

3. 高エネルギー加速に向けた進展

森 芳孝 光産業創成大学院大学

(原稿受付:2010年1月11日)

レーザー電子加速による電子の超高エネルギー加速には、ペタワット級のレーザー利用と、加速距離の長尺 化およびプラズマ波への電子入射が求められる.レーザーの長距離伝搬が可能なキャピラリによるレーザー電子 加速は、その本命として注視されている.本章では、レーザー核融合高速点火実験用ペタワットレーザーで実施 したコーン付きキャピラリによる電子加速実験結果を中心に、コーン形状が果たす電子入射の役割について解説 する.また、この実験とは別に激光 XII 号の爆縮用レーザーをプラズマキャピラリ生成に用い、ペタワットレー ザーを励起源とする電子加速実験を行った.この実験についても触れる.

Keywords:

laser acceleration, electron injection, wake field, ultra-intense laser, capillary, cone target, self-modulation

3.1 レーザーガイドと電子入射の必要性

超高強度レーザーとプラズマによるレーザー電子加速を 明確に提唱したのは田島とドーソンであった[1].レー ザーの光圧力(ポンデラモーティブ力)で,プラズマ中の 電子を蹴飛ばし,取り残されるイオンとの間に縦波のプラ ズマ波を励起し,加速電場を構築する.加速勾配は,高周 波加速器の1000倍以上となり,金属壁だと到底保持できな いような電場でも,プラズマだと保持できる.このプラズ マ波は,レーザーパルスに引っ付いて励起されるので,船 が航跡を残すことになぞらえて航跡場と呼んでいる.ポン デラモーティブ力の起源となる電磁場の光圧力項は,放電 プラズマで扱う波動現象では通常無視されることが多い が,超高強度レーザーでは本質的役割を演じる[2].

レーザー電子加速における加速電子の高エネルギー化に は、レーザープラズマのパラメータ(レーザー波長1µm,カッ トオフプラズマ電子密度 10²¹ cm⁻³) からみると, 長くて薄 いプラズマが必要である.田島・ドーソンの理論による と、電子加速の最大利得は $W_{\text{max}} = 2m_{\text{e}}c^2(\omega_0/\omega_{\text{p}})^2$,加速距 離は, $L_{acc} = 2\omega_0^2 c / \omega_p^3$ で与えられる[1]. ここで, m_e は電 子質量, c は光速を表し, ω_0 , ω_p はそれぞれ, レーザー周 波数,電子プラズマ周波数である.1GeVまで加速するに は、 プラズマ電子密度 10¹⁸ cm⁻³、加速長 1 cm が目安とな る.加速に寄与しうる程強力な電場を有するプラズマ波を 励起するには、それなりのレーザー強度が必要であるが、 10¹⁸ W/cm² 程度でよい. この値は、電子がレーザー電場に より相対論的振る舞いを示す指標であり、いまでは市販の レーザーで容易に達成できるようになった.更に、レー ザー強度を10²² W/cm²まで増大することができれば、レー ザー光のもたらす著しい相対論効果により, TeV まで加速 することも夢ではない[3,4]. このときのプラズマ電子密 度は10¹⁷ cm⁻³,加速長は1m程度となる.スタンフォード 大にある高周波直線加速器SLACでは,数+GeVに電子を 加速するために3kmの直性加速部を有しており,国際リ ニアコライダー(ILC)計画では,TeVまで加速するのに, 全長45kmの高周波加速管が想定されている.レーザー電 子加速器の高エネルギー化を実証すれば,加速器の劇的な 小型化が可能となるのである.

先程,高エネルギー化には,長いプラズマが必要である ことを述べたが,レーザー電子加速の加速長を伸ばすため には,ひと工夫いる.加速長を稼ぐには,レーザーが集光 している状況を維持しながらプラズマ中を伝搬させる必要 があるが,レーザー光は,強度を上げるため単に集光する だけではすぐに発散してしまうからである.レーリー長さ $z_{\rm R} = \pi r_0^2 / \lambda_0$ 伝搬するとすぐに広がってしまう. r_0 はレー ザー集光径, λ_0 はレーザー波長である.加速長は,通 常,1 mm にも満たない.

レーザー電子加速器における電子の高エネルギー化に は、レーザーの発散を抑えることが肝心であることは、す でに本誌に解説されている[5].その中で、レーザーの発散 を抑える手法の一つとしてキャピラリ方式が取り上げられ ている。キャピラリと呼ばれる円筒パイプの中にレーザー を閉じ込めるもので、パイプ内に薄いプラズマが満たされ ていて、その径方向密度分布に軸中心に向かうほど低い、 負の勾配をもたせる。その結果、レーザーは、中心より壁 際で位相速度が早くなり、中心に向かうことになる。これ により、レーザーは屈折しようとし、元々の発散とバラン スし一定強度で伝搬することを期待したものである。

2004年,長さ1 cmのガラスキャピラリを用いてレーザー をレーリー長の20倍以上伝搬させ,且つ電子が加速できる ことが報告された[6].レーザー集光コーンをガラスキャ

3. Progresses on Raising a Energy Gain of Laser-Driven Electron Acceleration MORI Yoshitaka

author's e-mail: ymori@gpi.ac.jp

ピラリ先端に装着したコーンキャピラリを考案したこと が、加速成功の鍵であった.その後プラズマキャピラリに よる準単色電子加速[7]、長さ3.3 cmの放電キャピラリに よる1 GeV の準単色電子ビーム生成が報告され[8,9], キャピラリ電子加速は、高エネルギー化の本命として認識 されつつある[10].

キャピラリにより、加速長を伸ばすことには目処がつき つつあるが,電子を加速するには,実はこれだけでは不十 分である.加速される電子がプラズマ波に捕捉されないと いけない、よく、サーファーの波乗りに例えられる、プラ ズマ波へ電子が入射されなければ、いかに高い加速勾配が 存在していても加速は始まらない. 電子入射の条件につい ても、本誌で紹介されているので、詳細はそれに譲る [11,12]. プラズマ波は通常,光速に近い速度で伝搬するの で、加速されるべき電子は、あらかじめ光速近くまで加速 されていることが前提となる. 電子入射の条件は、 プラズ マ密度が低くなればなるほど厳しくなる. プラズマ密度が 低くなると、プラズマ波の位相速度はより光速に近づき、 それに追従する電子もより加速されている必要があるから である. 高エネルギー化には低密度プラズマが求められ る. 低密度プラズマにおける電子入射について議論がなさ れるようになったものの、2004年のコーンキャピラリ電子 加速の報告では、電子入射の機構には触れられていない. しかし、最近になって、レーザー集光のために装着した コーンが、電子入射器の役割も担っていることが判明した [13]. 次節では、これについて報告する.

3.2 コーン付きキャピラリターゲットによる電 子加速

3.2.1 実験配置

図1に実験配置を示す.レーザーは、激光ペタワット レーザーで、波長1.054 µm、パルス幅0.8 ps,ビーム径75 cm,エネルギー80 J である[14].軸外し放物面鏡でキャ ピラリターゲットの左端集光口に集光する.軸外し角30 度、焦点距離3.8 m、F 値3.9 である.キャピラリターゲッ トは、図1に示した先端にコーンがついたコーンキャピラ リと、コーンのないキャピラリを照射した.以下、コーン のないキャピラリを単にキャピラリと呼ぶ.コーンは、開 口度30度、長さ1 mmの金製で、レーザー入射口径500 µm、



図1 キャピラリ電子加速の実験セットアップ. 左上の写真は、 実験に用いたコーンキャピラリターゲット.

出射口径150 um であり、キャピラリ内径と一致する. キャ ピラリは外径190 um,内径150 um で長さ2 cm のガラス製 である. 集光スポットサイズは、レーザー集光点に設置し たアルミ平板ヘレーザーを照射し、レーザー入射側に設置 している X 線ピンホールカメラの X 線発光像で実測する. 80 µm であった. このときの相互作用長は 4.8 mm, レー ザー集光強度 IL は 2×10¹⁸ W/cm² である. キャピラリ後方 1.3 mに磁束密度1.0 Tのダイポール磁石分析型電子スペク トロメータをおく. 開口には, 内径8mm, 長さ50mm のアクリルとステンレスのアパチャーを直列に並べた. 検 出部は、12 µm のアルミニウム箔で遮光した富士フィルム のイメージングプレート (IP:Fuji BAS-SR2025) を用いた [15]. 電子とイオンのエネルギースペクトル計測が可能で ある.加速電子の空間広がりは、さらに2台の電子スペク トロメータと、イメージングプレートをスタックしたもの で計測する[16].

放物面鏡の微調整により、レーザー集光位置のふらつき を±20 μm 以内に押さえ、レーザー集光コーンがなくても レーザー光が確実にキャピラリ内へ導入されるようにし た.

レーザーの前段増幅には、チャープパルス増幅法と光パ ラメトリック増幅法を組み合わせた光パラメトリック チャープパルス増幅 (OPCPA)を採用しているため、再生 増幅器のパルス切り出しに起因するプレパルスは存在しな い.パルスのピークと裾野との強度比は10⁻⁸以下に抑えら れている[17].ナノ秒領域での ASE ペデスタルの強度は、 10¹⁰ W/cm² なので、キャピラリ内壁表面をプラズマ化する には心許ない.そこで、レーザー照射容器内に、0.1 Torr の窒素ガスを封入し、キャピラリ内にガスが満たされるよ うにした.レーザー強度が、10¹⁸ W/cm² を超える領域で は、窒素は障壁抑圧電離とよばれる現象により5価まで瞬 時に電離されプラズマができる[18].電子プラズマ密度は 10¹⁶ cm⁻³で、このときのプラズマ波長は240 µm であ り、レーザーパルス長と一致する.

3.2.2 加速電子スペクトル

コーンキャピラリとキャピラリの加速電子エネルギー分 布を表したものが図2である.いずれも窒素ガスをレー ザー照射容器に封入している.コーンキャピラリのとき,4 MeVを超える高速電子ビームが発生していることがわか る.ここで,横軸は電子エネルギーを,縦軸は電子ビーム サイズを表し、コリメータにより制限されている.キャピ



図2 (a)コーンキャピラリ(上図)とキャピラリ(下図)のス ケッチ.(b)イメージングプレートで取得した高速電子の 信号.

ラリでは、4 MeV 以上の電子は検出されなかった. 一 方、IP スタックでは、キャピラリのとき、エネルギー 0.6 MeV で規格化エミッタンス 1.7π mm mrad の電子ビーム を確認している. つまり、キャピラリからは電子は発生す るが、エネルギーが低いことが判明した.

ターゲットの形状を変えて、電子エネルギースペクトル の比較をおこなったものが図3である. コーンキャピラリ では、レーザー照射容器に窒素封入した場合としない場合 の2つの結果を示している. 窒素封入したキャピラリで は、電子は検出限界以下であった. コーンのみでは、最大 加速エネルギーは 10 MeV どまりであるものが、キャピラ リを付けることで、窒素封入をした時、30 MeVまで電子が 加速されていた、一方、ガスを封入しないときは、キャピ ラリによる電子の追加速は確認できない. 10 MeV どまり である.これらの結果より、10 MeV 以下の電子は、主に コーンから発生したものであると言える. 電子スペクトル はマクスウェル分布に近いため、発生電子総数は、低エネ ルギー成分で決定されると考えられる.マクスウェル分布 を仮定して電子総数を勘定すると、コーンキャピラリに於 いて、ガス封入なしのときは、 1.7×10^{12} electrons/sr、ガス 封入ありでは 1.6×10¹² eleectrons/sr で両者に顕著な違い は見られない、ガス封入の効果は電子総数に寄与するので はなく、高エネルギーへの加速に寄与しているものと言え る. 実験結果より, 10 MeV 以下の電子は、コーン内壁から 発生したもので、キャピラリにより 30 MeV まで追加速さ れたと言える.この加速はキャピラリ内に、プラズマ波励 起の条件を満たすようにガス封入をしているときに確認さ れた. 高速電子は、コーンとレーザーの相互作用で発生し、 キャピラリ内を伝搬するレーザーによって励起されるプラ ズマ波によって追加速されていると思われる.

3.2.3 コーン内壁からの電子入射機構と2次元シミュ レーション

図4は、2次元 PIC シミュレーションにより、プラズマ 波へのコーンからの電子入射機構を明らかにしたものであ る.計算は、実験の1/5サイズで実施し、キャピラリ内径



図3 電子エネルギースペクトルの図. コーンキャピラリに於け るガス封入の効果およびコーンの効果を比較したもの. 実 線と点線は、マクスウェル分布を仮定したときのフィッ ティング曲線.

30 µm で, パルス幅 160 fs, プラズマ電子密度25× 10¹⁷ cm⁻³, 規格化レーザー強度は $a_0 = 1.5$ である. プラズ マ電子密度は, パルス幅とプラズマ波長の比が実験と一致 するようにした. ターゲット形状を, 図4 (a)に示す. シ ミュレーション時間は1.3 ps で, この間レーザーは400 µm 伝搬する. コーンキャピラリに沿って伝搬するレーザー電 場の等高線を図4 (a)に示す. レーザーパルスがコーンに よる光ガイドの影響によりキャピラリ内へ導入されてい る. キャピラリ内壁で反射された光とキャピラリ中心を伝 搬するレーザー光との干渉によるモジュレーションを生じ ているが, レーザー光は安定してキャピラリ内を伝搬して いる様子がみえる.

レーザー伝搬方向の電子の運動量を時系列にプロットしたものが図4(b)-(d)である.(b)320fsのとき,電子は, パルス内部でJ×Bの電磁力により振動している様子がわかる.この振動は,電子をプラズマ波へ入射するには不十分であるため,パルス後方でプラズマ波に捕捉された様子は見受けられない.捕捉される電子は,(c)480fsあたりから見え始め,プラズマ波による強い加速を受けて,プラズマ波と捕捉電子との相互作用が生じていることが確認できる.捕捉された電子は,コーン内壁から生じたものである.(e)は,コーンターゲット入口におけるコーン内壁から発生した電子の運動量角度分布を示したものである.高速電子はコーン内壁垂直方向に対してスペキュラー方向に放出され[19],キャピラリの軸中心へ向かっていく様子がうかがえる.これらの高速電子は,図4(c)に示すように,レー



 図4 2次元PICシミュレーション結果.(a) コーンキャピラリ内 をレーザーが伝搬する様子を示したもの.電子の位相図(x -px.それぞれ,(b) 320 fs(パルスがキャピラリに到達した とき),(c) 480 fs,(d) 1.3 ps.(e) キャピラリ入口付近 [(a)の実線で囲まれた領域]における電子の角度分布.(f) 電子エネルギースペクトル.

ザーパルス後方に形成されたプラズマ波へ自動的に入射 し,捕捉される. 図4(b)と(e)は、320fs経過後の電子運動 量であるが、(b)は、キャピラリ中心軸上のレーザー伝搬 方向の電子運動量で(e)に示されるコーン内壁から発生し た電子はこの時点ではまだ含まれていない. コーン内壁か ら発生した電子は、計算終了時間の1.3 ps まで継続的に加 速され続ける.

図4(f)は、電子スペクトルを時系列で表示したもので ある.キャピラリ軸にそってレーザーが伝搬するにつれ て、高エネルギー電子成分が増加していることがわかる. レーザー伝搬時間が800 fsを超えると、高エネルギー加速 成分が現れる.これらは、キャピラリ内のプラズマ波に よって加速されたものである.(f)には、キャピラリ(bare capillary)の結果ものせているが、一部の電子は加速され ているものの、プラズマ波に捕捉されている数は圧倒的に 少なく、加速ゲインも小さい.

3.2.4 コーンキャピラリターゲットの展望

コーンキャピラリ電子加速実験において、キャピラリ先 端に取り付けたコーンは、電子入射器の役割を担っている ことを解明した.この手法により、キャピラリ加速におい て自己電子入射が困難な,低密度プラズマにおいても電子 を加速場にのせることが可能であることが示された。キャ ピラリ先端にコーンを取り付けない場合は、指向性のある 電子がキャピラリから発生するが、プラズマ波に捕捉され るほどの高エネルギー成分は検出されなかった.一方, コーンキャピラリにより, 30 MeV までの加速を確認した. この加速はプラズマ波によるものと言える. 2次元シミュ レーションにより、コーン内壁から発生した高速電子が、 キャピラリ内に励起されたプラズマ波によって捕捉され追 加速されることを解明した. コーン内壁からの電子入射 は、従来適用されている波破砕[20]もしくは光入射 [21,22]によるものと異なる手法であり、新たなプラズマ 波への電子入射方法として期待される.

3.3 プラズマキャピラリによる電子加速3.3.1 実験配置と結果

次に、高エネルギー化をめざした研究として、ナノ秒 レーザーによりプラズマキャピラリを形成し電子加速を試 みた実験結果について紹介する.ターゲットの写真を図5 に示す. プラズマキャピラリは, 外径 700 µm, 肉厚 14 µm, 長さ3mmのプラスチック円筒チューブへ激光 XII 号爆縮 レーザーを照射することで形成する.実験装置を図6に示 す[23]. レーザーパルス幅は1ns, 波長 527 nm でありラ ンダムフェースプレートを採用することで照射均一性を実 現している. 6ビームにより、均一に円筒チューブを照射 した、プラズマキャピラリは、アブレーションの過程にお いて、外側のプラズマ密度が高く、中心部のプラズマ密度 が低い状態を維持しており、レーザーガイディングに適し たプラズマ密度分布を実現している. プラズマキャピラリ の平均中心密度は、X線ストリークカメラを用いてX線 バックライト法によりシリンダーの爆縮過程を観測し, バックライト像とILESTA-1D[24]による計算結果を比較



図5 プラズマキャピラリ形成に用いた円筒ターゲット.



図6 プラズマキャピラリ電子加速実験セットアップ.

することで、プラズマ導波路の径方向の密度分布を評価し 求めた.プラズマ密度分布は、爆縮レーザーの全エネル ギーにより調整した.電子加速のためのペタワットレー ザーは、爆縮レーザーから 3.1 ns 後に照射した.ペタワッ トレーザーのエネルギーは 140 J、パルス幅 700 fs で出力 200 TW である.ピーク強度は、4.3×10¹⁸ W/cm²であった. 電子スペクトロメーターは、ガラスキャピラリ実験と同様 のものを使用している.

図7は、プラズマキャピラリ生成用の爆縮レーザーエネ ルギー E_{imp} が 1.9 kJ のときの、電子スペクトルである、プ ラズマキャピラリの中心密度は、9.0×10¹⁸ cm⁻³ である. (a) はスペクトル全体を、(b) は最大エネルギー付近を拡 大したものであり、スペクトルの重心を見やすくするた め、実際に得られたデータの10点の平均をプロットしてい る.ノイズレベルは、正電荷側のイメージングプレートよ り評価した.正電荷側のイメージングプレートに乗った信



図7 プラズマ電子密度 9.0×10¹⁸ cm⁻³のときの電子エネルギー スペクトル(a)全体(対数表示)と(b)最大エネルギー(線 形表示).

号は、ほぼ逆二乗則に沿って減衰していたため、コリメー ター付近から発生した γ線と想定される.この図において S/N比が1となるところまでが信号とすると、600 MeV に及ぶエネルギーを持つ電子を観測した.

一方、レーザー航跡場加速の数値計算で得られた最大エ ネルギーは実験値に比ベ小さく、最大 200 MeV であっ た.実際にはレーザー航跡場加速とは別の加速機構で加速 されたと考えられる.その候補の一つとしてレーザーの電 場による統計加速が挙げられる[25].これは高出力の超高 強度レーザーをプラズマに集光することでフィラメント化 が起こり、フィラメント中の電場で加速された電子がレー ザーの電場による振動によって別のフィラメントに移動 し、その中の電場の加速位相に乗り効果的に加速され続け 高エネルギーの電子が発生するものである.

3.3.2 プラズマキャピラリの展望

ナノ秒レーザーで生成されるプラズマキャピラリを用い て、GeV級の高エネルギーの電子加速が実証された.これ は、ペタワットレーザーとナノ秒レーザーの同時照射が可 能なレーザー装置を用いて超高エネルギー加速を実現する 新たな手法として位置付けることができる.ターゲット形 状、ナノ秒レーザー照射配置などを最適化すれば、更なる 高エネルギー化も可能であろう.

3.4 おわりに

レーザー電子加速による電子の高エネルギー化には、2 つの方向性が見受けられる.現状のレーザー強度で多段加 速に挑む方向と、レーザー強度を飛躍的に向上させ一段加 速を目指す方向である.前者は、ステージング加速と呼ば れ、現状のキャピラリ加速管を直列につないでいくことで 加速エネルギーを稼ぐ. 高周波加速器と同じ手法である. 繰り返しレーザーが得意とするところであり、キャピラリ 加速の実証を受け、検討が開始されている[26].キャピラ リ間の制御及び高品質電子入射源の開発が求められる.後 者は、パルスエネルギーが稼げる大型レーザーが得意とす るところであり、レーザー強度が、10²² W/cm²を超えれ ば、一段加速で TeV を狙うことも夢ではない.これまで、 電子加速の高エネルギー化には、単発動作の大型レーザー がマイルストーン的役割を果たしてきており、今後の大型 レーザー開発に期待したい. どちらの方式にせよ, さらな る加速長の長尺化と電子入射機構の研究進展が鍵となる.

謝 辞

本章で紹介した研究は、大阪大学レーザーエネルギー学 研究センター共同研究で実施された.FA03、FB03シリー ズ実験にあたり、大阪大学レーザーエネルギー学研究セン ターのターゲットグループおよびレーザーグループの皆様 のご協力に感謝いたします.本稿の執筆にあたり、大阪大 学・中新信彦氏、ネバダ大リノ校・千徳靖彦氏、原子力機 構・近藤公伯氏には多大なご協力をいただきました.謝意 を表します.本稿で紹介した研究は、放射線医学総合研究 所「小型加速器の要素技術の普及作業」共同研究、学術創 成「ペタワットレーザーによる高エネルギー密度プラズマ の研究」(課題番号15GS0214)に関する共同研究、科学研究 費補助金(基盤研究 B)「ペタワットレーザーとキャピラ リーターゲットによる高品質 GeV 電子の加速」(課題番号 16340182-00), UNR under DOE/NNSA Grant No. DE-FC 52-06NA27616の各研究費によるものである.

参考文献

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
- [2] F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Vol. 1, Second ed. (Plenum Publishing Corp, NY, 1984) p 305.
- [3] E. Esarey et al., IEEE Trans. Plasma. Sci. 24, 252 (1996).
- [4] Y. Kitagawa, J. Plasma Fusion Res. 79, 985 (2003).
- [5] Y. Kitagawa, J. Plasma Fusion Res. 81,250 (2005).
- [6] Y. Kitagawa et al., Phys. Rev. Lett. 92, 205002 (2004).
- [7] C.G.R. Geddes *et al.*, Nature **431**, 538 (2004).
- [8] W. P. Leemans *et al.*, Nature Phys. 2, 696 (2006).
- [9] K. Nakamura et al., Phys. Plasmas 14, 056708 (2007).
- [10] Y. Kameshima, et al., Appl. Phys. Express 1, 066001 (2008).
- [11] Y. Kitagawa, J. Plasma Fusion Res. 73, 1087 (1997).
- [12] A. Ogata, J. Plasma Fusion Res. 81, 245 (2005).
- [13] Y. Mori, et al., Phys. Plasmas 16, 123103 (2009).
- [14] Y. Kitagawa *et al.*, IEEE J. Quantum Electron. 40, 281 (2004).
- [15] K. A. Tanaka et al., Rev. Sci. Instrum. 76, 013507 (2005).
- [16] T. Yabuuch *et al.*, Phys. Plasmas 14, 040706 (2007).
- [17] H. Yoshida et al., Opt. Lett. 28, 257 (2003).
- [18] M. V. Ammosov et al., Sov. Phys. JETP 64, 1191 (1986).
- [19] Y. Sentoku et al., Phys. Plasmas 6, 2855 (1999).
- [20] A. Zhidkov et al., Phys. Rev. E 69, 035401(R) (2004).
- [21] H. Kotaki et al., Phys. Plasmas 11, 3296 (2004).
- [22] J. Faure et al., Nature 444, 737 (2006).
- [23] N. Nakanii et al., Appl. Phys. Lett. 93, 081501 (2008).
- [24] H. Takabe *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2884 (1988).
- [25] T. Nakamura et al., Phys. Plasmas 9, 1801 (2002).
- [26] W. Leemans and E. Esarey, Physics Today 62, 44 (2009).