue in realizing a laser-driven plasma accelerator is the monoenergetic beam generation. Recently, monoenergetic electron beam generation has been reported. This is a breakthrough for the realization of a laser-driven plasma accelerator. Recent results related to the monoenergetic electron beam generation are introduced.

Keywords:

laser-driven plasma acceleration, monoenergetic electron beam, intense ultrashort laser pulse, plasma wave, wavebreaking, electron injection, beam loading, dephasing

4.1 はじめに

強力なレーザー光がプラズマ中に作り出す電場による粒子加速（レーザープラズマ加速）[1]によって加速器の飛躍的な小型化が期待されている。レーザープラズマ加速では、従来型加速器よりもはるかに短いフェムト秒領域の極短電子バンチ発生も期待される。このような利点、特徴を備えたレーザープラズマ加速器実現に向けた研究開発が世界各国で盛んに進められている[2]。チャープパルス増幅法[3]に代表される超短パルス超高強度レーザー技術の目覚ましい進展により、実験に用いられるレーザーパワーも飛躍的に増大した。そのおかげで、レーザープラズマ加速で得られる電子の最高エネルギーはこの10年程度の間で2桁近く増大した。繰り返し可能なレーザー装置を用いて200 MeVに達する電子発生[4]、シングルショットではあるがPW級のレーザー装置を用いて500 MeVを超える電子発生[5]が報告されている。また、エミッタンスの測定[6]や電子バンチ幅の測定[7, 8]等のビーム特性の評価も行われるようになってきた。

現在用いられている加速器が特定のエネルギーを持つ単色ビームを発生するのと同様に、レーザープラズマ加速器の実現には単色ビームの発生は必須である。しかしながら、これまでに得られている加速電子のエネルギースペクトルは、マックスウェル状分布あるいはべき乗分布であり、そのエネルギー広がり100%に近い。レーザープラズマ加速器の実現には、単色ビームの発生が最大の課題の一つとなっている。これまで行われてきた電子加速のほとん

どは、自己変調型航跡場加速（Self-modulated laser wake-field acceleration; SM-LWFA）[9-11]によるものである。SM-LWFAでは、空間的なパルス幅がプラズマ波の波長よりも長いレーザーパルスが、プラズマ波による変調を受けて共鳴的に大振幅の波を励起し、前方あるいは後方プラズマ散乱等を介した波の破壊によって自己入射された電子が捕捉されて加速される[12]。レーザーパルス内にいくつものプラズマ波が励起され、これらのすべてのプラズマ波の同じ位相に電子が入射されるのは困難である。全体として見れば加速相、減速相に混在して電子が捕捉される形になり、エネルギースペクトルは必然的に広がる。

レーザープラズマ加速で単色電子ビームを得るには、励起されたプラズマ波の一周期の加速相に、エネルギー広がり小さくかつプラズマ波の波長に整合した極短電子バンチを入射する必要がある。プラズマ波に捕捉された電子の加速、減速に寄与する縦方向電場と捕捉電子の集束、発散に寄与する半径方向電場の位相のずれが $\pi/2$ であること[13]を考慮すると、プラズマ波の波長の1/4以下の長さの電子バンチを入射することが必要となる。レーザープラズマ加速における典型的なプラズマ波の波長が数 μm から数100 μm であることから、数fsから数100fsの極短電子バンチが必要になる。レーザーによって励起されたプラズマ波に、線形加速器からの電子バンチを入射し加速した実験があるが[14-16]、入射電子バンチ長がプラズマ波の波長よりもはるかに長く単色ビームは得られていない。複数のレーザーパルスを用い、1パルスでプラズマ波を励起し、

author's e-mail: e-miura@aist.go.jp

他のパルスによって電子を入射する光学的入射法が提案されている[17-20]。文献[17]では、プラズマ波を励起するレーザーパルスと電子入射に用いるレーザーパルスを直交して照射し、電子入射用レーザーパルスを極力小さく集光し、ポンデロモータビリティによってプラズマ中の電子を入射する手法が提案されている。実験も行われており、加速電子のエネルギーの増大、ビーム発散角の減少は観測されているが、単色ビーム発生には至っていない[21]。

単色ビーム発生には、電子入射の最適化に加えて、加速長の最適化も重要である。プラズマ波の位相速度 $v_p = c(1 - n_e/n_c)^{1/2}$ は光速 c に近いが僅かに遅い。 n_e , n_c は各々、電子密度、遮断密度である。ある程度の距離を伝搬すれば、プラズマ波に捕捉、加速されてほぼ光速で進む電子は、プラズマ波の加速相を追い越してしまい、減速相に入ってしまう。これが脱位相 (dephasing) である。線型領域での脱位相長 L_d は、 $L_d = (c\lambda_p/2)/(c - v_p) \sim (n_c/n_e)\lambda_p$ で与えられる。 λ_p はプラズマ波の波長である。高エネルギーの電子を得るには、加速長と脱位相長が等しいのが望ましい。高強度レーザーがプラズマ中を伝搬する際には、相対論的レーザーチャネルリング[22,23]によって、レイリー長を超えるプラズマとの相互作用長が期待される。しかし、脱位相長と同程度の相互作用長を得ることは難しく、ガラスキャピラリー[24]、プレパルス[25,26]あるいはキャピラリー放電[27,28]によるプラズマチャネル形成等によって相互作用長を延ばす努力がなされている。また、加速長が脱位相長と同程度であれば、減速相に入った電子が自己バンチする。プラズマ波に捕捉された電子のエネルギー幅が多少広くても、自己バンチによる狭帯域化が期待できるので、加速長を脱位相長と同程度にすることは、単色ビームを得る上でも重要である。

その一方で、非常に強い非線形領域では、自己電子入射によっても単色ビームが得られることが粒子シミュレーションによって予測されている[29]。レーザー光強度が 10^{20} W/cm² を超えるような領域では、レーザーパルスによってプラズマ中の電子が雪かきの的に排斥されて、レーザーパルスの背後に極めて低密度のキャビティが形成される。排斥された電子が波の破壊によってキャビティへ入射され加速される。加速長の最適化によりエネルギースペクトルにピークが形成されることが示されている。これを実現するには、PWクラスのピークパワーを持つ数10 fsのレーザーパルス[30]が必要になる。

単色電子ビーム発生には複数のレーザービームを用いる複雑な照射配置が必要、あるいは非常に強力なレーザーが必要であり、その実現にはしばらく時間を要すると考えられてきた。しかし、2003年10月の米国物理学会プラズマ分科会において、加速電子のエネルギースペクトルにピーク形成が報告され[31]、2004年6月の第11回先進加速器ワークショップ[32]において、日米英仏の4機関から同時に単色電子ビーム発生が報告された[33-36]。ほとんどの実験で、ガスジェットに1レーザーパルスを照射するという極めてシンプルな照射配置で、自己電子入射によって単色ビームが得られている。かつ、現在の線型加速器からの電

子ビームに匹敵するエネルギー、電荷量、エミッタンスを持つ高品質ビームが得られており、レーザープラズマ加速器実現に向けての大きな一歩が印された。本稿では、筆者らの行った実験を中心に、レーザープラズマ加速による単色電子ビーム発生の現状を概観する。

4.2 産総研における単色電子ビーム加速実験

4.2.1 実験条件

実験配置をFig.1に示す。実験には、2 TW(中心波長800 nm, パルス幅50 fs)のチタンサファイアレーザーパルスを用いた。レーザー光をFナンバー3.3の軸はずし放物面鏡で集光し、チッ素ガスジェットに照射した。集光径は半値全幅で5 μ m, 集光強度は 5×10^{18} W/cm² と見積られた。この集光強度は、規格化ベクトルポテンシャル $a_0 = 1.5$ に相当する。電磁ガスバルブに取り付けられた出口直径が1.1 mmの超音速ノズルから、ガスジェットは噴出される。レーザー光はノズル出口上方1 mmに集光した。チッ素ガスジェットの密度分布はJamin干渉計により測定した。ガスバルブの充填圧力が30気圧の時、ガスジェット中心の分子密度は 1.5×10^{19} cm⁻³ であった。障壁抑制イオン化 (barrier suppression ionization) モデル[37]によると、実験の集光強度ではチッ素は5価までイオン化され、ガスジェット中心でのプラズマの電子密度は 1.5×10^{20} cm⁻³ と見積もられる。また、ガスジェット密度は充填圧力に比例することが測定されており、プラズマの電子密度を充填圧力によって制御する。加速電子のエネルギースペクトルを電子スペクトロメーターで測定した。測定エネルギー領域は0.2 ~ 30 MeVである。入射口をスリットにしているので、同時に角度分解も得られる。エネルギースペクトルはイメージングプレート (富士写真フィルム: BAS-SR) [38,39]上に記録される。加速機構を考察するために、電子ビーム計測と同時に、前方散乱光スペクトル、横方向散乱光像を観測した。前方散乱光スペクトルの観測波長領域は650 ~ 1200 nmである。また、横方向散乱光像を800 nmの干渉フィルターを通して観測した。

4.2.2 電子ビーム計測

ガスバルブの充填圧力が30気圧、電子密度が 1.5×10^{20} cm⁻³ の時に得られたエネルギー分解された電子像をFig. 2

Fig. 1 Experimental setup.

Fig. 2 (a) Energy-resolved electron image obtained by the accumulation of 90 laser shots. The small spot around 7 MeV indicates the generation of a monoenergetic beam with small divergence. (b) Electron energy spectrum obtained as the average of 90 laser shots. The monoenergetic beam with an energy of 7 MeV was obtained.

(a)に示す。この像は90ショットの積算で得られている。7 MeV 近傍に見られるスポットが小さな発散角を持つ単色ビーム発生を示している。Fig. 2(b)は、90ショットの平均として得られた電子ビームのエネルギースペクトルである。7 MeV の単色ビーム発生が認められる。単色ビームの電子数は 2.7×10^4 と見積られた。観測されたエネルギー広がり20%であるが、これは電子スペクトロメーターの分解能で決まっており、エネルギー広がりにはさらに小さいと考えられる。また、単色ビームの発散角はFig. 2(a)の縦方向の像サイズから $\pm 1.2^\circ$ と見積られた。ショットごとのばらつきを考慮すると、得られた電子数は下限、ビーム発散角は上限を与えることに注意されたい。規格化エミッタンス ϵ_n は、 $\epsilon_n = \gamma \sigma \delta \theta$ で与えられる。 γ , σ , $\delta \theta$ は各々、電子のエネルギーのローレンツ因子、電子源の半径、ビーム発散角（半角）である。電子源の大きさをレーザーの集光半径 (2.5 μm) とすると規格化エミッタンスは 0.7π mm mrad と見積られ、この値は現在の線型加速器からのビームに匹敵する。別のショットでは、15 MeV のエネルギーを持ち、発散角が $\pm 0.5^\circ$ の単色ビームも得られている。

単色ビームの発生条件を探るために、エネルギースペクトルの電子密度依存性を調べた (Fig. 3)。電子密度が 10^{20} cm^{-3} よりも低い時には、高エネルギー電子の発生は認められず、電子密度を高くして $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 近傍で、エネルギースペクトルにピークの形成が認められた。さらに、電子密度を高くすると ($> 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)、発生電子数は飛躍的に増大するが、エネルギースペクトルはマックスウェル状分布になり、ピークは見られない。単色ビームは $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 近傍の電子密度でしか発生しないことがわかった。

Fig. 3 Dependence of the electron energy spectra on the electron density. The monoenergetic beam was obtained at the electron density of $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

4.2.3 プラズマ計測と発生機構の考察

単色ビーム発生の際に観測された前方散乱光スペクトルを Fig. 4(a)に示す。レーザー光のプラズマ波による変調で生じたストークス線が1,030 nm 近傍に観測されている。ストークス線の波長からプラズマ波の励起領域の電子密度を見積ることができる。 $a_0 = 1.5$ の相対論効果を考慮して、プラズマ波の励起領域の電子密度は $1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と見積られた。これは、干渉計測から求められるガスジェット中心の電子密度とほぼ一致する。また、単色ビーム発生の際には、Fig. 4(b)に示すような魚の骨に似た形をした強い横方向散乱光像がガスジェット中心付近で観測されている。Fig. 4(b)において、レーザー光は左から右に伝搬し、その偏光方向を矢印で示している。破線円はノズル出口位置を示す。Fig. 4(b)は、波長 800 nm の干渉フィルターを通して観測されており、横方向散乱光は入射レーザー光とはほぼ同じ波長を持っている。また、散乱光が入射レーザー光と同じ偏光を持つこともわかった。これらのことから、この横方向散乱光はプラズマ波によるコヒーレントトムソン散乱 [40] によるものと考えられる。横方向散乱光像の長さからプラズマ波の励起領域の長さ、つまり加速長は 500 μm 程度と見積られた。

電子密度が $1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の時、 $a_0 = 1.5$ の相対論効果を考慮すると脱位相長は 68 μm と見積られる。この脱位相長は、加速長 (500 μm) よりもはるかに短い。このような場合、加速、減速が繰り返されていると考えられる。しかし、加速長は脱位相長のほぼ7倍に等しい。これは、加速長と脱位相長がほぼ等しいのと等価である。減速相に入った電子がもたらす自己パンチによってスペクトルピークが形成されたと考えられる。

Fig. 5は、前方散乱光スペクトルの電子密度依存性を示す。電子密度が高くなるとともに、ストークス線が長波長側にシフトしているのがわかる。電子密度が 10^{20} cm^{-3} の時はストークス線の強度が小さい、つまりプラズマ波の振幅も小さく、高エネルギー電子が観測されていないFig. 3の結果と一致する。一方、密度が高い時 ($2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) には、ストークス線のスペクトル幅が非常に広い。このよう

Fig. 4 (a) Spectrum of the light transmitted through the plasma, when the monoenergetic beam was emitted. The first Stokes satellite peak due to the modulation of the laser light by the plasma wave was observed at 1,030 nm. (b) Side-scattered light image observed through an interference filter of 800 nm, when the monoenergetic beam was emitted. The polarization direction of the side-scattered light was the same as that of the incident laser light.

なスペクトル幅が広いストークス線が観測されるときには、波の破壊が起っていると考えられる[9]。この場合、これまでに行われてきたSM-LWFAと同様に、多量の電子が入射され加速電子の総数が増大するが、スペクトルがマックスウェル状分布になると考えられる。これも Fig. 3の結果と一致している。Fig. 4(a)のストークス光のスペクトル形状が、4.1で述べたような単色ビーム発生の必要条件を満たす電子入射が行われているという証とは断定できない。しかし、前方散乱光スペクトルの電子密度依存性は、プラズマ波の励起および電子入射が電子密度に強く依存することを示している。単色ビーム発生には電子密度の制御が重要であり、その発生機構を理解する上で重要な情報である。

4.3 他機関における単色電子ビーム加速実験

4.3.1 英国ラザフォード研 (RAL) の実験[34]

12 TW (パルス幅 40 fs) のチタンサファイアレーザーパルスを長さ 2 mm の He ガスジェットに照射して、実験は行われている。プラズマとの相互作用長を長くするために、長焦点 (F ナンバー 16.7) の集光系が用いられている。電子密度が $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の時に、Fig. 6 に示すような 70 MeV の単色ビームが得られている。単色ビームの電子数 1.4×10^8 、エネルギー広がり 3% が得られている。電子密度が $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ より低い時には、20~70 MeV の範囲に複数のピークを持つスペクトルが、高密度側ではマックスウェル状分布のスペクトルが観測されている。単色ビームが得ら

Fig. 5 Dependence of the spectra of the light transmitted through the plasma on the electron density. The excitation of the plasma wave and the electron injection strongly depend on the electron density.

Fig. 6 Electron energy spectrum with a monoenergetic peak at 70 MeV [34].

れたのは加速長が脱位相長と同程度になるときであり、電子密度に強く依存するとしている。

2次元粒子シミュレーションにより、単色ビームは以下の機構で発生したと考察している。相対論的自己集束によりレーザー光強度が増大し、大振幅のプラズマ波が励起され、波の破壊によって電子入射が起る。入射された電子自身が作り出す電場がプラズマ波の電場を打ち消す。いわゆるビームローディング (beam loading) [41, 42] が起る。電場強度が波の破壊閾値よりも低くなり、電子入射が抑制される。この結果、プラズマ波の一周期のみへの電子入射が行われ、さらには電子入射の抑制により、ごく限られた位相でのみ電子入射が行われ、単色ビームが発生したと考えている。

4.3.2 米国ローレンスバークレー研 (LBNL) の実験[35]

He ガスジェットにプレパルスでプラズマを形成し、さらに 1 パルスを線状集光照射してそのプラズマを加熱し、衝撃波によってプラズマチャンネルを形成している[25]。そのチャンネル中を、チタンサファイアレーザーパルス

Fig. 7 Energy resolved electron image [35]. The spot around 87 MeV indicates the generation of a monoenergetic beam with small divergence.

(強度 10^{19} W/cm², パルス幅 55 fs) を 1.7 mm にわたりガイドさせることに成功している。Fig. 7は、そのプラズマチャンネルから放射された電子のエネルギー分解像の一部である。87 MeV に単色ビーム発生が認められ、電子数 2×10^9 が得られている。観測されたエネルギー広がりには $\pm 2\%$ であるが、電子スペクトロメーターの分解能で制限されている。ビーム発散角は 3 mrad と見積られている。干渉計測によってプラズマチャンネル内の電子密度は 1.9×10^{19} cm⁻³ と見積られている。波の破壊によって電子入射が起るが、ビームローディングによってプラズマ波の電場が打ち消され、電場強度が波の破壊閾値よりも低くなり電子入射の抑制が起る。その結果、プラズマ波の一周期のみへの電子入射が行われ、電子入射の抑制によりごく限られた位相でのみ電子入射が行われ、単色ビームが発生したと考えている。発生機構については、ラザフォード研と同様に捉えている。

また、より高い密度 (4×10^{19} cm⁻³) のプラズマではガスジェット長を短く (600 μ m) し、プラズマチャンネルによるガイドなしでもエネルギースペクトル中にピーク形成を観測している。電子密度が高くなれば脱位相長が短くなる。そのために、ガスジェット長を短くする、つまり加速長を短くして、脱位相長と加速長の整合を保っている。単色ビームを得るには、加速長と脱位相長の整合を取ることが重要であるとしている。

4.3.3 フランス高出力レーザー応用研(LOA)の実験[36]

30 TW (パルス幅 33 fs) のチタンサファイアレーザーパルスを長さ 3 mm の He ガスジェットに照射して、実験は行われている。ラザフォード研と同様に、相互作用長を長くするために長焦点 (F ナンバー 18) の集光系が用いられている。電子密度が 6×10^{18} cm⁻³ の時に、Fig. 8 のクロスで示されているエネルギースペクトルが得られており、170 MeV に単色ビームの発生が認められる。観測された単色ビームのエネルギー広がりが 30% 程度であるのは、電子スペクトロメーターの分解能が低いためである。また電子数は $(8 \pm 3) \times 10^9$ が得られており、レーザーから単色ビームへのエネルギー変換効率は 10% 程度と極めて高い。発散角は 10 mrad である。単色ビームが得られた電子密度よりも低密度側ではピークを持つスペクトルが観測されるが、高密度側ではマックスウェル状分布のスペクトルが観測されている。

Fig. 8 Electron energy spectrum with a monoenergetic peak at 170 MeV (crosses)[36]. The electron energy spectrum obtained by 3D-particle in cell simulation (solid line) is also shown.

3次元の粒子シミュレーションにより、文献[29]に報告されているようなレーザーパルスの背後に形成されるキャビティ中で電子が加速され、減速相に入った電子がもたらす自己バンチによって単色ビームが発生したと考えている。Fig. 8 に実線で示されているのがシミュレーション結果であり、絶対値も含めて実験結果を良く再現している。レーザーパルスの背後に形成されるキャビティ内で電子が加速されるために、レーザー電場と加速電子が相互作用しない。レーザー電場による散乱等がないために、小発散角の高品質ビームが得られたとしている。

4.4 まとめと今後の展望

Fig. 9 は本稿で紹介した実験で観測されたスペクトルピークのエネルギーと電子密度の関係をプロットしたものである。中実のシンボルで示したのが各文献で単色ビームとしているデータ点であり、中空のシンボルで示したのは中実のシンボルで示した程、明確ではないがスペクトルピークとして認められるデータ点である。

レーザーパルス幅は 2 倍近い違いはあるが、横軸の電子密度を加速機構を決定するパラメーターである τ_L/λ_p と見なして差しつかえない。 τ_L はレーザーパルス幅(半値全幅)である。単色ビームは、 $0.7 < \tau_L/\lambda_p < 5.5$ の範囲で発生している。これまでに報告されてきたパルス幅が 1 ps 近いガラスレーザーの実験[9-11] ($\tau_L/\lambda_p \gg 10$) とは異なり、レーザーパルス内に励起されるプラズマ波の数は極めて少ない。これは、加速に寄与するプラズマ波を一周期にするための必要条件である。しかし、プラズマ波の一周期への電子入射と加速に寄与する波以外の成長の抑制機構が必要である。ラザフォード研とバークレー研はビームローディングによるためとしており、高出力レーザー応用研は孤立したキャビティの形成によるためとしている。

Fig. 9 に見られるように、各々の実験において特定の電子密度領域で共鳴的に単色ビームが得られており、密度制御が極めて重要であることは明らかである。また、単色ビームが発生する密度よりも低密度側ではピークが観測されるが、高密度側ではエネルギースペクトルがマックスウェル状分布になるという共通した傾向が見られている。

Fig. 9 Dependence of the energies of the monoenergetic peaks on the electron density. To obtain a monoenergetic beam, the control of the electron density is crucially important.

これは、産総研の前方散乱光計測の結果に示されているように、プラズマ波の励起および電子入射が密度に強く依存することと、脱位相長が密度に依存する（電子密度の $-3/2$ 乗に比例）ことの両方に起因すると考えられる。しかし、ラザフォード研とパークレー研では同程度の電子密度で同程度のエネルギーを持つ単色ビームが得られているにもかかわらず、加速長が大きく異なっている。産総研の結果は、加速長が脱位相長よりもはるかに長くてもよいことを示している。脱位相長と加速長は何らかの整合があればよいということかもしれない[43]。

これまでに報告されている単色電子ビーム加速実験を概観した。発生機構については、統一の見解があるようでないのが現状である。今後、単色ビーム発生安定化、制御性の向上を図る上で、発生機構の詳細にわたる理解が不可欠である。シミュレーションとの比較だけでなく、プラズマ波の成長、減衰の時間発展、振幅、空間分布さらにはレーザー光の伝搬などの詳細を実験的に明らかにしていくことが必要となる。これを行うには、よく定義された条件での実験の実施は不可欠であり、レーザー、ガスジェットの特性の安定化は言うまでもなく、電子ビーム計測とプラズマ診断が一对一対応した計測手法の確立も重要となろう。

現在の線型加速器から得られる電子ビームに匹敵するエネルギー、電荷量、エミッタンスをもつ単色ビーム発生により、レーザープラズマ加速器実現に向けての道が大きく開けた。今後のさらなる研究の進展が期待される。

謝辞

本稿で紹介した筆者らの研究は、文部科学省原子力試験研究費および文部科学省先進小型加速器事業によって実施されたものであり、ここに謝意を表します。また、筆者等の研究の実施において、阿達正浩氏、益田伸一氏、河田陽一氏、齋藤直昭氏、谷本充司氏には多大な協力をいただいた。ここに謝意を表します。

参考文献

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [2] D. Umstadter, J. Phys. D **36**, R151 (2003); R. Bingham *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, R1 (2004)やこれらの論文での参考文献。
- [3] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [4] V. Malka *et al.*, Science **298**, 1596 (2002).
- [5] S.P.D. Mangles *et al.*, Central Laser Facility Annual Report 2002/2003 **17** (2003). <http://www.clf.rl.ac.uk/Reports/Index.htm> からダウンロード可能。
- [6] S. Fritzler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 165006 (2004).
- [7] S. Karsch *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **48**, 252 (2003).
- [8] R. Shah *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **48**, 252 (2003).
- [9] A. Modena *et al.*, Nature **377**, 606 (1995).
- [10] K. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4428 (1995).
- [11] D. Umstadter *et al.*, Science **273**, 472 (1996).
- [12] K.-C. Tzeng *et al.*, Phys. Plasma **6**, 2105 (1999).
- [13] R.D. Ruth *et al.*, Part. Accel. **17**, 171 (1985).
- [14] C.E. Clayton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 37 (1993).
- [15] F. Amiranoff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 995 (1998).
- [16] S. Ya. Tochitsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 95004 (2004).
- [17] D. Umstadter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 2073 (1996).
- [18] E. Esary *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2682 (1997).
- [19] H. Kotaki, *et al.*, Phys. Plasma **11**, 3296 (2004).
- [20] G. Fubiani *et al.*, Phys. Rev. E **70**, 016402 (2004).
- [21] P. Zhang *et al.*, Phys. Plasma **10**, 2093 (2003).
- [22] P. Sprangle *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-15, 145 (1987).
- [23] A.B. Borisov *et al.*, Phys. Rev. A **45**, 5830 (1992).
- [24] Y. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 205002 (2004).
- [25] P. Volfbeyn *et al.*, Phys. Plasma **6**, 2269 (1999).
- [26] R. Zgadzaj *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **21**, 1559 (2004).
- [27] T. Hosokai *et al.*, Opt. Lett. **25**, 10 (2000).
- [28] B.M. Luther *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 235002 (2004).
- [29] A. Pukhov and J. Meyer-ter-vehn, Appl. Phys. B **74**, 355 (2002).
- [30] M. Aoyama *et al.*, Opt. Lett. **28**, 1594 (2003).
- [31] K. Koyama *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **48**, 350 (2003).
- [32] <http://www.bnl.gov/atf/Meetings/AAC04/Agenda.htm>. このサイトより plenary talk のスライドをダウンロード可能。
- [33] E. Miura *et al.*, Appl. Phys. Lett. (submitted).
- [34] S.P.D. Mangles *et al.*, Nature **431**, 535 (2004).
- [35] C.G.R. Geddes *et al.*, Nature **431**, 538 (2004).
- [36] J. Faure *et al.*, Nature **431**, 541 (2004).
- [37] S. Augst *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2212 (1989).
- [38] 高橋輝吉 他：放射線 **28**, 203 (2002).
- [39] K.A. Tanaka *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 013507 (2005).
- [40] S.-Y. Chen *et al.*, Phys. Plasma **7**, 403 (2000).
- [41] T. Katsouleas *et al.*, Part. Accel. **22**, 81 (1987).
- [42] S. Wilks *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-15, 210 (1987).
- [43] T. Katsouleas, Nature **431**, 515 (2004).