

小特集 核融合プラズマにおける電子サイクロトロン加熱・電流駆動の進展

2. ECH・ECCD の基礎, 物理的理解やモデリングの進展

福山 淳, 前川 孝¹⁾, 濱松清隆²⁾, 村上定義

京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻,¹⁾ 京都大学エネルギー科学研究科,²⁾ 日本原子力研究開発機構

(原稿受付: 2009年5月12日)

電子サイクロトロン周波数帯の加熱および電流駆動の基本となる波動の伝播特性, 線形モード変換, 相対論的な波-粒子共鳴, 電流駆動等の物理機構を概説する. 特に, 高密度プラズマにおける電子バーンシュタイン波については, その基本特性, 励起・伝播・吸収および電流駆動の物理機構を説明する. 次に, これらの理論を実験解析に用いるための手法として, 波動の伝播解析手段である光線追跡法, ビーム追跡法, 波動伝播の原理を説明する. また, 軌道平均されたフォッカープランク方程式を用いたトカマクの電流駆動の解析手法や, それを新古典テアリングモードの磁気島制御に適用した例を紹介する. 最後に, ヘリカル系における電子サイクロトロン波電流駆動と電位制御を解析するために, モンテカルロ法を用いた速度分布解析の結果も示す.

Keywords:

EC wave, Bernstein wave, relativistic effects, current drive, ray tracing, full wave analysis, ECCD, NTM, potential control

2.1 ECH・ECCD の基礎理論

2.1.1 電子サイクロトロン周波数帯の波動

まず, 磁気核融合プラズマの加熱および電流駆動に用いられる電子サイクロトロン周波数帯 (ECRF) の波動の伝播と吸収を考える.

この周波数帯の波動の伝播特性は, 電子密度と磁場強度に依存する [1]. 図 1 に冷たいプラズマ近似における波の分散関係を示す. この図では, 分散関係を満たす波の分枝は, それぞれハッチングされた面として表されている. プラズマ中を伝播する波は外部アンテナによって励起された電磁波であるので, 電磁波 ($\omega = kc$, ここで ω は波の角周波数, k は波数, c は光速) につながる 2 つの分枝, すなわ

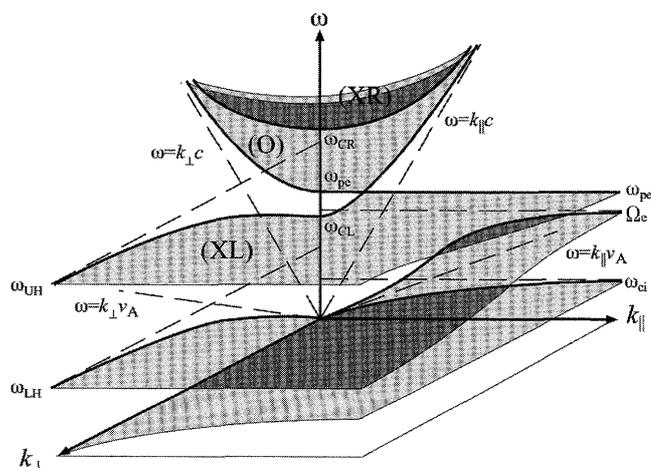


図 1 冷たいプラズマ近似における分散関係 ($\omega_{pe} > \Omega_e^2$).

ち右回り円偏波遮断周波数 ω_{CR} で反射される異常波 (XR 波) とプラズマ周波数 ω_{pe} で反射される正常波 (O 波) が存在する. 厳密には正常波および異常波は静磁場に対して垂直に伝播する波に対して定義されているが, ここでは垂直伝播 (磁力線方向の波数 $k_{||} = 0$) の場合に正常波および異常波につながる分枝を, それぞれ O 波および XR 波と呼ぶことにする. これらの 2 つの分枝に加えて, ECRF において重要となる分枝は高域混成共鳴周波数 ω_{UH} につながるもう一つの異常波 (XL 波) の分枝である.

図 1 からわかる重要な点の一つは, O 波と XL 波が $k_{||} = 0$ 面上の一点で接することである. このことをより詳しく説明するために, 磁力線方向の屈折率 $N_{||} = k_{||}c/\omega$ を固定したときの分散関係を図 2 に示す. $N_{||}$ が

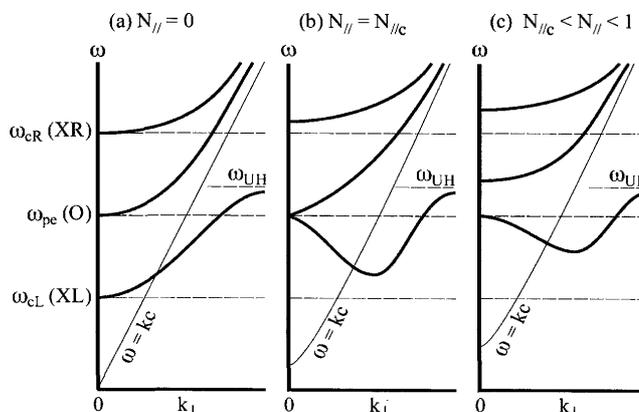


図 2 異なる $N_{||}$ に対する分散関係 ($\omega - k_{||}$).

2. Basic Theory and the Progress in the Simulation and the Modeling of ECH・ECCD

FUKUYAMA Atsushi, MAEKAWA Takashi, HAMAMATSU Kiyotaka and MURAKAMI Sadayoshi

authors' e-mail: fukuyama@nucleng.kyoto-u.ac.jp, maekawa@energy.kyoto-u.ac.jp, hamamatsu.kiyotaka@jaea.go.jp, murakami@nucleng.kyoto-u.ac.jp

$$N_{||c} \equiv 1/\sqrt{1+\omega_{pe}/|\Omega_e|} \quad (1)$$

以外の値を取るときは、 ω_{pe} で反射される O 波と左回り円偏波遮断周波数で反射される XL 波の分枝は明確に分離しているが、 $N_{||} = N_{||c}$ の場合には $k_{\perp} = 0$ となる位置で分散曲線が交わる。このとき、O 波から $N_{||}$ の符号が異なる XL 波への O-X 線形モード変換が生じる [2, 3]。XL 波は、一旦高密度側に伝播したのち反射されて低密度側に伝播し、高域混成共鳴 ($\omega = \omega_{UH}$) に達し N_{\perp} が非常に大きくなるが、有限ラーモア半径効果を取り入れると電子バーンシュタイン波 [4] に線形モード変換し、再び高密度側に伝播する (詳細は 2.1.3 節参照)。 $N_{||}$ が $N_{||c}$ からずれている場合には、O 波と XL 波の遮断位置が異なり、その間が伝播不能領域となるため、波の一部が反射されて、モード変換効率が低下する。

次に弱磁場側入射と強磁場側入射を比較する。XR 波は電子サイクロトロン共鳴層より弱磁場側にある右回り円偏波遮断層のさらに弱磁場側しか伝播できないため、電子サイクロトロン共鳴層に達することはできない。O 波はプラズマ周波数の正常波遮断層が現れる密度よりも電子密度が低い場合にはプラズマ中を自由に伝播することができる。正常波遮断層が存在しても、入射角を $N_{||} = N_{||c}$ に選ぶことにより、O-X モード変換を利用して電子バーンシュタイン波を励起することができる。XL 波は、左回り円偏波遮断層が現れるほど密度が高くなるまでは、高域混成共鳴よりも強磁場側を伝播できるので、強磁場側入射によりプラズマ中心部を加熱することができる。電子サイクロトロン共鳴の 2 倍高調波を用いる場合には、遮断電子密度が高くなるため、プラズマ中心部への伝播が容易になる傾向がある。

最後に電子サイクロトロン共鳴およびその高調波共鳴による吸収を考える。磁力線方向の運動量 $p_{||}$ 、垂直方向の運動量 p_{\perp} の電子に対する n 次の電子サイクロトロン高調波共鳴条件は

$$\gamma - n \frac{|\Omega_e|}{\omega} - \frac{k_{||} p_{||}}{m_e \omega} = 0 \quad (2)$$

で与えられる。ここで相対論因子は $\gamma = \sqrt{1+(p_{||}^2+p_{\perp}^2)/m_e^2 c^2}$ である。非相対論的な場合には、この共鳴条件は運動量空間において $p_{||} = m_e (\omega - n|\Omega_e|)/k_{||}$ の直線で表される。しかしながら、相対論効果を取り入れると、次の 2 次曲線で表される。

$$(p_{||} - p_{||r})^2 + \frac{1}{1-N_{||}^2} p_{\perp}^2 = p_r^2 \quad (3)$$

ここで、 $p_{||r} = n(|\Omega_e|/\omega) m_e c N_{||}/(1-N_{||}^2)$ 、 $p_r^2 = [(n|\Omega_e|/\omega)^2 - (1-N_{||}^2)] m_e^2 c^2 / (1-N_{||}^2)^2$ で定義され、 $N_{||}^2 < 1$ ならば図 3 に示すように楕円、 $N_{||}^2 > 1$ ならば双曲線となる。

このように相対論効果を取り入れることにより、運動量空間における共鳴曲線の形状は大きく変化する。特に $N_{||}^2 < 1$ の場合には、周波数が高くなると共鳴曲線の半径が 0 となり、サイクロトロン共鳴が起こらなくなる。 n 次のサイクロトロン高調波共鳴が起こるための条件は

$$\omega < \frac{n|\Omega_e|}{\sqrt{1-N_{||}^2}} \quad (4)$$

で表される。この条件は $N_{||}^2 > 0$ の斜め伝播の場合には、サイクロトロン高調波共鳴周波数 $n|\Omega_e|$ よりも高い周波数で、共鳴が起こることを表す。この共鳴のことを、up-shift resonance とよび、それに対して $n|\Omega_e|$ 以下となる共鳴を down-shift resonance とよぶ。

図 4 に、 $p_{\perp} = 0$ の場合の共鳴周波数を、規格化された磁力線方向の運動量 $\hat{p}_{||} = p_{||}/m_e c$ の関数として図示する。縦軸は $\omega/|\Omega_e|$ を表し、下側の曲線が $n = 1$ のサイクロトロン基本調波共鳴を、上側の曲線が第 2 高調波共鳴を示している。垂直伝播 ($N_{||} = 0$) の場合には、共鳴条件は $p_{||} = 0$ について対称で、運動量の増加とともにサイクロトロン周波数が低下するため、共鳴周波数も低下する。したがって高速電子のサイクロトロン共鳴は強磁場側にしか生じない。斜め伝播 ($N_{||} = 0.5$) の場合には、共鳴曲線は $\hat{p}_{||}$ の正の方向に平行移動するとともに、up-shift する。基本調波共鳴に対しては $\hat{p}_{||} = N_{||} m_e c / \sqrt{1-N_{||}^2}$ のときに、 $\omega/|\Omega_e|$ は最大値 $1/\sqrt{1-N_{||}^2}$ をとる。したがって、高速電子による吸収は弱磁場側にも広がるとともに、down-shift した第 2 高調波共鳴による吸収も受けやすくなる。 (福山 淳)

2.1.2 電子サイクロトロン波電流駆動の物理機構

波動や中性粒子ビームによる電流駆動は、速度分布関数に磁力線方向に関して非対称性を生じさせることによって実現される。電子サイクロトロン波電流駆動においては、そのような非対称性をもたらす機構を、図 5 に示すように 3 種類に分けることができる。

A. 電子を磁力線方向に加速する。このような加速は、直

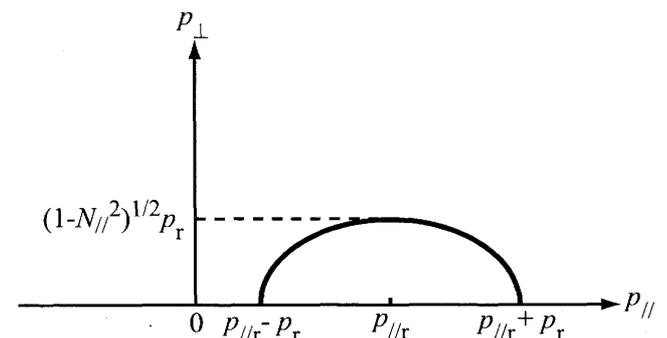


図 3 $N_{||}^2 < 1$ の場合の運動量空間上での共鳴曲線。

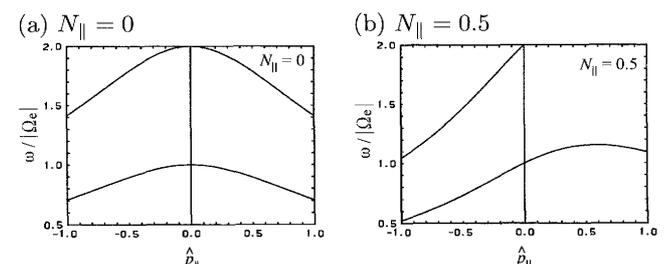


図 4 $\hat{p}_{||} - \omega/|\Omega_e|$ 平面における相対論的共鳴条件：(a) $N_{||} = 0$ and (b) $N_{||} = 0.5$.

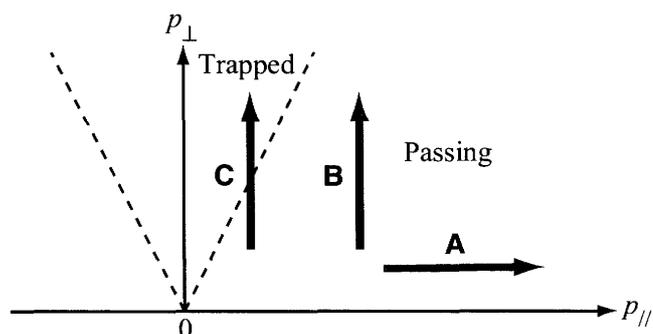


図5 運動量空間上での電流駆動の物理機構。

接電子に運動量を与えて速度分布関数の非対称にするだけでなく、電子の速度が速くなることによってクーロン衝突が減少し、運動量緩和の非対称性による効果も付け加わる[5]。

- B. 磁力線方向の速度が0でない粒子を磁力線に対して垂直に加速する。加速された粒子はクーロン衝突が減少し、初めに持っていた磁力線方向の運動量を長く保持することになる。磁力線方向の速度が反対の符号を持つ粒子は、より強いクーロン衝突を受けて早く運動量を失うため、速度分布関数に非対称性が現れる[6]。
- C. 磁場捕捉粒子を生成する。磁力線方向の磁場不均一のために生じる捕捉粒子は、捕捉運動のために速度分布関数が対称になり電流を運ぶことができない。磁力線方向の速度に関して非対称な形で電子を垂直方向に加速して、通過粒子を捕捉粒子に遷移させることにより、非対称性を生み出す[7]。

電子サイクロトロン波電流駆動においては、図3に示した共鳴曲線上で準線形拡散を受け、その方向は波とともに動く座標系 ($v_{||} = \omega/k_{||}$) でエネルギーが保存する方向となる。したがって、A, B, Cの3つの機構、いずれもが電流駆動に寄与することになり、電流駆動効率を評価するためには、速度分布解析を正確に行う必要がある。

電流駆動効率は、速度分布関数の変形に寄与した電子のクーロン衝突の強さに依存する。電子サイクロトロン波電流駆動においては、低域混成波電流駆動に比べて加速される電子の速度が遅いため、クーロン衝突が強く、駆動効率は低くなる傾向がある。また、電子から失われた運動量は、他の電子あるいはイオンに与えられることになる。他の電子に与えられた運動量は電流に寄与することができるので、その効果を取り入れた非線形クーロン衝突項を用いた速度分布解析が、駆動効率の正確な評価に必要である。

(福山 淳)

2.1.3 電子バーンシュタイン波の励起・伝播・吸収

プラズマ中央部の加熱領域において電子プラズマ周波数 ω_{pe} が電子サイクロトロン周波数 Ω_e よりはるかに高い場合のECHを考える。入射周波数を ω として、良好なサイクロトロン吸収が得られるのは基本共鳴 ($\omega = \Omega_e$) のほかにはせいぜい倍調波共鳴 ($\omega = 2\Omega_e$) であるので、 ω は ω_{pe} より低く、通常の電磁波モード (O波あるいはX波) はプラズ

マ周辺部で反射され、加熱領域に達しない。すなわち、加熱したい領域は入射波に対してオーバードンスになる。一方、電子バーンシュタイン波 (B波) はこのような高密度領域においても密度限界なしに伝播し、サイクロトロン吸収されるので、オーバードンスプラズマのECH法として用いることができる。最近、球状トカマクや逆転磁場ピンチなど比較的低い磁場での高ベータプラズマの生成をめざしている装置においては、プラズマ中央部はオーバードンスになり、B波を用いたECH法と電流駆動法に期待が集まっている。B波は静電波モードである。図6にその分散関係の一例を示す。この図からもわかるように、B波は以下の特徴を持つ。

1. $\omega/\Omega_e = n \sim n+1$ ($n = 1, 2, \dots$) の間に分枝を持つバンド構造を持つ。
2. $k_{\perp}\rho \approx 1$ であるので、波長は熱電子のラーモア半径 ρ 程度となり、電磁波の波長に較べて v_t/c 程度短い。ここで v_t と c はそれぞれ電子熱速度と光速である。
3. 波数ベクトルは磁場にほぼ垂直である ($k_{||} \ll k_{\perp}$)。
4. 磁場に垂直方向への群速度の大きさ $v_g = |\partial\omega/\partial k_{\perp}|$ は電子の熱速度のオーダーである。各バンドにおいて $k_{\perp}\rho$ が大きくなって分枝が高調波共鳴に近づき、サイクロトロン共鳴吸収による時間的減衰率 (γ) が大きくなるにつれ、群速度はさらに遅くなる。時間的減衰率 γ が実周波数 ω に比べてはるかに小さくても (1/100程度)、波束は熱速度よりはるかに遅い速度で進行するので、空間的減衰率 $k_{\perp} = \gamma/v_g$ は大きくなる。
5. 高域混成 (Upper Hybrid) 共鳴周波数 $\omega_{UH} = (\omega_{pe}^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ がその中に含まれるバンドにおいて $k_{\perp}\rho$ が小さくなると、その分枝の ω は ω_{UH} に近づく。
6. 図6のB波の分散図は静電近似によるものであり、 $k_{\perp}\rho$ が小さくなり ω_{UH} に近づくと成立しなくなる。正しくは、ここで電磁波モードであるX波とながる。

図6のB波の分散図は静電近似を用い、X波は冷たいプラズマ近似を用いて得たものである。近似なしに求めるとX波の分散とB波の分散が連続して滑らかにつながり、ここでB波とX波が連結していることがわかる。

B波は今から50年ほど前に理論的に予言され、その特性が解析された[4]。その数年後にその高調波バンド構造が実証された[8, 9]。実験は陽光柱プラズマを矩形導波管に垂直に挿入し、そこから放射されて導波管を伝わる電磁波を検出する方法で行われた。磁場強度を広範囲に掃引することによりバンド構造に関するデータを得た。陽光柱プラズマは細いので、B波の電場がトンネル効果でもれ出て導波管モードを励起したと解釈された。

トラスプラズマのECHをB波により行うとき、外部から送り込む電磁波をB波に変換する必要がある。熱核融合をめざす現在のトラスプラズマの寸法は大きいので、上記のようなトンネル効果は期待できない。そこで図6に示

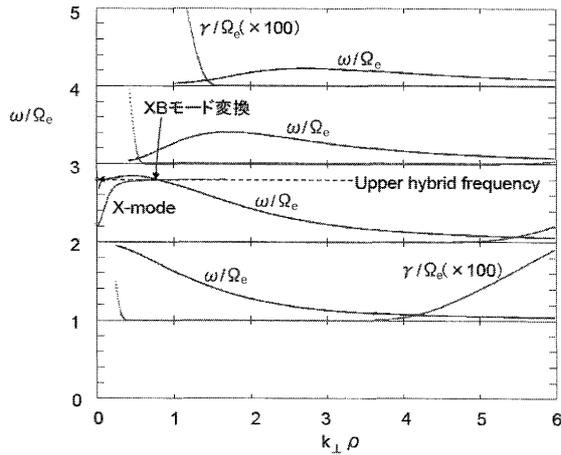


図6 電子バーンシュタイン波(B波)の分散関係。ω_{pe}²/Ω_e²=6.84, k_{||}ρ=0.03の場合。k_{||}とk_⊥は、それぞれ、波数ベクトルの磁場に平行と垂直成分であり、ρ=v_{Te}/Ω_eは熱速度v_{Te}=(2T_e/m_e)^{1/2}での電子ラーモア半径。ωは実周波数であり、γは波動場の時間的減衰率。

した高域混成共鳴でのX波とB波の連結を用いて、X波からB波へのモード変換をはかる。外部からの電磁波によりB波を励起できることが干渉法を用いて検証されている[10]。

トーラスにおいては、プラズマに入射された固定周波数の波動が、プラズマ表面から中央の加熱部に向かって進行する。その際、波動は経路上のプラズマパラメータ(密度、磁場、温度)に応じて波数ベクトルkを調節しながら進行する。トーラスの弱磁場側から入射した場合の一例を図7に示す。球状トカマクの赤道面上において適切な角度で磁場に斜め入射されたO波が、X波へのモード変換を経て最終的に高域混成共鳴層においてB波にモード変換し、このB波がプラズマ中央部のEC共鳴層に向かって伝播し、ドップラー効果によりEC共鳴層の前面においてEC共鳴吸収される場合が示されている。ここでは、トロイダル磁場が主であるとしてポロイダル磁場を無視し、トーラスの軸対称性を仮定した。この場合k_{||}=k_{||i}R_i/Rが成立する。添え字iは入射点での値であることを示す。さらに、ここでは波数kではなく屈折率N=ck/ω=k/k₀=λ₀/λを用いた。これによりB波にモード変換してEC共鳴層に向かって進行するとともに波数k(波長λ)が自由空間波数k₀(波長λ₀)に比べていかほど増大(縮小)していくかが明示される。

共鳴相互作用に際し波動と共鳴電子はエネルギーに加え磁場方向の運動量p_{||}をやりとりする。小振幅波動の極限では

$$\begin{aligned} \frac{dp_{||}}{dt} &= \frac{d(m_e \gamma v_{||})}{dt} \\ &= -e[\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_0 \times (\mathbf{B}_1 + B_0 \hat{z})] \cdot \hat{z} \\ &= -(e/\omega)[(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0) E_{1||} + (\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{E}_1) k_{||}] \\ &\quad \times \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - \omega t) \end{aligned}$$

である。ここで、r₀とv₀は電子の(波動場E₁の影響を無視した)ゼロ次軌道と速度である。またωB₁=k×E₁の関係を用いた。この式の第1項は

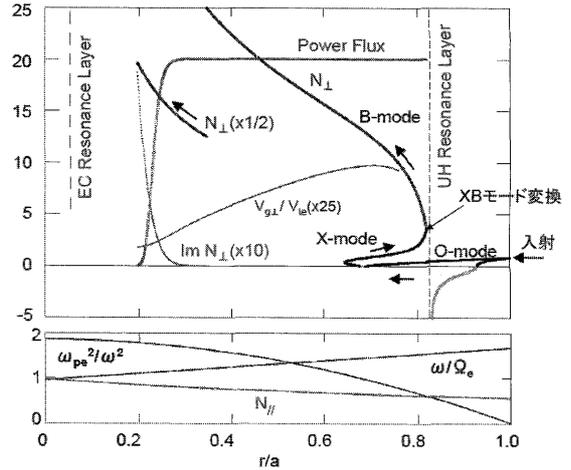


図7 球状トカマクにおいてOXB方式によりB波にモード変換してECHを行う場合の波動伝播吸収図。R₀=0.72 m, a=0.54 m, 周波数18 GHz, N_{||i}=0.56, n₀=7.5×10¹⁸ m⁻³, B₀=0.669 T, T₀=1 keV。添え字0はプラズマ中心での値、iは入射点での値を示す。電子密度と温度は放物分布。r=R-R₀, N_{||}=k_{||}c/ω, N_⊥=k_⊥c/ω, Im N_⊥=k_⊥c/ω。

$$\begin{aligned} i(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0(t)) E_{1||} \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - \omega t) \\ = -\frac{d}{dt} [E_{1||} \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - \omega t)] \end{aligned}$$

なので、時間平均するとゼロになる。よって、

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dp_{||}}{dt} \right\rangle &= -e \frac{k_{||}}{\omega} \langle \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{E}_1 \rangle \\ &= \frac{k_{||}}{\omega} \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle \end{aligned}$$

の関係を得る。つまり、サイクロトロン共鳴条件、ω-k_{||}v_{||}=nΩ_e/γ (n=0, 1, 2, ...)が満たされるとき共鳴電子はエネルギーΔWと運動量Δp_{||}をΔp_{||}/ΔW=k_{||}/ωの割合で得る。電子バーンシュタイン波のような静電波の場合は波数ベクトルkと波動電場ベクトルE₁が平行であるので同じ結果になる。

磁場方向屈折率N_{||}=ck_{||}/ωが大きいほど、共鳴電子への運動量入力割合が大きく、電流駆動において有利である。特に電流ランプアップにおいてはN_{||}に伴う順方向運動量入力の本質的に必要である。電流ランプアップに際して電流を運ぶ共鳴電子群は自己誘導電場Eにより逆方向に制動を受ける。これに加えてバルクプラズマとの衝突による制動も受ける。両者の制動が等しくなる速度を逃走電子速度とよぶ。電子速度が上昇するとともに衝突との制動は急速に小さくなる。逃走電子速度より速い電子は自己誘導電場による制動が主であり、一方、これより遅い電子は衝突による制動が主である。電流ランプアップとは波動エネルギーをプラズマ電流ループの磁気エネルギーに変換することである。高い変換効率を確保するためには共鳴電子群の速度帯を、逃走電子速度を十分超える領域に設定する必要がある。このように設定できたとしても、運動量入力が必要ならば、この共鳴電子群は自己誘導電場による制動を受け、急速に逃走電子速度以下に減速され効率が低下する。

十分な運動量入力があって初めて逆電場に抗して高効率速度帯に共鳴電子群を形成・維持できる。O波とX波の伝播は $N_{//} < 1$ の場合に限られているが、電子バーンシュタイン波は波長が電子ラーモア半径のオーダーの短波長波であり、原理的に $N_{//}$ は1より大きくなり得る。実際、トロイダル効果により伝播軌道に沿って $N_{//}$ が2を超えてアップシフトすることが知られている。このような高 $N_{//}$ 電子バーンシュタイン波は電流ランプアップに有効だと期待できる。

以上、電子バーンシュタイン波による加熱と電流駆動についての特長を概観した。実験結果も含めた最近の成果については本小特集第3章や参考論文[3, 11, 12]を参照されたい。(前川 孝)

2.2 ECH・ECCDのモデリングとシミュレーションの進展

電子サイクロトロン周波数帯の波動の伝播解析を概観し、光線追跡法、ビーム追跡法、波動伝播法の原理を説明する。次に、トカマクにおける電流駆動の解析に軌道平均されたフォッカープランク方程式を用いてその時間発展および定常解を求める手法を説明し、新古典テアリングモードの磁気島制御に適用した結果を報告する。最後に、ヘリカル系における電子サイクロトロン波電流駆動と電位制御を解析するために、モンテカルロ法を用いた速度分布解析を説明し、その結果を示す。

2.2.1 電子サイクロトロン波の伝播解析

電子サイクロトロン周波数帯の波動は、プラズマの空間不均一の特長に比べて波長が短い場合が多いことと、他の周波数帯の波動とは異なり、アンテナからプラズマ内部まで伝播不能領域が存在しない場合が多いことから、幾何光学近似が広く用いられている。しかしながら、小型装置やO-Xモード変換を含む場合等には、波動光学的に取り扱うことが必要となる場合がある。また、波動に対するプラズマの応答を記述する誘電率テンソルモデルには、相対論効果や非マクスウェル速度分布の効果をどのように取り入れるかが、課題となってきた。以下では、これらの課題を含めて、伝播解析手法を概観する。

2.2.1.1 光線追跡法

EC波の光線追跡法による伝播解析[1, 13]では、波束の波数ベクトル \mathbf{k} と位置ベクトル \mathbf{r} の伝播経路に沿った発展が、光線追跡方程式

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = -\frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} \frac{\partial D}{\partial \omega} = \mathbf{v}_g, \quad \frac{d\mathbf{k}}{d\tau} = \frac{\partial D}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial D}{\partial \omega}, \quad (5)$$

によって記述される。ここで τ は経路に沿って群速度 \mathbf{v}_g で伝播する時間に対応し、分散関係 $D(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{r}, t)$ は

$$D = \det \mathbf{D}, \quad \mathbf{D} = \frac{c^2}{\omega^2} [\mathbf{k}\mathbf{k} - k^2 \mathbf{I} + \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{r}, t)] \quad (6)$$

で定義され、 $\boldsymbol{\varepsilon}$ はプラズマの応答を記述する誘電率テンソルである。波のエネルギー W_w の発展は

$$\frac{\partial W_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\mathbf{v}_g W_w) = 2\gamma W_w = -\boldsymbol{\varepsilon}_0 \mathbf{E}^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_A \cdot \mathbf{E} \quad (7)$$

に従い、 γ は成長率、 $\boldsymbol{\varepsilon}_A$ は誘電率テンソルの反エルミート成分である。

光線追跡法は、本来平面波に対して定義された表式を用いているため、有限半径 d をもつECRF波ビームの解析に適用するには制約がある。フレネル条件より波長 λ のビームが d^2/λ よりも長い距離を伝播する場合には回折効果が重要になることがあるが、光線追跡法では解析することができない。また、有限の大きさをもつアンテナによって励起される場合には、多数の光線を追跡することが行われているが、その初期条件および重みづけをうまく選ぶ必要がある。

2.2.1.2 ビーム追跡法

有限半径をもつ波動ビームの伝播を回折および集束の効果を取り入れて解析するために、ビーム半径 d_0 と等位相波面の曲率 R_0 を新たに変数として取り入れたビーム追跡法が開発されている[14, 15]。計算例を図8に示す。等位相波面が凹でビームが2m先で集束する初期条件で計算を始めても、ビーム半径に依存するFresnel条件を満たさなくなる距離まで進むと回折効果によりビームは発散を始める。NTM抑制のようにビームの集束性を正確に評価する必要がある場合には、ビーム追跡法による解析が有用である。しかしながら、3次元空間の光線追跡法では6本の常微分方程式を解くのにに対して、ビーム追跡法では18本の常微分方程式を解くことになるのに加えて、方程式がよりstiffになるために細かい計算ステップを必要とする等、より多くの計算資源が必要になる。さらに磁場や電子密度をビームの中心でのみ評価することになるため、プラズマが強い不均一を持っている場合には、ビーム周辺部の伝播が不正確となる可能性がある等の問題点も残されている。

2.2.1.3 波動伝播法

球状トカマクのように電子密度の高いプラズマでは、プラズマ中心部まで伝播することができる電子バーンシュタイン波を用いた加熱電流駆動の研究が進められている。

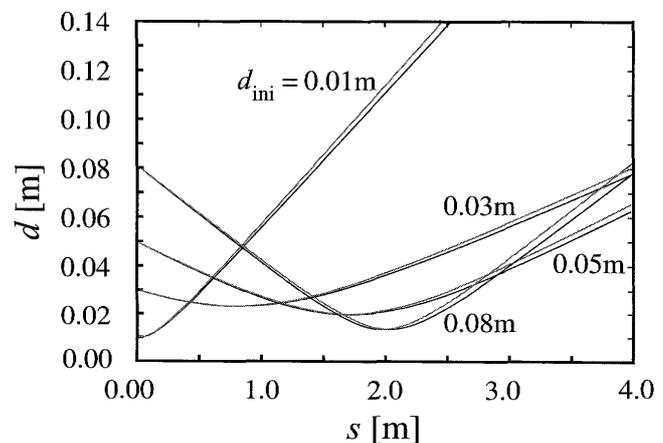


図8 ビーム追跡法によるECビーム径空間変化の解析例。それぞれの2束の線は垂直方向と水平方向のビーム径に対応する($f=170$ GHz, 真空, 波面曲率半径2m, d_{ini} は初期ビーム径)。

O-X-B 変換を利用する場合には、2.1.1節で述べたように、特定の平行屈折率 N_{llc} をもつ波だけは伝播不能領域を越える必要はないが、それ以外の波は右回り円偏波遮断層と高域混成共鳴層の間の伝播不能領域を越えて伝播する必要がある。光線追跡法では、遮断点での振幅に伝播不能領域の透過率を乗じて、新たに XL 波の光線追跡を行う手法が取られている。しかしながら、モード変換率の正確な評価に加えて、磁場の低い小型球状トカマクでは波長がプラズマサイズが同程度になるため、波動光学的な解析手法が求められていた。

図 9 に、波動伝播解析コード TASK/WM[16]による小型球状トカマク LATE[17]における EC 波伝播解析例を示す[18]。主な計算パラメータは、周波数 $f = 2.8$ GHz, トロイダルモード番号 $n = 16$, トロイダル磁場 $B = 0.0552$ T で、波は弱磁場側から正常波と異常波が混ざった形で励起されている。電子密度が低い場合 ($n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$) には、波はプラズマ中を伝播し、電子サイクロトロン共鳴で吸収される。 $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ では右回り遮断層が、 $3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ では高域混成共鳴層がプラズマ中心部に現れ、遮断層と共鳴層の間の伝播不能領域を越えた異常波が短波長モードにモード変換し、高域混成共鳴層近傍で吸収されている。さらに密度が高くなると ($4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$), 中心部に正常波遮断層が現れ、波は中心部に伝播できなくなる。

この解析では、冷たいプラズマ近似を用い、衝突周波数と波の周波数の比を $\nu/\omega = 10^{-3}$ として波動の吸収を評価しているが、実際には有限ラーモア半径効果によって電子バーンシュタイン波が励起され、サイクロトロン第 2 高調波共鳴で吸収されることになる。有限ラーモア半径効果を正確に取り入れるために、積分形誘電率テンソルによる波動伝播解析コードの開発が進められている[18]。

2.2.1.4 誘電率モデル

EC 波の伝播・吸収の数値計算にあたっては、伝播は冷たいプラズマ近似を用いて解析し、吸収は相対論効果を取り入れた誘電率テンソルにより求めることが多い。相対論効果を取り入れた誘電率としては、解析的に求められた近似式[19]や運動量空間における積分を数値的に行う方法が開発されている。数値的に積分する方法は、フォッカー・プランク方程式による速度分布解析によって計算された分布関数を用いることができ、速度分布関数の変形を自己無撞着に取り入れた解析を可能にする。

代表的な電子サイクロトロン波伝播・吸収解析コードによる ITER プラズマにおけるベンチマークテストが ITPA 活動の一環として行われ、その結果が報告されている[20]。

(福山 淳)

2.2.2 トカマクにおける電子サイクロトロン波電流駆動の解析

電子サイクロトロン波による電流駆動の評価には、2.1.2節で述べたように電子の運動量分布の解析が本質となる。即ち、フォッカー・プランク方程式を基礎方程式とする数値解析モデルが必要になる。トカマクの軸対称性を利用して構築される数値モデルは 2 つに大別される。1 つは直接的に分布関数を求める方法と、もう 1 つは分布関数を求めずに駆動電流を評価する方法である。実際に電流駆動解析を行うには波動の伝播解析も同時に行う必要があり、数値解析コードは波動伝播解析部分と電流駆動解析部分より構成される。前節で述べた波動伝播解析の方法との組み合わせにより様々な数値解析コードが開発されており、代表的なコードの一覧が文献[20]の表 1 に示されている。また、新古典テアリングモード (NTM) の安定化には電子サイクロトロン波電流駆動が有効とされている (後述

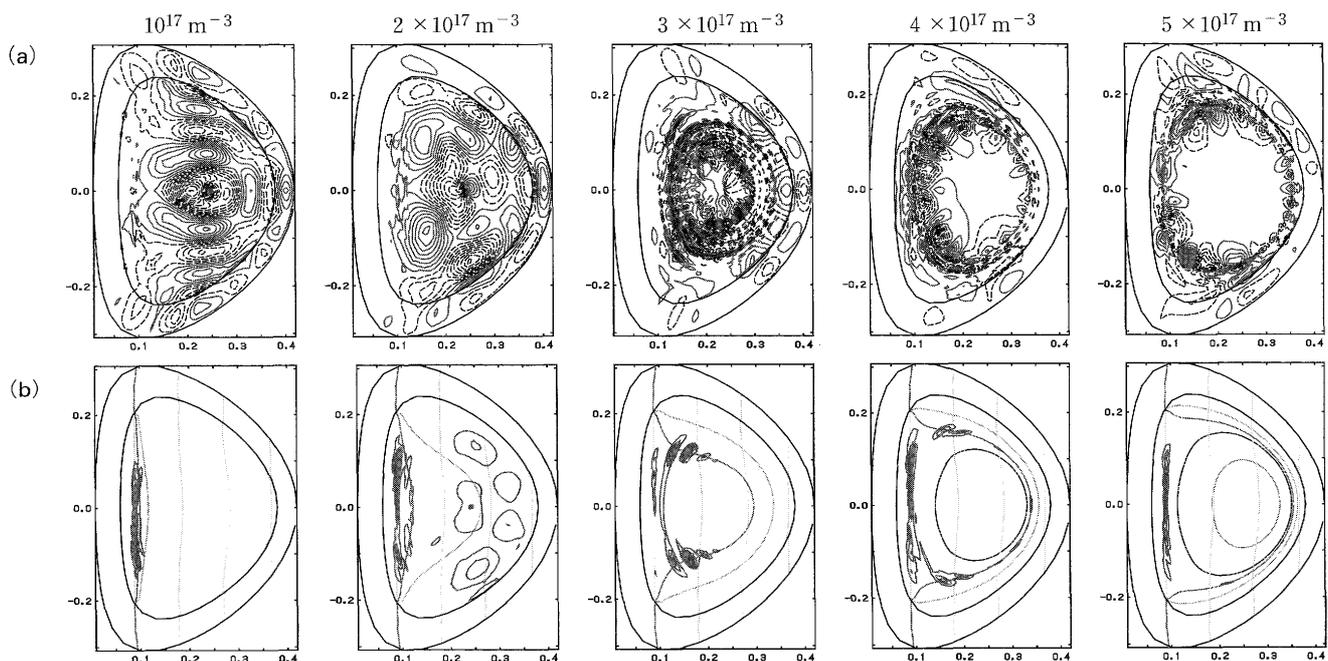


図 9 小型球状トカマクにおける電子サイクロトロン波伝播の密度依存性：(a)ポロイダル電界および(b)電子吸収パワーの空間分布を示す[18]。

3.2.2.1節)。しかし、この場合には磁気島が形成され磁気面の軸対称性が破れ、軸対称を仮定する数値解析モデルの妥当性が疑問となる。最後に磁気島内部での電子サイクロトロン波電流駆動のモンテカルロ・シミュレーションの一例を示す。

2.2.2.1 軌道平均フォッカープランク方程式による方法

磁気面を横切る電子の運動を無視できると仮定する時、電子の運動量分布関数 f の時間発展はドリフト運動論的方程式から

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}_{\parallel}}{m_e \gamma} \cdot \nabla_r f + \dot{\eta} \frac{\partial f}{\partial \eta} = C^{ele}(f, f) + C^{eii}(f) - \nabla_p \cdot \mathbf{S}_{EC} \quad (8)$$

と書くことができる。左辺第2項は磁力線方向への移流を第3項はピッチ角 η 方向への移流を表す。右辺の $C^{ele}(f, f)$ は電子間の衝突による非線形クーロン衝突項で運動量保存を保証する、 $C^{eii}(f)$ はイオンとの衝突項で運動量は保存せず、通常は有効電荷数 Z_{eff} を用いてピッチ角散乱だけで評価する。右辺最後の項は電子サイクロトロン波による準線形拡散項であり、粒子束 $\mathbf{S}_{EC} = -\mathbf{D}_{EC} \cdot \nabla_p f$ は拡散テンソル \mathbf{D}_{EC} によって表される。なお、磁気面を横切る電子の運動を無視しているの、以下では磁気面を示すラベル ρ を略す。

トカマク中での電子はピッチ角によって捕捉電子と周回電子に分類されるが、いずれも周期運動をする。一般に、その周期はクーロン衝突時間および電子サイクロトロン波による運動量空間での拡散時間に比べてかなり短いため、周期に渡っての時間平均によってトロイダル磁場の不均一性の効果を失うことなく2つの移流項を消去することができる[21]。即ち、周期運動の周期 τ_B の冪乗で f を展開し

$$f = F + \mathcal{O}(\tau_B) F_1 + \mathcal{O}(\tau_B^2) F_2 + \dots \quad (9)$$

とおき、(8)式に代入し最低次をとると

$$\frac{1}{\tau_B} \frac{\partial F}{\partial \phi_B} = 0 \quad (10)$$

となる。ここで、 ϕ_B は周期運動の位相である。1次の項の中には F_1 の項と2つの移流項が含まれるが、いずれも ϕ_B の全微分となり ϕ_B に関する平均

$$\langle X \rangle_B = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} X d\phi_B \quad (11)$$

によって消える。結局、軌道平均されたフォッカープランク方程式として

$$\frac{\partial \langle F \rangle}{\partial t} = \langle C^{ele}(F, F) \rangle_B + \langle C^{eii}(F) \rangle_B - \langle \nabla_p \cdot \mathbf{S}_{EC}(F) \rangle_B \quad (12)$$

が導かれる。

さて、トーラス外側の赤道中央面での運動量空間 (p_0, η_0) とその空間での分布関数 $F_0(p_0, \eta_0)$ を用いて、(12)式を表すことにする。磁力線に沿っての軌道の長さを s で表すと、座標系 (p, η, s) と (p_0, η_0) の間には、エネルギー

保存則より $p = p_0$ 、磁気モーメントの断熱不変性より B を磁場の強さとして

$$\sin^2 \eta = \frac{B(s)}{B(0)} \sin^2 \eta_0 \quad (13)$$

が成立し、 η は (s, η_0) の関数となる。そして、座標系が変わっても分布関数は等しくなければならないので $F(p, \eta, s) = F_0(p_0, \eta_0)$ が成立する。さらに、軌道平均演算子は

$$\langle X \rangle_B = \frac{1}{\tau_B} \oint \frac{ds}{|v_{\parallel}|} X \quad (14)$$

と表される。ここで、 f はポロイダル面上で軌道が閉じるまでの1周期に渡る積分を意味する。以上の手続きにより、(12)式は (p_0, η_0) の空間で完結することができる。

数値解析結果の一例を図10に示す。パラメータは $R=3$ m, $a=1$ m, $\rho=0.2$ m, $\omega/\Omega_{e0}=1$, $N_{\parallel}=0.5$, $n_{e0}=0.5 \times 10^{20}/\text{m}^3$, $T_{e0}=5$ keV である。上図は運動量分布関数の等高線図である。各線はマクスウェル分布の時に等間隔になる値で表示している。下図は運動量方向の運動量拡散係数 $(\mathbf{D}_{EC})_{pp}$ の等高線図である。

2.2.2.2 随伴方程式を用いる方法

随伴方程式はビーム電流駆動の評価のために Hirshman [22] が最初に導入した方法である。その後、Antonsen と Chu [23] が波動電流駆動に用いている。ここでは、田口の方法 [24] を相対論領域に拡張した結果 [25] を通観する。

電子サイクロトロン波によって電子の運動量分布関数はマクスウェル分布 f_M からわずかに歪んでいると仮定する、即ち、 $f = f_M + f_1$, $|f_1| \ll f_M$ である。なお、本節では運動量 p

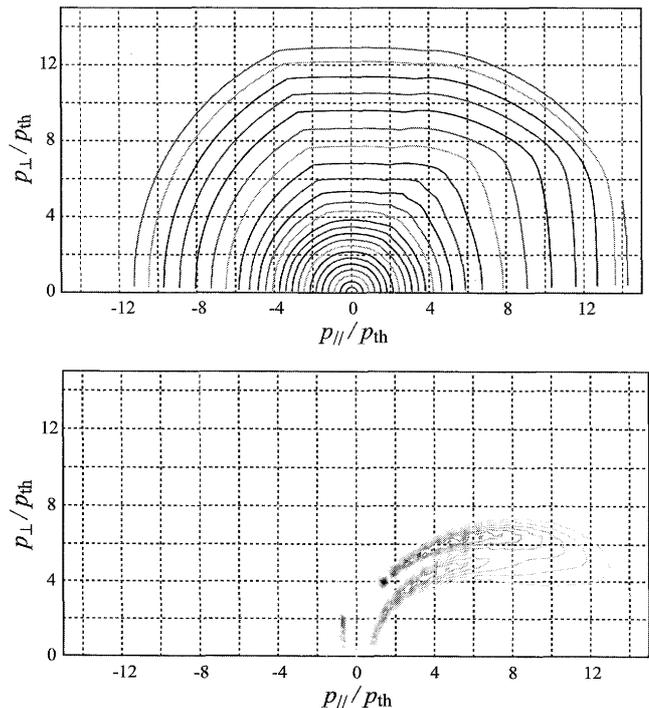


図10 運動量空間における電子の運動量分布関数と運動量拡散係数の等高線図。

の代わりに単位質量あたりの運動量 $\mathbf{u} = \mathbf{p}/m_e$ を用いる。定常状態で線形化したフォッカー・プラック方程式は

$$\frac{u_{\parallel}}{\gamma} \frac{B_p}{B} \frac{\partial f_1}{\partial \ell_p} = \hat{C}(f_1) - \nabla_{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{S}_{EC} \quad (15)$$

となる。ここで、 B_p はポロイダル磁場の強さ、 ℓ_p はポロイダル面上での磁力線の弧長で、左辺は磁力線に沿っての移流を表す。又、 $\hat{C}(f_1) = C^{e/e}(f_M, f_1) + C^{e/e}(f_1, f_M) + C^{e/i}(f_1)$ であり、 f_M と f_1 の間でのクーロン衝突は運動量を保存する。ここで、新たな関数 $\chi = \frac{f_1}{f_M}$ に対する方程式

$$\frac{u_{\parallel}}{\gamma} \frac{B_p}{B} \frac{\partial \chi}{\partial \ell_p} = -\frac{\tilde{C}(\chi f_M)}{f_M} - \frac{u_{\parallel}}{\gamma} B \quad (16)$$

を導入する、この方程式を随伴方程式と呼ぶ。この χ を用いると、駆動電流 J と吸収パワー P は

$$J = -\frac{eB}{\langle B^2 \rangle_{MS}} \left\langle \int d^3u \mathbf{S}_{EC} \cdot \nabla_{\mathbf{u}} \chi \right\rangle_{MS} \quad (17)$$

$$P = \left\langle \int d^3u \frac{m_e \mathbf{u}}{\gamma} \cdot \mathbf{S}_{EC} \right\rangle_{MS} \quad (18)$$

と表すことができる。ここで、磁気面平均演算子の定義は $\langle X \rangle_{MS} = (1/V') \oint d\ell_p X/B_p$, $V' = \oint d\ell_p/B_p$ である。(16)式の解は

$$\chi(u, \lambda) = \begin{cases} \frac{\langle B^2 \rangle_{MS}}{2f_c} \sigma \int_{\lambda}^{\lambda_c} \frac{d\lambda'}{\langle \sqrt{1-\lambda'B} \rangle_{MS}} K(u) & \text{for } \lambda < \lambda_c : \text{周回電子,} \\ 0 & \text{for } \lambda > \lambda_c : \text{捕捉電子,} \end{cases} \quad (19)$$

となる。ここで、 $\lambda = u_{\perp}^2/(u_{\parallel}^2 B)$ はピッチ角 η に対応する変数であり、 $\sigma = u_{\parallel}/|u_{\parallel}|$,

$$f_c = \frac{3}{4} \langle B^2 \rangle_{MS} \int_0^{\lambda_c} \frac{\lambda' d\lambda'}{\langle \sqrt{1-\lambda'B} \rangle_{MS}}, \quad (20)$$

$\lambda_c = 1/B_{\max}$, B_{\max} は磁気面上での B の最大値である。さらに新たに導入された関数 $K(u)$ は微積分方程式

$$\frac{\partial}{\partial u} \left(u^2 D_{uu} \frac{\partial K}{\partial u} \right) - \frac{m_e u}{T_e \gamma} D_{uu} \frac{\partial K}{\partial u} - \left(\frac{2D_{\theta\theta}}{u^2} + \frac{\gamma \Gamma^{e/e} Z_{\text{eff}}}{u^3} \right) \frac{K}{f_c} + I^{e/e} [K] - \frac{u}{\gamma} = 0 \quad (21)$$

の解である。この方程式は $f_c = 1$ とすると文献[26]の(39)式に等しいので、各係数についての説明を省くが、 $I^{e/e}(K)$ は $C^{e/e}(f_M, f_1)$ に由来する関数 $K(u)$ に対する積分演算子である。この方程式の数値解法は文献[27]に記述されており、数回の繰り返し計算により非常に低コストで解を求めることができる。

まとめると、1) $f(u, \eta)$ を求める代わりに $\chi(u, \lambda)$ から駆動電流を求めることができる、2) $\chi(u, \lambda)$ はプラズマと磁場配位だけで決定され電子サイクロトロン波に独立である、3) $\chi(u, \lambda)$ は2変数関数であるが数値解析で求めるの

は1変数関数 $K(u)$ である、4) その数値コストは非常に低い、である。以上の理由から、JT-60Uでのショット間での実験データ解析はこの方法を採用した。また、与えられたプラズマ ($\chi(u, \lambda)$ は固定される) に対して駆動電流を標的磁気面に局在させるための波の入射条件(周波数, 入射角, 入射位置等)の探索も可能にした[28]。

2.2.2.3 磁気島でのモンテカルロ・シミュレーション

トロイダル方向にヘリカル対称性のあるNTM擾乱磁場によって形成される磁気島内部での電子波サイクロトロン波による電流駆動をモンテカルロ法を用いて数値シミュレーションした結果[29]を紹介する。

図11はシミュレーションを行うモデル磁場である。3.5 mの主半径でのトロイダル磁場を2 Tとし、 $m/n = 2/1$ のNTMの擾乱磁場の強さはポロイダル磁場の約0.5%としている。ここでは、径電場ならび磁気島のトロイダル回転は無視している。電子サイクロトロン波は周波数 $f \approx 126$ GHzの第2高調波共鳴で $N_{\parallel} = 0.7$ とし、共鳴領域は図中の網かけで示す様にO点近傍に局在しトロイダル方向にも狭い範囲に局在すると仮定する[28]。テスト電子と衝突する背景電子は空間的に一様で $n_e = 3 \times 10^{19}/\text{m}^3$, $T_e = 10$ keVとし、有効電荷数も一様に1とする。テスト電子は背景電子と同様に実空間に一様に配置し、速度空間では温度10 keVのマクスウェル分布に配置する。テスト電子のドリフト軌道を追跡しながら背景プラズマとのクーロン衝突と電子サイクロトロン波による準線形拡散をモンテカルロ法で模擬する。これらは全て非相対論近似のもとに行うが、電子と電子サイクロトロン波との共鳴条件は相対論効果が本質的であるので(2)式を用いる。駆動電流は固定したトロイダル位置でポロイダル断面を単位時間に通過する電荷量から測定する。

図12は時間平均した駆動電流密度 j を磁気島内部の磁気面のラベル ξ の関数として示している。ここで、 $\xi = 0$ は0

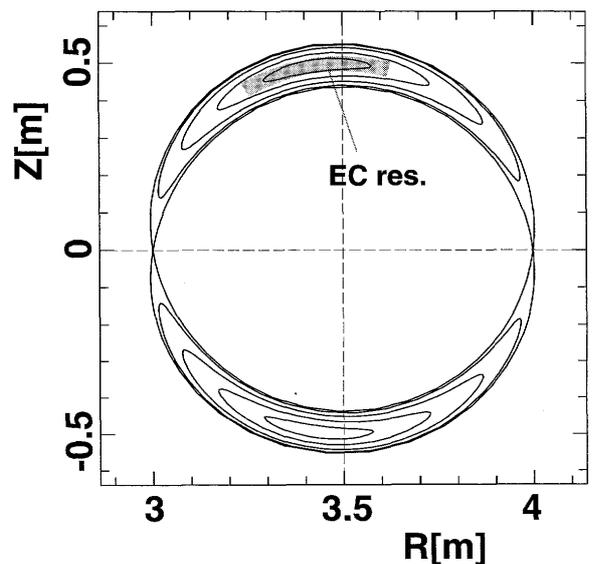


図11 新古典テアリングモードによる磁気島のポロイダル断面図。電子サイクロトロン波の共鳴領域を網掛けで示している[29]。

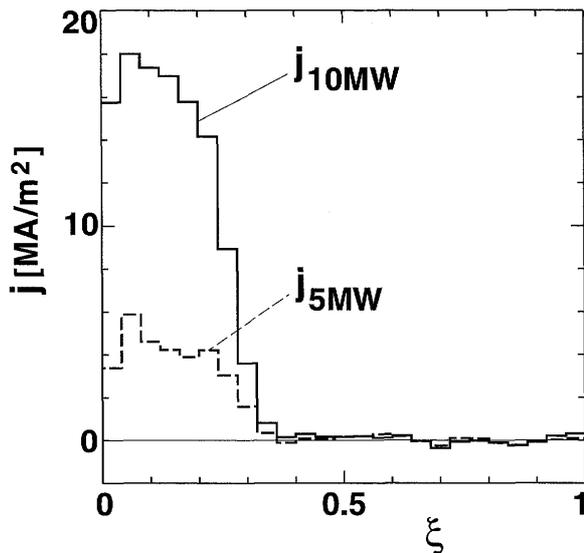


図12 磁気島内部での時間平均した駆動電流密度の分布。 $\xi=0$ はO点, $\xi=1$ はX点を含むセパトリックスを示す。実線は10 MW, 破線は5 MW 吸収の場合である[29]。

点, $\xi=1$ はX点を含むセパトリックスを示しており, 破線は5 MW, 実線は10 MW 吸収の場合である。駆動電流は電子サイクロトロン波の共鳴領域であるO点の磁力線近傍に強く閉じ込められており, トロイダル方向にヘリカル対称なスネイク構造を作っている。そして, 電流駆動効率は磁気島のない場合を大きく上回るシミュレーション結果が得られている。電子はO点近傍の磁力線に沿って運動するためトラスを2周する毎に電子サイクロトロン波と共鳴し選択的に加熱を受け続け, クーロン衝突の減少する高エネルギー領域へと加速されるためと考えられる。

まとめると, 磁気島のO点近傍での電子サイクロトロン波電流駆動の特徴として, 1) 電子サイクロトロン波共鳴領域を含むヘリカルな磁気面領域に駆動電流が閉じ込められる, 2) 電流駆動効率は磁気島のない場合より大幅に改善される, の2点が挙げられる。尚, X点近傍で共鳴する場合のシミュレーションは行っていないが, この場合には共鳴電子はセパトリックス近傍の磁気面に広がるために電流駆動効率の改善は期待できないと考えられる。最後に, ここではテスト粒子問題として取り扱っており運動量保存が成立していない。これに関わる問題点は2.1.2節での議論を振り返っていただきたい。(濱松清隆)

2.2.3 ヘリカル系における電子サイクロトロン波電流駆動と電位制御

ECHにおいては, 電子は主に磁場に垂直方向に加速され, 高エネルギー捕捉粒子が生成される。また, ヘリカル系など3次元的な磁場配位においては, 捕捉粒子の運動が複雑であり, ECHの解析を正確に行うためには高エネルギー捕捉電子の振る舞いによる径方向拡散まで考慮に入れたグローバルなシミュレーションコードの開発が必要である。しかしながら, 径方向拡散を考慮するためには, 少なくとも空間3次元・速度空間2次元の5次元位相空間を考える必要があり, トカマクで主に用いられているフォッ

カー・プランク方程式を直接解くことは困難となる。

一方, 一般に多次元における数値解析の問題を取り扱いにはモンテカルロ法による解法が有効であることが示されてきている。ヘリカル系におけるECH解析においてもモンテカルロ法を用いたグローバルシミュレーションコードGNET[30]が開発された。このコードでは, モンテカルロシミュレーション手法を基にグリーン関数による新しいアルゴリズムを用いることにより, グローバルな電子の分布関数を精度良く求めることが可能となった。これまでの単純モンテカルロシミュレーションでは, 高エネルギー粒子の初期分布からの時間発展を追跡し, 閉じ込め時間等の結果を得ていた。しかしながら, この単純法では実際の実験プラズマとの定量的な比較を行う精度がなく, また高エネルギー粒子分布を得ることができなかった。GNETは, 5次元位相空間における定常分布を評価することができ, 実験結果と定量的に比較することができる初めてのシミュレーションコードである。ECH以外の加熱法(NBH, ICH, アルファ粒子加熱)にも適用され, 解析が行われている[31, 32]。

以下では, GNETコードに用いられているシミュレーション手法について簡単に説明を行い, 次に電流駆動および電位制御の計算例について示す。

2.2.3.1 グローバル輸送シミュレーションモデル

GNETにおいては, まずジャイロ平均された粒子(電子)の分布関数を以下のように, マクスウェル分布の背景プラズマ f_0 とプラズマ加熱による分布関数の変位 δf とに分ける。

$$f(\mathbf{x}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t) = f_0(r, v^2) + \delta f(\mathbf{x}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t)$$

ここで, マクスウェル分布 $f_0(r, v^2)$ は, 密度および温度が平均小半径 r の関数であることから, 空間依存性は, r のみとする。 δf の初期分布を $\delta f(\mathbf{x}, v_{\parallel}, v_{\perp}, t)$ とすると, δf に対するドリフト運動論的方程式は,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\delta f)}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_D) \cdot \nabla(\delta f) + \dot{\mathbf{v}} \cdot \nabla_{\mathbf{v}}(\delta f) \\ = C^{\text{coll}}(\delta f) + L^{\text{orbit}}(\delta f) + S^{\text{ql}}(f_0) \end{aligned} \quad (22)$$

となる。ここで, \mathbf{v}_D は, 磁力線に垂直なドリフト速度で, v_{\parallel} は, 磁力線方向のドリフト速度である。加速項は $\dot{\mathbf{v}} = \dot{\mathbf{v}}_D + \dot{\mathbf{v}}_{\parallel}$ であり, これは磁気モーメントの保存およびエネルギーの保存より得られる。 C は粒子間衝突項である。 S^{ql} はECHによる速度空間の変動を表す駆動項であり, また L は軌道損失による粒子損失項である。

このドリフト運動論的方程式を解くために, 方程式(22)の斉次フォッカー・プランク方程式の解で定義されるグリーン関数 $G(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t | \mathbf{x}', \mathbf{v}')$

$$\frac{\partial G}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_D) \cdot \nabla G + \dot{\mathbf{v}} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} G - C(G) - L(G) = 0 \quad (23)$$

を導入する。ここで, G の初期条件は,

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t | \mathbf{x}', \mathbf{v}') = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}')$$

である。また、非斉次問題である方程式(1)の解 δf は、 G を用いることにより

$$\delta f(x, v, t) = \int_0^t dt' \int dx' \int dv' S^{ql}(f_0) G(x, v, t-t' | x', v') \quad (24)$$

で与えられる。

したがって、このグリーン関数 G を求めることができれば、方程式(22)の解すなわち、高エネルギー粒子の定常分布が得られる。GNET コードでは、このグリーン関数をモンテカルロ法を用いて求めている。複雑な磁場配位における粒子軌道を Boozer 座標において解き、高精度に粒子軌道を追跡している。また、粒子間衝突に関しては、背景プラズマとの衝突のみを考慮し、線形衝突オペレータを用いている。

2.2.3.2 電子サイクロトロン電流駆動

ヘリカル系においては、平衡のためのプラズマ電流が必要ないことから EC 駆動電流を高精度に計測することができ、シミュレーション結果との詳細な比較が可能である。一方、3次元的な磁場配位のため電流駆動の計算においては、リップル磁場による捕捉の影響など高エネルギー電子の運動が複雑となることから、Fisch-Boozer 効果と Ohkawa 効果などが混在する状態を高精度に評価する必要がある。

GNET コードを用いることにより複雑な粒子軌道を考慮に入れたシミュレーションを行うことができ、捕捉粒子の効果や径方向拡散の影響など正確に評価できると考えられる。

次に、Heliotron J プラズマにおける捕捉粒子の影響を受けた電流駆動の GNET によるシミュレーション結果の例を示す。ここで、実験プラズマと同様なプラズマ温度・密度を仮定し、磁場配位としては、バンピー磁場の強い配位 $\epsilon_b = 0.18$ を仮定した。また ECH による駆動項 $S^{ql} = S_+ + S_-$ としては、

$$S_+ = \frac{1}{2\pi v_{\perp}} \delta(\rho - 0.1) \delta(\theta - \theta_0) \delta(\phi - \phi_0) \times \delta(v_{\parallel} - 1.5v_{th}) \delta(v_{\perp} - 3v_{th})$$

$$S_- = \frac{1}{2\pi v_{\perp}} \delta(\rho - 0.1) \delta(\theta - \theta_0) \delta(\phi - \phi_0) \times \delta(v_{\parallel} - 1.5v_{th}) \delta(v_{\perp} - 0.5v_{th})$$

を仮定した。図13(a)は、ECH による速度空間の変化量 δf を示した。上側の円弧状の部分が ECH により増加した領域であり、下側の半円状の部分が減少した領域である。ECH により加速された電子は捕捉粒子となり、往復運動の時間スケールで磁場に平行方向の速度についてほぼ対称となっていることがわかる。図13(b)は、ECH による速度空間変化について速度空間積分を行い得られた平行方向速度の時間依存性を示したものである。実際の定常状態の電流は、

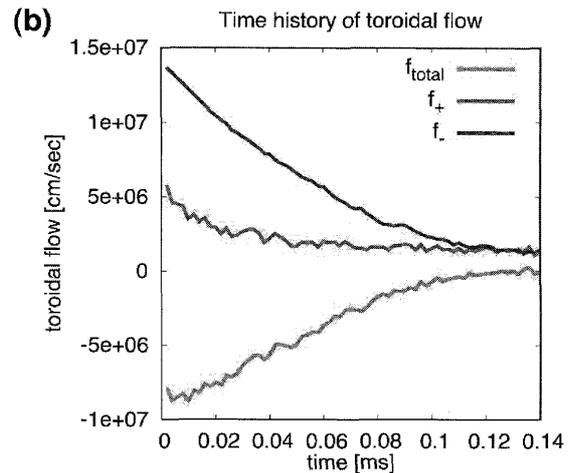
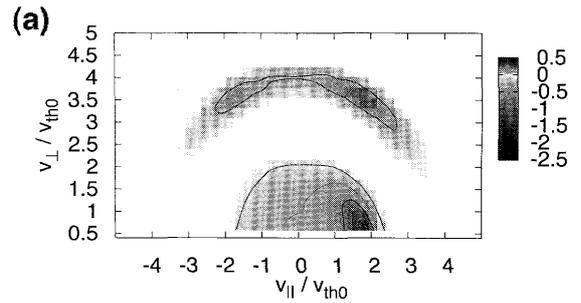


図13 ECH による速度空間の変化(a)および平均流の時間 t 依存性(b)。

この値を時間について積分したものとなる。ECH により増加した f_+ では、捕捉粒子となることから電流が小さいことが示され、また減少する f_- では、徐々に減少することがわかる。このことにより、 k_{\parallel} 方向とは反対の電流が Ohkawa 効果により流れることが示された。実験結果[33]との詳細な比較については、ECH 駆動項のより正確なモデルを用いた計算が現在進められている。

2.2.3.3 ECH による電位制御

ヘリカル系における高温・低密度プラズマでは、ECH により加速された高エネルギー電子が、捕捉粒子となり、熱化される前に径方向に拡散する可能性がある。この拡散は、熱プラズマの輸送に比べ非常に早い時間スケールで、高エネルギー電子の対流的な輸送を発生させる。また同時に、電子輸送による電位（径電場）への影響が示唆されている。W7-AS, H-E, CHS 等の実験結果[34, 35]は、この高エネルギー電子の対流的な輸送が ECR 加熱分布の「広がり」や密度分布の平坦化などにおいて重要であることを示唆している。図14は、W7-AS における ECH プラズマにおいて観測された正の強い電場が計測された結果を示す[35]。ECH による電子流束が径電場を強い正に変化させ、輸送へ影響を与えたことが考えられる。

我々は W7-AS における ECR 加熱による電子分布の変化および高エネルギー電子の非局所的な輸送について GNET コードを用いて研究を行った。実験と同様な ECR 波のパラメータを用いて ray-tracing を計算し、ECR 加熱による準線形拡散項を計算した。これを用いて、シミュレーションを行い、高エネルギー電子の定常分布を求めた。図15(a)は、

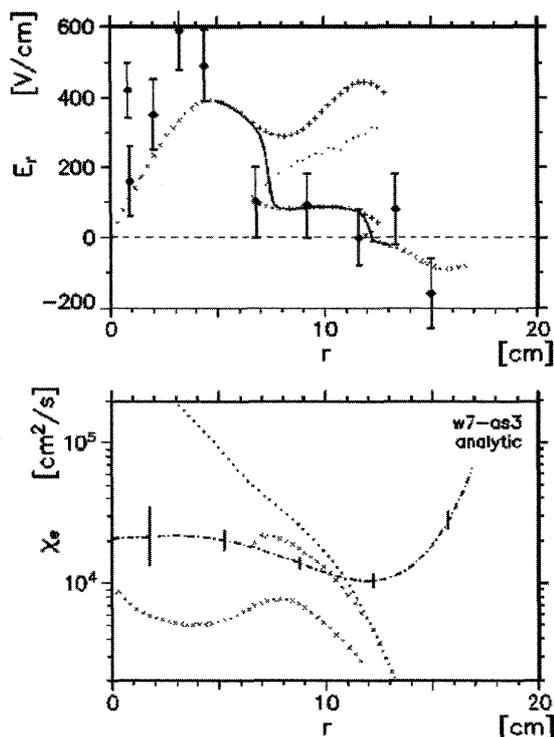


図14 W7-ASにおけるECHによる強い正の電場の観測とその時の輸送係数[35].

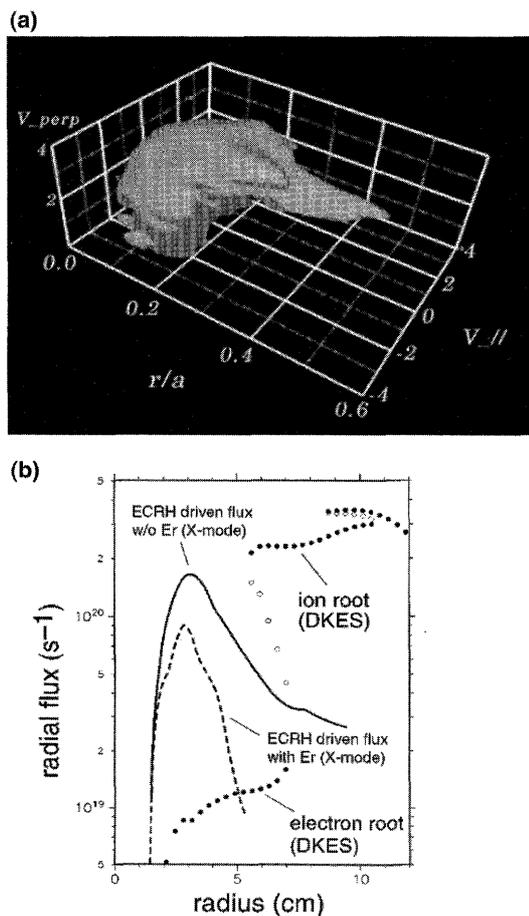


図15 W7-ASにおけるe-rootプラズマのECHによる速度空間分布の変化(a)および径方向流束の新古典流束との比較(b)[30].

GNETコードにより得られたECH加熱による電子分布関数のマックスウェル分布からのずれを示した。ECH加熱により低エネルギー側で分布は減少し、高エネルギー側で増加している。また、高エネルギー側では、ヘリカルリップル捕足粒子の径方向拡散の効果により、 $v_{\parallel} \approx 0$ 付近において分布が径方向に引き延ばされているのが見られる。

この高エネルギー電子の径方向輸送が電位(径電場)にどのような影響を与えるのか調べた。図15(b)は、ECH(X-mode)による電子流束のシミュレーション結果および熱粒子の流束として新古典輸送理論による結果とを比較したものである。結果として、ECHによる駆動流束が新古典流束に比べ強い電場領域で大きくなり、正の電場生成に重要な働きをしていることが示された。

以上のように、グローバルシミュレーションコードの開発により、ヘリカル系における電流駆動や径方向輸送による電位制御など実験研究と比較研究できる精度の計算が可能となった。今後超並列計算機を用いることによりシミュレーションがさらに高精度化され、実験との比較によるECH物理の解明が進められると期待される。(村上定義)

参考文献

- [1] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (American Institute of Physics, New York, 1992).
- [2] J. Preinhaelter and V. Kopecky, *J. Plasma Phys.* **10**, 1 (1973).
- [3] 前川 孝: プラズマ・核融合学会誌 **78**, 508 (2002).
- [4] I.B. Bernstein *Phys. Rev.* **109**, 10 (1958).
- [5] N.J. Fisch, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 873 (1978).
- [6] N.J. Fisch and A. Boozer, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 720 (1980).
- [7] T. Ohkawa, *Nucl. Fusion* **10**, 185 (1970).
- [8] K. Mitani, H. Kubo and S. Tanaka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **19**, 211 (1964).
- [9] H. Kubo, K. Mitani, S. Tanaka and Y. Terumichi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **19**, 221 (1964).
- [10] H. Sugai, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1899 (1981).
- [11] H.P. Laqua, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, R1-R42 (2007).
- [12] H. Igami, H. Tanaka and T. Maekawa, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 573 (2006).
- [13] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **126**, 1899 (1962).
- [14] G.V. Pereverzev, *Phys. Plasmas* **4**, 3529 (1998).
- [15] A.G. Peeters, *Phys. Plasmas* **3**, 4386 (1996).
- [16] A. Fukuyama *et al.*, *Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf.* (Villamoura, 2004) IAEA-CSP-25/CD/TH/P2-3.
- [17] T. Maekawa *et al.*, *Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf.* (Villamoura, 2004) IAEA-CSP-25/CD/EX/P4-27.
- [18] A. Fukuyama *et al.*, *Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conf.* (Chengdu, 2006) IAEA-CN-149/TH/P6-10.
- [19] E. Mazzucato, I. Fidone and G. Granata, *Phys. Fluids* **30**, 3745 (1987).
- [20] R. Prater *et al.*, *Nucl. Fusion* **48**, 035006 (2008).
- [21] J. Killen, G.D. Kerbel, M.G. McCoy and A.A. Mirin, *Computational methods for kinetic models of magnetically confined plasmas* (Springer-Verlag, 1986).
- [22] S.P. Hirshman, *Phys. Fluids* **23**, 1238 (1980).
- [23] T.M. Antonsen, Jr. and K.R. Chu, *Phys. Fluids* **25**, 1295

- (1982).
- [24] M. Taguchi, J. Phys. Soc. Japan **54**, 11 (1985).
- [25] K. Hamamatsu and A. Fukuyama, Fusion Eng. Des. **53**, 53 (2001).
- [26] B.J. Braams and C.F.F. Karney, Phys. Fluids B **1**, 1355 (1989).
- [27] C.F.F. Karney, Computer Phys. Reports **4**, 183 (1986).
- [28] K. Hamamatsu and A. Fukuyama, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, 1309 (2000).
- [29] K. Hamamatsu, T. Takizuka, N. Hayashi and T. Ozeki, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 1995 (2007).
- [30] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 693 (2000).
- [31] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S425 (2006).
- [32] S. Murakami *et al.*, Fusion Sci. Technol. **46** 241 (2004).
- [33] 長崎百伸 他：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 764 (2007).
- [34] H. Idei *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 3400 (1994).
- [35] H. Maassberg *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 295 (2000).