

小特集 統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望

2. 統合コードを構成する物理モジュール群

2. Physics Modules Constituting Integrated Code

村上定義, 本多 充¹⁾, 相羽信行¹⁾, 松山顕之¹⁾, 林 伸彦¹⁾, 星野一生²⁾,
藤田隆明³⁾, 福山 淳, 横山雅之^{4,5)}

MURAKAMI Sadayoshi, HONDA Mitsuru¹⁾, AIBA Nobuyuki¹⁾, MATSUYAMA Akinobu¹⁾,
HAYASHI Nobuhiko¹⁾, HOSHINO Kazuo²⁾, FUJITA Takaaki³⁾,
FUKUYAMA Atsushi and YOKOYAMA Masayuki^{4,5)}

京都大学大学院工学研究科, ¹⁾量子科学技術研究開発機構, ²⁾慶應義塾大学理工学部

³⁾名古屋大学大学院工学研究科, ⁴⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ⁵⁾総合研究大学院大学

(原稿受付: 2019年5月20日)

統合コードは、プラズマ熱・粒子輸送や MHD 平衡・安定性など各要素物理を解く様々な物理モジュールで構成されている。本章では、それら物理モジュール群について、仮定している物理モデルや基礎となる方程式等について紹介する。具体的には、プラズマ熱・粒子輸送, MHD 平衡・安定性, ディスラプション・ペレット, ダイバータプラズマ, 波動加熱, NBI 加熱などについてである。また、ヘリカルなど 3 次元系プラズマに対する物理モジュールとして、3 次元 MHD 平衡, 新古典輸送, 加熱などについても紹介する。

Keywords:

integrated simulation, plasma transport, impurity transport, MHD (Magnet hydrodynamics) equilibrium, MHD stability, edge plasma, divertor plasma, plasma heating, 3D MHD

2.1 はじめに

統合コードにおいては、幅広い時間・空間スケールの物理現象を考慮して、核融合プラズマの時間発展をシミュレーションする必要がある。このため、スケールの異なる様々な物理現象をそれぞれモデル化した物理モジュール群を結合し、シミュレーションを行う。物理モジュールの多くは、それ単体でも物理解析を行うことができるが、統合コードとして結合されることにより、他の物理モジュールとの連携を通して、より現実に近い現象の解析が可能となると考えられる。

本章では、統合コードを構成している各要素物理を解く様々な物理モジュールについて紹介する。プラズマの発展を導く輸送方程式群, 不純物輸送, MHD 平衡と安定性, 過渡現象のモデル, ダイバータモデル, 加熱モデルなどについて、仮定している物理モデルや基礎となる方程式や具体的なコード等について紹介する。また、ヘリカルなど 3 次元系プラズマに対する物理モジュールとして、3 次元 MHD 平衡, 新古典輸送, 加熱などについても紹介する。紙面の都合によりそれぞれ紹介は簡単なものとなっているが、その詳細については参考文献を参照していただきたい。

また、それぞれのモジュールについて実際の適用例については、4 章において紹介されている。

2.2 巨視的なプラズマの発展を導く輸送方程式群

統合コードで表現されるプラズマの巨視的な時間発展は輸送方程式群によって記述される。歴史的に、輸送方程式はプラズマの閉じ込め性能を解析, 評価, 模擬するために導出されてきたため、プラズマの閉じ込め時間程度の長い時間スケールにおいて変化する現象に着目している。そのため、トラスプラズマ中の衝突性輸送を記述する新古典理論と密接に関連しながら発展してきた[1]。本節では輸送方程式群の構成と、その導出について記載する。

プラズマの振る舞いを一般的に記述できる実空間 3 次元速度空間 3 次元の運動論方程式の速度モーメントを取ると、速度 v の次数毎に流体方程式が階層的に得られる。偶パリティの速度モーメントを取ること、低い次数から順に連続の式とエネルギー保存方程式が得られる。これらはそれぞれ密度と圧力の時間発展を記述する。一方、奇パリティの速度モーメントを取るとベクトル量の発展方程式、すなわち運動量方程式と熱運動量方程式が得られる。これらはそれぞれプラズマ流と熱流の時間発展を記述する。厳密にはモーメント方程式は有限のモーメントで打ち切ることとは出来ないが、高次の効果を低次の量で表現するクロージャを導入することで、適切な次数で打ち切った閉じた方程式系を構成している。得られた方程式群は速度空間で積分されたため、空間 3 次元の方程式となっている。

プラズマの巨視的な時間発展に影響を及ぼす現象のみを

取り出し、それ以外の速い現象を捨象するために、輸送オーダリング $\partial_t \sim \delta^2 \omega_i$, $V \sim \delta v_i$ を導入する[2]。ここで、 δ はラーモア半径と巨視的な特長長さ L の比で表される十分小さな値であり、 ω_i はイオン周回周波数、 v_i はイオン熱速度である。輸送オーダリングを適用するということは、端的に言えば時間とプラズマ流の速度に関して上記のオーダを持った量や項のみを方程式に残すということである。輸送オーダリングの適用によって、連続の式とエネルギー保存方程式において主要項は $\mathcal{O}(\delta^2)$ である一方、運動量方程式などの奇パリティの速度モーメントを持った方程式は一般に無視することができる。詳細は後述する。輸送オーダリングによって磁力線方向の運動は磁力線を横切る運動よりも遙かに速いことがわかるため、密度や温度といった物理量は磁気面を横切る運動が変化する時間スケールよりも遙かに速く磁気面内で一様になる。そのため、磁気面内で物理量の平均を取る磁気面平均を行うことは妥当であるといえることができる上、ある局所量とその磁気面平均量は同等であると見なすことができる。ゆえに、得られた空間3次元の連続の式とエネルギー保存方程式を磁気面平均することで、空間1次元となった以下の密度発展方程式と圧力発展方程式が得られる。

$$\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' n_a) = -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} V' \Gamma_a + S_a \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{1}{V'^{5/3}} \frac{\partial}{\partial t} (V'^{5/3} p_a) = -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} V' Q_a + W + P_a \quad (2)$$

ここで、添え付き下字 a は粒子種を表し、 V は磁気面内の体積 ($V' = \partial V / \partial \rho$)、 n は密度、 ρ は小径方向磁気面座標、 S は粒子源 (消滅項も含む。熱も同じ)、 p は圧力、 W は熱交換項、 P は加熱源を表す。 Γ , Q はそれぞれ粒子束、熱流束を表し、一般に以下のように書かれる。

$$\Gamma_a \equiv |\nabla \rho| n_a v_a - \langle |\nabla \rho|^2 \rangle D_a \frac{\partial n_a}{\partial \rho} \quad (3)$$

$$Q_a \equiv \langle |\nabla \rho| \rangle n_a v_a^{\text{hp}} T_a - \langle |\nabla \rho|^2 \rangle n_a \chi_a \frac{\partial T_a}{\partial \rho} + \frac{5}{2} T_a \Gamma_a \quad (4)$$

ここで、 T は温度、 $\langle |\nabla \rho| \rangle$ と $\langle |\nabla \rho|^2 \rangle$ は磁気面の形状効果を現すメトリック、 v , v^{hp} は粒子と熱のピンチ速度、 D , χ は粒子と熱の拡散係数である。本来であれば、 Γ , Q は(1)(2)式に対応する奇パリティのモーメント方程式、すなわち運動量方程式と熱運動量方程式の従属変数であり、それらを含めて連立して解き決定する必要がある。しかし輸送オーダリングによってそれらの方程式を無視しているため、フラックスを移流拡散形式で仮定して表現することで方程式を閉じている。ピンチ速度や拡散係数は、輸送コードに結合された外部の新古典輸送モジュールや乱流輸送モジュールで評価された各係数の線形和を取ることで表現されるのが一般的である。

(1)(2)式は密度と圧力の巨視的な時間発展方程式であるが、右辺が零と仮定すれば、両式はそれぞれ局所毎の粒子数の保存と、圧力の断熱変化を表している。実際には右辺の拡散項などによって密度や圧力がゆっくり時間変化する

わけだが、輸送オーダリングから径方向流束は $\delta^2 v_i$ 程度の大きさしか持たない、という結果が必然的に導かれる。例えば粒子源項を無視した(1)式を見ると、左辺は $\delta^2 \omega_i n$ であり、右辺は Γ/L なので、 $\Gamma \sim n \delta^2 v_i$ が導かれる。すなわち径方向速度は熱速度より2オーダも小さく、実際のトーラス装置ではm/sを単位としてせいぜいオーダ1程度の大きさしか持たないことがわかる。熱輸送についても同様の帰結となる。

先ほど無視した運動量方程式について考察する[3]。運動量方程式はベクトル量であるため、各方向に対して射影を取った方程式を考える必要がある。径方向の射影を取った場合の主要項から、径電場を決定する際に用いられる径方向の力の釣り合い式が導かれる。輸送コードにおいては、径電場を評価したいときのみ、この方程式を解くことになる。磁力線方向の運動方程式の主要項から、磁力線方向の力の釣り合い式が導かれ、熱流束に対しても同様の方程式を導き連立することで、新古典輸送に関連する諸量を導くことができる[1, 4, 5]。これらは輸送オーダリングより1オーダ速い現象を扱うドリフトオーダリングで導出されているため、この時間スケールでは密度や圧力分布は時間変化しておらず、それゆえ輸送オーダリングに基づく時間発展を扱う際には、各時刻で磁力線方向の力の釣り合いが瞬時に成立しているとしている。このため、新古典輸送モジュールは各時刻において磁力線方向の連立方程式を解いて新古典諸量を計算し、輸送コードに渡して時間発展を解いている。

トロイダル方向に射影した運動量方程式を考える。

$$\begin{aligned} \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' m_a n_a \langle R u_{a\zeta} \rangle) \\ = -\langle R^2 \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_a \rangle + \langle R F_{a\zeta} \rangle + e_a n_a \langle R E_\zeta \rangle \\ + e_a \langle \Gamma_a \cdot \nabla \phi \rangle + \langle R S_a^m \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 R は主半径、 u_ζ はトロイダル速度、 $\vec{\pi}$ は応力テンソル、 F_ζ は摩擦力、 E_ζ はトロイダル電場、 ϕ はポロイダル磁束、 S^m はトロイダル運動量源である。運動量源が無いと仮定してこの方程式に輸送オーダリングを適用すると、主要項は右辺第2, 3, 4項となり、これは径方向の新古典粒子束を表現していることとなる[2, 4]。ゆえに、このままでは輸送オーダリングの時間スケールにおけるトロイダル角運動量密度の時間発展を記述できないことになる。しかし、文献[6]において解決策が示された。熱プラズマを構成する全粒子種に対して(5)式の和を取ることで、粒子間摩擦項である右辺第2項が消え、準中性条件から右辺第3項が消え、新古典粒子束の両極性から右辺第4項が消えるため、先ほどの主要項は全て消える。その結果より高次の効果を持つ項間の釣り合いが成立し、全トロイダル角運動量密度を $\mathcal{L} = \sum_a m_a n_a R u_{a\zeta}$ と定義すると、(5)式は以下のようなになる。

$$\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' \mathcal{L}) = -\sum_a \langle R^2 \cdot \nabla \cdot \vec{\pi}_a \rangle + \sum_a \langle R S_a^m \rangle \quad (6)$$

(6)式は、初期に回転速度を与えるかもしくは運動量入力

を与えない限り、トロイダル回転は生じないことを示している。右辺第1項は(3)(4)式と同様、移流拡散型のモデル表記で記述するが、(6)式の詳細も含めた具体的な表式は4章に譲る。

輸送オーダーリングの時間スケールで発展するもう一つの重要な量は、ポロイダル磁束 ψ である。ポロイダル磁束の時間発展は、プラズマが持つ抵抗によって電磁的に緩和していく現象であり、電流のしみ込みなどとも関連する重要な量である。新古典的な扱いのみで各係数が決定できることもあって、通常の輸送コードはポロイダル磁束の時間発展を司る磁場拡散方程式を必ず解いている。紙面の都合上、詳細な導出は[7]に譲る。

2.3 不純物輸送

不純物イオンの輸送解析において燃料（水素同位体）イオンの輸送解析と異なる点として以下の3つを挙げることができる：(i) イオンの電荷数が変化する、(ii) 電荷数が大きい燃料イオンに比べて衝突周波数が大きく新古典輸送がより重要となる、(iii) 質量数が大きい燃料イオンに比べてトロイダル回転の影響（遠心力の影響）が大きい。これらの特徴は特にタングステンなど高原子番号の元素について顕著となる。

ある核種の k 価のイオンの密度を n_k とする（簡単のため核種を示す添字は省略する）と、その時間発展は以下の(7)式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial t} (V' n_k) = & -\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' \Gamma_k) - (\gamma_k + \alpha_k) n_e n_k \\ & + \gamma_{k-1} n_e n_{k-1} + \alpha_{k+1} n_e n_{k+1} + S_k \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 Γ_k は磁気面を横切る k 価のイオンの粒子束、 n_e は電子密度、 γ_k は k 価のイオンから $k+1$ 価のイオンへの電離速度係数、 α_k は k 価のイオンから $k-1$ 価のイオンへの再結合速度係数、 S_k はソース項である。電離・再結合過程として電子衝突によるもののみを考えている。

不純物イオンの存在により、線スペクトル放射、再結合放射、制動放射などで放射損失が発生する。それらの計算に必要な放射損失係数および上述の電離・再結合速度係数を求める方法としては、ADPAK コード[8]、ADAS コード／データベース[9]などがよく利用されている。

粒子束 Γ_k は、新古典輸送によるもの Γ_k^{nc} に異常輸送によるもの Γ_k^{an} を加えて評価される。不純物イオンは燃料イオンよりも衝突周波数が高いため、新古典輸送が大きく異常輸送の寄与は相対的に小さい。衝突周波数の違いのため、燃料イオンがバナナ領域にある場合でも不純物イオンは Pfirsch Schlüter 領域にあることが多い。

圧力勾配による反磁性ドリフト速度が電荷数に反比例するため、燃料イオンと不純物イオンのポロイダル流速が異なるとポロイダル方向の摩擦力が生じ、不純物イオンの内向きピンチが駆動される。トラスプラズマにおいては新古典理論により粒子束が求められる。標準的な新古典輸送理論[4]に基づく輸送係数の計算は NCLASS[10, 11]等に

より行われる。その際、対象とするすべてのイオン種と電子についての連立方程式を解くことになり高原子番号の核種が存在する場合は計算コストが高くなるため、その対策として異なる価数の同一核種イオンをまとめて取り扱う "reduced charge state" モデルが用いられている[10, 12]。

トロイダル回転するプラズマにおいては、プラズマとともに回転する座標系で観測すると遠心力が発生することになる。遠心力は質量に比例するため質量の大きい不純物イオンでは遠心力の影響を大きく受ける。静止している座標系ではプラズマ回転に伴う径電場が遠心力と等価な作用をする。この遠心力の効果により重いイオンは弱磁場側で高い密度をもつようになり密度分布にポロイダル非一様性が生じる。イオン密度分布のポロイダル非一様性の効果を新古典輸送に取り入れる試みがなされている[13-16]。ドリフト運動論方程式を数値的に解いて新古典輸送を求める NEO コード[17]では、遠心力の効果も含められている。以上の理論あるいは数値計算ではイオン軌道の磁気面からのずれが考慮されていない。不純物イオンの旋回中心の軌道解析に基づき、軌道上でのイオンの電離・再結合にともなうピンチ (PHZ) および径電場により変形した軌道上でのクーロン衝突に伴うピンチ (Er ピンチ) のモデルが提唱され[18]、TOTAL コードに組み入れられている[19]。

2.4 2次元 MHD 平衡

磁場閉じ込め核融合プラズマのシミュレーション研究を行う際には、プラズマが電磁流体力学 (MHD: Magneto Hydrodynamics) 的に平衡状態にある (MHD 平衡) ことを前提としており、この MHD 平衡の安定性や輸送特性などをシミュレーションで調べることになる。トカマクプラズマの場合、軸対称であるという特徴を用いることで理想 MHD 方程式から Grad-Shafranov 方程式と呼ばれる平衡方程式を導出することが可能であり、この方程式を数値的に解くことでポロイダル断面の2次元 MHD 平衡を求める[20]。この方程式はプラズマの圧力（勾配）分布およびトロイダル磁場関数あるいは電流分布を与えることで解くことができ、これらの分布を持つ平衡状態を求めることが可能である。また、輸送方程式との親和性の観点から、トロイダル磁場関数あるいは電流分布の代わりに安全係数分布を与えて FCT (Flux Conserving Tokamak) 平衡と呼ばれるものを求めることもある。量研にて開発が進められているトカマク統合シミュレーションコード TOPICS では必要に応じていずれの手法でも平衡状態を計算することが可能である。2次元 MHD 平衡は、上記2.1, 2.2節の1次元輸送方程式の磁気面座標を与えるとともに、輸送方程式と組み合わせることでプラズマの時間発展を評価する1.5次元輸送コードとなる。

2.5 MHD 安定性

本節では、TOPICS で利用可能な MHD 安定性解析コード・モジュールについて紹介する。TOPICS には、長～中間波長理想 MHD モード安定性解析コード MARG2D [21, 22]、短波長理想バレーニングモード安定性解析コー

ド BETA[23], 抵抗性壁モード (RWM) 安定性解析コード MINERVA/RWMAc[24, 25], および新古典テアリングモード (NTM) による磁気島幅評価モジュール[26]が実装されている (表 1)。これらは相互補完的な関係にあり, TOPICS の利用者の目的に応じて必要なコード・モジュールのみを有効にして計算を行うことが可能である。本小特集では紙面の都合上, 統合コードへの実装として最も特徴的である, MARG2D および MINERVA/RWMAc について紹介する。

トカマクプラズマにおける理想 MHD モードは, 大域的な MHD モードの不安定化による放電停止や高閉じ込め運転モード (H-mode) におけるエッジローカライズドモード (ELM) の発生などの主要な原因であり, プラズマが到達できる最大ベータ値やプラズマ電流量を制限する。そのため, 運転シナリオの検討や H-mode 実験・高ベータプラズマ実験の解析などを行う際には, 同モードの安定性解析を行うことは非常に重要である。

統合コードでの安定性解析を実現する際に求められるのは, プラズマの安定・不安定の正確な判定を短時間で行うことである。トカマクプラズマの線形理想 MHD 安定性解析では, プラズマが不安定である場合には数値計算で不安定モードを同定することは比較的容易であるが, 安定であることを陽に示すことは容易ではなく, 通常は“不安定モードが見つからない=安定である”という間接的な方法で示すにとどまる (詳細な理由は[21]などを参照)。そのため, 様々な計算条件で安定性を評価した上で不安定モードが見つからないことを示さなければならず, 短時間で判定を行うことは困難である。さらに, 運転シナリオを検討する上で通常想定するプラズマは理想 MHD モードに対して安定であるため, このような比較的長時間の計算が必要となる安定性解析を複数回繰り返し返さなければならず, 統合コードに理想 MHD 安定性解析を組み込む上で大きな障害となっていた。MARG2D では, 数値解析の目的をプラズマの安定・不安定を判定することに制限することで理想 MHD モデルの一部を解析的に解き進めて得られる Newcomb 方程式の随伴固有値問題を, MPI ライブラリを用いた並列計算で数値的に解くことで上記の問題を解決している[21]。これにより, 統合コードによるプラズマの時間発展シミュレーションにおいて, 大域的な MHD モードから ELM までを解析対象とした理想 MHD 安定性解析が可能となった[22]。この MARG2D の解析結果, および前述の BETA コードを用いて短波長理想バレーニングモード解析

組み合わせることで, トカマクプラズマにおける理想 MHD 安定性は実用上すべて考慮されたシミュレーションが可能である[27]。

理想 MHD モードの発生を回避することで, 統合コードの計算で得られる放電シナリオが放電停止に至るかどうかが事前にある程度検討することが可能になったが, 放電停止の原因は理想 MHD モードの発生に限られない。MHD モードに原因を限ったとしても, RWM はモードの成長は遅いものの大域的なプラズマ変形を引き起こすため, 放電停止の原因になる。RWM は, プラズマを囲む真空容器などに有限の電気抵抗が存在するために, プラズマ変形を妨げるように真空容器などに流れる渦電流が失われることで発生する。そのため, 外部制御コイルを用いて失われた渦電流が作るはずだった磁場を補うことや, プラズマを回転させて渦電流が失われることを妨ぐことで, RWM は安定化できることが知られている[28, 29]。このうち, 後者の回転による安定化を考慮した RWM の安定性解析は MINERVA/RWMAc コードを用いることで可能である。このコードは, プラズマ回転を考慮した理想 MHD 安定性解析コード MINERVA[30] と, 真空容器の電気抵抗の影響を考慮した真空磁場計算コード RWMAc を組み合わせた物である。前述の MARG2D とは異なり, プラズマが安定である場合にはある程度の計算時間をかけて RWM 安定性評価を行う必要がある。しかし, RWM はプラズマを囲む真空容器が存在しない (壁無し) と仮定した場合に理想 MHD モードが不安定である状態ではじめて発生する (この理想モードの発生は真空容器を設置した場合には渦電流で抑えられるが, 容器の電気抵抗によって完全には安定化できずに RWM が発生する)。そのため, この壁無し状態で理想 MHD モードが不安定になるまでは MARG2D で高速に安定性を評価し, 不安定になる状態と判定された場合のみ MINERVA/RWMAc を使った RWM 解析を行うことで, 計算時間の大幅な削減が可能である。

2.6 過渡現象のモデル (ペレット入射, ディスラプションなど)

2.2 節で記述されたように統合コードではプラズマの巨視的な時間発展を記述する目的で輸送オーダリングを採用し, それ以外の速い現象は輸送方程式の境界条件やソース項, もしくは輸送係数の急速な変化としてモデル化される。本節ではそのような例として, 将来の核融合プラズマにおいて燃料となる重水素と三重水素をプラズマ中に供給する手法として現時点で最も有望な手法である固体水素ペレット入射[31]を考える。水素ペレットはプラズマ周辺部から中心に向かって侵入し, 入射経路に沿って各磁気面に中性水素粒子の雲を生じる。中性粒子雲は電離して磁場に捕捉され, 磁力線方向に音速程度で膨張すると同時に背景プラズマの磁場勾配によって磁場を横切る向きのドリフトを生じながら, 背景プラズマに均質化する。トカマク装置では溶接雲のドリフトはバレーニングモード的な振る舞いで書けるのでトラス外側向きのドリフトが支配的であるが, ヘリカル装置ではインターチェンジ的な振る舞いも加

表 1 TOPICS に実装されている MHD 安定性解析コード・モジュールの一覧。

コード・モジュール名	役割
MARG2D	長～中間波長理想 MHD モード安定性解析
BETA	短波長極限理想バレーニングモード安定性解析
MINERVA/RWMAc	抵抗性壁モード (RWM) 安定性解析
NTM 磁気島幅評価モジュール	新古典テアリングモード (NTM) によって生じる磁気島幅の評価

わり[32], 密度デポジションのピーク位置は単純な描像では決まらず詳細な計算が必要となる. 溶発雲のドリフトを計算するコードとしては HPI2 コード[33]が最も多くの物理効果を考慮しており, トカマク実験とヘリカル実験での検証が進んでいる. 統合コードにおいては固体水素ペレットの溶発分布は中性ガス遮蔽 (Neutral Gas Shielding) モデル[34]を用いると高速に計算できるので, この分布に HPI2 コード等で計算したデポジションのシフトと拡散的な広がりを考慮することで粒子デポジション分布を決定し, 輸送コードのソース項に組み込むことができる. 核融合原型炉設計では HPI2 による溶発雲のドリフト計算やペレット入射の粒子デポジション分布を用いた核燃焼制御のシミュレーションが行われ, 燃料供給や粒子循環の検討が行われている[35].

他方, 統合コードの過渡現象の扱いで注意しなければならないのは MHD 平衡の扱いである. 普段は意識することは少ないが, 本来の意味での 1.5 次元輸送モデルでは MHD オーダリングの現象は無視されているわけではなく, 時間微分項, すなわち慣性項を落とした MHD 平衡方程式を境界値問題として解くことで方程式の体系に巧妙に取り込まれている[36]. このため, MHD 現象や L-H 遷移, ELM など平衡分布を大きく変える現象のモデル化にあたっては統合コードを第一原理的な方程式系に立ち返って考え, 時間スケールの分離を注意深く考察することが重要である. このような問題の例はトカマク放電のディスラプション時において観測される垂直移動現象 (Vertical Displacement Event: VDE) である. ITER の VDE シミュレーションに用いられている DINA コード[37]では 1.5 次元輸送モデルで VDE を扱うため, 輸送方程式の全時間ステップで MHD 平衡を解き直し, 輸送のメトリックと矛盾がないよう収束計算を行うことでプラズマ形状の時間発展を追跡しており, 量研においても同様の思想に基づく ETA コードを開発している[38]. このようなアプローチが成り立つのは, 垂直位置不安定性に対し壁安定化が効いたトカマク放電では VDE の成長率がアルフヴェン時間よりも十分小さいためである. DINA と並ぶ VDE コードとして有名な TSC ではこの性質を逆手にとってプラズマの実効質量を人為的に増加させた MHD 方程式を解くことで比較的小さい計算量で VDE を計算することに成功している[39]. トカマクディスラプションの最近の研究では, このようなアプローチをキンク変形した 3 次元のプラズマに適用できるか, という問題が検討されている[40]. ヘリカル配位の 3 次元理想 MHD 平衡[41]とも関わりが深く, 統合コードをより高度に発展させるための興味深い研究課題である.

2.7 MHD 不安定性による輸送モデル

前節2.6で述べられた過渡現象を含めて MHD 不安定性の影響をプラズマの輸送に反映するため, 様々なモデルが考案され使われてきた. 大きく分けて 2 種類あり, 1 つは, 輸送の時間スケールより MHD 不安定性の時間スケールが短いことから MHD 不安定性が発生した時刻で不安定性が影響する領域のプラズマ分布を変化させるものである. 例

えば, 鋸歯状振動のモデルは, 不安定性発生時に, 不安定性に影響される領域の圧力・密度分布を平均化して中心からのプラズマの吐き出しを模擬している[42]. もう 1 つは, 輸送コードの枠組みをそのまま使って輸送を増加して分布を変化させるもので, テアリングモードや ELM のモデルで用いられている. テアリングモードは磁気島を形成してその内部の分布を平坦化させることから, 1 次元の輸送コードで磁気島のある有理面近傍の領域の拡散係数を増幅させて分布を平坦化して炉心のプラズマ閉じ込め劣化を模擬する[26]. ELM モデルは, 拡散係数が対流速度を増加してペデスタルの分布崩壊を模擬し, ペデスタルに蓄積されたエネルギー・粒子を周辺プラズマに吐き出す. ELM による電流分布の変化もプラズマ抵抗を増幅して模擬する. ELM を引き起こす不安定性 (ピーリング・バルーニングモード) の判定は計算時間の短い簡易的な手法が多く採用されていたが, 2.5 節で述べたように線形 MHD 安定性コード MARG2D の高速化により統合コードの分布時間発展の時刻毎の判定が可能となった. 図 1 は, TOPICS でペデスタル領域の輸送を新古典レベルに低減してペデスタルを形成し, 不安定性が発生した時点で, 不安定モードによる径方向摂動の固有関数分布に基づいて拡散係数を増幅した一例である[43]. この ELM モデルに関しては, MHD の速い現象をそれより長い時間スケールで構築した輸送コードの枠組みで扱っているので, 実験と非線形 MHD シミュレーション等との比較から注意して検証する必要がある. さらに, この ELM モデルでは増幅する拡散係数の最大値か, その維持時間がフリーパラメータであり改良の余地があるが, 第 4 章で記述する様に他の物理 (ブートストラップ電流や SOL の磁力線方向輸送) で実験結果を再現し, その物理の一部 (磁力線方向輸送) は非線形 MHD シミュレーションでも実験を再現する上での重要性が確認されている.

2.8 ダイバータモデル

スクレイプオフ層 (SOL) 及びダイバータ領域 (以下で特に断りがなければ, これらの領域をまとめてダイバータと呼ぶ) では, 磁気面は開いており, 磁力線は固体壁 (主にダイバータ板) に当たる. ダイバータにおけるプラズマ, 中性粒子, 不純物, 壁の間で起こる強い相互作用の結果,

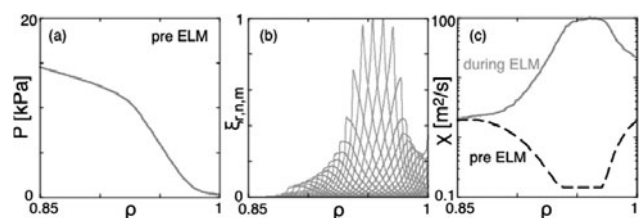


図 1 MHD 安定性コードの不安定モードに基づく ELM 輸送モデルの説明. ペデスタル領域で輸送を新古典レベルに低減 (c) の “pre ELM” としてペデスタル圧力分布を形成 (a) し, その形成の時間発展の時刻毎に線形 MHD 安定性コードで安定性を解析して不安定な場合, 不安定モードの径方向摂動の固有関数分布 (b) に基づいて拡散輸送を増幅する (c) の “post ELM”.

プラズマは径方向だけでなく、磁力線方向にも物理量が大きく変化する。また、中性粒子は磁力線にとらわれないため、中性粒子の平均自由行程と、幾何形状（磁力線が壁に入射する角度やダイバータの形状・大きさ等）との相互関係が重要となるため、定量評価のためには本質的に2次元もしくは3次元で取り扱うが必要になる。本節では、ダイバータモデルの中でも、特に統合ダイバータコードと呼ばれる SONIC[44]や SOLPS[45]等を例に、そのモデル概要を説明する。詳細については、各コードの文献や文献[46-48]を参照していただきたい。

統合ダイバータコードでは、トロイダル軸対称の仮定のもと、沿磁力線方向の輸送をポロイダル断面に投影し、磁気面に沿った方向とそれに垂直な径方向の2次元空間でモデルを構築する。ポロイダル断面上での磁場配位や壁形状も考慮して、図2のような数値メッシュで解析を行う。最近では、3次元磁場構造を考慮できる3次元モデルの開発・利用も進んでいる[49]。

プラズマについては、Braginskiiの流体方程式[50]を基にした、イオン密度、イオンの運動量、イオンエネルギー、電子エネルギーの保存式を解くことで、イオン密度、沿磁力線方向のイオン流速、イオン温度、電子温度を求める。SOLPSコードの様に、 $E \times B$ ドリフトや反磁性ドリフトを考慮する場合には、電流連続の式（電子の運動方程式）を基礎方程式に加え、電位も同時に求めている。沿磁力線方向の輸送についてはクーロン衝突に起因する古典的な輸送係数を用いる。一方、磁力線を横切る輸送については異常輸送を仮定し、入力パラメータとして粒子及び熱拡散係数を与える。現状では、経験的な値もしくは赤道面において特定の実験データを再現できるように空間分布を含め調整されたパラメータが用いられている。境界条件は、炉心プラズマ側、壁側（SOL端及びプライベート領域端）、ダイバータ板で与えられる。炉心プラズマ側では、測定データを基にした境界値の設定のしやすさや、中性粒子や不純物によるポロイダル分布の非一様性を考慮するために、セパトリクスやや内側（ $r/a = 0.95$ 前後）に設定される。ダ

イバータ板ではシース入り口で境界条件を与える。シース理論に基づきイオン流速についてはボーム条件を課し、エネルギー輸送についてはシースの熱伝達係数を用いて対流フラックスとして与える。ダイバータ以外の壁側境界については、基本的には内外ダイバータ板が接続される磁気面に境界を設置する（第1壁によって切断されない磁気面、外側赤道面のSOLでセパトリクスから3~5 cm、プライベート領域で数 cm）。密度・温度については勾配長を、流速についてはゼロを与える場合が多い。

中性粒子については、様々な原子分子過程や、壁との相互作用、幾何形状効果を考慮しやすいモンテカルロ法を用いたテスト粒子モデル（MCモデル）が採用され、プラズマ流体モデルと結合されている。MCモデルでは、プラズマ流体モデルで計算された2次元プラズマ分布のもとで、プラズマサイクリング、体積再結合、ガスパフ等によって発生した中性粒子を、電離もしくは排気されるまで軌道追跡する。この際、電離、荷電交換、弾性衝突、解離等の原子分子過程をモンテカルロ法により模擬する。衝突に伴う運動量やエネルギー変化は各空間メッシュでスコアリングされ、プラズマの粒子・運動量・エネルギーのソース項としてプラズマ流体モデルへ引き渡される。

不純物は固体壁の損耗により発生する。またダイバータ熱負荷低減のために入射される希ガスも不純物となる。このような不純物の輸送は、SOLPSをはじめとする多くのダイバータコードでは流体モデルによりプラズマと同様に扱われる。一方で、SONICでは運動論効果や固体壁との相互作用を考慮しやすいMCモデルIMPICが採用されている。IMPICでは炭素等の比較的質量の軽い不純物を主な対象としており、不純物イオンのラーモア半径は十分に小さいと仮定し、旋回中心近似を用いている。摩擦力を含むクーロン衝突、及びクーロン衝突と温度勾配に起因する熱力、電離・再結合過程を考慮して、磁力線に沿った旋回中心の運動を追跡する。しかし、ITERや原型炉では固体壁にタングステンが用いられる計画であり、タングstenは質量が大きいためラーモア半径が大きくなる。そのため、IMPICのような旋回中心近似ではなく、ラーモア旋回運動まで含め全軌道を追跡するIMPGYRO[51]のようなコードが国内で開発されている。

以上のプラズマ、中性粒子、不純物のモデルは、プラズマ分布とそれに対応するソース分布を交換する形で結合され、相互矛盾のない解を求める。流体モデルの進行に合わせてMCモデルの計算を都度行うため、計算コストが膨大になる。条件やモデルによっては1ケースの収束に数ヶ月~半年近い計算時間がかかることもある。SONICでは開発初期からMPIによる並列化を導入しており、500~1000 PEを用いて数日~数週間程度で収束解を得ることができる。MPI-OpenMPによるハイブリッド並列化やMPMDを用いた並列化効率の改善等、さらなる高速化も進められている。しかし、依然として、運転シナリオ開発や炉設計研究のような多数のパラメータサーベイには不向きである。そのため、後述するような簡易モデルや、統合ダイバータコードによる解析結果から作成した比例則等、

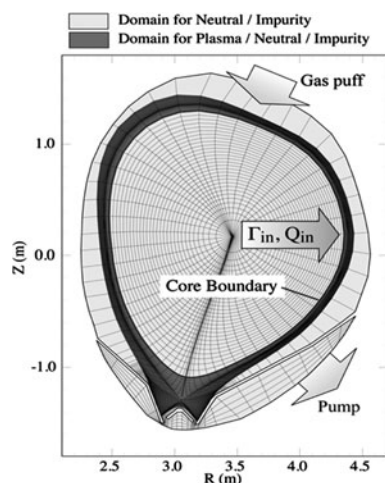


図2 統合ダイバータコードのメッシュ例。ここでは、SONICで用いられる JT-60U のメッシュ[48]を示す。

ある程度精度を犠牲にして計算コストを低減させたモデル・方法を併用して、研究を進めていくことが必要である。

2.9 ダイバータの簡易モデル

炉心の周辺領域にあるダイバータプラズマは、炉心からの熱・粒子流を受けて変化するとともに、炉心端のセパトリックスの温度・密度の境界条件として炉心プラズマへ影響を与える。特に、炉心端のセパトリックス内側の H-mode ベダスタルの形成やそこで発生する ELM との相互作用を考慮するためには、ダイバータプラズマを含めた動的現象の統合モデリングが必要である。前節 2.8 のダイバータコードを炉心輸送コードに結合するのは、定量評価のために必要だが、計算負荷の観点から多数の計算を行うパラメータランは難しい。ダイバータコードで求めた定常解のデータベースを構築し、比例則を作成して炉心輸送コードの計算で用いる手法 [52] もあるが、動的現象には適用できない。そのために、定量性のある程度犠牲にして、定性的にでも物理機構を解明し、パラメータランで運転領域の見通しを得るための簡易モデルが必要となる。従来、ダイバータコードの基礎方程式を磁力線方向に積分し、上流の SOL と下流にあるダイバータプラズマの関係性を調べる 2 点モデルが、物理解釈や実験解析に用いられてきた [53]。それを磁力線の両端にある 2 つダイバータを考慮して拡張し、図 3 のような周辺プラズマの静的平衡の多重解を見つけるために 5 点モデルが開発され、後に、初期値問題を解く動的 5 点モデル (D5PM: Dynamic 5-Point Model) が開発された。動的現象を取り扱うために、イオンと電子の温度を分離し、粒子コードに基づいた運動論効果のモデル (heat flux limit) を導入している。中性粒子はイオン化の平均自由行程とダイバータ長の比を考えたリサイクリングモデルを用い、イオン化によるエネルギー損失を経験的に増倍して不純物の放射損失を考慮する [54]。

2.10 炉心-ダイバータ結合モデル

炉心とダイバータのプラズマの相互作用を矛盾なく考慮するために両者を結合するモデルが必要である。炉心とダイバータの両者のモデルが流体モデルであれば、一方は熱・粒子束、もう片方は温度・密度を相互に与えて解ける。上記の D5PM は統合コード TOPICS に結合され、セパトリックスで TOPICS が熱・粒子束を与えて D5PM がセパトリックス温度・密度を解き、それを境界条件として TOPICS が炉心内部を解くことを時間発展で陽的に繰り返

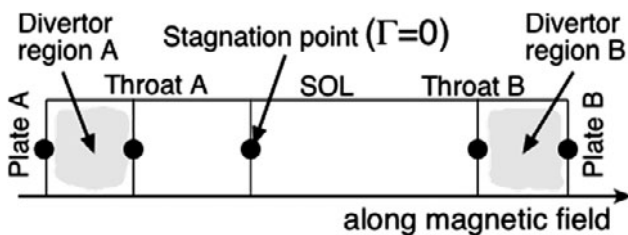


図 3 ダイバータ 5 点モデル (D5PM) の概念図。

している。中性粒子による粒子ソースも D5PM のモデルと TOPICS のモンテカルロコードを結合して粒子バランスを考慮したモデリングを行っている [43]。一方、TOPICS にはダイバータコード SONIC と結合されており、図 4 のように 1 点で結合するのではなく炉心と周辺の各々のコードで解く領域をある程度重複させている [55]。TOPICS はセパトリックスまで 1 次元分布を解き、炉心端の重複領域炉心側の熱・粒子束を計算して SONIC に与え、SONIC は重複領域を含んだ 2 次元分布を解いてセパトリックスの温度・密度を TOPICS の境界条件として与える。これにより炉心端の 2 次元効果を SONIC 側で考慮することが可能となる。重複領域で炉心の輸送係数や NBI (Neutral Beam Injection) 等の粒子ソースは TOPICS が評価し、セパトリックス外からの中性粒子ソースと放射損失は SONIC が評価して情報交換する。ただし、TOPICS-SONIC 結合は、D5PM のように重複領域を設けないでセパトリックスで結合したこともあり、数値的安定性と物理の両観点から結合手法の検討が必要である。炉心と周辺の両者のモデルが流体モデルであれば上記の方法が使えるが、片方が粒子モデルで領域境界において粒子の出入りがある場合は、粒子モデルでは境界から出て行く粒子束しか評価できないので工夫が必要である。TOPICS では、炉心の不純物輸送コード IMPACT と SONIC の不純物粒子モンテカルロコード IMPMC とを結合するためのモデルを検討中である。

2.11 中性粒子ビーム入射加熱、波動加熱、速度分布解析

核融合プラズマのさまざまな加熱法の中で、ジュール加熱と断熱圧縮加熱は通常輸送方程式に含まれる。それに対して、中性粒子ビームや核融合反応生成粒子等の高速粒子による加熱や外部から励起された波動による加熱は、加熱手法に応じて高速粒子の生成あるいは波動の吸収が評価される。簡易的には、流体的取り扱いやマクスウェル速度分布に対する波動の吸収等から、加熱パワー密度、駆動電流密度、回転トルク等が求められるが、より正確には衝突による緩和や粒子損失等との釣り合いによって定まる速度分布関数の変形から求めることが必要となる。そのため、加熱・電流駆動モジュールの機能は、高速イオンの生成、波動の励起・伝播・吸収、速度分布関数の 3 つの解析に分け

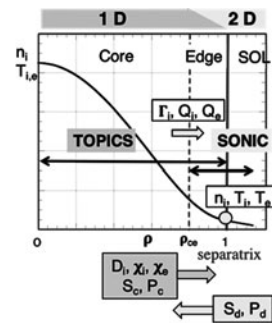


図 4 統合コード TOPICS におけるダイバータ統合コード SONIC との炉心-ダイバータ結合モデル。

ることができる。

中性粒子ビーム入射による高速イオンの生成は、入射中性粒子ビームの軌跡に沿って、場合によっては粒子のエネルギー構成を考慮に入れて、電離（励起を伴う多段電離を含む）と荷電交換の衝突断面積から求めることができる。高速イオンの生成の解析は、生成後の高速イオンの振る舞いを記述する OFMC[56]や NUBEAM[57]等のコードに含まれることが多いが、FIT3D[58]のように独立して、ドリフト軌道平均された生成分布を求めるコードもある。

核融合反応による高速イオンの生成は、簡易的にはマクスウェル速度分布を仮定して評価できるが、燃料イオンが高速成分をもつ場合には速度分布関数を用いてビーム・バルク成分による反応率を計算する必要がある。特に重水素の中性粒子ビーム入射加熱と三重水素のイオンサイクロトロン共鳴加熱が共存する場合はビーム・ビーム成分の反応も考慮に入れる必要がある。

波動の励起・伝播・吸収の解析には、幾何光学近似を用いて波束を追跡する光線追跡法やビーム追跡法と、マクスウェル方程式を周波数領域の境界値問題として解き、波動の空間構造を求める波動光学的手法がある。幾何光学的手法は波長の短い電子サイクロトロン波や低域混成波に用いられ、波動光学的手法は波長がプラズマサイズと同程度になるイオンサイクロトロン波に用いられてきた。電子サイクロトロン波の吸収の解析においては、相対論効果を取り入れると速度空間におけるサイクロトロン共鳴曲線が楕円になる効果を取り入れることが必要である。代表的な幾何光学解析コードとして、EC-HAMAMATSU[59]、TASK/WR[60]、TORAY[61]、GENRAY[62]、TRAVIS[63]等がある。低域混成共鳴周波数帯の遅波および速波について、導波管列アンテナや進行波アンテナによる励起の解析に通常は解析的モデルが用いられるが、アンテナ前面の密度分布や密度揺動の影響を取り入れるため、波動光学的手法との比較が進められている。イオンサイクロトロン周波数帯の波動光学伝播解析にプラズマの有限ラーモア半径効果を取り入れると、一般には空間的な畳み込み積分を含む微積分方程式を解く必要がある。そのため、i) 冷たいプラズマ近似で波数を評価 ($k_{\perp}\rho = 0$)、ii) 空間の2階微分までの近似 ($k_{\perp}\rho \ll 1$)、iii) 局所的な一様性 ($\rho/L \ll 1$) を仮定してフーリエ展開、iv) 相互作用の空間局在性を用いて積分等の手法が導入されている。具体的には i) TASK/WM[64]、ii) TORIC[65]、iii) AORSA[66]等が用いられており、iv) の TASK/WF [67] への適用が進められている。

生成された高速粒子は、衝突による減速や空間拡散によって緩和する。その速度分布関数の緩和過程は、i) モンテカルロ法による巡回中心の軌道追跡あるいは ii) フォッカー・プランク型の偏微分方程式によって記述される。巡回中心の軌道追跡においては、クーロン衝突や中性粒子との衝突による減速、エネルギー拡散、ピッチ角散乱が乱数で記述され、速度空間2次元実空間3次元の分布関数が求められるとともに、背景粒子に与えられるパワー、運動量等が評価される。さらに損失粒子については、壁面に衝突す

る位置やエネルギーを評価することもできる。波動との相互作用は、i) サイクロトロン共鳴を通過する際に受ける速度変化を乱数として与える手法と ii) 準線形理論から求められる速度拡散と減速を満たす乱数を速度変化として与える手法があり、後者の方が必要計算量は少ないとされている。フォッカー・プランク方程式を用いた解析では、トカマクの軸対称性と軌道平均を用いた3次元解析、さらに空間輸送を無視した速度空間2次元の局所解析が行われている。代表的な軌道追跡コードとしては OFMC[56]、GNET[68]、NUBEAM[57]等があり、フォッカー・プランクコードとしては TASK/FP[69]、BAFP[70]、CQL3D[71]等がある。

2.12 3次元平衡・安定性

平衡は、統合解析のみならず、様々な解析の根幹をなす重要な基盤であるが、本節では、LHD実験解析のために開発、運用されている統合輸送解析スイート TASK3D-a [72] (4章参照) に話題を限って概説する。

TASK3D-a では、トムソン散乱計測による電子温度分布 [73] が得られているタイミングに対して、座標マッピングシステムである TSMAP[74] を介して3次元平衡を規定している。TSMAP は、事前に構築された VMEC[75] 平衡データベースから、計測電子温度分布に最も適した（電子温度分布のピーク位置を磁気軸と考え、その磁気軸をはさんだトーラス内側と外側の分布対称性を満たす）平衡を選び出し、その平衡データを用いて、実座標から実効小半径へとマッピングを行うものである。これにより、実座標（視線）に依存した計測データを、実効小半径の関数として表すことが可能となるが、データベースで仮定したプラズマ小半径と、実験における蓄積エネルギーの99%を含むプラズマ小半径位置 (a_{99}) との差異を考慮して、 a_{99} に対応する磁気面を最外殻とした VMEC 計算を改めて行っている。この再計算された VMEC 平衡は、TSMAP で選び出された VMEC 平衡とは完全には一致しないが、その差異は、統合輸送解析における1次元輸送計算に実質的な影響を及ぼさないことが確かめられている [76]。

しかし、高ベータプラズマや摂動磁場印加実験など、高精度の平衡が必要な解析を行う際には、入れ子状の磁気面を仮定しない HINT2[77] で平衡を構築しているのが現状である。また、上記の平衡規定方法では、回転変換や磁気シアといった平衡量が必ずしも実際を再現している保証はないため、これらに大きく依存する MHD 安定性解析については、TASK3D-a の適用範囲を安定性解析に拡げていく上での大きな開発課題となっている。現状でも、VMEC 計算の出力として、メルシエ安定性 [78] の評価指標は参照できるが、それを用いた議論は行わないように喚起している。

このように規定された VMEC 平衡データは、Boozer 座標系 [79] にも変換される。TASK3D-a では、VMEC 平衡や Boozer 平衡のデータが、その後の加熱計算や新古典輸送計算等に提供されていく流れとなっている。また、磁場スペクトルや実効ヘリシティ [80] (リップル輸送の大きさの指

標)といった平衡量が, GIOTA コード[81]を経て, LHD 解析データサーバ[82]に登録され, 磁場配位依存性の検討などの共同研究に広く活用されている。

2.13 3次元新古典輸送・径電場・加熱

3次元磁場配位であるヘリカル系装置のプラズマ輸送において新古典輸送およびそれに密接に関連する径電場が重要な働きをする。統合シミュレーションコード TASK3D [83, 84]においては, 新古典輸送解析モジュールとして LHD/DGN[85]モジュールがある。一般的な新古典輸送解析には, 各エネルギー成分に対する運動論方程式を解き, エネルギー積分を行うことによって輸送係数を得る。しかしながら, ヘリカル系の新古典輸送においては, イオンおよび電子の輸送係数が径電場に強く依存するため, 径電場はイオンおよび電子流束の両極性条件から決定される。このため, 新古典輸送と径電場を同時に解く必要があり, 多くの新古典輸送計算が必要となる。一方, ドリフト運動論方程式の磁力線方向の運動と $E \times B$ ドリフトのみを考慮することにより, 新古典輸送係数は, 規格化することができ, 規格化された拡散係数 $D^* = D/D_{\text{plateau}}$ は, 規格化された衝突周波数 $\nu^* = \frac{R\nu}{\omega}$, 径電場 $G^* = \frac{RE_r}{\omega r B}$ の関数として与えられる。

したがって, これら規格化された変数と D^* の関係を基礎データとしてデータベース化することにより, 異なる粒子種や温度・密度に対応した輸送係数を求めることができる(図5)。

LHD/DGN モジュールでは, 規格化されたデータとして, DCOM[86, 87]および GSRAKE[88]コードによる結果を用いている。DCOMコードはモンテカルロ法を用いて新古典輸送係数を評価するコードであり, 約2000点の計算結果を用いている。また, GSRAKE は解析的近似解を用いて新古典輸送係数を評価するコードであり, LHD/DGN においては特に無衝突領域における拡散係数を評価するために用いており, 約200点のデータを用いて, LHD/DGN が構築されている。得られた結果は DKES コードを用いたデータベースとベンチマークを行っており, 良い一致が得られている[89]。

3次元磁場配位における加熱においては, 加熱により発

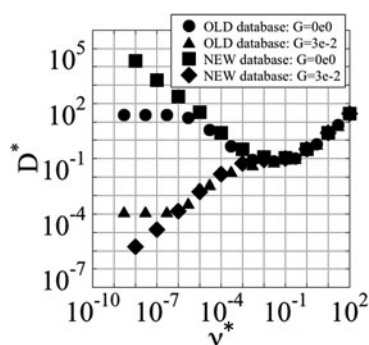


図5 規格化拡散係数 D^* の DCOM+GSRAKE (NEW) と DCOM (OLD) によるデータ点の比較[85]。

生する高エネルギー粒子の軌道が複雑であり, 加熱分布の解析には有限の粒子軌道効果を含むシミュレーションが必要となる。このため, TASK3D では, 2種類のNBI解析コードを開発している。1つは, 簡易的に粒子軌道効果を含む FIT3D[58]コードである。FIT3D は, また3つのコード HFREYA, MCNBI, FIT で構成されている。HFREYA コードにより, イオン源のビーム粒子の発生からプラズマ中でのイオン化までをシミュレーションし, MCNBI コードにより有限の軌道幅の効果を取り入れたビーム分布を計算している。次に, FIT コードによりビームのエネルギー減衰, ピッチ角散乱をフォッカープラנק方程式の解析的近似解を用いて計算している。比較的短時間に計算できることから多くのショットについて解析が可能となる。また, 最近では近似的に時間発展プラズマに対応した FIT_CONV [90] が開発されている。これについては, 4.9節において解説されている。

もう一方は, HFREYA コードの結果を用いて, GNET [68]コードによりビーム減衰分布を粒子軌道効果を完全に取り入れて解法する手法である。FIT3D の場合に比べ解析に長いCPU時間が必要となり限定されたショットの解析のみ行うことができる。また, GNET コードでは, ICRF加熱によるRF波との相互作用を取り入れることができ, ICRF加熱による加熱分布やNBI加熱とICRF加熱の重畳の場合において解析を行うことができる。さらに, ペレット入射などプラズマの大きな時間変化を伴う場合の加熱解析のため, プラズマ時間発展および複数のイオン粒子種に対応した GNET-TD コードが開発されている。図6は, GNET-TD[91]によって解析された炭素ペレット入射による加熱量の変化を示している。

参考文献

- [1] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys. 48, 239 (1976). VII 節.
- [2] P. Helander and D.J. Sigmar, *Collisional Transport in Magnetized Plasmas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).
- [3] M. Honda and A. Fukuyama, Comput. Phys. Commun. 208, 117 (2016).
- [4] S.P. Hirshman and D.J. Sigmar, Nucl. Fusion 21, 1079 (1981).

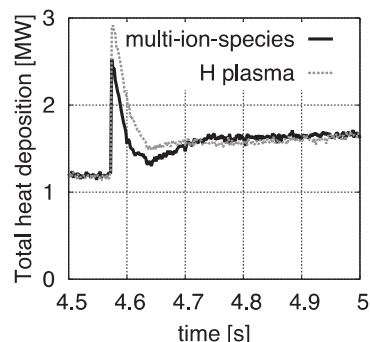


図6 GNET-TD による炭素ペレット入射放電の全加熱入力的时间発展 (H プラズマと多種イオンを考慮した場合の比較) [91]。

- [5] M. Kikuchi and M. Azumi, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 1215 (1995).
- [6] M. Honda *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073050 (2013).
- [7] M. Honda, Comput. Phys. Commun. **181**, 1490 (2010). Appendix A.
- [8] R.A. Hulse, Nucl. Technol. Fusion **3**, 259 (1983).
- [9] H.P. Summers, The ADAS User Manual, <http://adas.phys.strath.ac.uk>
- [10] W.A. Houlberg *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 3230 (1997).
- [11] https://w3.pppl.gov/ntcc/NCLASS/readme_nclass_pt.html
- [12] A.G. Peers, Phys. Plasmas **7**, 268 (2010).
- [13] F.L. Hinton and S.K. Wong, Phys. Fluids **28**, 3082 (1985).
- [14] M. Romanelli and M. Ottaviani, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1767 (1998).
- [15] T. Fülöp and P. Hender, Phys. Plasmas **6**, 3066 (1999).
- [16] E.A. Belli *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **56**, 124002 (2014).
- [17] E.A. Belli and J. Candy, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 015015 (2012).
- [18] K. Hoshino *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083027 (2011).
- [19] Y. Shimizu *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403062 (2015).
- [20] T. Takeda and S. Tokuda, J. Comput. Phys. **93**, 1 (1991).
- [21] S. Tokuda and T. Watanabe, Phys. Plasmas **6**, 3012 (1999).
- [22] N. Aiba *et al.*, Comput. Phys. Commun. **175**, 269 (2006).
- [23] M. Azumi *et al.*, Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Phys. **1**, 200 (1984).
- [24] N. Aiba *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 022503 (2011).
- [25] J. Shiraishi *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 083008 (2014).
- [26] N. Hayashi *et al.*, プラズマ・核融合学会誌 **80**, 605 (2004).
- [27] T. Ozeki *et al.*, Fusion Sci. Tech. **50**, 68 (2006).
- [28] 武智 学 他：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 147 (2009).
- [29] 白石淳也：プラズマ・核融合学会誌 **94**, 183 (2018).
- [30] N. Aiba *et al.*, Comput. Phys. Commun. **180**, 1282 (2009).
- [31] B. Pégourié, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, R87 (2007).
- [32] A. Matsuyama *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 123017 (2012).
- [33] F. Koechl *et al.*, EFDA-JET-PR(12) 57.
- [34] P.B. Parks and R.J. Turnbull, Phys. Fluids **21**, 1735 (1978).
- [35] S. Tokunaga *et al.*, Fusion Eng. Des. **123**, 620 (2017).
- [36] H. Grad and J. Hogan, Phys. Rev. Lett. **24**, 1337 (1970).
- [37] R.R. Khayrutdinov and V.E. Lukash, J. Comput. Phys. **109**, 193 (1993).
- [38] A. Matsuyama and S. Miyamoto, *private commun.*
- [39] S.C. Jardin *et al.*, J. Comput. Phys. **66**, 481 (1986).
- [40] L.E. Zakharov, *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 055703 (2012).
- [41] K. Harafuji *et al.*, J. Comput. Phys. **81**, 169 (1989).
- [42] H. Natsume *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3403048 (2014).
- [43] N. Hayashi *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095015 (2009).
- [44] H. Kawashima *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 031 (2006).
- [45] R. Schneider *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46**, 3 (2006).
- [46] 畑山明聖：プラズマ・核融合学会誌 **77**, 420 (2001).
- [47] 星野一生 他：プラズマ・核融合学会誌 **86**, 681 (2010).
- [48] 藤間光徳 他：プラズマ・核融合学会誌 **86**, 685 (2010).
- [49] Y. Feng *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **44**, 57 (2004).
- [50] S. Braginskii, Rev. Plasma Physics, **1**, 205, Consultants Bureau, New York, 1965.
- [51] A. Fukano *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 211 (2007).
- [52] H.D. Pacher *et al.*, J. Nucl. Mater. **415**, S492 (2011).
- [53] 清水勝宏, 滝塚知典：プラズマ・核融合学会誌 **80**, 183 (2004).
- [54] N. Hayashi *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 1044 (2007).
- [55] M. Yagi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **52**, 372 (2012).
- [56] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **50**, 1726 (1981).
- [57] R.J. Goldston *et al.*, J. Comp. Phys. **43**, 61 (1981).
- [58] S. Murakami *et al.*, Trans. Fusion Technol. **27**, 256 (1995).
- [59] K. Hamamatsu and A. Fukuyama, Fusion Eng. Des. **53**, 53 (2001).
- [60] A. Fukuyama, Fusion Eng. Des. **53**, 71 (2001).
- [61] Y.R. Lin-Liu *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 4064 (2003).
- [62] R.W. Harvey *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 446 (1993).
- [63] N.B. Marushchenko *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1129 (2007).
- [64] A. Fukuyama *et al.*, Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conf. (Sorrento, 2000) IAEA-CN-77/THP2/26.
- [65] M. Brambilla, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 1 (1999).
- [66] E.F. Jaeger *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 1573 (2001).
- [67] A. Fukuyama and Y. Ichida, Proc. 1996 Int. Conf. on Plasma Phys. **2**, 1342 (1997).
- [68] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S425 (2006).
- [69] H. Nuga and A. Fukuyama, Plasma Fusion Res. **5**, S2068 (2010).
- [70] M. Toma *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 095007 (2015).
- [71] R.W. Harvey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 426 (1989).
- [72] M. Yokoyama *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126016 (2017).
- [73] K. Narihara *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1122 (2001).
- [74] C. Suzuki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014016 (2013).
- [75] S.P. Hirshman and J.C. Whiston, Phys. Fluids **26**, 3553 (1983).
- [76] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403016 (2013).
- [77] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2006).
- [78] C. Mercier, Nucl. Fusion **1**, 47 (1960).
- [79] A.H. Boozer, Phys. Fluids **25**, 520 (1982).
- [80] C.D. Beidler and W.N.G. Hitchon, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 317 (1994).
- [81] M. Yokoyama *et al.*, Research Report NIFS-810, National Institute for Fusion Science, Japan (2005) on the numerical code originally developed by L. Hedrick (retired, Oak Ridge National Laboratory).
- [82] M. Emoto *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2019 (2006).
- [83] A. Sakai *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403048 (2015).
- [84] S. Murakami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 054009 (2015).
- [85] A. Wakasa *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 582 (2010).
- [86] A. Wakasa *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **4** (2001) 408.
- [87] A. Wakasa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 1157 (2007).
- [88] C.D. Beidler and W. D. D'haeseleer, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 463 (1995).
- [89] Y. Turkin *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 022505 (2011).
- [90] H. Nuga *et al.*, Plasma Fusion Res., *accepted for publication* (2019).
- [91] H. Yamaguchi and S. Murakami, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).