

解説

炉心プラズマの計算機シミュレーションに 期待されるもの

滝 塚 知 典

(日本原子力研究所)

What can be Expected from Computer Simulations of Fusion Plasmas ?

TAKIZUKA Tomonori

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan

(Received 13 February 1998)

Abstract

Computer simulations are expected to play an important role in advancing the high-efficiency R&D of fusion plasmas. However, it is risky to put forward a particular simulation simply because it is cheap and it appears to be correct. The simulation of a vertical displacement event is introduced as an example of a simulation which seems to be correct, while the resistive MHD simulation of internal disruption is introduced as a simulation which seems to be incorrect. We show transport phenomena in plasmas produced by computers, and discuss what can be expected from computer simulations. The future possibility of reliable simulations following the progress of computer performance is examined. The importance of manpower in simulation studies is emphasized as well as the necessity for experimental results to be compared with numerical results.

Keywords:

computer simulation, fusion plasma, tokamak, ITER, vertical displacement event, internal disruption, transport, MHD simulation, particle simulation, massively parallel computer, Numerical EXperiment of Tokamak (NEXT)

1. はじめに

核融合プラズマの研究が年々着実に進歩して、大型トカマク装置 (JET, JT-60U) において等価的な核融合出力増倍率 Q が 1 を超える臨界プラズマ条件が達成され[1,2], さらに JET では DT 燃料を用いた実験で実際に Q が 1 に近い核融合パワーを産み出し[3], 今や核融合炉の建設が現実的なものとなってきた。

しかし、トカマクプラズマ物理に対する現在の知識を基に、自己点火条件 ($Q = \infty$) を満足する核融合実験炉を設計してみると、装置サイズは巨大なものとなり、(研究開発のリスクを考慮すると) その建設資金を単独

author's e-mail: takizukt@fusion.naka.jaeri.go.jp

国家で負担することが難しくなった。このため、国際協力による核融合炉開発が行われることになり、日本・欧州連合・ロシア・米国の四極が集まって、国際熱核融合実験炉 ITER の設計を行っている[4,5]。1988年から1991年までの概念設計活動 CDA を経て、1992年から1998年までの予定で工学設計活動 EDA が始められた。当初は EDA 終了後速やかに ITER の建設に着手することを予定していたが、まだ建設についての検討事項が残っているという公式的な理由により、EDA の期間を3年間延長し、建設については協議を続けるという方向に進んでいる。ITER の建設コストは7,000億円から1兆

円になるであろうと見積もられており、上記四極の財政事情がこのコスト負担を簡単には許さない状況にあることが、速やかに ITER の建設を進められなくなった理由のもう一つであることは容易に想像できる。

かかる状況下では、近年の米国における磁場閉じ込め核融合研究開発費の落ち込みに見られるように、核融合炉建設だけではなく現在のトカマク実験研究に対しても十分な資金を確保することがむずかしくなる。そして、あまりコストがかからずに「炉心プラズマ」の研究ができるのではないかと「期待」を基にして、「計算機シミュレーション」[6,7]が核融合炉研究開発の脇役から主役になれと担ぎ出されるようになる。たとえば ITER 物理 R&D [8]として主要課題である(1)閉じ込めと輸送、(2)ダイバータ、(3)ディスラプション・プラズマ制御・MHD、(4)加熱・電流駆動、および(5)高エネルギー粒子の物理機構がそれぞれ計算機シミュレーションによりすべて明らかになることが期待されるのであろう。そしてさらには計算機の中に ITER が作られ、その数値 ITER 実験を基に、最も経済的な ITER の設計建設が可能になることまで期待されているのであろうか。

この解説は、磁場閉じ込め炉心プラズマの計算機シミュレーションに関する回顧的レビューではなく、あくまで筆者の主観的な観点から、計算機シミュレーションに何が期待できそうか、何を期待すべきかを記述するものである。

2. シミュレーションは正しい

—垂直移動現象のシミュレーション—

トカマクを核融合炉にすることがむずかしいであろうと考えられていた理由の一つは、トカマクにはディスラプションが付き物で装置がいつ損傷するかわからないと思われていたことである。しかし、実験の積み重ねにより、ディスラプションは確率的に起こるものではなく、プラズマの条件により必然的に起きる、つまり運転条件をうまく選べば起きないものであることがわかってきた。それでも、実験とは新しい運転領域を切り拓くものであるから、ディスラプションはトカマク実験において避けられないものである。

現在ディスラプションに関する最大問題の一つは、プラズマが垂直方向に移動して真空容器や容器内構造物に接触し、これに伴って真空容器や構造物上に流れるポロイダル方向のハロー電流 I_h がもたらす電磁力、 $I_h \times B_t$ (B_t はトロイダル磁場)である[9]。高熱流除去のため薄い構造材が用いられるダイバータ機器にとって、この電

磁力は相当に厳しい。したがって、ディスラプション時の垂直移動の方向はダイバータの逆向きが望まれるが、移動の方向は何が決めているのであろうか。

上下方向の位置不安定性の発生という単純な考え方では、上向きか下向きの移動は初期摂動により決まることになる。また、ダイバータコイル電流はプラズマを引き寄せるという感覚的な考え方では、ダイバータ板方向の移動が起きることになる。

そして、この垂直移動現象 (Vertical Displace Event : VDE) がどの方向に起きるかという問題は、日米協力で行われた計算機シミュレーションにより明らかにされた。用いられた計算コード、TSC (Tokamak Simulation Code) [10]では、トカマクプラズマは軸対称のMHDプラズマとして取り扱われる。つまり、ディスラプションの物理機構には三次元構造のMHD不安定性が本質的であるが[11]、プラズマの熱エネルギーの急速な喪失 (熱クエンチ) 後のVDEは本質的に軸対称と仮定している。プラズマの周りには、軸対称のポロイダルコイル、真空容器、容器内構造物が設置されている。これらの導体内では、オームの法則が適用される。電磁場はMaxwell方程式により決まる。ポロイダルコイルの電源系は回路方程式で記述される。

初期設定で、熱クエンチによりプラズマ温度が下がり電気抵抗が増加したトカマクプラズマを選び、時間発展シミュレーションを始める。まずプラズマ電流が減衰していく (電流クエンチ)。このとき、真空容器や容器内構造物上に誘起される渦電流はプラズマ電流と同方向で (Fig. 1(a))、プラズマを引き寄せる力を作る。すべての渦電流がプラズマに及ぼす引力を加え合わせたとき、特に配置を考えていない場合は、上向きか下向きかどちらかからの引力が大きくなり、その方向へプラズマは垂直

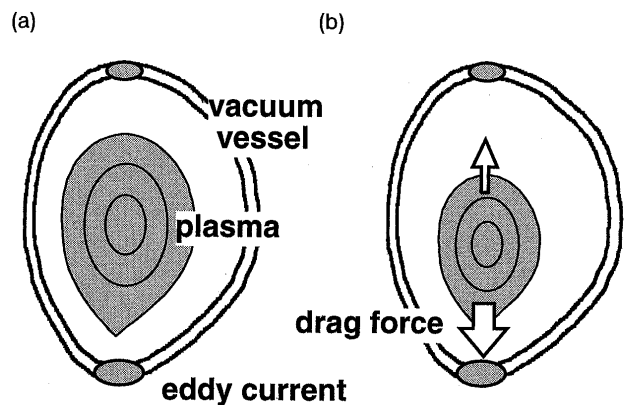


Fig. 1 Schematic (a) eddy current on vacuum vessel during current quench and (b) drag force causing VDE.

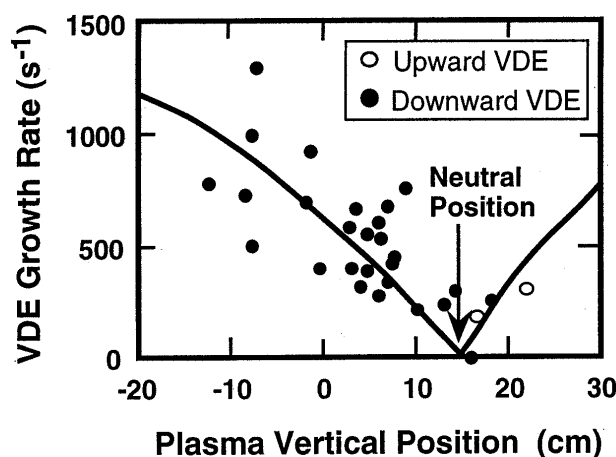


Fig. 2 Dependence of VDE growth rate and direction on vertical position of magnetic axis. Closed and open circles are experimental data of JT-60U and solid curve is obtained from simulation. Plasma located initially at the neutral position is hardly displaced.

移動する (Fig. 1(b)). 軸対称 MHD シミュレーションにより, 以上のような VDE の機構が解明された[12]. また, 渦電流が作る引力の総和が零となる位置 (中立平衡点) にプラズマを設置しておけば, 垂直移動が非常に起きにくいこともシミュレーションから明らかになった.

上記のシミュレーション結果が正しいことは, 実験の結果から推定できる. Fig. 2 に JT-60U プラズマで発生したディスラプション時の VDE の方向と VDE の成長率とが示されている[13]. 実験結果 (●印) とシミュレーション結果 (実線) がよく一致していることがわかる. VDE の成長率のバラツキが, 主に成長率がプラズマ電流減衰率に依存しているためであることについても, シミュレーションと実験はよく一致していることが確かめられた.

この場合は確かに「計算機シミュレーションは正しい」ということを説得させるものであった. しかし, この例題をあげて, だから「計算機シミュレーションは期待できる」と簡単に言えるのであろうか.

3. 「正しい」ということ

—内部ディスラプションのシミュレーション—

トカマクプラズマでは, 輸送が決める閉じ込め時間の時間スケールより十分短い時間で起きる, 磁場配位やプラズマ分布の緩和現象が多く観測される. 小型トカマクのオーミック加熱の時代から観測されていた緩和現象として, 内部ディスラプション[11,14]がよく知られている. プラズマ中心の安全係数 q_0 が 1 より小さいときに, $m=1/n=1$ の MHD モードが不安定になり (m, n はそ

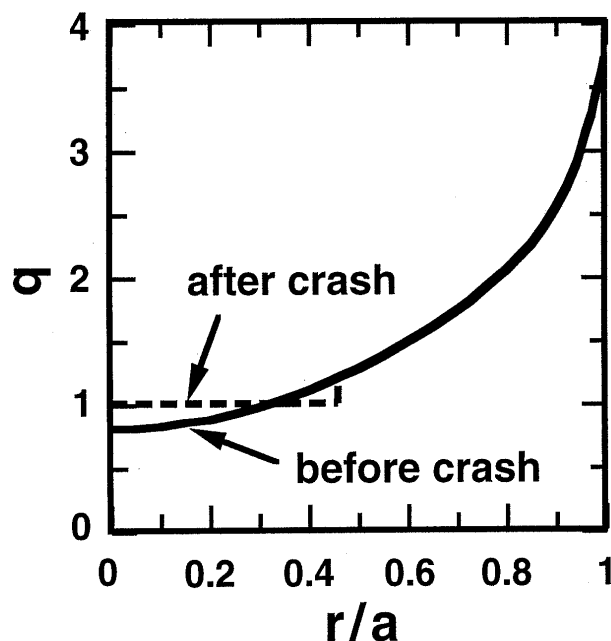


Fig. 3 Radial profiles of safety factor q before crash (solid curve) and after crash (dashed curve). Kadomtsev predicted q is flattened by full reconnection during internal disruption.

れぞれポロイダルモード数とトロイダルモード数), 中心部の熱エネルギーや粒子を $q=1$ の磁気面の外側へ吐き出す. 内部ディスラプションでプラズマの中心温度が急降下した後, 再び加熱されて中心温度は上昇する. この温度の時間変化は鋸の歯に似ているところから, 鋸歯状振動と呼ばれている.

内部ディスラプションでは, 抵抗性不安定性により成長した $m=1/n=1$ の磁気島が磁気リコネクションにより全部消失 (full reconnection) すると中心部のプラズマとプラズマ電流を同時に $q=1$ 面の外へ吐き出し, それらを平坦化する, というモデルが Kadomtsev により提唱された[15]. 安全係数の径方向分布も Fig. 3 のように平坦化されるので, $m=1/n=1$ モードは安定となり, 再び電流分布が急峻になって $q_0 < 1$ になるとモードが不安定となる過程が繰り返されることになる.

理論モデルの提唱後すぐ, Sykes と Wesson は抵抗性 MHD モデルを用いた内部ディスラプションのシミュレーションを行い, まさに Kadomtsev が予測した結果を得た[16]. その後も同じような抵抗性 MHD モデルを用いて多くのシミュレーションが行われた. Kurita 等のシミュレーションで得られた磁気面の時間発展を Fig. 4 に示す (時間 t は a/V_{pA} で規格化, a と V_{pA} はプラズマ半径とポロイダルアルヴェン速度) [17]. $m=1/n=1$ の磁気島が成長し, 磁力線の再結合により消失して

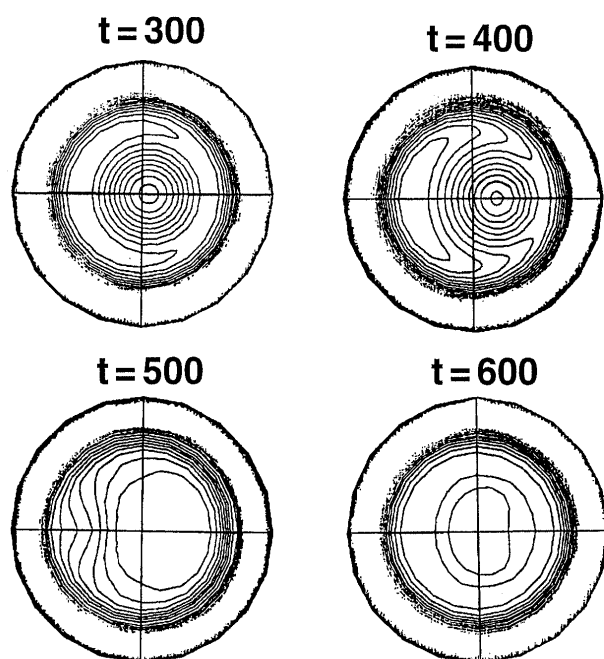


Fig. 4 Evolution of magnetic configuration on poloidal cross section during internal disruption. Results are obtained from resistive MHD simulation. $m = 1/n = 1$ magnetic island grows and afterwards full reconnection occurs.

中心部の電流密度は平坦化される様子がよくわかる。圧力の効果やトロイダル効果[18]、また電子やイオンの粘性の効果[17]まで取り入れたシミュレーションも、基本的に Kadomtsev モデルと同様の結果を示した。

ここで、もし実験の結果があまりなかったとしたらどんな結末となるだろう。きっと見事な「理論とシミュレーションの一致」であり、したがって「シミュレーションは正しい」との宣伝材料となったであろう。ところが実際は、いろいろなトカマク装置で鋸歯状振動の研究が詳しく進められ、とくにプラズマ内部のポロイダル磁場を直接に計測できるようになると、内部ディスラプション後も q_0 が 1 より小さいままであることがわかった[11,14]。どうも抵抗性 MHD 方程式系だけでは、内部ディスラプションの「正しい」シミュレーションはできないようである。そこで、電気抵抗より電子の慣性が重要であろうと考えて、これをを取り入れたシミュレーションが行われ、内部ディスラプション後に $q_0 < 1$ の状態が再現するという結果が得られた[19]。しかし、この計算機シミュレーションにおけるプラズマパラメータと現実のトカマクプラズマパラメータの大きな違いがあり、シミュレーションにより内部ディスラプションの物理機構が垣間みえたかどうかは今のところ定かでない。

4. 計算機が作るプラズマ

—乱流輸送のシミュレーション—

冒頭に述べたように、核融合実験炉 ITER は巨大な装置で、その建設費は莫大なものになると想定され、このことが ITER の建設への一つの障壁となっている。この大きさは主にプラズマの閉じ込め性能によって決まっており[8]、もし閉じ込め改善度（いわゆる H ファクタ）が大きくなれば、装置を小型にすることが可能となる。したがって、プラズマの輸送の物理を明らかにして、高性能閉じ込めを実現することは、核融合研究開発を進めるための最重要課題である。輸送に関して、実験的研究に並行してシミュレーション研究も進展しており、特にプロジェクトとして米国では NTTP (Numerical Tokamak Turbulence Project) [20] が、日本でも NEXT (Numerical EXperiment of Tokamak) [21] 計画が進められている。

輸送の物理機構を計算機シミュレーションにより完全に解明することは、現状では困難であると認識されている（と筆者は思っている）。この認識がないと、特定の流体モデルに基づいたシミュレーション結果でさえも輸送問題すべてに普遍化して、たとえば ITER では乱流輸送が大きく閉じ込めが良くないので、高い Q 値の運転は不可能であろうとの結論を引き出してしまう[22, 23]。さすがに米国でも、シミュレーションとはなんぞやということをやまず知る必要があると考え、輸送に関する流体シミュレーションと粒子シミュレーションの比較検討をサイクロン計画の名のもとに行うことになった[24]。まだ初期的な結論ではあるが、イオン温度勾配モード乱流の飽和値は、流体シミュレーションのほうが粒子シミュレーションより大きくなることがわかった。つまり上記の ITER に関する悲観的予測はどうも間違っていたらしいということになった。飽和値が異なる理由についてはまだ結論が得られていないが、粒子シミュレーションの結果の方が現実のプラズマにより近いと考えられている。

トロイダル系での粒子コード (TPC : Toroidal Particle Code) を用いたシミュレーションの結果を Fig. 5 に示す[25]。イオンは粒子として取扱うが、電子はボルツマン分布していると仮定している。イオンの平均的旋回半径 ρ はプラズマ半径 a の $1/50 \sim 1/100$ である。トロイダル効果によりイオン温度勾配モードは不安定であり、Fig. 5(a) に示すような径方向に拡がった構造を持つ乱流が生じる。スラブ系ではドリフト乱流の特徴的長さは ρ のオーダーであり、その結果輸送係数 χ がジャイロボー

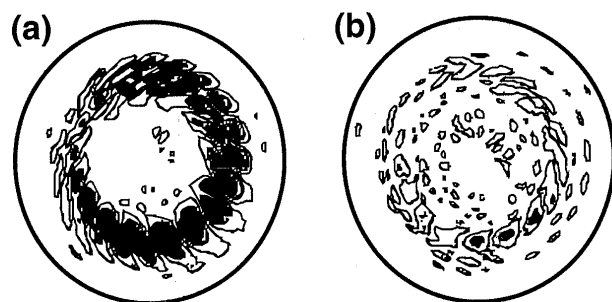


Fig. 5 Structures of drift turbulence. Equi-potential curves are plotted. Results are obtained from particle simulation in toroidal geometry. Large-scale structure is developed due to toroidal effect in (a). This structure is fractionized by the sheared flow and transport becomes small in (b).

μ 型 $\chi \propto (T/eB_\perp) (\rho/a)$ になるのに対し、トロイダル系では大域的乱流構造のため輸送係数はボーム型 $\chi \propto (T/eB_\perp)$ になる (T はプラズマ温度). この大域的構造は、プラズマの流れのシア (ここではポロイダル回転周波数の径方向変化) があると、その形を保つことができなくなり壊される. Fig. 5(b) に細分化された乱流構造を示す. このとき、輸送係数は (a) の場合に比べ大幅に減少している.

このシミュレーションから次のような乱流の基礎的物理がわかる. 径方向に少し離れて存在する m/n モードと $(m \pm 1)/n$ モードがトロイダル効果で結合することにより大域的乱流構造が生じる. この構造は流れのシアにより細分化され、輸送係数は小さくなる. 安全係数 q の径方向分布に極小値 (または極大値) があるようにすると、トロイダル結合が極小位置を挟んで消失し、輸送係数を大幅に減少できることもわかった[26].

しかし、トカマクにおける L モード閉じ込めおよび改善閉じ込めの物理がこれらのシミュレーションによって解明されたと思うのは間違いである. 電子の応答、衝突の効果、磁場揺動の効果、磁場配位の効果、流れの自己形成、プラズマ境界における中性粒子の影響等々を明らかにしないかぎりその総合的結果である閉じ込めを解明できたとはいえない. 計算機シミュレーションでは、本質的にどんな基礎方程式を使っているのか知っているのだから、まず解明すべきことはその方程式系が作り出すプラズマの特性であるはずだ. たとえば、輸送係数を簡単に評価する Mixing length 理論, $\chi \sim \gamma/k_\perp^2$ または $\chi \sim \gamma^2/\omega k_\perp^2$ ($\gamma, \omega, k_\perp$ は成長率, 周波数, 磁力線垂直方向波数) [27], の当否をシミュレーションによりはっきりさせることができるだろう. また、トカマク実験との比較でいえば、 χ の絶対値を合わせるよりも、輸送特性

がトロイダル磁場よりポロイダル磁場に依存する要因を見つけることのほうがシミュレーション研究に適しているのではないだろうか.

「計算機が作るプラズマ」が実験プラズマと同じ挙動を示さなくても、前者の物理特性を把握することにより後者の物理特性の理解を深めることは十分に可能である. そのためには、シミュレーション研究を行う者は常に実験結果に興味を持ち続けていくことが非常に大切である.

5. シミュレーションへの期待

前節において、粒子モデルが「正しい」シミュレーションモデルとなる可能性を持っていることを述べた. ただし、1つの空間メッシュ内に数個しか超粒子がない場合は、数値ノイズが大きく、粒子モデルの優位点である速度分布の記述もできない. したがって、計算機能力の制限から超粒子を多数使用できないときは、かえって粒子モデルより MHD モデルや流体モデルの方が、実際の模擬すべきプラズマをある程度まで正しく表現できる. どの程度の計算機能力があれば、期待を抱かせることができる「正しそうな」粒子シミュレーションが可能になるのだろうか.

ここでは、炉心プラズマにおいて解明されるべき重要課題である MHD と輸送現象のシミュレーションを考える. MHD と輸送現象を支配する物理現象の短い方の特徴的時間スケールはイオン・サイクロトロン周期より十分に長く、またその小さい方の特徴的空間スケールはイオン回旋半径より大きいものと仮定する. したがって、空間メッシュのサイズ Δ は平均的なイオン回旋半径 ρ の g 倍に選ぶ. 磁力線方向の特徴的空間スケールは ρ に比べ十分に大きい、普通の実験室系のメッシュ配位を考えると、トロイダル方向のメッシュサイズもファクタ (qR/a) 程度大きい ($g\rho$) のオーダーである (q は安全係数, R はトラスプラズマの大半径). 三次元メッシュの総数 M はしたがって $(g\rho)^{-3}$ となる. ここで特に規格化回旋半径 $\rho^* \equiv \rho/a$ を取りあげるのは、核融合炉プラズマでは、現在のトカマクプラズマに比べて、 ρ^* の値は小さくなるので、輸送における ρ^* の効果を特に詳しく調べておく必要があるからである [8]. 大型トカマクで、 $B_t = 2\text{ T}$, $T = 1\text{ keV}$, $a = 1\text{ m}$ のとき、重水素の ρ^* は約 $1/300$ である.

1つのメッシュの中に平均的に n 個の超粒子を置く. より正しそうなシミュレーションのためには n は $100 \sim 1,000$ が必要であろう. 粒子の総数 N は $n(g\rho)^{-3}$ となる.

旋回半径がプラズマ半径に比べ十分小さいときの輸送物理を解明したいので、 ρ^* が1/100より小さい場合を考えると、 N は $10^8/g^3$ 以上になる。

時間ステップ Δt は、メッシュサイズが小さくなればそれに比例して小さく選ぶ必要がある。簡単のために $\Delta t = \alpha_1 \Delta / C_S = \alpha_1 g \rho / C_S$ とする (C_S は音速)。係数 α_1 は1のオーダーであるが、電子の運動で Δt が決められるとすると、 α_1 は電子とイオンの質量比の平方根 $(m_e/m_i)^{1/2}$ だけ小さくなる。輸送現象における長い方の特徴的時間スケールはエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E \sim a^2/\chi$ であり、輸送係数 χ がボーム型 $\chi \sim 10^{-2} T/eB_t \sim 10^{-2} C_{Sp}$ としても、それは時間ステップ Δt の $(10^2/\alpha_1 g \rho^2)$ 倍の長さになる。シミュレーションの対象時間を $\tau_0 \sim \alpha_2 \tau_E$ とすると、時間ステップ数 $K_t = \tau_0/\Delta t$ はほぼ $(10^2 \alpha/g \rho^2)$ となる ($\alpha \equiv \alpha_2/\alpha_1$)。

すべての超粒子の時間ステップ数を足し合わせた総ステップ数 $K_s = NK_t$ は約 $(10^2 \alpha n/g^4 \rho^5)$ となり、もし1ステップあたりだいたい 10^3 回の演算 (Flop) をするならば、一度のシミュレーション・ランに必要な総演算数 K は約 $(10^5 \alpha n/g^4 \rho^5)$ となる。計算時間は ρ^* に非常に強く依存していることがわかった。

今、 α と n の積を10、メッシュサイズを ρ とすると ($g=1$) 総演算数は $K \sim 10^6 \rho^{*-5}$ であり、 ρ^* が1/100の時 10^{16} という膨大な回数になる。現在かなり普及している10 GFlops/secの演算能力を持つ計算機を用いたとき、上シミュレーション・ランには約300時間の計算時間がかかる。この ρ^* の値をただか半分にしただけで、計算時間は30倍増大し1万時間となるので、実質上シミュレーションは不可能となる。

これに比べ、数年後に稼働予定の超高速並列計算機、地球シミュレータ[28]で10 TFlops/secの性能が実現された場合は、 $\alpha n = 100$, $g = 1$, $\rho^* = 1/100$ ($K \sim 10^{17}$)のシミュレーションは3時間で済む。輸送のベータ値依存性、衝突周波数依存性、アスペクト比等の形状依存性のパラメータ調査は、各ランが数時間で済むので、容易に行うことができるようになる。規格化旋回半径依存性については、 $\rho^* = 1/200$ ($K \sim 3 \times 10^{18}$)のシミュレーションも100時間で終わることができる。

さらに、炉心プラズマにおいては高速のアルファ粒子の規格化旋回半径も十分小さいという条件を考慮して、 $\rho^* = 1/1000$ 程度のシミュレーションを行おうとすると、地球シミュレータ以上の1~10 PFlops/secの超高速並列計算機まで必要になるのかもしれない。

ここまでは、計算機の性能の観点から、数年後には炉

心プラズマのMHDと輸送現象の「正しそうな」シミュレーションが期待できそうであることを述べた。しかし、シミュレーション・コードを開発し、シミュレーション・ランを行い、その結果を解析して物理を理解するのは人間であることを考えると、上記の期待を実現するためには、人的資源 (人数×能力) を増大させることが最も重要である。

現在、原研では、計算機シミュレーションにより核融合研究開発の一端を担おうとNEXT計画[21]が進められている。この計画は、炉心のコアプラズマのMHDや輸送現象だけでなく、周辺のダイバータも含めたプラズマの物理解明を目的としている。しかしながら、現状では計画に係って炉心プラズマのシミュレーション研究を行っている人数は、10名程度である。NEXT計画は原研内部だけでなく外国も含めて外に開かれた計画であるので、期待されるようなシミュレーション研究を行うためには、内部人員を増加するのみならず外部から多くの研究者の力を集めることが重要であると思われる。

最後に、以下のことをもう一度繰り返し強調する。シミュレーション研究により「正しそうな」結果を得ることができるようになるが、常にその結果を実験結果と比較しながら研究を進めて行かない限り、「正しい」物理の解明はできないだろう。つまり、実験研究をなくしてしまっ、シミュレーション研究が取って代わることは決してあってはならない。

6. まとめ

核融合研究開発には多額の費用がかかるので、効率のよい研究開発のために、炉心プラズマの計算機シミュレーションが期待されている。しかし、シミュレーション研究は安くて正しいから推進するべきであると単純に考えるのは危険である。第2節から第4節では、「正しそうな」VDEのシミュレーション、「正しいと言えなかった」内部ディスラプションのシミュレーション、「計算機の作るプラズマ」の輸送のシミュレーションを紹介することで、今後シミュレーションに何を期待できそうか考察した。第5節では、今後の計算機能力の発展に伴い、「正しそうな」シミュレーションがもっとできるようになるかどうかの検討を行った。シミュレーション研究には計算機能力だけでなく人的資源が重要であること、また実験結果との比較を十分にできるように実験的研究と並行してシミュレーション研究を推進すべきであることを強調した。

この主観的解説記事に対し多くの異論があるだろう

が、それだからこそ、この記事が「炉心プラズマの計算機シミュレーション」を核融合研究開発の中でどのように位置付けていくかについての議論の一端になれば幸いである。

謝辞

この解説を企画した西村清彦・田中基彦編集委員、および筆者に解説を書く機会を与えてくれた原研の安積正史氏と平山俊雄氏に感謝します。資料の提供と有用な討論をしてくれた原研のNEXT計画のメンバー、とくに徳田伸二氏、岸本泰明氏、中村幸治氏、栗田源一氏、松本太郎氏、井戸村泰宏氏（京都大学）に謝意を表します。

参考文献

- [1] JET Team, Nucl. Fusion **32**, 187 (1992).
- [2] S. Ishida, T. Fujita *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3917 (1997).
- [3] A. Gibson, *D-T Plasmas in JET: Behaviours and Implications*, Bulletin APS **42**, 2063 (1997), *to be published in Phys. Plasmas*.
- [4] R. Aymar *et al.*, Fusion Energy 1996 (*Proc. 16th Int. Conf.*, Montreal, 1996), Vol. **1**, 3 (IAEA, Vienna, 1997).
- [5] ITER 設計報告：プラズマ・核融合学会誌 **73** Supplement (1997).
- [6] たとえば, T. Tajima, *Computational Plasma Physics: With Applications to Fusion and Astrophysics*, (Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Redwood City, 1989).
- [7] 小特集「超並列計算機のシミュレーションとプラズマ」：プラズマ・核融合学会誌 **72**, 735 & 909 (1996).
- [8] 小特集「ITER 物理 R&D」専門家グループの現状と展望：プラズマ・核融合学会誌 **72**, 495 (1996).
- [9] 関谷 譲：プラズマ・核融合学会誌 **72**, 403 (1996).
- [10] S.C. Jardin, N. Pomphery and J. DeLucia, J. Comput. Phys. **66**, 481 (1986).
- [11] D. Biskamp, *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997) Chap. 8.
- [12] Y. Nakamura, R. Yoshino, Y. Neyatani *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 643 (1996).
- [13] R. Yoshino, Y. Nakamura and Y. Neyatani, Nucl. Fusion **36**, 295 (1996).
- [14] 辻 俊二, 安積正史：核融合研究 **61**, 287 (1989).
- [15] B.B. Kadomtsev, Sov. J. Plasma Phys. **1**, 389 (1975).
- [16] A. Sykes and J.A. Wesson, Phys. Rev. Lett. **37**, 140 (1976).
- [17] G. Kurita, M. Azumi and T. Tuda, J. Phys. Soc. Japan **62**, 524 (1993).
- [18] A.Y. Aydemir, J.C. Wiley and D.W. Ross, Phys. Fluids B1, 774 (1989).
- [19] H. Naitou, T. Sonoda, S. Tokuda and V.K. Decyk, プラズマ・核融合学会誌 **72**, 259 (1996).
- [20] Numerical Tokamak Turbulence Project, <http://www.acl.lanl.gov/GrandChal/Tok/>.
- [21] 徳田伸二：プラズマ・核融合学会誌 **72**, 916 (1996); NEXT project, <http://www-jt60.naka.iaeri.go.jp/next/html/next.html>.
- [22] M. Kotchenreuther, W. Dorland, G.W. Hammett *et al.*, Fusion Energy 1996 (*Proc. 16th Int. Conf.*, Montreal, 1996), Vol. **2**, 371 (IAEA, Vienna, 1997).
- [23] J. Glanz, Science **274**, 1600 (1996).
- [24] S. Parker, Bulletin APS **42**, 1985 (1997), <http://www.er.doe.gov/production/cyclone/>.
- [25] Y. Kishimoto, T. Tajima, W. Horton, M.J. LeBrun and J-Y. Kim, Phys. Plasmas **3**, 1289 (1996).
- [26] 岸本泰明, 藤田隆明：日本物理学会誌 **52**, 854 (1997).
- [27] B.B. Kadomtsev, *Plasma Turbulence* (Academic Press, London, 1965).
- [28] 谷 啓二：科学技術ジャーナル Dec. 22 (1997); <http://www.sta.go.jp/umi/seacarth/70722.htm>.