

ヘリオトロンJのNBI加熱に対する再突入粒子の影響 Effect of Re-Entering Particle on NBI Heating in Heliotron J

岩淵征¹⁾, 松本裕¹⁾, 小林進二²⁾, 關良輔³⁾, 及川俊一¹⁾, 富岡智¹⁾
IWABUCHI Sei¹⁾, MATSUMOTO Yutaka¹⁾, KOBAYASHI Shinji²⁾, SEKI Ryosuke³⁾,
OIKAWA Shun-ichi¹⁾, TOMIOKA Satoshi¹⁾

¹⁾北大院工, ²⁾京大エネ研, ³⁾核融合研
¹⁾Hokkaido Univ., ²⁾Kyoto Univ., ³⁾NIFS

ヘリオトロンJでは、最外殻磁気面の外側に磁気面を形成しない磁力線の領域が広く存在している。NBI加熱で入射された高エネルギー粒子は、ドリフトによる磁気面からの軌道のずれが大きいため、この領域と磁気面領域とを行き来する再突入粒子になることが予想される。しかし、最外殻磁気面を粒子損失境界とした解析では、再突入粒子は損失粒子と見なされてしまうため、NBI加熱に対して再突入粒子が与える影響を調べることができない。そこで本研究では、粒子損失境界を真空容器壁としたモンテカルロコードを開発し、それをを用いてヘリオトロンJのNBI加熱に対する再突入粒子の影響を調べている。

本研究では、LHDで使用されているモンテカルロコードMORH[1, 2]を参考にコード開発を行った。開発したコードでは、NBIによって入射された高エネルギー粒子の案内中心軌道を、クーロン衝突をさせながら、真空容器壁に衝突（軌道損失）するか背景粒子の熱速度程度まで熱化するまで追跡する。多数の粒子の軌道追跡を行い、各粒子が位相空間中に設定したメッシュ内に滞在する時間を足し合わせることで、drift-kinetic方程式の定常解である速度分布関数を求める。

開発したコードをヘリオトロンJに適用してテスト計算を行った。解析条件をTable 1に示す。得られた高エネルギー粒子の密度分布をFig. 1に示す。Fig. 1から高エネルギー粒子が最外殻磁気面の外側まで存在していることがわかる。

講演では、開発したモンテカルロコードの詳細を述べるとともに、粒子損失境界を最外殻磁気面とした場合と真空容器壁とした場合のそれぞれで得られた速度分布関数、加熱効率などについて発表する予定である。

Table 1: テスト計算の解析条件

磁場	標準磁場 ($\beta = 0\%$)
背景プラズマ	密度: $n_e = n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3} = \text{const}$ 温度: $T_e = T_i = 500 \text{ eV} = \text{const}$
テスト粒子	粒子数: 1,800個 初期エネルギー: $E_0 = 30 \text{ keV}$ 出発点: NBIのビームライン上 初期速度: ビームの入射方向

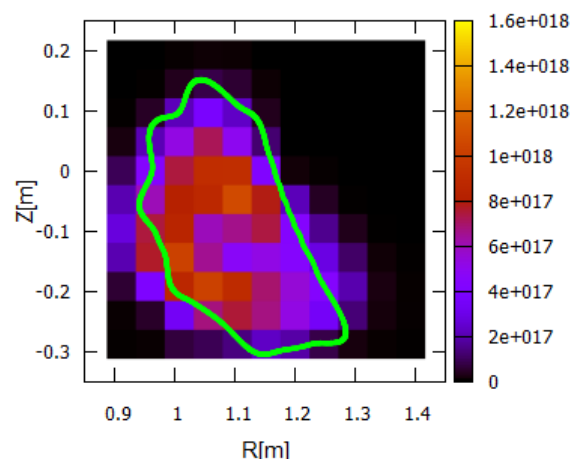


Fig.1: トロイダル角 56 度における高エネルギー粒子の密度分布。曲線は最外殻磁気面。

References

- [1] R.Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 014 (2010).
[2] R.Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 027 (2010).