



Title	高速点火レーザー核融合における外部磁場による電子ビームガイディング
Author(s)	城崎, 知至
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2015, 5, p. 15-19
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/70495
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

高速点火レーザー核融合における外部磁場による電子ビームガイディング

城崎 知至

広島大学 大学院工学研究院 エネルギー・環境部門

1. はじめに

高速点火レーザー核融合とは、直径数 mm の核融合燃料球に 1 MJ 程度の高エネルギーレーザーを一樣に照射して、燃料球を固体密度の数千倍に圧縮し、最大圧縮時に 10^{20} W/cm² 以上の超高強度短パルスレーザーを一方向から照射して爆縮燃料の一端を瞬時に点火温度まで加熱し、核融合の点火燃焼を実現する方法である。従来の中心点火方式レーザー核融合に比べ、爆縮に対する一様性の要求が緩和されると共に、より少ないレーザーエネルギーで核融合燃焼が実現できることからコンパクトで高効率なレーザー核融合方式として注目され、研究が進められている。この方式の最大の課題は、爆縮燃料をいかに高効率に点火温度まで加熱するかにある。

高効率加熱の実証を目的とし、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターを中心に、高速点火原理実証実験 (Fast Ignition Realization Experiment; FIREX) が進められている[1]。しかし、これまでの統合シミュレーション[2]や実験の詳細解析[3,4]の結果、加熱レーザーから爆縮コアへのエネルギー変換効率(照射したレーザーエネルギーのうち、コアの内部エネルギー増加に寄与した割合)は、現状では 1% に満たないことが示された。

加熱に用いる超高強度レーザーは、波長が $1\mu\text{m}$ 程度であり、プラズマ中に照射した場合、レーザー周波数とプラズマ周波数が等しくなる電子密度(n_c)までしか到達できず(この密度をレーザー臨界密度 n_{cr} という)、相対論的強度では、 $n_{cr} = 10^{21} \sim 10^{22}$ cm⁻³ であり、コタ密度の数千倍に達する高密度コアにまでは到達できない。このため、照射されたレーザーエネルギーは臨界密度近傍の低密度プラズマとの相対論的相互作用により発生する高エネルギー電子に変換され(一部は高エネルギーイオンにも)、この高エネルギー電子が高密度爆縮コアまでエネルギーを輸送

し、加熱を行う。詳細な解析の結果、これまでの FIREX 実験では、発生する高エネルギー電子のエネルギーが高すぎてコアを突き抜けてしまうこと、また発生時の電子ビームの角度広がりが大きく、一部の電子しかコアに当たらないことが、加熱効率を下けている要因であることが分かった。そこで、電子のエネルギーを下げる方法[5]と大きな発散角を有する電子ビームをコアまでガイドする方法[2, 6-17]が検討されている。我々は、後者の電子ビームガイディング法として、kT クラスの外部磁場を印加する方法[15-17]を提案し、衝突過程を考慮した PIC(Particle in Cell)法による 2 次元相対論電磁粒子シミュレーションにより、ガイディング効果について解析を行っている。本報告では、この解析の一例について述べる。

2. 外部磁場によるビームガイディング解析

シミュレーションには、衝突過程を考慮した 2 次元 PIC コード PICLS[18]を用いた。計算条件を図 1 に示す。加熱レーザーを爆縮燃料近傍まで導入するために用いる DLC(ダイヤモンドライクカーボン)コーンと加熱レーザーの相互作用を想定し、固体密度で完全電離の C をターゲットとした。加熱レーザーのプレパルスの照射等によりターゲット表面により生じるプレプラズマとして、ターゲット表面に指数

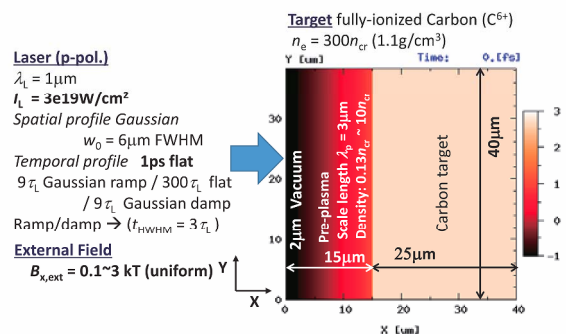


図 1 シミュレーション条件

関数分布(スケール長 $3\text{ }\mu\text{m}$)の低密度プラズマを配置した。このターゲットに対し、FIREX 実験で用いられている加熱用 LFEX レーザー相当の強度 ($3\times 10^{19}\text{ Wcm}^{-2}$)のパルスを一定強度で $300\text{ }\mu\text{s}$ (μ はレーザー周期 3.5 fs で、照射時間は約 1 ps)の間、ターゲットにたいして垂直に照射した。

2.1 一様磁場の場合

はじめに、レーザー照射方向 (x 方向)に一様磁場を印加した場合の結果について示す。図 2 は x 方向に一様な外部磁場 $B_{x,\text{ext}} = 3\text{ kT}$ を初期磁場として印加した場合の結果で、 $t = 900\text{ fs}$ における高エネルギー電子 (エネルギー $E > 100\text{ keV}$) のエネルギー密度と磁場の空間分布である。相対論レーザープラズマ相互作用で生成する高エネルギー電子は、非常に大きな角度広がりを持つが、 3 kT の一様磁場を印加した場合は、ほとんどの電子は磁力線に捕捉されるため、伝播に伴う横方向の広がりは見られず(図 2 (a))、磁場によるガイディングが有効であることがわかる。また、図 2(b)の B_x の分布をみると、高エネルギー電子ビームの軸中心上では磁場が弱くなり、ビームエッジ領域で強くなっていることがわかる。図 2(c)-(d)は、 $x = 37\text{ }\mu\text{m}$ の位置で観測した B_x, B_z ならびに高エネルギー電子のエネルギー密度である。 B_x, B_z については衝突過程を無視した場合のシミュレーション

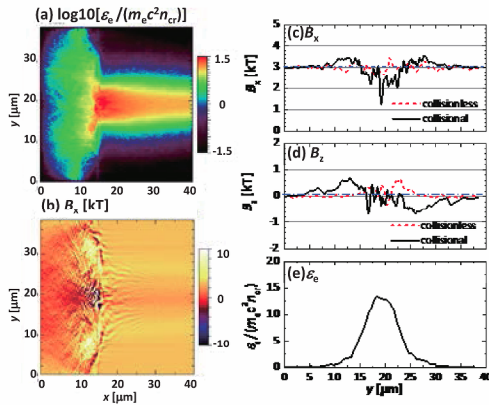


図 2 平行磁場($B_{x,\text{ext}} = 3\text{ kT}$)印加時の時刻 900 fs における(a)高エネルギー電子のエネルギー密度 ε_e 、(b) B_x の二次元空間分布と、 $x = 37\text{ }\mu\text{m}$ にて観測した(c) B_x 、(d) B_z ならびに(e) ε_e の y 方向一次元分布。 ε_e は電子の静止質量エネルギー $m_e c^2$ (m_e : 電子の静止質量、 c : 光速)に古典的レーザー臨界密度 n_{cr} を乗じたもので規格化している。磁場強度の単位は kT 。

の結果も併せて示す。衝突過程を考慮した場合、 B_x はビーム中心で弱く、ビームエッジで強くなっているが、無視した場合はこのような構造は見られない。また、 B_z についても衝突を考慮した場合は、エッジ領域に電子をビーム中心軸方向に閉じ込める方向に生成していることがわかる。これらは、いずれも衝突過程が重要な役割を示していることを示している。この結果、衝突効果が有効な高密度領域では、ビーム中心で磁場が弱められ、エッジ領域で強められる、“磁気パイプ (Magnetic pipe)” [16] 構造が形成され、高エネルギー電子ビームを効率よくガイドできることが分かった。

図 3 には、 $B_{x,\text{ext}} = 0 \sim 3\text{ kT}$ の場合に得られた、 $t = 1.05\text{ ps}$ における $x = 37\text{ }\mu\text{m}$ での高エネルギー電子ビームエネルギー密度の y 方向分布を示す。初期磁場が弱い場合は電子ビームは伝播に伴い横方向に発散しているが、 $B_{x,\text{ext}} > 1\text{ kT}$ においては、ガイディング効果が表れ始め、 $B_{x,\text{ext}} = 3\text{ kT}$ ではほぼレーザースポット径と同程度の広がりを持続して伝播している。つまり、LFEX クラス($3\times 10^{19}\text{ Wcm}^{-2}$)のレーザーを用いる場合、ビームガイディングに必要な磁場強度は数 kT であることが分かった。

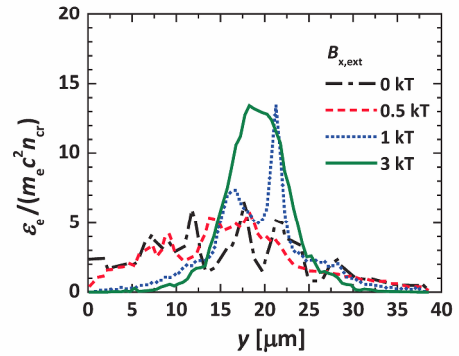


図 3 観測点($x = 37\text{ }\mu\text{m}$)における 1.05 ps での高エネルギー電子ビームエネルギー密度 ε_e の y 方向分布の磁場強度依存性。

2.2 集束磁場の場合

FIREX 実験では、レーザー導波路確保用のコーンを付けた球殻(もしくは中実の)燃料ターゲットを用いる。ターゲットに対して、磁場発生用のキャパシター—コイルターゲット [19] を用いて kT クラスの

磁場を印加した上で爆縮する。爆縮過程において磁場は燃料プラズマとともに圧縮されるため、高圧縮燃料コア領域では初期印加磁場より強くなる。よって、電子ビーム発生領域であるコーン内部（磁場は初期印加磁場強度から大きく変わらない）から爆縮コアに向かって磁場が強くなり、磁力線は収束していくような、収束磁場配位となる[20]。このような配位の場合、ミラー効果による高エネルギー電子の反射が生じ、燃料コアまで電子ビームをガイディングできなくなる恐れがある。この影響を評価するため、初期磁場に収束磁場配位を仮定したシミュレーションを行った。ターゲット並びにレーザー照射条件は前節と同じである。収束磁場については、4本の直線電流を適当に配置し、ビオサバルの法則から静磁場構造を求め、この一部を用いた。磁場構造の一例を図4に示す。直線電流の位置と電流密度を変えることで、ミラー比 $R_{M,10\mu m}$ を変え（ $R_{M,10\mu m} = 4.4 \sim 19.5$ ）、シミュレーションを行った。

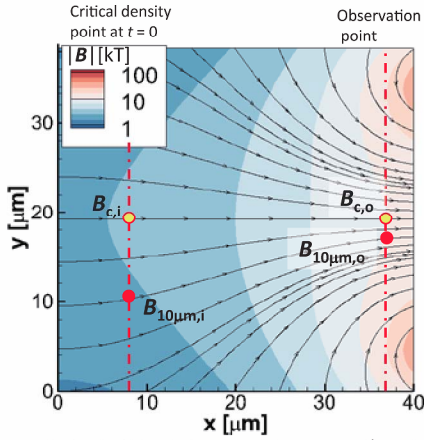


図4 初期収束磁場配位の一例。レーザー臨界密度面におけるビームエッジ(中心軸から $10\mu m$ 離れた点)における磁場強度 $B_{10\mu m,i}$ と、その点から磁力線に沿った観測点($x = 37\mu m$)における磁場強度 $B_{10\mu m,o}$ の比によりミラー比 $R_{M,10\mu m} = B_{10\mu m,o}/B_{10\mu m,i}$ を定義。図は $R_{M,10\mu m} = 4.4$ の場合。

$R_{M,10\mu m} = 4.4$ の場合の高エネルギー電子のエネルギー密度と磁場強度の空間分布を図5に示す。収束磁場のため、一部の電子はミラー効果により散乱もしくは反射される。しかし、ビームは収束磁力線に沿ってガイドされ、ビーム軸に向かって集束している様子がわかる。また、磁場分布をみると、平行磁場の場合と同様に、磁気パイプ構造が形成されてい

る。3 kT 平行磁場の場合(図 2(e))と比べると、ビー

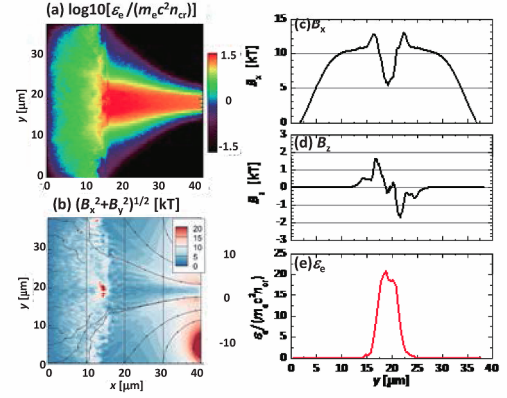


図5 収束磁場($R_{M,10\mu m} = 4.4$)印加時の時刻 990 fs における(a)高エネルギー電子のエネルギー密度 ϵ_e 、(b) B_x の二次元空間分布と、 $x=37\mu m$ にて観測した(c) B_x 、(d) B_z ならびに(e) ϵ_e の y 方向一次元分布。

ム軸近傍での高エネルギー電子のエネルギー密度は高くなっており、比較的ミラー比が小さい場合は、ビームガイディングがより効果的になっていることがわかった。

ミラー比を変えた計算より得られた、観測点($x = 37\mu m$)を単位面積当たり通過する高エネルギー電子ビームエネルギーの y 方向分布を、外部磁場なしの場合、3 kT 一様磁場の場合とともに図6に示す。一様 3 kT の場合と比べ、収束磁場の場合、ビームエネルギーのピーク値は高くなり、 y 方向の広がりはいより狭くなっている。ガイディング効果を評価するために、レーザーから、観測点($x=37\mu m$)において $y = 17 \sim 21\mu m$ の $4\mu m$ 幅を通過する前方に進む高エネルギー電子へのエネルギー変換効率 $\eta_{L \rightarrow Fe, 4\mu m}$ を評価した。(FIREX 実験ではレーザースポットサイズよりも爆縮コアサイズの方が小さい。このため、高エネルギー電子を観測する領域の幅をレーザースポットサイズ ($6\mu m$ 半値全幅) より小さくとった。)得られたエネルギー変換効率 $\eta_{L \rightarrow Fe, 4\mu m}$ のミラー比 $R_{M,10\mu m}$ 依存性を図7に示す。一様 3 kT の場合($R_{M,10\mu m} = 1$)、変換効率 $\eta_{L \rightarrow Fe, 4\mu m}$ は磁場なしの場合に比べ約 2 倍高くなっている。収束磁場でミラー比が比較的小さい場合($R_{M,10\mu m} = 4.4, 8.2$)、 $\eta_{L \rightarrow Fe, 4\mu m}$ はさらに大きくなり、磁場なしの場合の約 3 倍となっている。ミラー比が大きくなると ($R_{M,10\mu m} = 19.5$)、ビームエネルギーのピーク値は一様磁場の場合より高くなっているが

(図 6)、 $\eta_{L \rightarrow fe, 4\mu m}$ は一様 3 kT の場合より低くなり、磁場なしの場合の値に近くなっている。これらの結果は、ミラー比が比較的小さな収束磁場($R_{M, 10\mu m} < \sim 10$)では、効果的に電子ビームをガイドでき、またビ

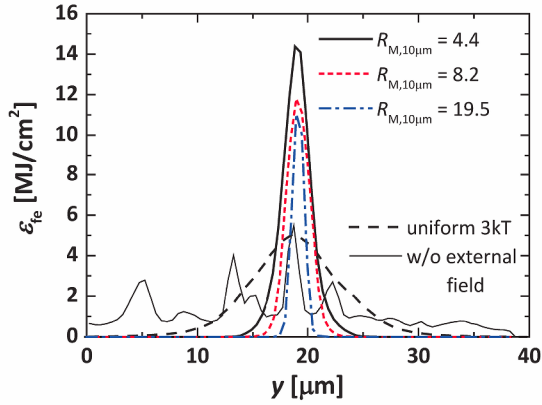


図 6 観測点($x = 37 \mu m$)を通過する単位面積当たりの高エネルギー電子ビームエネルギーの時間積分値。

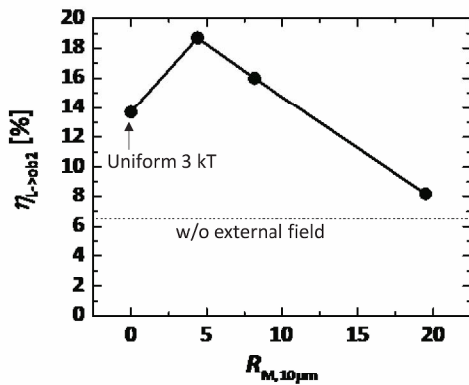


図 7 レーザーから、観測点($x = 37 \mu m$)において $y = 17 \sim 21 \mu m$ の $4 \mu m$ 幅を通過する前方方向に進む高エネルギー電子へのエネルギー変換効率のミラー比依存性。磁場印加していない場合の値は点線で示す。

ーム中心軸方向に収束することができることを示している。一方、更にミラー比が大きい場合は($R_{M, 10\mu m} > 20$)、ガイディング効果をミラー反射効果が上回り、変換効率が低下することが分かった。

3. まとめと今後の課題

高速点火原理実証実験 FIREX での加熱効率向上を目的とし、外部磁場による電子ビームガイディング効果について、衝突過程を考慮した 2 次元相対論電磁粒子シミュレーションにより評価した。強度 $3 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ における相対論レーザープラズマ相互作用で生成する非常に大きな発散角を持つ電子ビー

ムを、比較的ミラー比の低い($R_{M, 10\mu m} < \sim 10$) kT クラスの収束磁場によりガイド並びに軸方向への収束できることを示した。また、衝突効果を考慮したことにより磁気パイプ構造が形成されることも示された。この磁気パイプ構造の形成は、電子ビーム伝播に伴いビーム中心軸上での磁場が弱められていくことから、より強い収束磁場下でのガイディング並びにビーム収束の可能性があることを示唆している。一方で、ミラー比が 100 を超えるような極端に大きい場合は、ほとんどの電子が高ミラー比領域に到達する前に反射されてしまう。この場合は磁気パイプ構造の形成は期待できず、磁場印加により加熱効率を逆に低下させる恐れがある。外部磁場によるビームガイディングを効率よく行うためには、最大圧縮時のミラー比が極端に大きくならないように、燃料ターゲットに磁場を印加するタイミング並びに印加する磁場の配位の最適化が必要である。今後、この最適化とともに、点火実験クラスに向けたレーザー強度・パルス長依存性の評価が必要である。また、実験によるガイディングの実証が不可欠である。

謝辞

本研究の一部は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの共同利用・共同研究(FIREX プロジェクト)、核融合科学研究所の双方向型共同研究(NIFS12KUGK057, NIFS14KNSS054)、JSPA 科研費(25400534)の助成を受けた。

参考文献

- (1) H. Azechi and the FIREX Project, Plasma Phys. Control. Fusion, **48**, B267, (2006).
- (2) T. Johzaki, et al., Nucl. Fusion, **51**, 073022, (2011).
- (3) T. Arikawa, et al., “The diagnostics of the energy coupling efficiency in the Fast Ignition integrated experiment”, to be published in Proc. of IFSA 2013.
- (4) S. Fujioka and FIREX Project Team, J. Plasma Fusion Res., **90**, 679, (2014).
- (5) 小島 完興, 他, ” レーザーパルスコントラストの改善による高速電子の低温化”, 日本物理学会 第 70 回年次大会, 24aCM-5, 早稲田大学, 2015 年 3 月.

- (6) T. Nakamura, et al., Phys. Plasmas, **14**, 103105, (2007).
- (7) H.-B. Cai, et al., Phys. Rev. Lett., **102**, 245001, (2009).
- (8) A. P. L. Robinson and M. Sherlock, Phys. Plasmas, **14**, 083105, (2007).
- (9) A. P. L. Robinson, et al., Phys. Rev. Lett., **100**, 025002, (2008).
- (10) T. Johzaki, et al., J. Phys. Conf. Ser., **112**, 042048, (2008).
- (11) A. P. L. Robinson, et al., Phys. Rev. Lett., **108**, 125004, (2012).
- (12) A. P. L. Robinson and H. Schmitz H., Phys. Plasmas, **20**, 062704, (2013).
- (13) T. Johzaki, et al., EPJ Web of Conf., **59**, 03010, (2013).
- (14) T. Johzaki, et al., J. Plasma Fusion Res., **89**, 456-461, (2013).
- (15) D. J. Strozzi, et al., Bull. APS, **55**, 68, (2010).
- (16) D. J. Strozzi, et al., Phys. Plasmas, **19**, 072711, (2012).
- (17) A. P. L. Robinson, et al., Nucl. Fusion, **54**, 054003, (2014).
- (18) Y. Sentoku and A. J. Kemp, J. Comput. Phys., **227**, 6846, (2008).
- (19) S. Fujioka, et al., Sci. Rep., **3**, 1170, (2013).
- (20) H. Nagatomo, et al., “Computational Study of Magnetic Field Compression by Laser Driven Implosion”, submitted to Nucl. Fusion.