



Title	高速電子ビームガイディングによる高速点火核融合のコア加熱高効率化
Author(s)	城崎, 知至
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2012, 2, p. 19-22
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/70530
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

高速電子ビームガイディングによる高速点火核融合のコア加熱高効率化

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

コーンガイド高速電子加熱による高速点火方式レーザー核融合[1]では、超高強度レーザー照射によりコーン内で生成される高速電子がコーンチップから爆縮コアまでの $50\mu\text{m} \sim 100\mu\text{m}$ の距離を伝播し、爆縮コアにてその運動エネルギーを付与し、コアを点火温度まで加熱する。核融合点火を実現し、高利得を達成するには、高速電子ビーム特性のコントロール（加熱レーザーから高速電子へのエネルギー変換高効率化、高速電子スペクトルの最適化、ビーム発散角の最小化、コアまでの高速電子ガイディング等）が最も重要な課題の一つである。これまでの研究[2]より、高速電子ビームは生成時に非常に大きな発散角を有する（全角で $\sim 100^\circ$ ）事が明らかになり、加熱効率を低下させる主要因となっている。高速電子ビームガイディングの手法として、自己磁場を用いた方法がいくつか提案されている（拡張二重コーン[2]、多層コーン+ガイディングワイヤー[3]）。また、外部磁場を印加する方法[4]も提案されている。

本研究では、抵抗性自己磁場による高速電子ビームガイディング方について、2次元輻射流体コード、粒子（2D PIC）コード、フォンカーブランク（2D FP）コードを結合した統合シミュレーション[2]によりその基礎特性を評価し、加熱効率向上を目的としたビームガイディングコーンデザインの提案を行った。

2. 高速電子生成時のビーム発散角

2D PIC シミュレーションにより高速電子ビームの発散角を評価した[2]。シミュレーションでは、開き角 30 度（全角）の金コーンに強度 $3 \times 10^{19}\text{W/cm}^2$ 、パルス長 1ps の超高強度レーザーを照射し、生成した高速電子の分布関数 $f_{\text{fe}}(E, \theta, y, t)$ (E, θ, y および t はエネルギー、運動方向の極角、伝播垂直方向の位置および時間)をコーンチップ内で観測した。シミュレーション条件や結果については参考文献[2]に詳述している。

観測した高速電子の角度分布については、“粒子”分布の広がり $f_{\text{fe},n}(\theta) = \iiint f_{\text{fe}}(E, \theta, y, t) dt dy dE$ とエネルギーを掛けて評価した“エネルギー”分布の広がり $f_{\text{fe},E}(\theta) = \iiint E \cdot f_{\text{fe}}(E, \theta, y, t) dt dy dE$ によって評価した。シミュレーションで得られた角度広がりの一例を図 1 に示す。両分布とも最大値を 1 となるように規格化している。また、 $0 \sim \theta$ までに占める割合 $F_{\text{fe},n}(\theta) = \int_0^\theta f_{\text{fe},n}(\theta') d\theta' / \int_0^{2\pi} f_{\text{fe},n}(\theta') d\theta'$ 、 $F_{\text{fe},E}(\theta) = \int_0^\theta f_{\text{fe},E}(\theta') d\theta' / \int_0^{2\pi} f_{\text{fe},E}(\theta') d\theta'$ も同時にプロットした。“粒子”分布ならびに“エネルギー”分布の広がりともに指数関数 $A \exp(-\theta/\Delta\theta)$ によりフィットでき、 $\Delta\theta$ の値は、 $f_{\text{fe},n}(\theta)$ および $f_{\text{fe},E}(\theta)$ に対してそれぞれ 75° と 55° であった。また、ビームエネルギーの 50%が $\theta < 30^\circ$ に、90%が $\theta < 60^\circ$ に含まれる。このようにビーム広がりが大きいために、発生した高速電子の多くは爆縮コアに向かわず、結果として加熱効率低

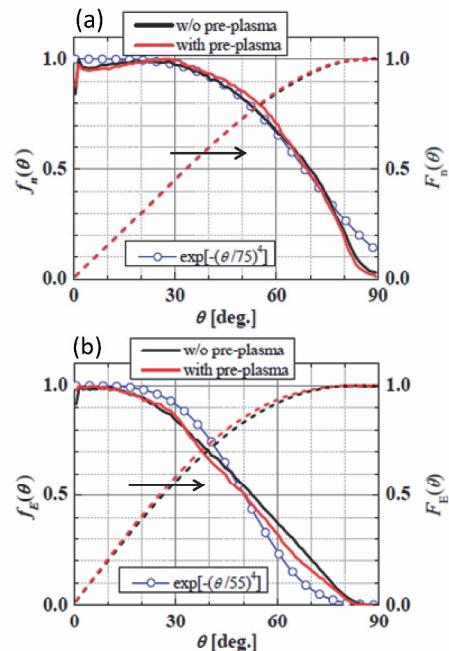


図 1 発生した高速電子の(a)“粒子”ならびに(b)“エネルギー”分布の角度広がり。

減の主因となっている。加熱効率向上の方策としては、発生する高速電子の発散角が小さくなるようレーザープラズマ相互作用をコントロールすることがまず挙げられるが、非線形過程である相互作用のコントロールは極めて困難である。そこで我々は、発生後の電子ビームの伝播において、ビームガイディングによる加熱率向上を考えた。

3. 先鋭トンガリチップコーンによる抵抗性自発磁場ガイディング

高密度プラズマにおける磁場の生成は、ファラディの法則、オームの法則ならびにビーム電流とバルク電子による帰還電流間での準電流中性条件($\vec{j}_{fe} = -\vec{j}_{be}$)より導出される。

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta(\nabla \times \vec{j}_{fe}) + \nabla \eta \times \vec{j}_{fe} \quad (1)$$

ここで η はプラズマ抵抗率である。(1)式左辺第1項により生成される磁場による高速電子ビームの自己収束効果についてはいくつかの報告が成されている[5,6]。しかし、高速電子ビームの発散角が大きい場合、自己収束効果は期待できない。(1)式左辺第2項は、抵抗率の空間勾配と高速電子ビームの伝播方向とが非平行な場合に磁場が生じることを意味している。高速電子が高抵抗率領域から低抵抗率領域に抜けようとする場合、この磁場は高抵抗率領域に高速電子を閉じ込める効果を持つ[7]。この機構を利用し、高速電子をコアまでガイドする方法として、我々は先鋭トンガリチップコーンを提案した(図2)。通常コーンの先端部(チップ)をコア方向に拡張し、且つ先端部を絞り込むことで、コーン外側壁の物質境界に抵抗性磁場が生成し、高速電子をチップ内に閉じ込め、コア方向へとガイドするとともにビーム径を絞ることが可能と考えた。数 MeV の高速電子を

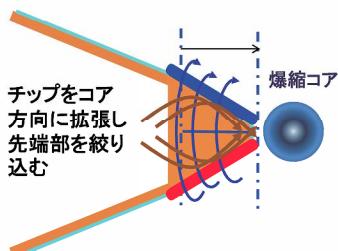


図2 先鋭トンガリチップコーンの概念図。

閉じ込めるためには数 kT の磁場が必要となる。Auのような高Z物質の方が抵抗率の空間勾配が大きく、発生する磁場強度も大きくなるが、このような高Z物質中では高速電子とバルク粒子間の衝突によるエネルギー損失や散乱が大きくなり、ガイディング効果を打ち消す可能性もある。そこで我々は、Zの異なるいくつかの物質(Au, Cu, Al, DLC)について、ガイディング性能並びにコア加熱特性を評価した。評価は通常のチップ先端部が平坦な Au コーン(チップ部厚み 7 μm)の結果と比較することで行った。

シミュレーションではまず 2 次元輻射流体コードにより爆縮シミュレーションを行い爆縮コア並びにチップ先端部のプロファイルを評価し、また 2D PIC コードにより高速電子プロファイルを評価し、両プロファイルを用いて 2D FP コードによりガイディング・加熱特性評価を行った。

3.1 爆縮コアプロファイル

コーン付き CD シエルターゲットに対する爆縮シミュレーションより得られた最大圧縮近傍の燃料コアおよびコーンチップ先端部の密度プロファイルを図3に示す。上図が通常の先端部がフラットな Au コーン、下図が DLC 先鋭トンガリチップコーンである。燃料コア密度ならびに面密度の最大値、最大値達成時刻にはチップ形状(フラット/先鋭とんがり)や

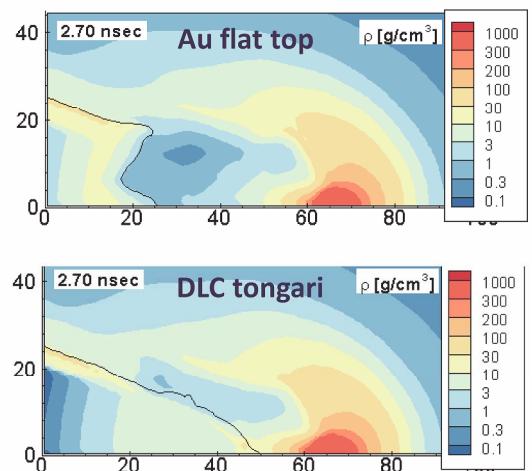


図3 爆縮シミュレーションより得られたコアおよびコーンチップの密度プロファイル。上が通常の Au フラットチップコーン、下が DLC 先鋭トンガリチップコーン。縦横軸は空間座標(r,z)で単位はミクロン。

材質(Au, Cu, Al, DLC)による差異はなく、先鋭トンガリチップによる爆縮への影響はほとんど無い。また、図中の実線はチップと爆縮プラズマの境界を示しており、トンガリチップの場合、若干形状がゆがんではいるが、コア近くまでチップ部が残っており、ガイドィング効果が期待される。

3.2 高速電子プロファイル

加熱レーザー照射により発生する高速電子プロファイルは 2D PIC シミュレーションにより評価した。開き角 30° (全角) のコーン (加熱レーザーのプレパルス等により生成されるプレプラズマはないと仮定) に強度 $3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 、パルス長 1ps の加熱レーザーを照射した場合に得られた高速電子プロファイルを用いた。図 1 は、この計算より得られた高速電子の角度広がりで、図 4 にスペクトルを示す。低エネルギー成分 ($E < 3 \text{ MeV}$) はエネルギーの幕乗に従い、高エネルギー成分 ($E > 5 \text{ MeV}$) は指數関数でフィットできる。このときの高エネルギー成分の傾斜温度は 3.2 MeV であった。

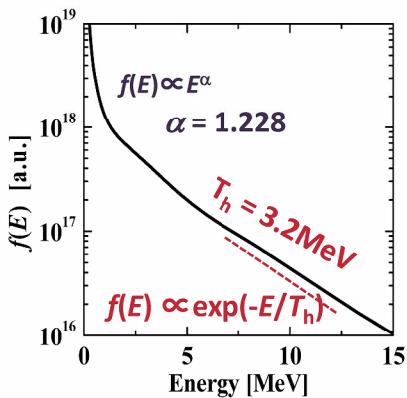


図 4 粒子シミュレーションより得られた高速電子のエネルギースペクトル。

3.3 先鋭トンガリチップコーンによる加熱特性

得られたプラズマプロファイル並びに高速電子プロファイルを用いてコア加熱特性を 2D FP シミュレーションにより評価した。高速電子ビームは爆縮コア中心までの伝播距離が $50 \mu\text{m}$ となるように、図 3 の $r = 13 \mu\text{m}$ の位置から入射した。

高速電子ビーム入射開始から 1ps 経った時点で

の磁場強度分布と高速電子の密度分布を図 5 に示す。上の 2 図が通常の Au フラットトップコーンの場合で、下の 2 図が DLC 先鋭トンガリチップコーンの場合である。Au フラットトップコーンの場合、コーン先端部が爆縮からのプラズマジェットにより押し込まれて変形しており、ここに高速電子が流れることで強い抵抗性自発磁場が形成されている。生成時に大きな発散角を持つ高速電子ビームは、この磁場によりさらに散乱され、コア領域での高速電子密度が低くなり、結果として加熱効率は低くなる。一方、DLC 先鋭トンガリチップコーンの場合、コーン側壁に沿って高速電子をチップ内に閉じ込め、コア方向にガイドする磁場が形成されている。この磁場により、比較的低エネルギーの高速電子はコアへとガイドされるため、高密度コア領域における高速電

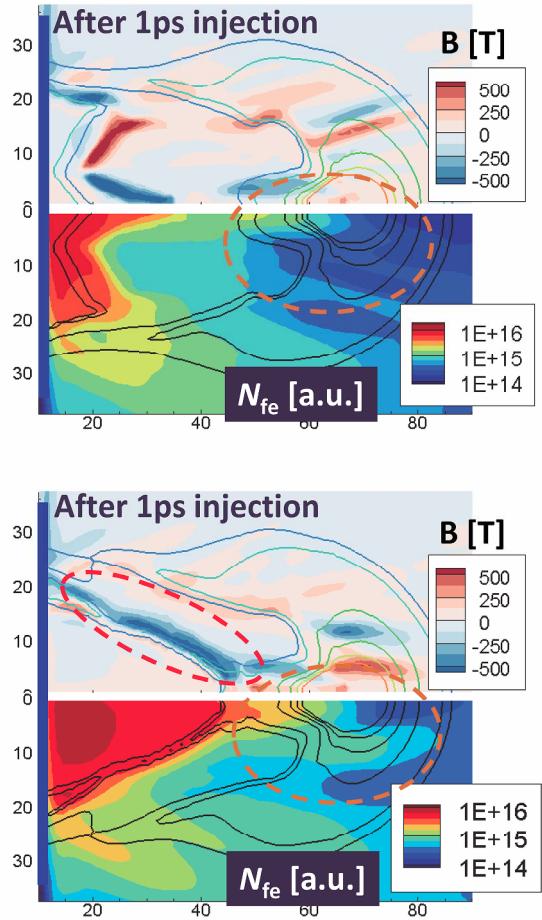


図 5 Fokker-Planck シミュレーションより得られた磁場 B と高速電子密度 N_{fe} の空間分布。上 2 図が Au フラットトップコーンで、下 2 図が DLC 先鋭トンガリチップコーンの結果。

子密度は Au フラットトップコーンの場合よりも高くなっている折り、この結果、加熱効率が向上している。

前述したように、抵抗性自発磁場は抵抗率勾配が大きいほど強くなる。よって、高 Z 物質をコーンチップ材として用いた方が磁場強度は強くなる。一方、トンガリチップとしてチップ部を拡張した分、チップ内での高速電子の伝播距離は長くなり、バルク粒子との衝突効果が大きくなり、これは高 Z 財ほど顕著となるため、負の効果も生じる。そこで、チップ材を変えたシミュレーションを行い、加熱特性を比較した。**表 I** に、異なる材質の先鋒トンガリチップコーンにおけるコーン側壁にできる磁場強度の最大値 B_{\max} とチップ内で高速電子が失うエネルギー ΔE_{tip} 、ならびにコアに付与するエネルギー ΔE_{core} をまとめた。 ΔE_{tip} と ΔE_{core} については、Au フラットトップコーンの値を標準値とし、その値に対する相対値を示す。コーン側壁に生じる抵抗性自己磁場強度は 1kT 程度であり、高 Z 材の方が強くなっていることがわかる。このため、ガイディング効果としては高 Z 材の方が大きくなることが期待される。しかし、伝播距離が長いトンガリチップコーンでは、高 Z 材ほどチップ内での高速電子のエネルギー損失が大きくなっている。結果として、Au トンガリチップコーンの場合は後者の負の効果の方が強くなり、加熱効率は Au フラットトップコーンよりも低くなっている。中 Z 材である Al や DLC のトンガリチップコーンの場合もチップ内でのエネルギー損失は Au フラットトップコーンよりは大きくなっているが、それ以上にガイディング効果が強く、コア加熱エネルギーは Au フラットトップコーンよりも 30% 程度高くなつた。

表 I 先鋒トンガリチップコーンによるコア加熱特性

チップ材	B_{\max}	ΔE_{tip}^*	ΔE_{core}^*
Au	1510T	2.05	0.9
Cu	1193T	1.98	1.05
Al	1204T	1.32	1.35
DLC	767T	1.47	1.31

*Au フラットトップコーンで得られた値に対する相対値

4. まとめと今後の展望

コーンガイド高速電子加熱による高速点火の加熱率向上を目的とし、抵抗性自発磁場による高速電子ガイディングを可能とする先鋒トンガリチップコーンを提唱し、その特性評価を統合シミュレーションにより行った。中 Z 材の先鋒トンガリチップコーンを用いることで、高速電子ガイディング効果により加熱率を向上できることが示された。

今後、実験による検証や、更なる高強度・長パルスを用いた点火・燃焼クラスへの適用可能性等の評価が必要である。本研究では、輻射流体並びに FP シミュレーションは NEC SX-8 および 9 を用いて、PIC シミュレーションは PC クラスターを用いて行った。いずれも 2 次元シミュレーションである。より実際的なシミュレーションには 3 次元シミュレーションが必要であるが、計算時間やメモリ等の制限により、現状では困難である。特に PIC シミュレーションでは、PC クラスター 32 ノード (128CPU/512GB memory) を用いた場合でも 2 次元で実スケール (時間・空間ともに) 計算を行うのは困難である。計算コードの高効率化・高並列化を行う必要があるとともに、更なる計算資源の大規模化も期待したいところである。

本研究を遂行するに当たり多大なる支援を受けた大阪大学サイバーメディアセンター並びにレーザーエネルギー学研究センター高性能計算機室の方々に感謝する。

参考文献

- (1) R. Kodama, et al., *Nature* **418**, 933 (2002).
- (2) T. Johzaki, et al., *Nucl. Fusion* **51**, 073022 (2011).
- (3) P. A. Norreys, “Recent Energy Transport Experiments on the Vulcan Petawatt Laser Facility”, presented at 37th EPS conf. on Plasma Phys., June 2010, Dublin, Ireland.
- (4) D. J. Strozzi, et al., *Bull. APS* **55**, 68 (2010).
- (5) R. L. Robinson, and M. Sherlock, *Phys. Plasmas* **14**, 083105 (2007).
- (6) T. Johzaki, et al., *J. Phys. Conf. Series* **112**, 022091 (2008).
- (7) B. Ramakrishna, et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 135001 (2010).