

研究論文

負磁気シアトカマク放電における リップル損失の数値解析

飛田 健次, 濱松 清隆, 滝塚 知典

(日本原子力研究所那珂研究所)

鈴木 正信

(株式会社 CSK)

Numerical Analysis of Ripple Loss in Reversed Shear Tokamak Operation

TOBITA Kenji, HAMAMATSU Kiyotaka, TAKIZUKA Tomonori and SUZUKI Masanobu¹⁾

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

¹⁾*CSK Co., Hitachi 316-0003, Japan*

(Received 1 January 1999/Accepted 25 February 1999)

Abstract

Ripple loss of energetic alpha particles and neutral beam ions was calculated for reversed shear discharges in ITER-FDR(Final Design Report). The result indicates that, compared with normal operation with positive shear, reversed shear operation dramatically enhances the ripple loss. Ripple loss of alpha particles can reach 25 % with the maximum heat load of 3.7 MW/m² on the outboard wall, while that of a 1 MeV negative ion source beam can be as high as 20 % as well. The heat load due to alpha particle loss is marginal in the light of a wall tolerance. The calculation suggests that the Toroidal Field (TF) ripple in a fusion reactor should be designed to be less than 0.6 % at the plasma surface so that ripple loss of alpha particles or beam ions can be acceptably low. Ferritic steel insert to the vacuum vessel, is a probable solution to reduce the ripple loss to an allowable level in the ITER-FDR design with the TF ripple reduction of by a factor of 0.4. With TF ripple reduction, ripple loss for alpha particles and beam ions is expected to decrease to 10 % and 4 %, respectively.

Keywords:

ripple loss, reversed shear, alpha particle, ITER, tokamak

1. はじめに

トカマクのトロイダル磁場は、通常、プラズマ表面で1%程度の不均一性(リップル)を持つ。この微小なリップルは、中性粒子ビーム入射(NBI)で生成される高エネルギー粒子やアルファ粒子の径方向輸送を引き起こし、粒子とエネルギーの損失を招く。リップル損失と呼ばれるこの損失は第一壁上に局在化した熱負荷を与える

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

ため、トカマク的设计においてはその損失量の評価が不可欠である[1].

1995年以降、最新のトカマク研究の成果をITERの設計基盤に反映するためにITER物理R&D活動が行われてきた[2]. その活動の中で緊急性の高い課題の一つとされたリップル損失の評価は比較的早期に実施され、アルファ粒子のリップル損失は十分小さいことが示された

[3]. その後, 負磁気シア放電では高速イオンのリップル損失が極めて大きくなることが指摘されるようになり [4], また, 時期を同じくして, ITER の負磁気シア放電におけるリップル損失評価が開始された. 評価の結果, 負磁気シア運転ではリップル損失による熱負荷は第一壁の熱設計上限と同程度になることがわかってきた.

リップル磁場中における高速イオンの輸送は長年の研究により理論的によく理解されている. しかし, 実際にリップル損失を評価する段になると, フォッカー・プランクコードのように粒子軌道を単純化した手法や理論では概算値すら得られないのが実状である. 現在, リップル損失の評価に利用されているのは, モンテカルロ法でクーロン衝突を模擬しながら多数のテスト粒子の軌道を追跡する手法である [5]. この方法では膨大な計算時間を必要とするが, リップル損失の計算値は実験結果とよく一致することがわかっており信頼性が高い [6]. 最近になって, カオス理論を基礎にしてリップル損失を比較的短時間で評価する方法が考案された [7]. しかしながら, この手法をもってしても解析できるのは全損失量どまりであり, 第一壁の熱負荷の評価は, いまだにモンテカルロ法に頼らなければならない.

本稿は, ITER の負磁気シア運転におけるリップル損失のモンテカルロ計算の結果をまとめたものであり, リップル率をどの程度に設計すれば第一壁の熱設計が成立するかという問いに対する指針を与える. 本研究では, 軌道追跡モンテカルロコード (Orbit Following Monte Carlo code, OFMC code) [5] を用いて ITER でのリップル損失および第一壁への熱負荷の評価を行った. 2 章でリップル損失の物理を概説し, 3 章で ITER でのリップル損失の計算条件を, 4 章で計算結果を述べる. アルファ粒子, および電流駆動の一候補とされる 1 MeV 負イオン源中性粒子ビーム (N-NBI) についてリップル損失を評価した.

2. リップル輸送

この章では, リップル輸送の物理を概説し, リップル損失が負磁気シア放電においてなぜ問題になるのかを明らかにする.

2.1 リップル捕捉

ここでは簡単のために, 磁気軸の大半径が R_0 の同心円断面プラズマを考え, 座標軸として擬トロイダル系 (r, θ, ϕ) を採用する. ここで, r は小半径, θ はポロイダル角, ϕ はトロイダル角を表す. いま, 点 (r, θ) を ϕ 方向に回転させて円を描いたとき, この円周上でのトロイ

ダル磁場は, トロイダル磁場コイルの直下で最大値を, また, その中間点で最小値をとる. これらをそれぞれ B_{\max} および B_{\min} とし, リップル率 $\delta(r, \theta)$ を次のように定義する.

$$\delta(r, \theta) = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}} \quad (1)$$

トロイダル磁場の変化は, 軸対称磁場成分 \bar{B}_ϕ および非軸対称リップル磁場成分 \tilde{B}_ϕ を使って以下のように書ける.

$$\begin{aligned} B_\phi(r, \theta, \phi) &= \bar{B}_\phi(r, \theta) + \tilde{B}_\phi(r, \theta, \phi) \\ &= \frac{R_0 B_{\phi 0}}{R_0 + r \cos \theta} [1 + \delta(r, \theta) \cos N\phi] \end{aligned} \quad (2)$$

ここで, N はトロイダル磁場コイルの個数, $B_{\phi 0}$ はプラズマ中心でのトロイダル磁場である. この磁場配位にはリップルによる井戸 (極小値) が存在し, そのリップル井戸ができる条件は,

$$\alpha \equiv \left| \frac{\partial \bar{B} / \partial l}{(\partial \tilde{B} / \partial l)_{\text{peak}}} \right| = \frac{r |\sin \theta|}{NR_0 q \delta(r, \theta)} < 1 \quad (3)$$

となる [8]. ここで, l は磁力線に沿った距離を示す. 負磁気シアのようにプラズマ内部の安全係数 q が高い場合にはリップル井戸の領域が拡大する. これは, Fig. 1 に示すように, q が高いと磁力線に沿った軸対称磁場勾配が小さく, リップル磁場の変動を打ち消しにくくなるためである. 磁力線方向速度成分の小さい ($v_\parallel / v < \sqrt{\delta}$)

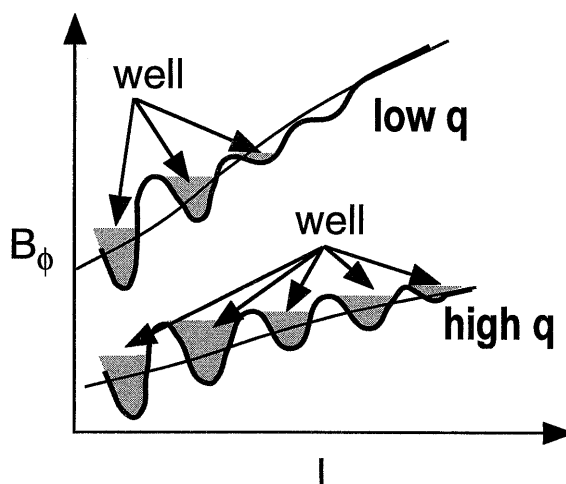


Fig. 1 Illustration showing the expansion of ripple well regions along a magnetic field line for low q and high q cases.

高速イオンは、隣り合うトロイダル磁場コイル間に形成されたリップル井戸に捕捉されてバナナ軌道を描けないため、バウンス周期中に ∇B ドリフトを打ち消すことができない。この結果、このようなリップル捕捉粒子は ∇B ドリフト方向にドリフト運動する。衝突周波数が高い場合、またはリップル井戸が浅いために高速イオンのリップル離脱の寄与が大きくドリフト距離がプラズマ半径より十分短い場合には、リップル捕捉輸送は拡散として扱われる。しかし、大型トカマクや核融合炉においては、リップル捕捉された高速イオンのドリフト移動距離は比較的長く、リップル捕捉による高速イオンの輸送は対流的となる。

このように、負磁気シアでは、リップル井戸の拡大のためにリップル捕捉粒子が増加し、その結果としてリップル損失が増大すると考えられる。

2.2 バナナドリフト

トロイダル磁場のリップルは、リップル捕捉粒子を作り出すだけではなく、通常の捕捉粒子（バナナ粒子）の軌道にも影響を及ぼす（通過粒子の軌道には作用しない）。軸対称磁場中では、バナナ軌道を描く粒子の上側反射点での ∇B ドリフト量は下側反射点のそれと完全に相殺され、ポロイダル断面に投影された案内中心の軌道は1バウンス周期後に完全に閉じる。しかし、リップル磁場中では、反射点付近でのドリフト量はトロイダル角位相に依存するため（ B_θ がトロイダル角位相に依存するため）、捕捉粒子が受ける ∇B ドリフト量は上側と下側とで一致せず、粒子の軌道は閉じない。JT-60Uの正磁気シア（通常磁気シア）および負磁気シア平衡におけるDD核融合反応で生成した1 MeV トリトンの案内中心軌道の計算結果をFig. 2に示す。負磁気シアでは、中心領域のプラズマ電流が小さいためバナナ幅が大きく、

正磁気シアの時と比べバナナ中心のふらつきが大きくなっていることがわかる。このようなバナナの輸送は、単純にバナナ幅で決まっているわけではなく、リップルバナナ拡散の q 依存性にも依存している。

リップルにより生ずるバナナ中心の変位量 Δr は、

$$\Delta r \approx \sqrt{\frac{N\pi}{\sin \theta_b}} \left(\frac{q}{\epsilon}\right)^{3/2} \rho \delta \sin(N\Delta\phi_b) \quad (4)$$

と表される[9]。ここで、 θ_b はバナナ反射点のポロイダル角、 ϵ は逆アスペクト比、 ρ はイオンのラーモア半径である。また、 $\Delta\phi_b$ はバナナの上側反射点と下側反射点のトロイダル角の差を示す。リップルが小さいうちは粒子軌道はある限られた領域内で振動を起こすだけであるが、リップルがある程度大きくなったり、クーロン衝突の効果が加わったりして粒子のトロイダル角位相の変化量がある臨界値を超えると粒子軌道はカオス的になる。多くの粒子のアンサンブルをとると、この輸送を拡散現象として扱えるようになる。クーロン衝突がないときにも、次の条件で統計リップル拡散(stochastic ripple diffusion)[9]が生じる。

$$\left(\frac{Nq}{\epsilon}\right)^{3/2} |q'| \rho \delta > 1 \quad (5)$$

ステップサイズ Δr と相関時間 $\tau \approx qR / \sqrt{\epsilon} v$ から単純に拡散係数 D_{fast} を見積もると、

$$D_{\text{fast}} \sim N \delta^2 \rho_0^2 v / R \quad (6)$$

となる。ここで、 ρ_0 はポロイダルラーモア半径を表す。(6)式は、統計リップル拡散および中間衝突周波数領域で起こるリップルプラトー拡散[10]での拡散係数を与え

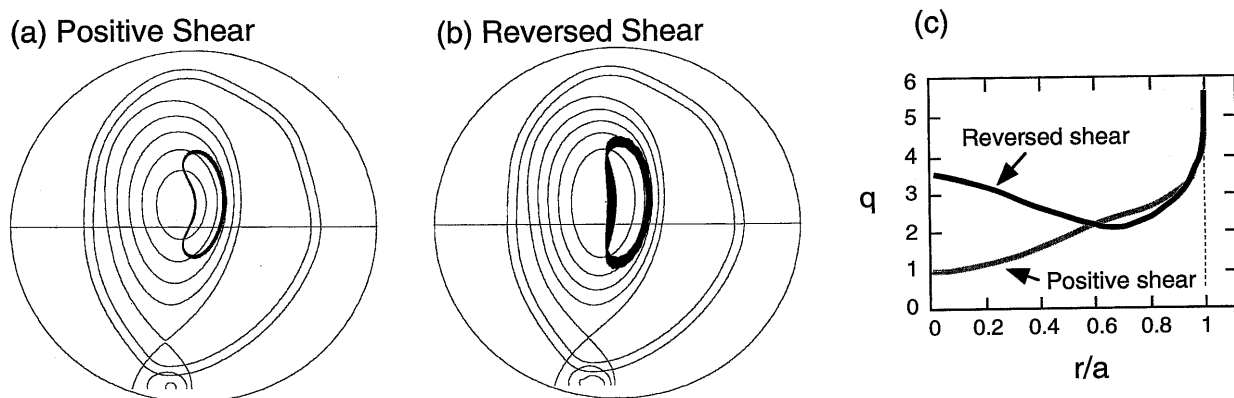


Fig. 2 Orbit traces of 50 bounces for a 1 MeV triton.

る。核融合炉におけるアルファ粒子のリップル損失は、しばしば統計リップル拡散に基づいて議論される。この場合、統計リップル拡散はクーロン衝突を無視して導出される最も単純なリップルバナナ拡散である点に留意しないと誤った結論を導びきかねない。高速イオンのピッチ角散乱や減速を無視できるほど短い時間スケール（せいぜい100バウンス程度まで）の輸送を取り扱う場合のみ、統計リップル拡散による扱いが可能である。もう少し長い時間スケールでのリップル輸送は、低衝突周波数領域での輸送に支配され、拡散係数は、

$$D_{\text{fast}} \sim N^{9/4} \delta^{3/2} q^{13/4} \rho R v_d / \varepsilon^{3/2} \quad (7)$$

で与えられる[11]。ここで、 v_d は高速イオンの90°偏向衝突周波数である。この拡散は、統計リップル拡散とリップルプラトー拡散の間の周波数領域で重要になる。減速しつつあるアルファ粒子のバナナ拡散を扱う場合には(7)式を使うのが適切である。この式からわかるように、低衝突周波数領域での拡散係数は $q^{13/4}$ に比例し、負磁気シアのように q の高い放電では輸送係数が増大すると考えられる。

3. 計算コードおよび計算条件

3.1 軌道追跡モンテカルロ (OFMC) コード [5]

OFMC コードでは、円柱座標系 (R, Z, ϕ) を採用する。トロイダル磁場のリップルを考慮に入れると、トカマクの作る磁場 $\mathbf{B}(R, Z, \phi)$ を以下のように書くことができる。

$$\mathbf{B}(R, Z, \phi) = \bar{\mathbf{B}}(R, Z) + \tilde{\mathbf{B}}(R, Z, \phi) \quad (8)$$

$$\bar{\mathbf{B}}(R, Z) = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \mathbf{e}_R + \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \mathbf{e}_Z + \frac{R_0 B_{\phi 0}}{R} \mathbf{e}_\phi \quad (9)$$

$$\tilde{\mathbf{B}}(R, Z, \phi) = \tilde{\mathbf{B}}_R(R, Z) \sin N\phi \mathbf{e}_R + \tilde{\mathbf{B}}_Z(R, Z) \sin N\phi \mathbf{e}_Z + \tilde{\mathbf{B}}_\phi(R, Z) \cos N\phi \mathbf{e}_\phi \quad (10)$$

ここで、 \mathbf{e}_R 、 \mathbf{e}_Z および \mathbf{e}_ϕ は、それぞれ、 R 、 Z 、および ϕ 方向の単位ベクトルである。軸対称磁場 $\mathbf{B}(R, Z)$ は、二次元 MHD 平衡コード EQUICR [12] で得られた磁束関数 $\Psi(R, Z)$ から求められる。トロイダル磁場コイルの作るリップル磁場については、 $\tilde{\mathbf{B}}_\phi$ に比べて、 $\tilde{\mathbf{B}}_R$ および $\tilde{\mathbf{B}}_Z$ の寄与は十分小さいので、 $\tilde{\mathbf{B}}_R = \tilde{\mathbf{B}}_Z = 0$ として計算しても最終的に得られるリップル損失の値には差がないが、計算ではこれらも省略せずに用いている。

この磁場のもとで、高エネルギー粒子に相当する多数

のテスト粒子を発生させ、プラズマ構成粒子との衝突をモンテカルロ法で模擬しながらテスト粒子の案内軌道を追跡する。テスト粒子の発生分布は、アルファ粒子については DT 熱核融合反応によるアルファ粒子生成を、NBI 高速イオンについては NBI 中性粒子の電離過程を確率的に扱って、生成場所、ピッチ角等をモンテカルロ法によって計算する。軌道追跡は、それぞれのテスト粒子が第一壁に衝突して失われるか、または熱化するまで行われる。粒子が第一壁に近づいたときには、案内中心軌道のほかにラーモア半径を考慮に入れて、壁に衝突するか否かを判定する。すべてのテスト粒子について計算が終了すると、それらの結果を統計処理して、高エネルギー粒子の速度分布、プラズマへのパワー入力分布、リップル損失、第一壁上でのリップル損失分布などが評価される。

3.2 リップル率

ITER は最終設計に至るまでに幾度となくトロイダル磁場コイル、第一壁およびプラズマパラメータの設計変更を行った。この結果、複数の設計についてリップル損失の評価が行われている。ITER の初期設計段階では、プラズマ電流 $I_p = 22$ MA、トロイダル磁場コイルの個数 $N = 16$ 、およびプラズマ弱磁場側表面でのリップル率 1.5% の設計について、複数の解析コードを使ってリップル損失のベンチマーク計算が行われた[13]。その後、一時、 $N = 24$ の設計となったが、ITER 最終報告書 (Final Design Report, FDR) の設計では $N = 20$ になった[14]。この設計 ($N = 20$) でのトロイダル磁場のリップル率の分布を Fig. 3 に示す。第一壁面上では $\delta > 2\%$ となるところもあるが、赤道面付近のプラズマ境界では $\delta = 1.5\%$ 程度であり、トカマク装置としては普通のリップル率となっている。本研究ではこの設計についてリップル損失の評価を行った。

3.3 MHD 平衡

ITER での先進定常運転シナリオとして $I_p = 12$ MA の負磁気シア放電が検討された[13]。この定常運転では、プラズマ電流のうち80%程度をブートストラップ電流で、残りの20%を外部電流駆動によって補い完全電流駆動を行うことを目標とする。計算に用いた負磁気シア平衡の磁気面、安全係数 q の分布およびこの MHD 平衡に対するリップル井戸の分布を Fig. 4 (a) に示す。参考として、12 MA 正磁気シアの MHD 平衡とリップル井戸領域を Fig. 4 (b) に示した。MHD 平衡解析では、

Grad-Shafranov 方程式を解く際の便宜のため、 $F \frac{dF}{d\Psi}$ お

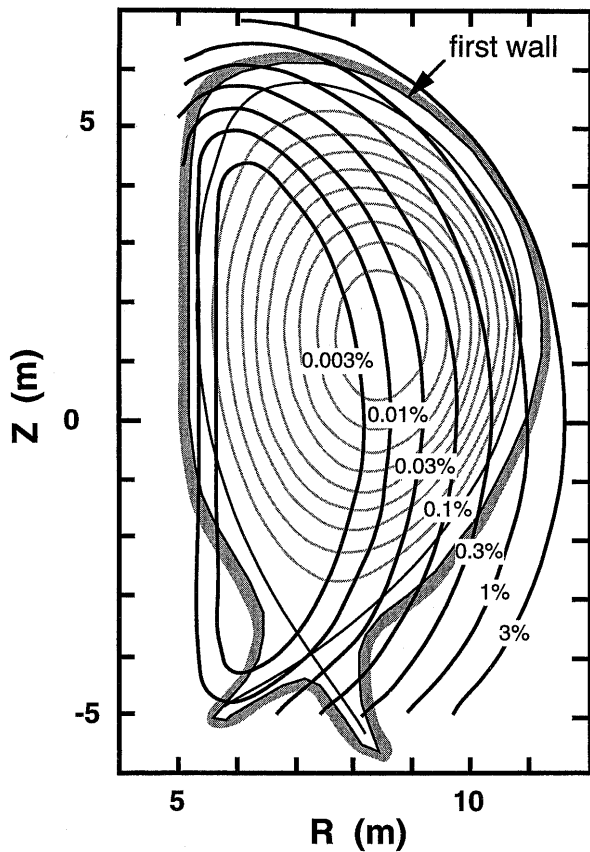


Fig. 3 Distribution of toroidal field ripple in the ITER-FDR design.

よび $\frac{dp}{d\psi}$ を同じ関数形で与えている (ここで, F および p は, それぞれ, 電流および圧力に対する磁気面関数である). この結果, 平衡計算に用いたプラズマ圧力分布は, 3.4に示すプラズマ密度と温度で決まる圧力分布とは必ずしもコンシステントになっていないことを注意しておく. 高周波による加熱・電流駆動方式との結合を考慮し, いずれの平衡配位でも第一壁と低磁場側プラズマ境界との間隔を 0.15 m とした. 正磁気シアと比べると, 負磁気シアではプラズマ中心領域でも楕円度と三角度が大きくなりやすいため, 縦長の磁気面となっている. 本稿で用いた負磁気シアの平衡では安全係数の極小値 q_{\min} を 3 とした. 2-3 MA の非誘導電流駆動で定常運転が成立するようにするためには, $\beta_N = 4$ ($\beta_p = 2.5$) 程度の運転を仮定したとき, $q_{\min} = 3$ であれば 80% 程度のブートストラップ電流を期待できるからである. 同図 (c) に 21 MA 正磁気シアの平衡を示した. リプル井戸領域の広さは, 負磁気シアの場合に非常に広がっておりリプル損失の増大が予想される.

3.4 高エネルギー粒子の生成分布

ITER では, DT 核融合反応はほとんど熱核融合によって起こり, ビームプラズマ反応の寄与は無視できるほど小さい. したがって, プラズマの密度およびイオン温度分布でアルファ粒子の生成分布が決定される. ITER の負磁気シア放電における温度・密度分布については予

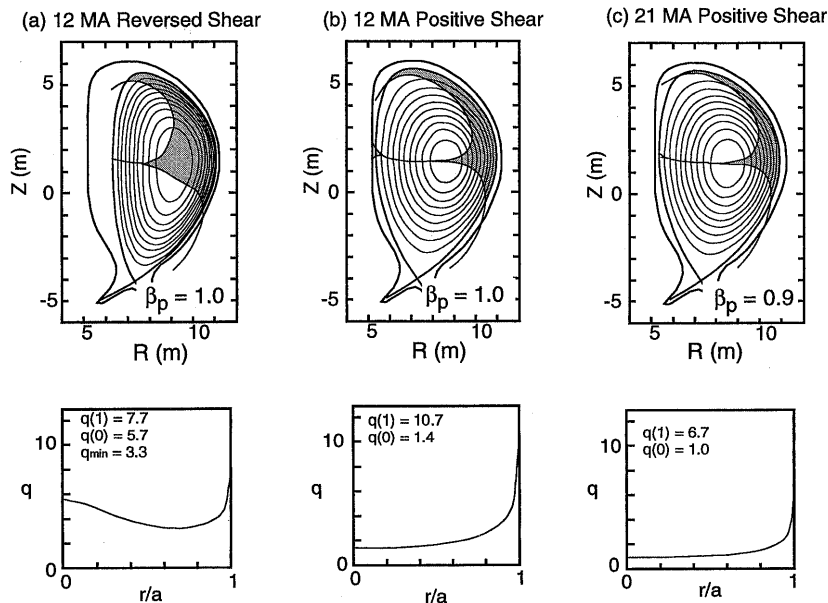


Fig. 4 MHD equilibria, ripple well regions and $q(r)$ for (a) a 12 MA reversed shear, (b) a 12 MA normal shear, and (c) a 21 MA normal shear plasma. Ripple wells are indicated by shading.

測が困難であるため、今回の評価では、Fig. 5 (a) のように輸送障壁を持たない平坦な密度と台形状の温度分布を与えた。この結果、アルファ粒子の発生分布は温度に似た分布になっている。このような比較的平坦な分布にすることで、アルファ粒子の生成分布はプラズマ中心から離れたところでも高くなるため、そのリップル損失は大きめになり、より安全側の設計指針を与える。ITER-FDR の定常運転では、核融合出力 $P_{\text{fus}}=1 \text{ GW}$ が目標とされる[14]。リップル損失の割合を評価する際に重要なのは生成分布であってその値自体ではないという理由から、今回の評価では、プラズマ密度・温度分布を $P_{\text{fus}}=1 \text{ GW}$ となるように調整することはしなかった（ただし、第一壁への熱負荷を評価する際には、核融合出力と一致するように Fig. 5 (b) のアルファ粒子生成分布に定数を掛けて $P_{\text{fus}}=1 \text{ GW}$ となるようにした）。

ITER の N-NBI にはプラズマ加熱と同時にビーム電流駆動としての働きが期待されているので、1 MeV の重水素ビームをプラズマ電流方向に入射するものとして計算を行った。ビーム軸がプラズマ中心を通るように N-NBI のビーム軸はトロイダルコイル中心より鉛直方向に 1.5 m 高いところを通るようにし、接線半径を 6.5 m とした。実際、N-NBI のビーム軸はリップル損失に大きな影響を与え、 $Z=0 \text{ m}$ （非中心入射）と $Z=+1.5 \text{ m}$ （中心入射）とを比べると、中心入射の方がリップル損失は 2 割程度低くなる。ITER の N-NBI の入射ビーム光学系はやや複雑であり、プラズマへ入る前に一度ビーム径を絞る（プラズマ入射前面で、水平方向 0.4 m、鉛直方向 0.42 m）が、プラズマの出口では水平方向 1 m、鉛直方向 1.3 m となる。我々の計算ではこのビーム分布を簡略化し、水平方向 0.7 m、鉛直方向 0.8 m の平行ビームが入射されると仮定した。プラズマ中でのビームの電

離分布は Janev らの導いた多段階電離を含む評価式 [15] を使った。Fig. 5 (c) に、ビームのデポジション分布の例を示す。このような入射条件では、プラズマ中で電離したビームのうちの約 80% が非捕捉粒子、残り約 20% が捕捉粒子（バナナ粒子）となる。

4. 解析結果

4.1 負磁気シア放電でのリップル損失

(1) アルファ粒子および N-NBI 高速イオンの損失

2章で示したように、プラズマ内部で q の大きい負磁気シア放電ではリップル損失の増大が危惧される。 $I_p=12 \text{ MA}$ の正磁気シアおよび負磁気シア放電に対するリップル損失（パワー損失）を Table 1 に示す。計算に用いたテスト粒子の数は 2,000 個であり、表中のエラーはこのテスト粒子数で決まる統計誤差を示す。負磁気シアの場合にはアルファ粒子損失が 25% に達し、リップル損失量は ∇B イオンドリフト方向にほとんど依存しない。ここで用いた負磁気シアの平衡は $\beta_p=1.0$ であるが、 β_p を 2.4 まで増加させてもアルファ粒子の損失は 2% 増加するだけであり、Fig. 5 (b) のような広いアルファ粒子生成分布に対してはシャフラノフシフトの影響は小さいといえる。N-NBI 高速イオンのリップル損失も負磁気シア放電では 20% 程度まで増大する。損失する N-NBI 高速イオンは、電離したときの第一軌道がバナナ軌道を描くものがほとんどであり、ビーム電流の駆動源である通過粒子はプラズマ中によく閉じ込められるため、20% のリップル損失があっても電流駆動自体にはほとんど影響がないと考えてよい。しかし、プラズマ加熱という観点からすれば、20% のパワー損失は軽視できない。

Fig. 6 は、負磁気シア放電で $q_{\text{min}}=3$ のまま $q(0)$ を変

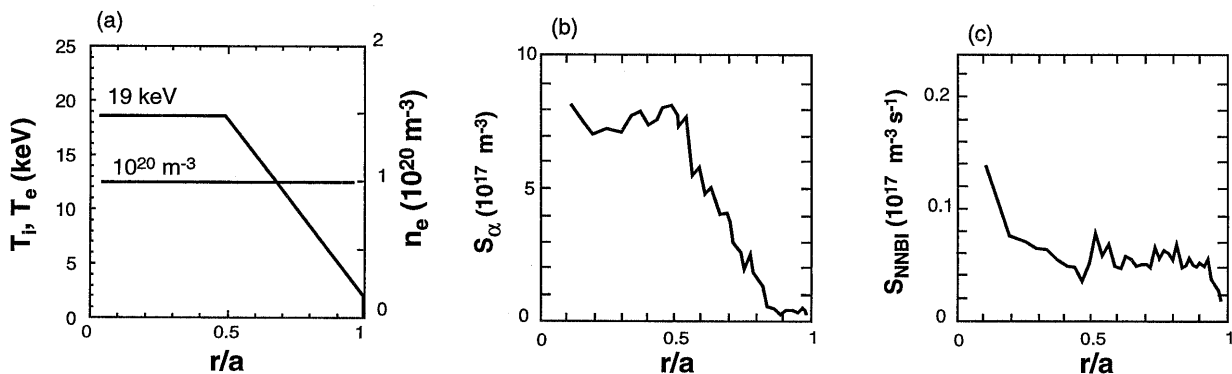


Fig. 5 (a) Plasma temperature and density profiles, (b) the birth profile of alpha particles, and (c) the deposition profile of a 1 MeV D beam for current drive.

Table 1 Fast ion ripple loss evaluated with the OFMC code.

	Positive Shear		Reversed Shear
	21 MA	12 MA	12 MA
Alpha particle loss			
Upward ∇B drift	$2.6 \pm 0.3\%$	$6.3 \pm 0.5\%$	$25.1 \pm 1.1\%$
Downward ∇B drift	$2.4 \pm 0.3\%$	$6.2 \pm 0.5\%$	$25.0 \pm 1.1\%$
N-NBI ion loss			
Upward ∇B drift	no calculation	no calculation	$17.3 \pm 0.9\%$
Downward ∇B drift	no calculation	$3.8 \pm 0.4\%$	$19.7 \pm 1.0\%$

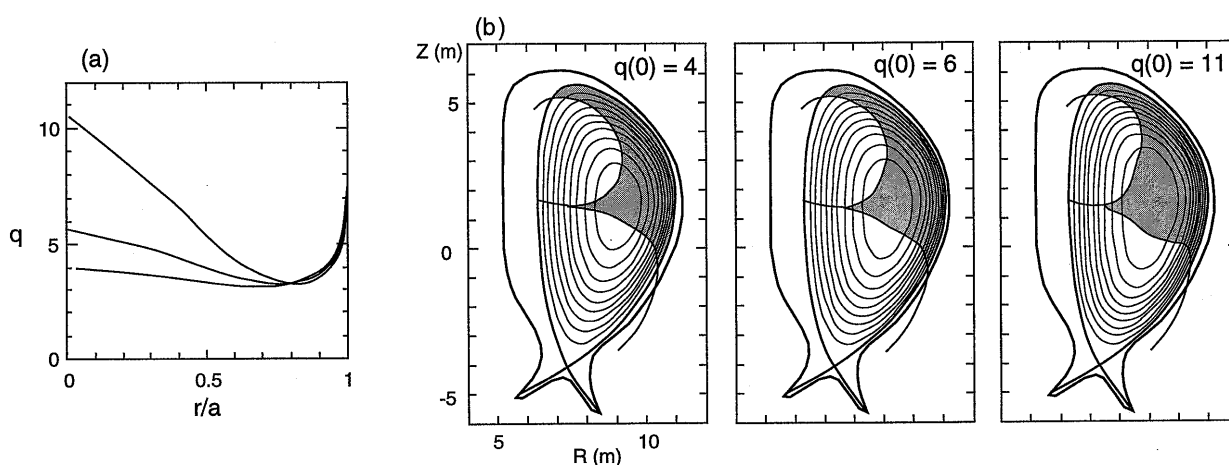


Fig. 6 (a) Variation of q profiles and (b) the ripple well regions corresponding to the q profiles.

えたときの、リップル井戸の変化を示す。リップル井戸領域の変化は $q(0)$ に対して鈍感である。実際 $q(0)$ が4から11まで増加しても、アルファ粒子のリップル損失は24%前後の値をとり、 $q(0)$ 依存性は弱い (Fig. 7)。これは、体積積分を考えると、高 q となる中心領域で発生するアルファ粒子数が少ないためと考えられる。アルファ粒子のリップル損失において重要なのは、 $q(0)$ というよりはプラズマ全体にわたる q の値である。Table 1のように、正磁気シアでのリップル損失が非常に少ないのは、 q の値が負磁気シアの場合と比べて全体的に低いからである。もしブートストラップ電流の比率の低下を許容できるのであれば、 q_{\min} を低くすることによってリップル損失の少ない負磁気シア放電を構想することも可能である。

(2) 第一壁の熱負荷

リップル損失が大きくなる負磁気シア放電では、熱設計の観点から第一壁への熱負荷を評価しておく必要がある。N-NBIによる入力、高々50 MWと比較的少ない

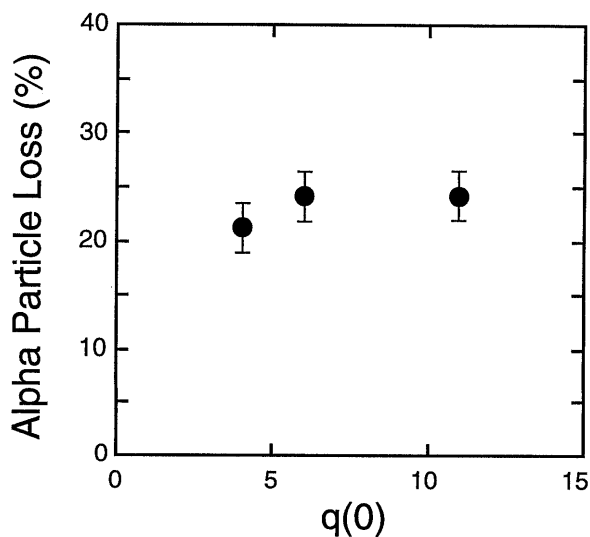


Fig. 7 Ripple loss of alpha particles for the MHD equilibria shown in Fig. 6.

ので、熱負荷はあまり問題とならない。一方、アルファ粒子のパワーは最大 250 MW に達するため、20% を超えるリップル損失は第一壁に重大な熱負荷を与える。

Fig. 8 は、隣り合うトロイダル磁場コイル間の第一壁に現れる熱負荷の分布の計算結果を示す。第一壁への熱負荷を計算するためにはリップル損失の割合を計算する場合よりずっと多くのテスト粒子を必要とする。ここでは、約 10,000 個のリップル損失粒子を統計処理して熱負荷分布を得た。前述したリップル損失の全体量の場合とは違って、イオンのドリフト方向に依存してホットスポットの現れる場所が変わる。 ∇B イオンドリフト方向が上向き時にはリップル捕捉損失が主要な損失過程になり、下向き時にはバナナドリフト損失が重要となる。 $P_\alpha = 250$ MW とすると、ドリフト方向が上向きの場合にはホットスポットでの熱負荷の最大値が 2 MW/m² となり、下向きの場合にはより狭い領域に熱負荷が集中し、外側赤道面付近で 3.7 MW/m² に達する。ただし、統計的な誤差としてこれら熱負荷の値は $\pm 30\%$ 程度の不確定さを持っている。第一壁の設計値（場所に

よって許容熱負荷が異なるが、 $1 - 5$ MW/m²) は、これらの値に対して裕度がない。一方、正磁気シア放電では、熱負荷のピーク値は $0.4 - 0.6$ MW/m² であり、設計基準より十分低い値である。

4.2 リップル率低減の効果

アルファ粒子に対しても、N-NBI 高速イオンに対しても、負磁気シア放電においては多大なリップル損失が生ずることがわかった。リップル損失を下げることを考えると低 q の負磁気シア放電とすればよいが、同時にブートストラップ電流の低下をとまなうため、定常運転シナリオとしては好ましくない。よって、リップル損失を低減するには、トロイダル磁場コイルのサイズを大きくしたり、コイル数を増やしたり、あるいはフェライト鋼などをトロイダル磁場コイル直下に装着したりする方法が適切である。コスト面では、フェライト鋼を装着する方法が一番経済的である。ただし、フェライト鋼装着の方法はリップル率の空間分布を複雑にするという問題がある（これについては 5 章で触れる）。ここでは、リップル損失を低減する方法は別問題として、負磁気シ

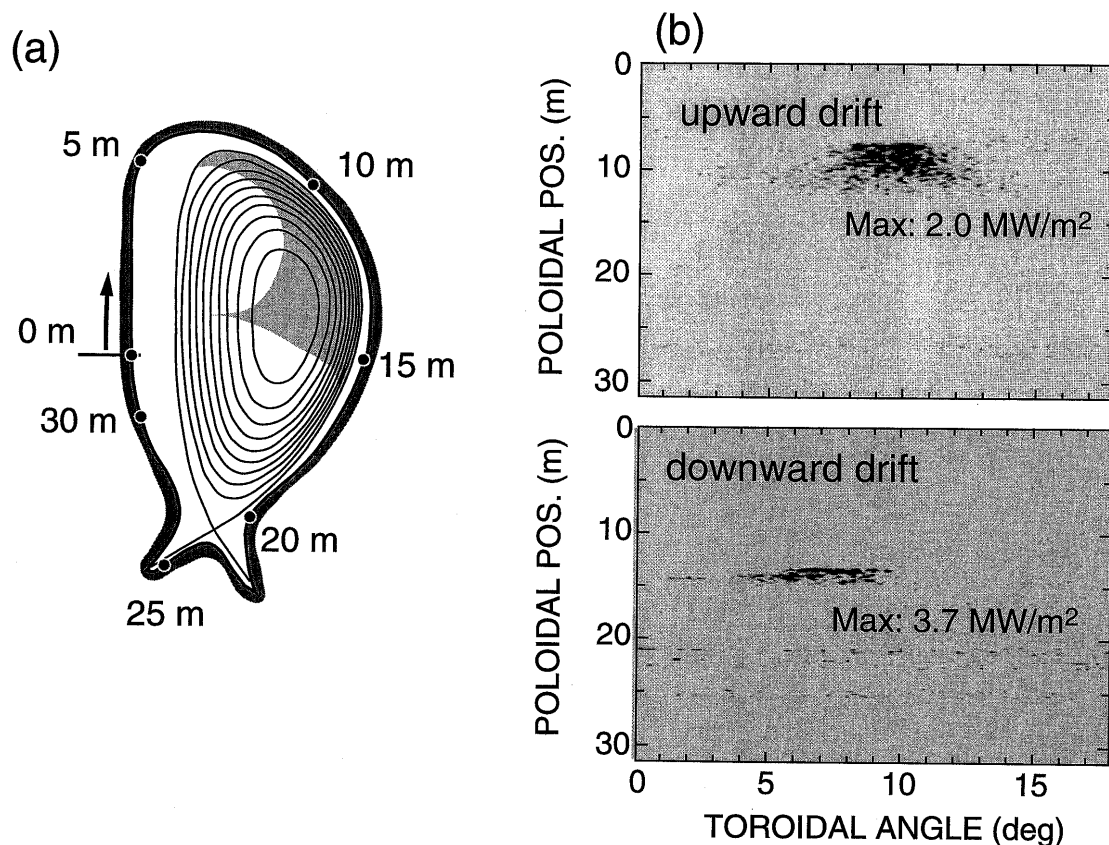


Fig. 8 (a) Poloidal cross section of an ITER reversed shear plasma (Fig. 4 (a)), and (b) the calculated heat load due to ripple loss on the first wall at $P_\alpha = 250$ MW. The TF coils are located at the toroidal angles of 0° and 18° .

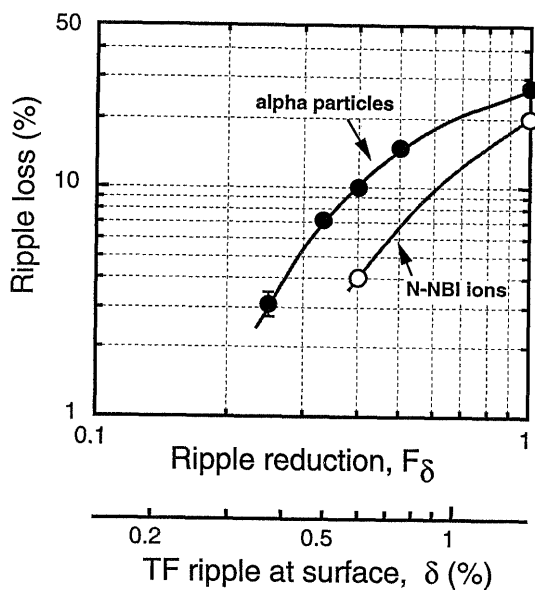


Fig. 9 Alpha particle and N-NBI fast ion loss in reversed shear when TF ripple $\delta(R,Z)$ is reduced by a factor of F_δ .

アでのリップル損失を許容レベルに抑えるためにはプラズマ表面のリップル率をどこまで減らせばよいかを検討した。

簡単のため、相対的な空間分布は変えずに ITER でのリップル率を元の値の F_δ 倍に低減したときのアルファ粒子および中性粒子ビームのリップル損失を計算した。Fig. 9 に結果を示す。ITER の場合、 $F_\delta < 0.4$ (プラズマ表面でのリップル率が $< 0.6\%$) とすれば元々は 25% あったアルファ粒子損失を 10% 以下まで低減できる。一方、N-NBI 高速イオンに対しては $F_\delta = 0.4$ のときの計算結果しかないが、損失は約 20% からプラズマ加熱に影響を及ぼさない 4% まで低減されることがわかる。

アルファ粒子による第一壁への熱負荷を $F_\delta = 0.4$ の場合について計算したものが、Fig. 10 である。リップル率の低減により、リップル井戸の領域はかなり縮小しており、第一壁への熱負荷は最大でも 1 MW/m^2 となり、負磁気シア放電でも設計基準を満たし得る。

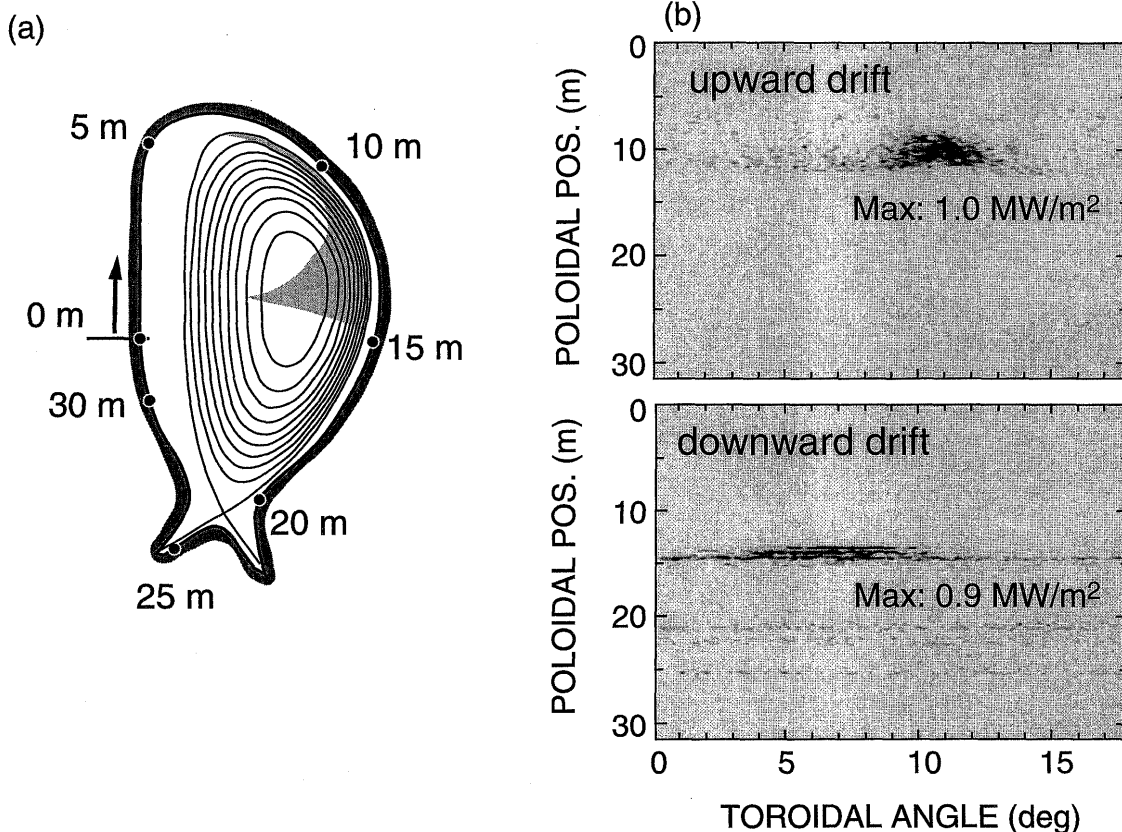


Fig. 10 (a) Ripple well region and (b) the heat load on the wall in a reversed shear operation (Fig. 4 (a)) when TF ripple is reduced by a factor of 0.4 . The TF coils are located at the toroidal angles of 0° and 18° .

5. まとめと考察

ITER-FDR の負磁気シア運転におけるリップル損失を解析し、以下の結論を得た。

- 1) 負磁気シア放電では q がプラズマ内部で高いために、正磁気シア放電の場合と比べて、リップル損失が大幅に増える。ITER の 12 MA 負磁気シア放電では、アルファ粒子のリップル損失が 25%、1 MeV の N-NBI イオンのリップル損失が 20% に達する。
- 2) アルファ粒子のリップル損失による第一壁熱負荷は外側赤道面付近で最大となり、 $P_\alpha = 250$ MW のとき、熱負荷は 3.7 MW/m^2 となる。この値は第一壁の設計値と同程度であり、裕度を確保するためにはリップル損失の低減が必要である。
- 3) フェライト鋼の装着またはトロイダル磁場コイルの設計変更によってプラズマ表面でのリップル率を 0.6% まで低減できれば、負磁気シア放電でのアルファ粒子の損失は約 10%、N-NBI 高速イオンの損失は約 4% まで下がる。また、このとき、アルファ粒子損失による第一壁への熱負荷は 1 MW/m^2 となり、第一壁の設計条件と整合する。

ITER-FDR 負磁気シアでのリップル損失を 10% にするのに必要なリップル低減率 $F_\delta = 0.4$ という値はフェライト鋼の装着によって実現可能な値であり [16]、フェライト鋼の利用はコストの面でも好ましい。また、F82H [17] のような低放射化フェライト鋼を真空容器の構造材料として用いれば、高い耐中性子照射性能と同時にリップル低減効果が得られるメリットがある。しかし、注意しなければならないことは、フェライト鋼の装着は、リップルの高調波（特に 2 倍高調波）を生むということである [18]。低衝突周波数領域におけるバナナリップル拡散の係数は (7) 式に示すように $D_{\text{fast}} \propto N^{9/4}$ に比例することから、リップル高調波ができるだけ生じないようにフェライト鋼の形状を設計することが重要である。フェライト鋼をできるだけプラズマから遠ざけて配置することによって、プラズマ表面でのリップル高調波を十分減衰させることができることも最近の研究でわかってきており [18]、フェライト鋼装着は負磁気シア運転でのリップル損失低減を可能にする現実的な選択枝といえる。フェライト鋼によるプラズマ特性への影響はほとんどないと考えられるが、フェライト鋼の作る不整磁場によりプラズマ着火や電流立ち上げ時のロックモード等が問題になる可能性もある。この問題については、JFT-2M でのフェライト鋼装着試験 [18] で解答が出されるであろう。

う。また、JFT-2M ではフェライト鋼装着による NBI 高速イオンのリップル損失低減実験も計画しており、装着の効果が定量的に調べられるはずである。

1998 年 2 月、ITER 最終報告書に示された設計も踏まえて低コスト ITER (Reduced Cost ITER, RC-ITER) の検討を進めることが ITER 理事会で決定された。この低コスト ITER でのリップル損失について触れておく。RC-ITER の諸元は定まっていないが、現在のところ、高アスペクトマシン (HAM)、中間アスペクトマシン (IAM)、低アスペクトマシン (LAM) が提案されている。製作コストを考慮して、最近では主に IAM および LAM について検討が進められている。RC-ITER の諸元と ITER-FDR の諸元を Table 2 に示す。アスペクト比 A は、リップル損失の観点からみて重要なパラメータである。谷らの行った O 形状のトロイダル磁場コイルを持つ非円形断面正磁気シアプラズマ (ITER ではない) に対する数値解析では、アルファ粒子のリップル損失は $\sim A^5$ に比例する [19]。この結果から、RC-ITER の候補の中で IAM のリップル損失は中程度となることが予測される。ここでは、IAM に対するリップル損失の計算結果を示す。計算ではプラズマ分布を Fig. 5 (a) と同じとした。Table 2 以外のプラズマパラメータは確定していないが、パルス運転 (正磁気シア) については楕円度 $\kappa_{95} = 1.7$ および三角度 $\delta_{95} = 0.35$ とし、また、定常負磁気シア運転については $I_p = 9$ MA, $R_p = 6.35$ m, $B_T = 5.38$ T, $A = 3.63$, $a_p = 1.75$ m, $\kappa_{95} = 1.89$, $\delta_{95} = 0.49$ とした。このときの IAM のリップル井戸の広さとアルファ粒子のリップル損失を Fig. 11 に示す。プラズマ表面でのリップル率は 1.4% である。正磁気シア放電におけるアルファ粒子のリップル損失は、3% 弱と少ないが、負磁気シア放電の場合、損失は 16% を超える。しかし、ITER-FDR の場合と同じように、フェライト鋼装着等によってリップル率を全体的に $\times 0.4$ 倍低減できれば (プ

Table 2 Parameters of ITER-FDR and proposed RC-ITERs.

Operation	ITER-FDR		RC-ITER		
	Pulsed	Steady	HAM Pulsed	IAM Pulsed	LAM Pulsed
Major Radius R_p	8.14 m	8.66 m	6.3 m	6.2 m	6.45 m
Minor Radius a_p	2.8 m	2.32 m	1.8 m	1.9 m	2.3 m
Toroidal Field B_T	5.7 T	5.33 T	6.6 T	5.5 T	4.2 T
Plasma Current I_p	21 MA	12 MA	12.7 MA	13 MA	17 MA
Aspect Ratio A	2.91	3.73	3.5	3.3	2.8

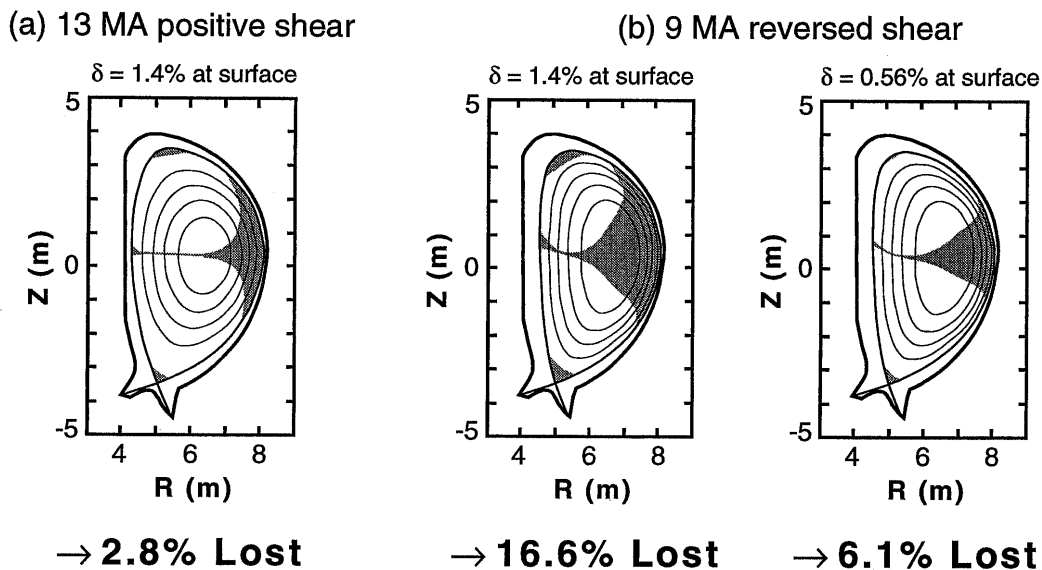


Fig.11 Ripple well regions and ripple loss of alpha particles in RC-ITER (IAM). (a) Pulsed operation and (b) reversed shear steady-state operation with the ripple amplitude of 1.4% and 0.56% (reduced by a factor of 0.4 from the original design).

ラズマ表面でのリップル率は0.56%)、リップル損失は6%まで下がり負磁気シア運転は成立すると考えられる。IAM以外のRC-ITERについては評価を行ってはいないが、リップル損失のアスペクト比依存性から考えて、LAMではIAMよりリップル損失が減ることが期待され問題はないと思われる。実際には、正磁気シアと比べ、負磁気シア放電による定常運転でのMHD平衡では内部の磁気面にも大きな楕円度や三角度がつくため、アスペクト比のほかにプラズマ形状効果を含めた議論が必要になるであろう。ITER-FDRおよびRC-ITERのリップル損失評価からいえることは、プラズマ表面におけるリップル率を0.6%程度にすれば、負磁気シア放電でもアルファ粒子のリップル損失は5%前後の値となり、第一壁熱負荷、アルファ加熱パワー損失に関して妥当な設計となるということである。

JT-60Uの負磁気シアプラズマでは、内部輸送障壁の形成される領域に高速のトロイダル回転が観測され、これは径方向電界 E_r の形成を示唆している。バナナ反射点の位置は $E_r \times B_\phi$ 方向(ポロイダル方向)に変位するため、径方向電界はリップル井戸境界付近での高速イオンの輸送(バナナ粒子のリップル捕捉、およびリップル捕捉粒子のリップル離脱)に影響を及ぼすはずである。一方、本研究で用いたOFMCコードでは、粒子軌道計算において径方向電界の効果を考えていないため、負磁気シアにおける電磁界構造を的確に扱っているわけで

はない。この効果については今後の検討課題である。また、負磁気シアでのリップル損失は定常状態での平衡やプラズマパラメータを使って評価されている。しかし、放電立ち上げ時の核融合出力が低いことを考慮に入れても、電流立ち上げ中では低電流のためにリップル損失が定常状態よりも多くなる可能性があり、この点の検討も必要であろう。また、負磁気シアにおけるリップル損失の実験値と計算値とを比較し、計算予測の妥当性を実験でより正確に調べることも今後の課題といえる。

謝辞

ITERのMHD平衡を提供していただいた藤枝浩文氏(株原子力資料サービス)、莊司昭朗氏、および仙田郁夫氏(株東芝)、フェライト鋼によるリップル低減について有意義な議論をしていただいた佐藤正泰氏、リップル損失のパラメータ依存性についてご教示いただいた谷啓二氏、低コストITERのパラメータについて情報提供をいただいた菊池満氏(ともに日本原子力研究所)にお礼を申し上げます。また、ITERのトロイダル磁場コイルおよびNBIの設計データを提供していただいたITER共同チームのPutvinski氏と藤沢登氏に謝意を表します。加えて、この研究を遂行するにあたりご支援をいただいた日本原子力研究所の平山俊雄氏、岸本浩氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] K. Tani, T. Takizuka, M. Azumi and H. Kishimoto, Nucl. Fusion **23**, 657 (1983).
- [2] 例えば, 藤原正巳 他: プラズマ・核融合学会誌 **72**, 495 (1996).
- [3] S. Putvinski *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994 (*Proc. 15th Int. Conf.*, Seville, 1994), Vol. **2**, 535 (IAEA, Vienna, 1995).
- [4] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 1583 (1997).
- [5] K. Tani, M. Azumi, H. Kishimoto and S. Tamura, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 1726 (1981).
- [6] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1097 (1994).
- [7] R.B. White, R.J. Goldston, M.H. Redi and R.V. Budny, Phys. Plasma **3**, 3043 (1996).
- [8] O.A. Anderson and H.P. Furth, Nucl. Fusion **12**, 207 (1972).
- [9] R.J. Goldston, R.B. White and A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett. **47**, 647 (1981).
- [10] A.H. Boozer, Phys. Fluids **23**, 2283 (1980).
- [11] V.Ya. Goloborod'ko, Ya.I. Kolesnichenko and V.A. Yavorskij, Physica Scripta T **16**, 46 (1987).
- [12] K. Shinya and S. Nishio, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 87-133 (1987).
- [13] 谷 啓二, 滝塚知典, 安積正史: 核融合研究 **66**, 35 (1991).
- [14] プラズマ・核融合学会誌 **73**別冊 「ITER 設計報告」 (1997).
- [15] R.K. Janev, Nucl. Fusion **29**, 2125 (1989).
- [16] M. Sato *et al.*, J. Nucl. Mater. **258**, 1253 (1998).
- [17] 芝 清之, 菱沼章道: プラズマ・核融合学会誌 **74**, 436 (1998); M. Tamura *et al.*, J. Nucl. Mater. **155**, 620 (1988).
- [18] 佐藤正泰, 三浦幸俊: プラズマ・核融合学会誌 **74**, 448 (1998).
- [19] K. Tani, *Proc. 3rd IAEA TCM on Alpha Particles in Fusion Research* (Trieste, 1993).