



解説

高ベータの敵：抵抗性壁モード

武智 学, 松永 剛, 白石 淳也, 徳田 伸二, 飛田 健次

日本原子力研究開発機構

(原稿受付：2009年3月6日)

トカマク型核融合炉の定常化にとって高ベータ化は必須である。この高ベータ化には最終的にはMHD不安定性の一種である“抵抗性壁モード”がボスキャラのごとく立ちはだかる。逆転磁場ピンチに至っては抵抗性壁モードによって寿命が決まってしまう。この十年、閉じ込め改善や加熱装置の進展により高ベータ化の敵、抵抗性壁モードとの実戦が始まった。この敵を駆逐する(安定化する)武器には“プラズマ回転”と“磁場のフィードバック制御”があるが、最近その戦いにちょっとしたどんでん返しがあつた。その結構ドラマチックな戦歴を楽しんでもらうために、まずは敵を知ってもらい、これらの武器の説明をしよう。その領域は物理から工学までの広い分野にわたる。現在の戦況は混沌としているが、さらに、問題点や今後の戦い方について考える。さあ、抵抗性壁モードの世界へ、ようこそ。

Keywords:

resistive wall mode, MHD instability, high beta, steady state plasma, plasma rotation, feedback system

1. はじめに

トカマク型核融合炉は高圧力運転によって高い経済性を持つことができるため、高圧力プラズマに向けた研究開発が行われてきた。一方、定常運転には非誘導電流駆動によるプラズマ電流が100%となる必要があるが、トリチウム増幅を考えるとNBCD: Neutral Beam Current DriveやECCD: Electron Cyclotron Current Driveによる電流駆動のために使用できるポートは非常に小さく、いわゆる自発駆動電流と言われるブートストラップ電流が80%を越えて流れる必要がある。このブートストラップ電流はポロイダルベータつまりプラズマ圧力に比例して大きくなる。したがって、高圧力運転は経済的な核融合炉のために「あつたらいいな」というたぐいのものでなく、定常運転のために「なくてはならないもの」なのである。ほとんどのプラズマにおいて高圧力化を阻害するMHD不安定性は、まず新古典テアリングモード(NTM: Neo Classical Tearing Mode)であり、さらに圧力を上げると抵抗性壁モード(RWM: Resistive Wall Mode)が不安定化され、最悪の場合、ディスラプションによって放電が終了する。NTMはECCDによる安定化等の成果が上がっており、さらに定常運転シナリオとして考えられている負磁気シアプラズマ(周辺部に電流が大きく流れるプラズマ、中心部に電流が大きいと正磁気シアプラズマとなる)においては危険な安全係数の領域を避けうる可能性が高い。一方、RWMはこの負磁気シアモードでは磁気シアが小さいために通常の正磁気シアプラズマと比べて低い圧力で不安定化される傾向にあるため定常プラズマではさらにRWMの安定化が必須となる。この解説では、このRWMに焦点を当て、その物

理機構、安定化機構等を理論、実験の両方から説明する。実のところRWMの安定化に関してはまだ道半ばであり、よくわかっていないところが多い。したがって、この解説では、残念ながら今後の課題も多く述べるを得ないが、非常に重要な研究に今後まだまだたくさんの貢献ができる課題がころがっていると考えていただければ幸甚である。

RWMの物理は線形安定性に関しては純粋なMHD理論で説明でき、多くの数値計算や解析的な手法を用いて不安定領域や成長率の計算や物理的説明が行われている。この、RWMの安定化についてはプラズマ回転による安定化とフィードバックコイルを用いた安定化が挙げられる。まず、プラズマ回転による安定化はモードと波の共鳴をはじめ、散逸や粘性の効果、さらには運動論の効果までを含む広大な領域を含んだ解析が必要である。これと対照的に、フィードバックによる安定化はプラズマ周辺機器に流れる渦電流の影響が大きく関わってくるため、3次元構造モデルの導入、フィードバック制御理論など工学的要素が必要となってくる。最終的には回転の安定化効果、3次元モデル、フィードバック制御をすべて含んだコードを実験によって検証し、将来の核融合炉でのRWM安定化の外挿を行う必要がある。このようにRWMの研究領域は非常に多岐にわたっているため、門外漢だと思われる読者の方にも是非興味を持っていただけたらと思う。

本解説の構成は以下のとおりである。

- | | |
|---------------------|------|
| 1. はじめに | 武智 学 |
| 2. 抵抗性壁モードの特性と安定化 | 武智 学 |
| 3. 抵抗性壁モードの観測と安定化実験 | 松永 剛 |

An Enemy of High-Beta Plasma: Resistive Wall Mode

TAKECHI Manabu, MATSUNAGA Go, SHIRAIISHI Junya, TOKUDA Shinji and TOBITA Kenji corresponding author's e-mail: takechi.manabu@jaea.go.jp

- 4. 抵抗性壁モード解明に向けた MHD 理論モデル
白石淳也, 徳田伸二
- 5. 核融合炉設計における抵抗性壁モードの抑制
飛田健次
- 6. おわりに
武智 学

2章は本解説の導入部であり、RWM 研究の経緯の説明を行い、できるだけ RWM に関連する項目を網羅しピックアップする。さらに、RWM 研究で用いられる基本的なパラメータの定義と、簡単な理論的説明を行う。また、3章以降で使われる専門的な用語もここで説明する。3章ではこれまで行われてきた RWM 安定化に関する実験を中心にレビューを行い、さらに最近のトピックを元に今後必要となる研究課題について紹介する。4章では特に現在大きな研究課題となっている回転による安定化の解明に向けた MHD 理論モデルの紹介を行う。5章では核融合炉における導体壁や RWM 安定化方式について、炉構造、中性子照射/熱環境、メンテナンスなどの工学的な制約を解説しながら、核融合炉システムデザイン立場から RWM 安定化のあり方について提示する。6章では2章で挙げた抵抗性壁モードに関する項目について3-5章で説明できなかった内容の補足的な説明を行うとともにまとめを行う。

(武智 学)

2. 抵抗性壁モードの特性と安定化

2.1 MHD 安定性の指標, 規格化ベータ値 β_N

まずは壁のないトカマクプラズマを考えよう。このプラズマの圧力をあげていくとキンク不安定性によりプラズマの変形がおこり、圧力が制限される。この安定性限界を、自由境界理想 MHD 限界もしくは壁なしベータ限界と呼ぶ。Troyon らは様々な電流、圧力のプラズマに対してこの限界圧力の計算を行い、安定限界に達するトロイダルベータ値 $\beta_T = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_T^2$ は図1が示すように、 $\beta_T = g(I/aB_T)$ の関係があることを示した (Troyon 則) [1]。この g は Troyon 係数と呼ばれ $g=2.8$ 程度である。この g に対応する $\beta_N = \beta_T (aB_T/I)$ を規格化ベータ値と呼ぶ。

一方、実験的に DIII-D [2] や PBX-M [3] において安定性限界が調べられ、同様な関係が示されたが、DIII-D における限界値は $\beta_N = 3.5$ 程度であった。様々なトカマク装置の実験結果を調べたところ、やはり異なる装置間での共通のベータ限界値が見いだされ、規格化ベータ値によってベータ限界を示しうることを実験的にも確認した [4] (図2)。しかしながらその値は $\beta_N = 3.5$ と理論予測よりは大きく、それぞれのプラズマに対して計算で求められる壁なしベータ限界を大きく越える放電も観測されたが、その理由はよくわからなかった。

2.2 壁安定化と抵抗性壁モード

これらの研究に遡って、1971年に Pfirsch と Tasso は、壁の有限抵抗によって MHD 不安定性は完全に安定化されず、壁の時定数 (導体壁の電流拡散時間) 程度の成長率を持つ不安定性になるということを予言した [5]。ちなみに、この先駆的かつ重要な論文は、引用文献も含めて2ページ (!) しかない。もし、理想壁がプラズマの周りにおかれたとす

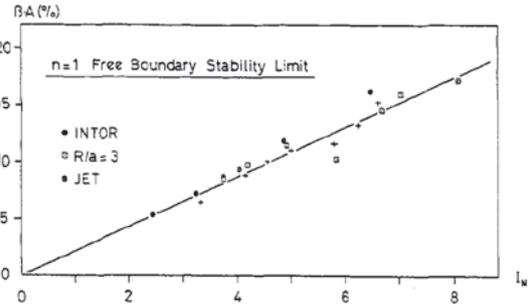


図1 INTOR ($A=4$), JET ($A=2.36$) および INTOR 配位 ($A=3$) に対して計算した $\beta_A (= \mu_0 \beta_T A)$ の安定性限界と $I_N (= \mu_0 I A^2 / T_S)$ に対する依存性。ここで $A = R/a$, $T_S = B_T R$. $\beta_A = g I_N$ (つまり $\beta_T = g(I/aB_T)$) の関係があることを示している。 $g (= \beta_T (aB_T/I) = \beta_N)$ を Troyon 係数と呼ぶ [1]。

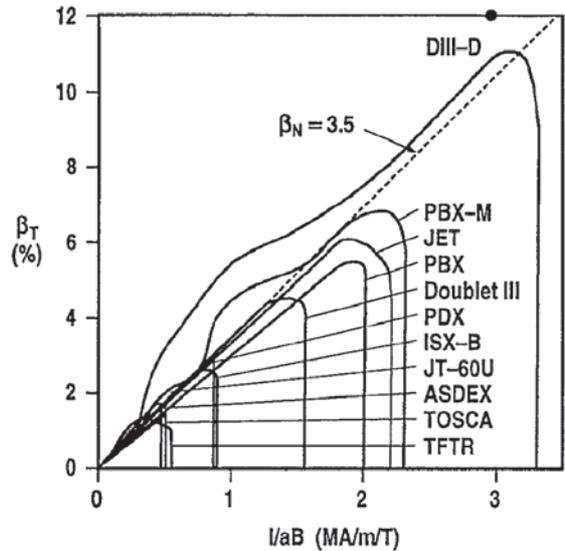


図2 11個のトカマク装置で得られた β_T の安定性限界の I/aB に対する依存性。安定性限界はほぼ $\beta_N = 3.5$ であることを示している [4]。

ると、キンク不安定性によって発生した磁場の変形は、理想壁に渦電流が流れることで安定化される (図3)。しかしながら実際には壁には有限抵抗があるため、渦電流は壁の時定数で拡散し、消滅する。この時、この時定数程度で不安定性が成長する。この不安定性が抵抗性壁モードである。一方、理想壁をおいた場合でもキンクモードが不安定になる限界の圧力があり、これを壁安定化理想 MHD 限界もしくは理想壁ありベータ限界と呼ぶ。ここで、抵抗性壁モード研究において頻繁に使われるパラメータ C_β の定義をしておく。 C_β はどれだけ壁なしベータ限界を超えたかを示す目安の値であり、壁なしベータ限界および理想壁ありベータ限界をそれぞれ $\beta_N^{no-wall}$, $\beta_N^{ideal-wall}$ とし $C_\beta = (\beta_N - \beta_N^{no-wall}) / (\beta_N^{ideal-wall} - \beta_N^{no-wall})$ で表される。すなわち、 $\beta_N = \beta_N^{no-wall}$ で $C_\beta = 0$, $\beta_N = \beta_N^{ideal-wall}$ で $C_\beta = 1$ となる。

2.3 抵抗性壁モードの実験的同定

理想壁を置いた場合のキンク不安定性の成長時間はアルヴェン時間程度の通常数 μs - 数十 μs である。先の自由境界安定限界を越える放電では、アルヴェン時間よりも十分遅い成長率を持つ不安定性も観測されたが、電流分布等の計測が十分でないため RWM の同定には至らなかった。しか

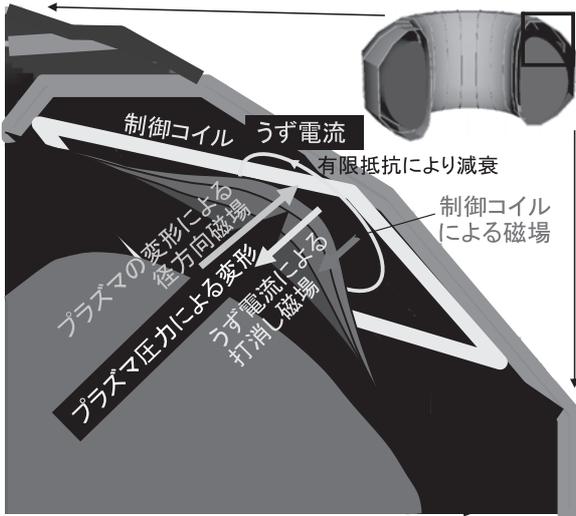


図3 RWM 発生メカニズムと制御コイルによる RWM 安定化。理想壁であれば不安定性によって発生した磁場の変形は理想壁に渦電流が流れることで安定化されるが、実際には壁には有限抵抗があるため、渦電流は壁の時定数で拡散し、消滅するため、壁の時定数程度で不安定性が成長する。これが RWM である。

し、1994年以降に DIII-D[6], PBX-M[7], HBT-EP[8] 等様々な装置で RWM の同定が行われた。実は RWM の磁気プローブでの検出は、皆さんが考えているほど簡単なものではない。他の MHD 不安定性においては、例えばテアリングモードが数 kHz - 数 10 kHz, 高速イオン励起 MHD 不安定性のアルヴェン固有モードなどが数 10 kHz - 数 100 kHz であるのに対し、RWM の周波数は数 Hz - 数 10 Hz 程度と 3 桁以上も低い。ご存知のように磁気プローブは磁場の時間変化 (dB/dt) を計測するのでその出力は周波数に比例するため、RWM の磁気プローブからの出力は非常に小さくなる。さらに困ったことに、先のテアリングモードやアルヴェン固有モードが連続的に発生するのに対し RWM は数周期、時には 1 周期にも満たないため、FFT をかけることもできない。そのため、モード数の同定等も難しい。さらに悪いことに、その変化の時定数はプラズマの平衡の変化程度であり、また、 dB/dt を積分して磁場に変換するが、磁気プローブからの出力はアンプのオフセットと同等もしくは小さい場合が多いため、積分すると平衡の変化やアンプのオフセット分の積分量に埋もれてしまうのである。したがって、詳細に磁気プローブデータ収集系の特性を調べ、プローブ間の相対的なゲインの校正を行い、さらに積分後にアンプのオフセットの補正等のデータ解析を行う等、RWM を実験的に同定するために成長率やモード構造を知るには、非常に繊細な対策が必要である。

2.4 プラズマ回転による抵抗性壁モード安定化

RWM 安定化には 2 つの手法がある。ひとつはプラズマ回転による安定化と、もうひとつは外部コイルによるフィードバック制御である。

先に述べたように、壁なしベータ限界を大きく越える放電が壁の時定数以上に維持されていたが、その理由がわからなかった。1994年、Bondeson と Ward はこの疑問に回転

による RWM の安定化を予測して答えた[9]。彼らは、プラズマを固定して壁を回転させて MARS コード[10] を用いて数値解析を行った。回転するプラズマに固定された不安定性が、壁が相対的に回転することによって実効的には理想壁と同じ効果を持ち、安定化されることは想像に難くない。ここで気をつけていただきたいのは、図 4 に示すように RWM はほとんど壁に固定された不安定性であるということである。もう少し図 4 を用いてプラズマ回転による RWM 安定化のひとつのイメージを説明しよう。図のようにプラズマが回転している場合、RWM は壁に対してほとんど回転しておらず、プラズマに対して回転しているのである。もし、プラズマが音速程度で回転するのであれば、プラズマから見て RWM は音波のように見え、波から粒子へのエネルギーの移動いわゆるランダウ減衰がおり、RWM は減衰する。図 5 は Bondeson らによって得られた、キंकモード (プラズマに固定されている) と RWM (壁に対してほとんど回転しない) の成長率の壁からの距離に対する依存性である[9]。キंकモードは壁が近い場合

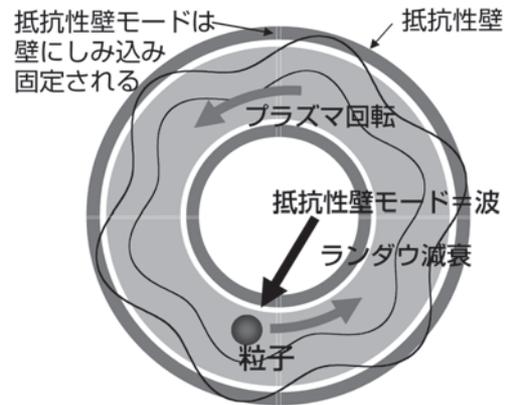


図4 プラズマ回転による RWM 安定化のひとつのイメージ。RWM はほとんど壁に固定された不安定性である。プラズマが回転している場合、RWM は壁に対してほとんど回転してなく、プラズマに対して回転している。プラズマが音速程度で回転するのであればプラズマから見て RWM は音波のように見え、波から粒子へのエネルギーの移動いわゆるランダウ減衰がおり、RWM は減衰する。

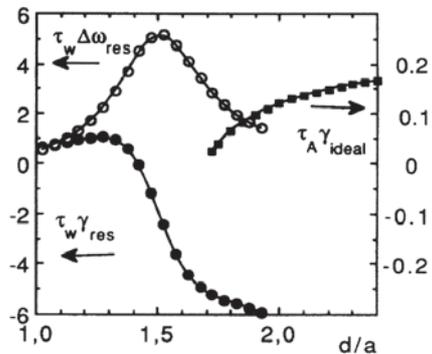


図5 キंकモード (プラズマに固定されている) の成長率 γ_{ideal} と RWM (壁に対してほとんど回転しない) の成長率 γ_{res} および回転周波数 $\Delta\omega_{res}$ の壁からの距離に対する依存性。キंकモードは壁が近い場合 ($d/a < 1.7$) で安定化されるが、RWM は壁から離れている場合 ($d/a > 1.4$) に安定化される[9]。

($d/a < 1.7$)で安定化されるが、RWMは壁から離れている場合 ($d/a > 1.4$)に安定化されることが、壁に近い方が安定化されやすいだろうという直感と食い違って面白い結果となっている。しかしながら、RWM安定化に必要なプラズマ回転はアルヴェン速度の数%以上であり、将来の炉では回転による安定化は困難であると考えられていた。回転によるRWM安定化についての実験結果は3章に、厳密かつさらに進んだ理論研究については4章にて詳しく述べられているので、そちらを参照されたい。

2.5 磁場のフィードバック制御による抵抗性壁モード安定化

さらに、もうひとつのRWM安定化手法であるフィードバック制御による安定化の簡単な説明を行おう。壁の時定数程度で成長するMHDモードのフィードバック制御の最初の提案は、1984年のRFPに対するBishopの'Intelligent shell'の提案に遡る[11]。当時RFPでは壁の時定数で成長するMHD不安定性により放電時間が決定され、その安定化が強く求められていた。Intelligent shellとは、図6(a)が示すようなコイルと磁気センサを一体化したものを(Single loop)を図6(b)のように組み合わせて、プラズマ全体を覆ったシェルのことである。このsingle loop内のフラックスの変化をゼロにするようにコイル電流をフィードバック制御することにより理想壁と同じ効果を得ることができるというものである。この精神は受け継がれ、最近RFXは192個(!)ものコイルを独立制御(!)することによってRWMやテアリングモードを完全に制御するという画期的な成果を上げている[12]。これに対し、LiuとBondesonらは、ポロイダル方向にたったひとつのコイル、たとえば $n=1$ のRWMであればトロイダル方向に6つのコイルを置くことで制御できるとの計算結果を示した[13]。トカマクのRWMのフィードバック制御による安定化はこの提案を元に進められてきた。図7にフィードバック制御によるRWM安定化の模式図を示す。RWMの磁場変動はプラズマ周辺に設置された複数の磁気センサによって観測される。この磁気センサの出力に対してゲインが与えられ、コイル電源の出力が決まり、コイルによって安定化が行われる。トカマクのRWM安定化に用いられる制御

コイルの例として図8にDIII-Dのコイルシステムを示す[14]。DIII-Dでは主にポロイダル成分の磁場揺動(B_p)を計測しRWM制御用にはInternal-coil(I-coil)を用いている。黎明期には、このフィードバック制御の入力には小半径方向磁場の B_r センサが用いられ、計測地点での δB_r を打ち消すようにコイルの電源出力を制御した。Smart shell logicやvirtual shell logicと呼ばれる[11]。しかしながら、 B_r 計測ではコイルによる磁場も感じてしまうため、モードのみの揺動を検出することは難しい。そのため、 B_r センサに変わって、コイルによって励起される磁場の影響を受けない位置にある複数の B_p センサを用いてモードの同定を行い、複数のコイル電源の出力を制御するようになっていく。これをmode control logic等と呼ぶ。この流れは制御工学でいうところのSISO(single input single output)から

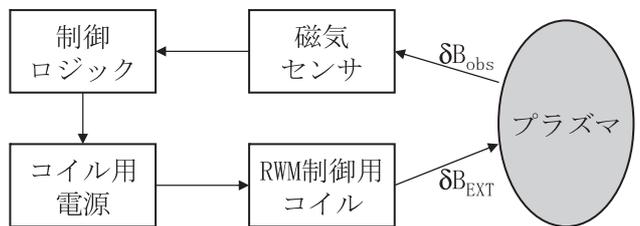


図7 RWMフィードバック制御の模式図。

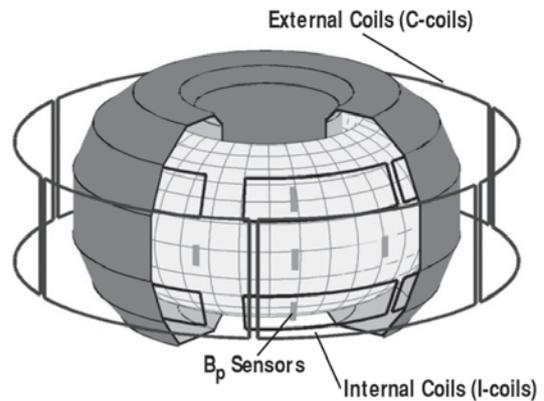


図8 DIII-Dのフィードバック制御コイルと磁気センサ。真空容器内に12個のI-coil、真空容器外に6個のC-coilを持つ[14]。

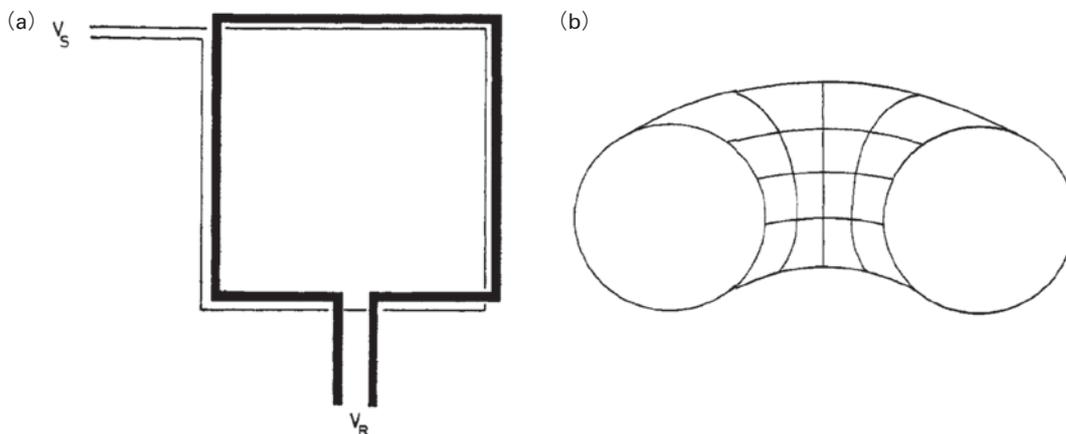


図6 Bishopによって提案されたIntelligent shell。(a)が示すようなコイルと磁気センサを一体としたもの(Single loop)を(b)のように組み合わせてプラズマ全体を覆う[11]。

MIMO (Multi input multi output) へと改良していったともいえる。図9は、コイルの違いによって到達可能なベータ値がどれだけ変わるかをVALENコード[15]によって調べたものである[16]。真空容器外および真空容器内の B_r センサを用いた場合、理想壁と比較してそれぞれ20%、30%の安定化効果があるのに対し、 B_p センサでは50%の効果を持つことがわかる。磁気センサはコイルが発生する高調波のエリアスを検出してしまいが、RFX-modではすべての磁気センサと制御コイルとのカップリングを実験およびシミュレーションで求め clean mode control (CMC) と呼ばれるアルゴリズムで、補正することも行っている[17]。補正コイルに関しても場所や数の影響は大きい。例えば、図9においてPresent Coilは図8のC-coilが示すような真空容器外のポロイダル方向に1つ、トロイダル方向に6つの計6つのコイルからなるコイルシステムを示す。これに対し、New coilsは真空容器内のポロイダル方向に3つ、トロイダル方向に6つの計18個のコイルからなるコイルシステムを示し、図8のI-coilにさらに赤道面の6コイルを加えたものに対応する。図9が示すようにNew coilsにすることによって安定化効果が大きく改善されることがわかる。

2.6 誤差磁場

RWMについて忘れてはいけない大きなトピックとして、RWMに対する誤差磁場の影響がある。誤差磁場の原因はトロイダルコイルおよびポロイダルコイル等の製作誤差および設置誤差、フィーダ、NBIの打ち消しコイルが発生する磁場などがあるが、この誤差磁場によってプラズマ回転が止められてしまうことが問題となる。さらに悪いことに、この誤差磁場は、プラズマが不安定領域に近づきさらに越えると、プラズマによって増幅される。これはプラズマの持つMHD不安定性の固有値が不安定領域に近い場合、誤差磁場の持つフーリエ成分と固有値のモード構造が同じ場合にこの固有モードが不安定化されることによって起こる。この増幅率は β_N の増加に伴って大きくなること

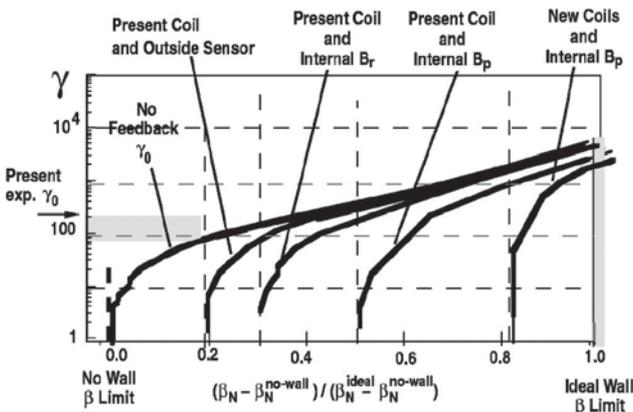


図9 RWMのフィードバック制御によって到達可能なベータ値のコイルおよび制御コイルの違いに対する依存性をVALENコードによって調べた例。真空容器外および真空容器内の B_r センサを用いた場合、理想壁と比較してそれぞれ20%、30%程度の効果があるのに対し、 B_p センサでは50%程度の効果を持つ。さらに制御用コイルを真空容器外の6つのコイル(Present Coil)から真空容器内の18個のコイル(New Coils)にすると80%程度まで上昇する[16]。

がわかっている。これを Resonant Field Amplification (RFA) と呼ぶ。図10にRFAの実験例を示す[18]。DIII-Dでは、図8のC-coilを用いて誤差磁場補正を行っている。壁なしベータ限界が $\beta_N \sim 2$ 程度のプラズマ(1) $\beta_N \sim 3$:105432, (2) $\beta_N \sim 2$:105432, (3) $\beta_N \sim 1.5$:10544 (図10(a))に対して誤差磁場の打ち消しに用いているC-coilの電流を減少させて(図10(b))誤差磁場を発生させる(図10(c))と β_N の増加に応じてプラズマが増幅する誤差磁場が大きくなっている(図10(d))ことがわかる。したがって、誤差磁場補正も時間的に制御する必要がある。これは Dynamic Error Field Correction (DEFC) と呼ばれている。図11が示すようにDEFCによって誤差磁場を補正することによってプラズマ回転を維持し、RWMを安定化することが可能であることがわかる[19]。

これまで述べたように、RWM安定化のためのフィードバック制御は誤差磁場補正のためのDEFCとRWMそのものを抑えるRWM制御コイルの2つを組み合わせで行われる。全体のフィードバック制御システムを図12に示す。RWMは数ms程度の速い制御が必要であるため、真空容器

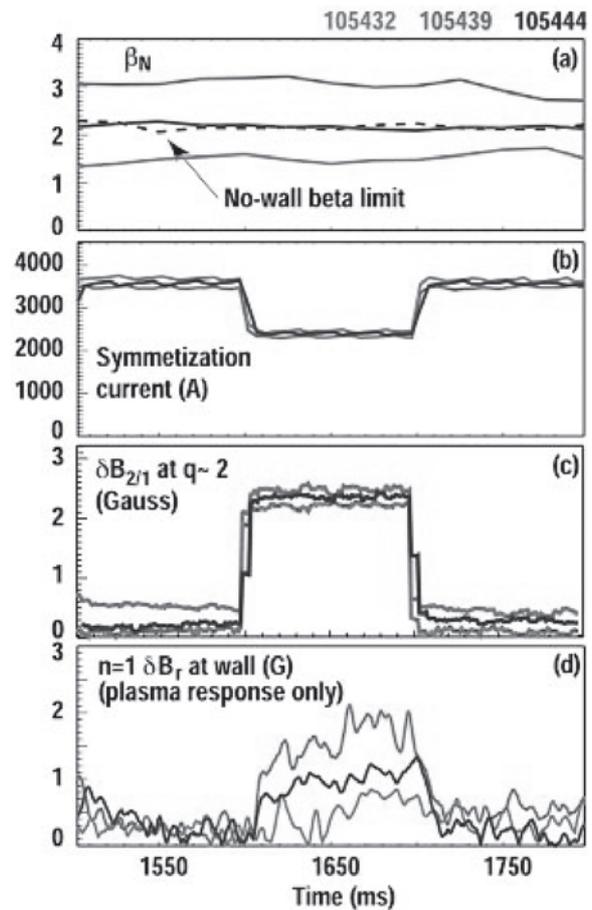


図10 Resonant Field Amplificationの実験例。自由境界安定限界が $\beta_N \sim 2$ 程度 (a)の破線)の、 $\beta_N \sim 3$ の放電(105432(a)の上の実線)、 $\beta_N \sim 2$ の放電(105432(a)の中の実線)、 $\beta_N \sim 1.5$ の放電(105444(a)の下の実線)に対して誤差磁場の打ち消しに用いているC-coilの電流を減少させて(b)誤差磁場を発生させた場合(c)のプラズマが増幅する誤差磁場の時間変化(105432(d)上)、(105432(d)中)、(105444(d)下)。 β_N の増加に応じてプラズマが増幅する誤差磁場が大きくなっていることがわかる[18]。

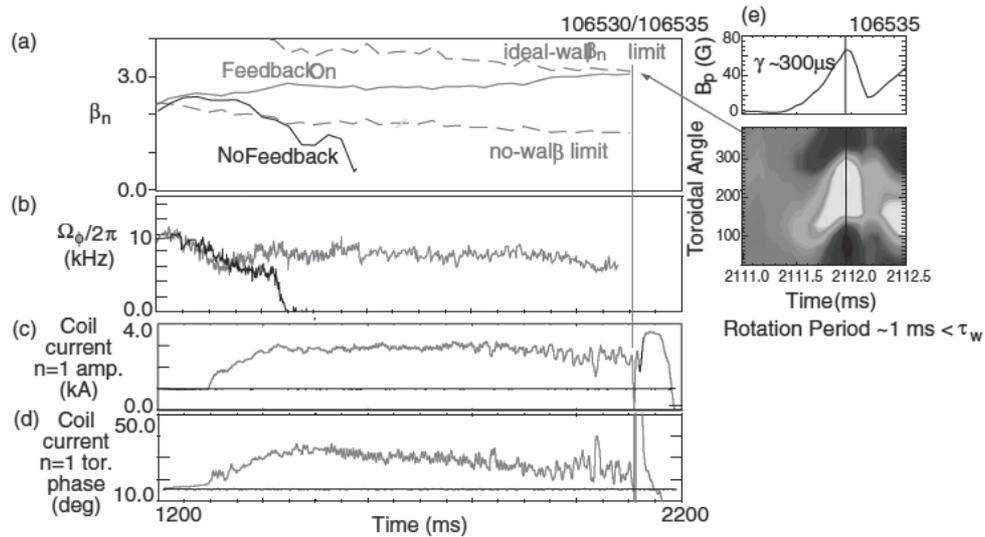


図11 Direct Error Field Control (DEFC) あり (Feedback on) の場合、プラズマ回転を維持し、RWM を安定化することが可能であるが、DEFC がない (No Feedback) 場合、自由境界安定限界を越えると回転が急激に低下し、ベータ値の低下を招く [19]。

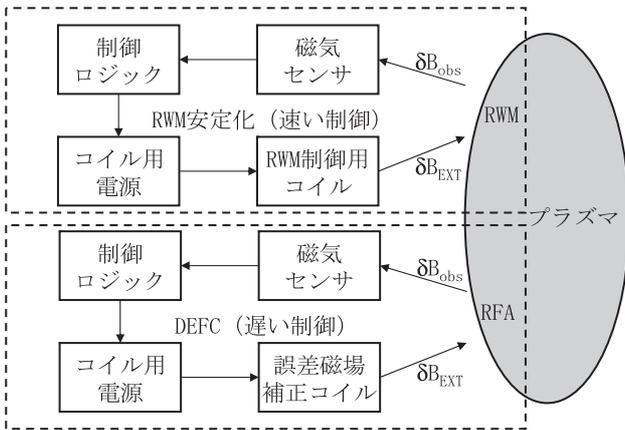


図12 RWM 安定化と誤差磁場安定化を含めたフィードバック制御全体の模式図。

内のコイルで高速な電源を用いて高速なフィードバック制御が必要となる。一方誤差磁場の RFA は数 10 ms - 数 100 ms 程度の時間変化であるため、DEFC は遅い電源で真空容器外のコイルによる遅いフィードバック制御で十分で

ある。ITER では、図13に示すように真空容器外の誤差磁場補正コイルと真空容器内の RWM 制御用コイルを用いることが予定されている [20, 21]。JT-60SA では、ITER と同様な誤差磁場補正コイルとともに図14に示すような RWM 制御コイルが予定されている [22]。プラズマの側に安定化板があるために安定化板のポート穴の周囲にコイルを巻き、ポート穴から制御フラックスを入れるようにしており、トロイダル方向およびポロイダル方向に非常に小さいことが特徴である。このような小さな RWM コイルは工学的に非常に有利ではあるが、mode rigidity (与えた制御磁場によってモード構造が変化せず、振幅のみが変化すること) の欠落が指摘されており、モード構造の変形に伴う RWM 安定化効率の低下による到達ベータ値の低下や制御磁場の高調波による他モードの不安定化が危惧されている。VALEN 等のフィードバック制御を含んだ RWM 安定性解析コードは mode rigidity が仮定されている。実験的には mode non-rigidity を示す実験結果も出てきているが、結論を出すにはさらなる研究が必要である。

(武智 学)

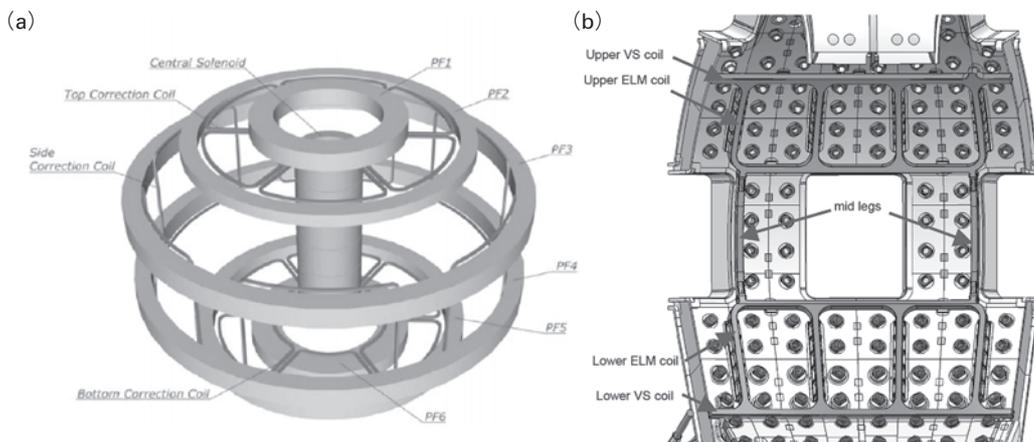


図13 ITER の (a) 誤差磁場補正コイルと (b) RWM 制御コイルの例。RWM 制御コイルは ELM 制御、垂直不安定性制御にも用いられる [20, 21]。

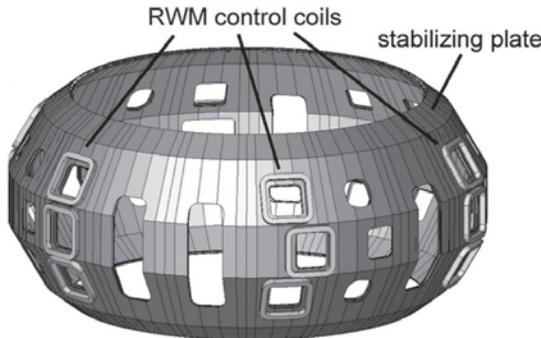


図14 JT-60SA の RWM 制御コイルの例. 安定化板上にポロイダル方向に 3 およびトロイダル方向に 6 の計 18 個設置される [22].

3. 抵抗性壁モードの観測と安定化実験

RWM の安定化手法として, (i)プラズマ回転による安定化, あるいは(ii)外部帰還制御が考えられている. 本章では, これらの RWM 安定化について実験的な側面から解説する. また, (iii)能動的 MHD 安定性診断, および(iv)最近の RWM の研究について紹介する.

(i) プラズマ回転による安定化

Bondeson ら [9] の理論予測によると, RWM 安定にはアルヴェン速度の数%のプラズマ回転が必要となる. しかしながら, 中性粒子加熱ビーム (NB) 入射による運動量入力がプラズマ回転の主な駆動力となる炉心プラズマでは, せいぜいアルヴェン速度の 1% 程度のプラズマ回転しか期待できないと言われており, RWM 安定化に必要なプラズマ回転しきい値の実験的同定が急がれた.

高ベータプラズマにおける RWM の実験的研究は米国 GA 社の DIII-D 装置で先駆的に行われ, プラズマ回転により壁なしベータ限界値を超える領域での運転が実証された [23]. 図15に DIII-D 装置におけるプラズマ回転による高ベータプラズマの維持実験の結果を示す. プラズマ回転により壁なしベータ限界を超えた高ベータプラズマが維持された. 最終的に $n = 1$ RWM が発生しプラズマ回転が減速している. さらに DIII-D では, 外部コイルにより人為的に不整磁場をプラズマに印加することでプラズマ回転を減速させる “magnetic braking” 実験で, RWM 安定化プラズマ回転しきい値は Bondeson らの予測を裏づける結果となった.

日本における RWM 研究は JT-60U 装置で積極的に行われている. 導体壁に近い大体積プラズマ配位で壁なしベータ限界を超える高ベータプラズマが得られており, 最終的に壁時定数で成長する RWM の発生を観測した [24, 25]. また, オーミック放電において, プラズマ電流をランプアップし, 導体壁とプラズマとの距離に対する電流駆動 RWM の成長率の関係が調べられた [26]. プラズマ回転による RWM 安定化については, NB 入射によるプラズマ回転制御により, RWM 安定化に必要なプラズマ回転しきい値の同定が行われた. JT-60U では, プラズマに対して垂直方向および順/逆接線方向の NB を有するため, 多彩なプラズマ回転分布制御が可能である. したがって, 運動量入射の少ない垂直 NB で高ベータを維持することで核融合炉で

予測されるような低プラズマ回転を模擬でき, また接線 NB の組み合わせを変えることでプラズマ回転を制御できる. そこで, RWM 安定化に十分なプラズマ回転で高ベータを維持し, プラズマ回転を減速させることで, RWM 安定化に必要なプラズマ回転を同定した. その結果, RWM が発生するプラズマ回転しきい値が Bondeson ら理論予測よりも小さく, アルヴェン速度の 1% 以下であることを明らかにした [27]. またこれらのプラズマ回転しきい値がベータ値に対して, 大きく依存しないということを実験的に示した [28]. 図16にプラズマ回転に対する規格化されたベータ値 (C_β) の関係を示す. この結果は, ITER や核融合炉で予測されるプラズマ回転で RWM を安定化可能であることを示す結果であり, 高ベータ領域での運転に見通しを立てる結果となった.

同時期に, DIII-D 装置では従来の順方向しかなかった接線 NB の一部配置を変更し, NB のバランス入射を可能とすることで低プラズマ回転での RWM 安定化実験を試み

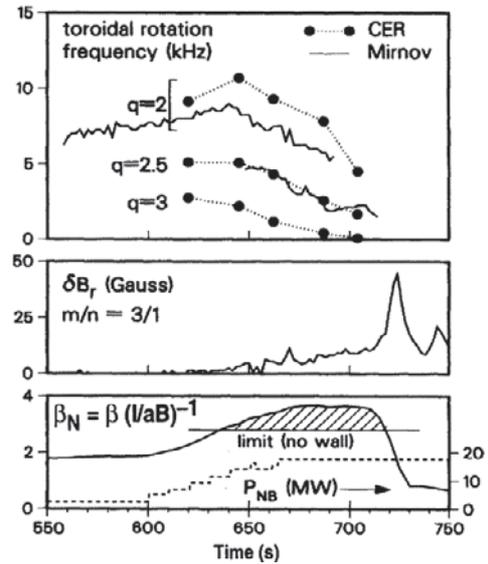


図15 DIII-D 装置におけるプラズマ回転による高ベータプラズマ実験の結果 [23]. プラズマ回転により壁なしベータ限界を超えた高ベータプラズマが維持された. 最終的に $n = 1$ RWM が発生しプラズマ回転が減速している.

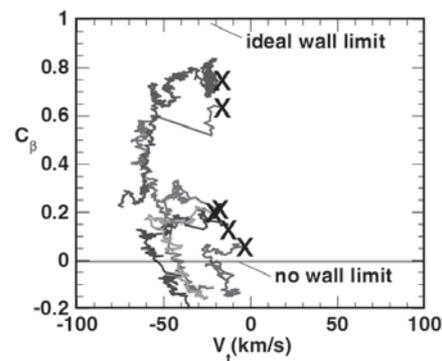


図16 JT-60U における RWM 安定化に必要なプラズマ回転しきい値を同定した結果 [28]. ベータ値を上昇しながらプラズマを加速し, ベータ値を保ちつつプラズマ回転を減速させると RWM が発生 (図中 X 印).

た。その結果、RWM 安定化のためのプラズマ回転しきい値は JT-60U で得られたものと同程度であるとの結果を得た[29, 30]。彼らは "magnetic braking" 実験および NB バランス入射実験で同定したプラズマ回転しきい値の違いについて、プラズマ回転のトルクバランス方程式に外部磁場による摩擦を考慮した "induction motor" モデルで説明できるとしている[30, 31]。このモデルによると、トロイダル方向の回転は、NB 入射によるトルク入力と運動量の径方向輸送に加えて、外部磁場摂動振幅に応じた摩擦力のバランスにより決まる。ここで、外部磁場摂動に対する摩擦力は、外部磁場の振幅に比例しない点が重要となる。すなわち、プラズマが回転していると外部磁場に対して、シールド電流がプラズマ中に発生し、外部磁場の浸み込みを拒もうとする。この度合いは、プラズマ回転速度とプラズマ中の散逸で決まる。したがって、プラズマ回転が遅くなると、外部磁場の浸み込みが進み、さらに摩擦が増大するといった非線形的な制動が考えられる。このようなトルクバランスを考え、外部磁場によりプラズマ回転を減速させていくと、トルクバランスを満たさない "forbidden band" と呼ばれるプラズマ回転領域が発生し、プラズマ回転が低い値にジャンプし、RWM 安定化に必要なプラズマ回転しきい値を下回ることによって、RWM が発生するとしている。

JT-60U や DIII-D で得られた低プラズマ回転での RWM 安定化を説明するモデルとして運動論的效果すなわち、捕捉・非捕捉のバルクイオンおよび高速イオンの効果が重要であることが示された[32, 33]。また最近では、回転シアや回転分布の効果が重要であるとの報告もあり[34, 35]、RWM に対するプラズマ回転の安定化効果の定量的な評価については、実験・理論ともに進行中である。

(ii) 外部帰還制御による安定化

理想壁の場合、プラズマ変位による磁束が壁より内側で完全に保存し MHD 安定化に寄与する。一方、抵抗壁では壁に磁束が浸み込み外側に拡散してしまうため RWM が不安定となる。したがって、抵抗壁で拡散してしまう磁束を別の方法で供給することができれば、理想壁と同様の安定性が得られることになる。そこで、考えられたのが外部磁場コイルによる動的帰還制御である。この制御方法による RWM の安定化実験は、トカマクおよび球状トカマクでは HBT-EP[8]、PBX-M[7]、DIII-D[16, 36, 37]、NSTX[38, 39]、また逆転磁場ピンチ装置では、RFX-mod[40, 41] や EXTRAP-T2R[42, 43] で実施されている。図17に DIII-D での帰還制御による RWM 安定化実験結果の例を示す。帰還制御により、壁なしベータ限界を超える高ベータプラズマを 1 秒程度維持している。また、帰還制御を施さない場合、RWM の発生とともにディスラプションに到っている。また、図18に、RFP 装置 RFX-mod での帰還制御による RWM 安定化実験結果の例を示す。この実験では、トロイダル 4 個 × トロイダル 48 個、合計 192 個の外部コイルにより、RWM の振幅および位相を制御している。また、RWM の振幅を抑えつつ、トロイダル方向に回転させている。帰還制御による RWM 安定化手法の確立は、現在大きな課題となっている。ITER や JT-60SA において、RWM 安定化コ

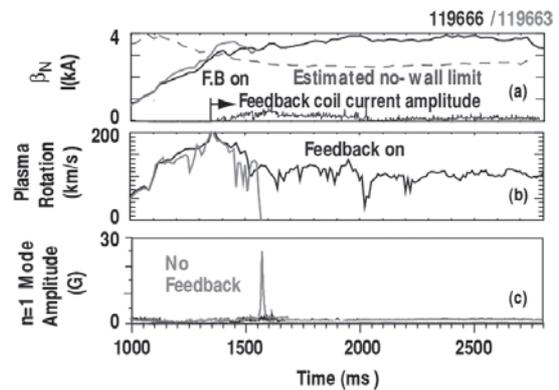


図17 DIII-D における帰還制御による RWM 安定化実験[37]。帰還制御により、壁なしベータ限界を超える高ベータプラズマを 1 秒程度維持している。また、帰還制御を施さない場合、RWM の発生とともにディスラプションに到っている。

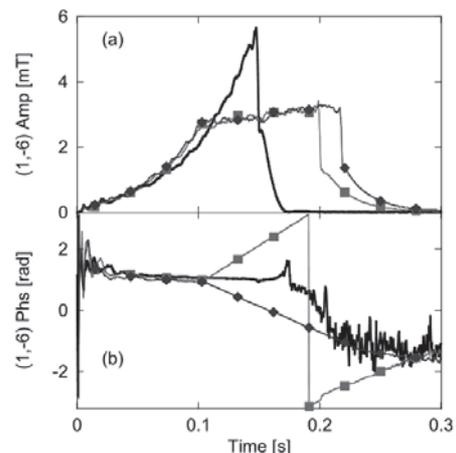


図18 RFP 装置 RFX-mod において 196 個の外部コイルを用いて実施された RWM 制御実験結果[41]：(a) モード振幅と (b) モード位相。実線は、0.13 s より帰還制御を施した場合であり、成長している RWM を完全安定化した例である。一方、■と◆は 0.1 s より帰還制御を施した場合であり、モード振幅を一定に維持しつつ、モードをトロイダル方向に順・逆に回転させている。

イルの設置が検討されており、その制御性や制御手法は、様々な装置で実験的に検証が進んでいる。

(iii) 能動的 MHD 安定性診断

通常 MHD 安定性は、計測で得られたデータから平衡を再構成し、安定性解析コードによって求められる。当然、計測データの校正や補間、また高速イオンの圧力分布を求めるためモンテカルロシミュレーション等が必要であり、安定性解析には時間を要する。その上、実験データを用いた安定性解析では、例えばわずかな周辺電流分布の評価の違いによって安定性が左右されることもあり、真に正確な安定性解析は一般に難しい。また、核融合炉において、高ベータプラズマを定常に維持するには、実時間で MHD 安定性を診断しベータ値を制御することが必要となるため、実験的に MHD 安定性の診断を行うことが必要となる。そこで、外部から共鳴磁場をプラズマに印加しその応答から MHD モードの安定性を診断する能動的 MHD 診断が考案された。安定な MHD モードがパラメータの変化により不安定に近づきマージナルな状態になると、MHD モードと

共鳴できるような外部磁場がある場合、その振幅が増幅される。これは共鳴磁場増幅 (Resonant Field Amplification:RFA) と呼ばれている[44]。もちろん、対応する共鳴磁場がなければ問題ないが、コイル群のミスアライメントなどによるわずかな誤差磁場が共鳴し増大しうる。逆に人為的に印加した共鳴磁場に対する応答を見ることで、MHDモードの安定性を診断することができる。図19にDIII-D装置において実施された能動診断の一例を示す[45]。I-coilによって印加された $n=1$ 共鳴磁場に対する応答が、ベータ値の上昇とともに増加していることがわかる。最終的にはRWMが自発的に不安定化している。これらの手法は、橋梁や建物などで固有振動などを求めるモード解析と同様の手法である。その場合、被測定物に加速度センサを取りつけ、打撃ハンマによるインパルス応答を求める。プラズマに対しては、高エネルギー粒子によって発生するアルヴェン固有モード (Alfvén Eigenmode:AE) の減衰率を求める手法として、トカマクやヘリカル型装置で実施されている[46-48]。このようなMHDモードの能動的安定性診断が、実時間で可能になれば、RWMが不安定となる前に加熱や電流などの分布を制御することで、RWMを回避可能になると考えられる。今後、高圧プラズマの定常維持に向けて、この診断手法の確立が期待される。

(iv) 最近の RWM の研究

RWMの安定性に関して、様々なことが明らかになる中、興味深い結果が最近報告されている。一つは、RWMがマージナルな安定性のときに観測されるバースト不安定性である[35,49]。このバースト不安定性の周波数は高エネルギー捕捉イオンの歳差運動と同程度であり、十分な回転にもかかわらずRWMを最終的に誘発する。また、ベータ値を維持しつつ高エネルギー捕捉イオンの源である垂直NB加熱を減らすと安定化されることから、高エネルギー捕捉イオンによって不安定化されていると考えられる。また、高ベータにもかかわらず、壁なしベータ限界を下回る

と観測されなくなることから、高速イオンとマージナルなRWMとの結合で発生したと考えられ、高エネルギー粒子駆動壁モード(Energetic particle driven Wall Mode:EWM)と命名された。また、高ベータで発生し、50 ms程度でゆっくり成長するRWM前兆振動が観測された。この振動の成長により、 $q=2$ 面でのプラズマ回転分布が平坦化し、最終的にRWMが発生する。この観測結果から、有理面でのプラズマ回転とともにプラズマ回転シアもRWM安定化に必要なパラメータである可能性が指摘されている。また、ELMによるRWM誘発がいくつかのトカマクで観測されており、RWMと他の不安定性との相互作用についても重要な課題となっている[50]。さらに、磁性体壁で囲まれたプラズマで発生するモードが理論的に予測されており[51]、直線型装置によって観測されFerritic Wall Mode (FWM)として報告されている[52]。いずれにせよ、高ベータプラズマにおけるRWMは多彩であり、その安定化を含め、実験的研究が進行中である。今後の進展が大きく期待される。

(松永 剛)

4. 抵抗性壁モード解明に向けたMHD理論モデル

本節では、抵抗性壁モード (RWM) に関する MHD 理論モデルについて、その進展を概観する。

MHDモデルによるRWM研究は、Pfirsch & Tassoの論文[5]に遡る。文献[5]においてPfirschらは、壁が有限抵抗を持つ効果を取り入れるようエネルギー原理を拡張し、壁がない場合にキンクモードが不安定になる場合、有限な抵抗を持つ壁を近接させても完全には安定化できず、不安定なモード (RWM) が表れることを示している。その後、プラズマ回転による安定化理論[53]や、漸近接続法の応用[54]といった先駆的な研究がなされ、RWMのMHD理論は、教科書に載るに至った[55]。しかしながら、RWMのMHD理論研究は、近年になるまで、それほどホットピックとは言い難かった。というのも、RWMが問題となる以前には、新古典テアリングモード (NTM) 等の抵抗性不安定性によりベータ限界が決められていたからである。近年のトカマク研究の進展に伴いNTMの安定化手法が確立し、高ベータプラズマ放電の長時間化がなされた。これにより壁なしベータ限界を超えた領域での長時間運転が可能となり、RWMの不安定化が観測され、RWM研究が盛んに行われるに至ったのである。

以上のような背景から、拡張MHDモデルを用いて、回転および減衰メカニズムの共存によりRWMが安定化されることを示した計算結果が注目された[9]。文献[9]では、キンクモードがトロイディシティにより音波とカップリングし、音波との共鳴によりRWMが完全に安定化される壁位置が存在することを数値的に示している (図4)。このコードはMARS[10]と呼ばれ、RWM理論解析の標準的なコードとなっている。文献[56]では、音波とのカップリングは円柱プラズマでも起こることを示している。このように、モードが何らかの波と共鳴して減衰することに安定化メカニズムを求める理論として、振れアルヴェン波との

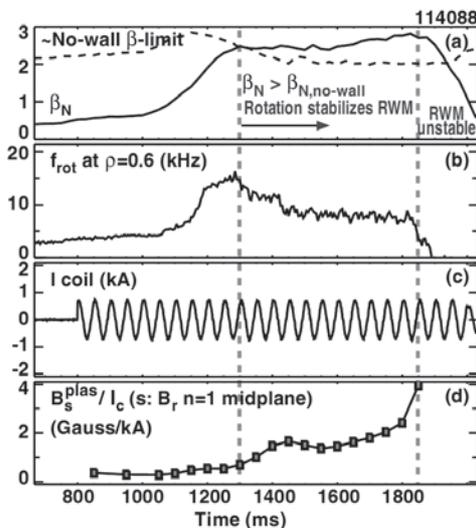


図19 DIII-Dにおける能動的RWM診断実験の結果[45]。I-coilによって印加された $n=1$ の共鳴磁場に対する応答が β_N 値の上昇とともに増加している。最終的にはRWMが自発的に不安定化している。

カップリングに基づく理論[57]が挙げられる。また、プラズマ回転と抵抗[58]や粘性[58, 59]といった散逸効果の共存による減衰メカニズムも提案されている。

以上のMHD理論に基づいた数値コードによる解析によって、RWMの安定化にはアルヴェン速度の数%程度の回転速度が必要であるという知見が得られていた。ところが、この回転速度は、ITERサイズのトカマクにおいてNBで駆動するのは非現実的であるという悲観的な予測が立てられた。そこで、外部コイルを用いて、抵抗壁で散逸される磁束を外部コイルにより重畳してRWMをフィードバック制御することが考えられた。フィードバック制御の有用性を示すために、回転がない場合の既存のMHD安定性コードを拡張して、RWMを解析する試みが行われた[60]。このコードはエネルギー汎関数法に基づいており、プラズマの応答はポテンシャルエネルギーとして表され、これをMHD安定性解析コード([60]では、DCONを用いる)で計算するものである。MHD安定性解析コードの発展は長い歴史を持っているが、RWM解析においても重要な役割を果たしていることがわかる。文献[60]で開発されたコードは、NMA (Normal Mode Approach) と呼ばれ、フィードバックコイルの位置の最適化研究等に应用されている。原子力機構においても、線形理想MHD安定性解析コードMARG2D[61]を拡張してRWMaC (Resistive Wall Mode analysis Code)を開発し、NMAとのベンチマークに成功した[62]。RWMの成長率の壁位置への依存性を調べたベンチマーク結果を図20に示す。RWMaCやNMAでは、プラズマ中の慣性を無視しているため、図4におけるMARSの結果のように、RWMからキンクモードへの滑らかな遷移は見られないことに注意されたい(壁がプラズマに十分近接している場合に正しいRWM成長率を与える)。

近年の実験の発展により、RWMの安定化に必要な回転速度は以前の結果より1桁小さいアルヴェン速度の0.1%程度であるということが、JT-60およびDIII-D実験により示された[28, 29]。RWM安定化に要する“しきい回転速度”

の実験結果はITERサイズのプラズマでも十分実現可能な回転速度であるため、再び回転によるRWM安定化に関するMHD理論研究が活発に行われることとなった。

実は、実験的に小さいしきい回転速度が明らかにされるよりも以前に、MHD理論に運動論的效果(ここでは、捕捉粒子の歳差ドリフト周波数との共鳴)を取り入れることにより、小さい回転でも(あるいは回転がなくても)RWMが安定化されることを理論的に示していた研究があった[63] (図21)。同種の理論として、(大アスペクト比を仮定した)ドリフト運動論的方程式[64]により捕捉粒子および非捕捉粒子の歳差運動とのカップリングを取り入れた理論[65, 66]が挙げられる。前者は、PESTコードに組み込まれ、後者はMARSに組み込まれている。これら理論を用いて、近年の実験結果、特に小さいしきい回転速度の再現が試みられている。

2008年度のJT-60Uの実験により、共鳴面における回転の大きさだけでなく、回転シアもRWM安定化に本質的である可能性が示されており、さらなるMHD理論の進展が望まれている。この問題に対する理論的な考察を行うために、原子力機構においては、近年提案された新しい接続法[67] (従来の漸近接続法[68]が持ついくつかの困難を解消している)をRWM解析に应用している[69]。有界面やプラズマ表面に内部層を設定し、例えばFrieman-Rosenbluth方程式[70]を解き、外部領域におけるNewcomb方程式の解と接続する。この接続法では、プラズマ中の共鳴面およびプラズマ表面に着目し、そこにおける回転および回転シアの効果を詳細に調べることができる。また、共鳴の効果重要な領域を特定することができ、その領域における解の振る舞いを詳しく計算することができる。円柱・負磁気シアプラズマにおけるRWMの固有関数の例を図22に示す。現在のところ、このコードには運動論的效果は考慮されておらず、アルヴェン速度の数%程度の速度でRWMが安定化される。今後は、トカマク配位での解析が可能なRWMaCを拡張して接続法を組み込み、さらに運動論的効

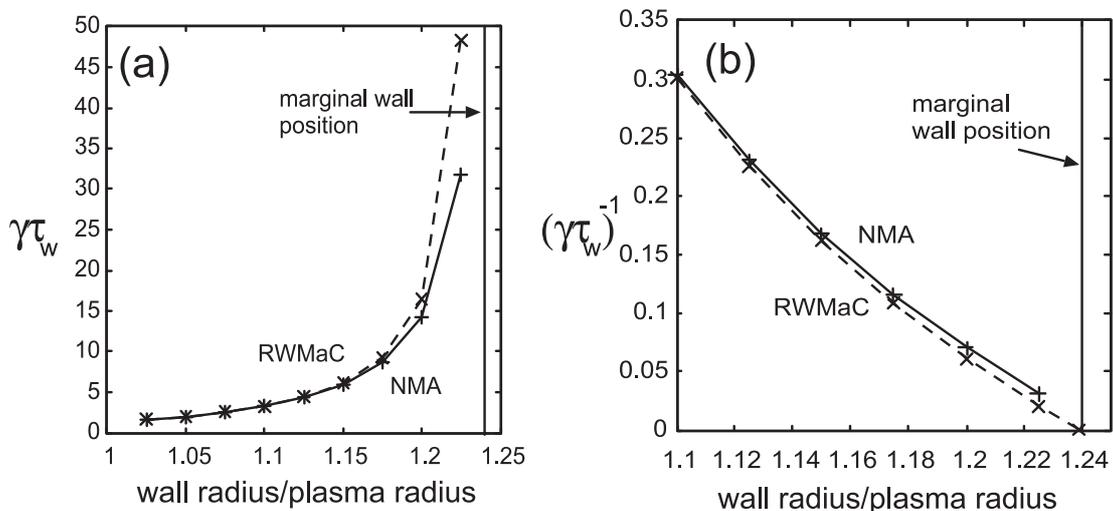


図20 (a) RWM成長率の壁位置依存性。壁位置がプラズマに近く、キンクモードが臨界安定となる位置から遠い場合、RWMaCとNMAの結果は良く一致する。(b) RWM成長率の逆数の壁位置依存性。キンクモードが臨界安定となる位置に近づくに従い、成長率が発散する様子を捉えている。

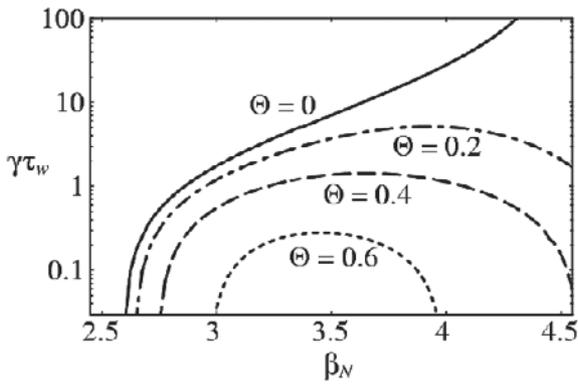


図21 Huら[63]の運動論的效果を取り入れたモデルによるRWM成長率の規格化ベータへの依存性。 Θ は運動論的效果の大きさを表すパラメータで、 $\Theta=0$ は運動論的效果が全くない場合、 $\Theta=1$ は運動論的效果を取り入れた場合に対応している。

果を導入する予定である。

もう一つの大きな研究の流れとして、抵抗壁の三次元性を考慮したコードの開発が挙げられる。実際の抵抗壁には、様々な形状のポートがあいており、プラズマとは異なり軸対称の仮定を用いることができず、工学的に重要な問題となる。三次元効果を計算できるコードとしては、VALENが著名である[71, 72]。定性的には、ポートが多く空いた抵抗壁では渦電流が流れ難くなるので、RWMが十分安定化されず、成長率は大きくなる。また、EUにおいては、渦電流解析コードCARIDDI[73]とMARSを組み合わせたCarMaが開発されつつある[74]。これらを用いて、実形状のプラズマ・導体壁を用いたRWM解析が可能となり、フィードバックコイル位置・形状等の最適な設計が可能となる。日本においては、対応する計算コードは現存しないため、緊急に開発することが、JT-60SAやITER研究において国際的に競争するために必要であろう。

また、近年誤差磁場のテアリングモード等への影響が盛

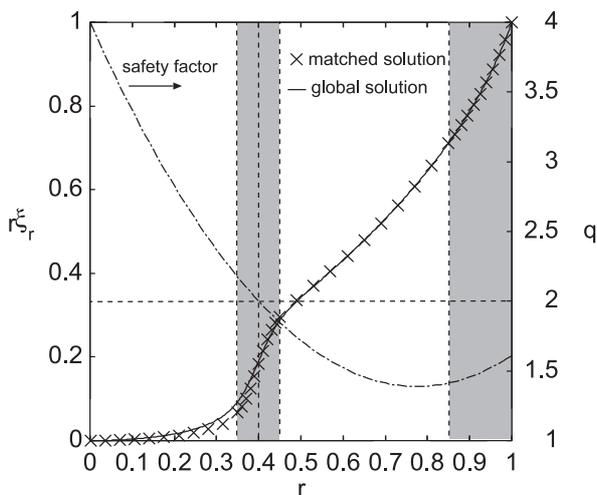


図22 固有関数の r 成分 (接続解と真の解) および q 分布 (回転角速度 $\tau\Omega=0.01$)。内部層はハッチしてある。接続解は真の解とよく一致する。RWM成長率も $18.3\tau_w$ (接続解) および $18.1\tau_w$ (真の解) とよく一致しており、接続法が有効であることがわかる。

んに研究されているが、RWM研究においても、わずかな誤差磁場によって、大振幅RWMが励起されること[44]、しきい回転速度が増加する[75]ことが指摘されており、理論的にも重要な問題を含んでいる。

以上概観したように、RWM解明に向けたMHD理論は、実験の進展と密接に連携しながら発展してきた。今後もJT-60SA等の高性能トカマク実験とともに、さらなるRWMの物理解明・制御手法の確立に向けて、MHD理論が重要な役割を果たすと考えられる。

本原稿の執筆にあたり、原子力機構における菊池満博士、二宮博正博士、森雅博博士の支援をいただいた。また、山口大学の内藤裕志教授、東京大学の古川勝准教授、General AtomicsのM.S. Chu博士との議論に感謝いたします。

(白石淳也, 徳田伸二)

5. 核融合炉設計における抵抗性壁モードの抑制

機能美はデザインの到達点の一つであり、必要最低限のものが然るべき姿で納まるべきところにあると心地よい。核融合炉もかくありたいが、そのためには構成要素一つ一つの存在理由とそれぞれの関係性をじっくり考えてみる必要があるだろう。建物に印象的な光を導くには、まずよい壁をつくるのが重要だという。同様に、核融合炉に「抵抗性壁モード (RWM) の抑制」を求めらば、まず土台となる導体壁について理解する必要がある。核融合炉の「いい壁」とは何か、から考えてみよう。

5.1 核融合炉における導体壁

5.1.1 何を導体壁と呼ぶべきか

現在のトカマク実験でいうところの導体壁 (または安定化シェル) は真空容器であって、その前面に張ってあるアーマ板を導体壁と呼ぶことはない。たとえアーマ板が導体であっても、である。導体壁は、外部コイルが応答する時間までそこに流れる渦電流でプラズマに生ずる不安定性を抑制するものでなければならない。すなわち、時定数 $\tau_w = L/R > \text{数}10 \text{ ms}$ を持つ導体構造物を導体壁と呼ぶのであり、 $\tau_w < 1 \text{ ms}$ となる細切れのアーマ板では導体壁にならない。ちなみに、しばしば用いられる $\tau_w = \mu_0 b d / \rho$ (ここで、 b は導体壁の平均小半径、 d は導体壁厚さ、 ρ は電気抵抗を表す) という表式は、トーラス全体にわたり連続な導体壁に対する概算式であることに注意したい。

核融合炉ではアーマ板に代わって、ブランケットがプラズマを取り囲むことになるが、考え方は上と同様である。ブランケットはディスラプション時に働く電磁力が過大にならぬよう1 m前後の寸法に抑えられるため τ_w はms程度となり導体壁の機能は期待できない。一般には、ブランケットを支持する後壁が導体壁とみるべきである (図23 (a))。このような考え方は大型炉 (小半径 $\geq 3 \text{ m}$) においては問題にならないが、小・中型炉では不都合である。たとえば、

- 小半径 $a = 2 \text{ m}$
- プラズマ・壁間距離 $= 0.2 \text{ m}$
- ブランケット厚さ $= 0.7 \text{ m}$

という炉を考えると、

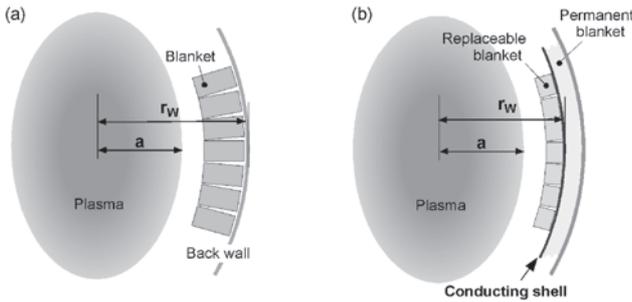


図23 (a)核融合炉における一般的な導体壁の配置、(b)導体壁をプラズマに近づけられる配置。

$$r_w/a = (2 + 0.2 + 0.7)/2 = 1.45$$

となってしまう。前章までの解説からわかるように、壁なしベータ限界を越えるためには、 $r_w/a \leq 1.4$ 程度にはとどめるべきであり、ここまでプラズマから離れると導体壁としての効用があまり期待できない。この例に見るように、 a の小さいコンパクトな核融合炉においてはブランケット後壁を導体壁とは見なしにくい。

この問題の解決策の一つは、図23(b)のようにブランケットを前段と後段に2分割しその間に導体壁を配置することである。この導体壁を挟んで、前方を2、3年毎に交換を要する交換ブランケット、後方を炉が寿命になるまで使用する固定ブランケットとして扱うことにすれば合理的な設計ともいえる(トリチウム増殖に対する影響は後述)。

5.1.2 導体壁の構造

安定化の観点から見ると導体壁をトロイダル方向に一続きにするのが理想であるが、その裏側の機器(例えば固定ブランケット)のメンテナンスが困難になるので、適度に分割する必要がある。巧みな分割方法はセクタ毎に切り、両側に折り込みを入れた「亀有シェル」である(図24)[76]。隣り合うセクタ間の折り込み間には30mm程度(熱膨張および設置誤差の吸収しるとして)のギャップを設け非接触とする。このような構造にすると隣り合う折り込みを流れる渦電流のリターン部分がキャンセルし合うため有害な電流成分が消え、プラズマにとってはあたかもトーラス方向に一続きの壁があるように見える。なお、図24のように上下まで延びる導体壁にする理由は、高ベータ化のほかにプラズマ垂直位置安定化の機能も兼ねさせるためである。

$m/n = 2/1$ モードがシェルに誘導する渦電流の様子を見

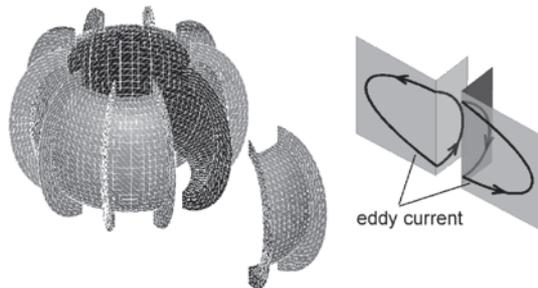


図24 核融合炉の導体壁(亀有シェル)の概念図。折り込みを流れるプラズマ安定化を阻害する渦電流成分は、隣り合う折り込みで流れ打ち消される[76]。

るため、渦電流がプラズマ赤道表面につくる磁場の R 成分 B_R を図25に示す。単純分割したシェルでは繋ぎ目付近で磁場の低下が著しいが、図24のようなシェルはトロイダル方向に連続なシェルと遜色ないことがわかる。

原子力機構において設計中の原型炉 SlimCS では、当初、厚さ1cmのCu板で図24のようなシェルを形成し、交換・固定ブランケット間に挟んで設置する案であった。しかし、ブランケット構造材(フェライト鋼)に近接して熱膨張率に差のあるCuを設置することには課題が多いため、現在ではCuシェルを排除し、代わりに、固定ブランケット筐体の前面と側面を厚くして導体シェルに見立てる(電気伝導度の低下を補うため7cm程度の厚さが必要)図26のような概念案を採用している[77]。

ブランケットを二分するこのようなシェル構造はトリチウム増殖においてデメリットがある。シェル部分では中性子束の減弱があり、その後方でのトリチウム増殖性能が大幅に低下するのである。これから推察されるように、導体壁をプラズマに近づけることとトリチウム増殖比を稼ぐこととはジレンマであり、設計における重要なトレードオフ問題になる。しかし、トリチウム自給なくして核融合の連続運転は成立しないので、重点はトリチウム増殖に置かねばならない。SlimCSの場合、暫定値ではあるが、トリチウム自給の観点からは $r_w/a = 1.32 - 1.34$ 程度に設置するのが適当と考えられる。当然ながら、 r_w/a の値は、プラズマ寸

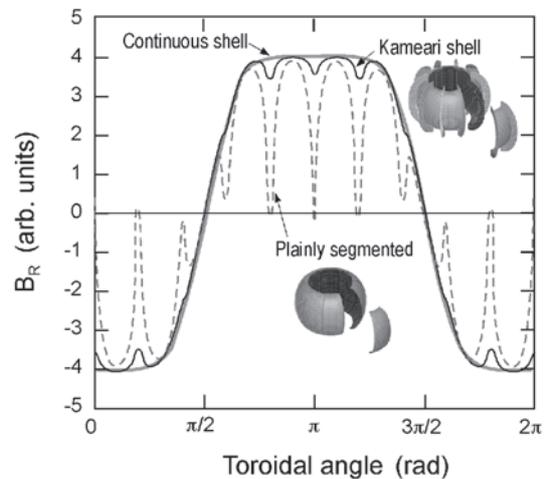


図25 $m/n = 2/1$ モードで誘起される渦電流がプラズマ赤道面を作る磁場(B_R)のシェル構造依存性。

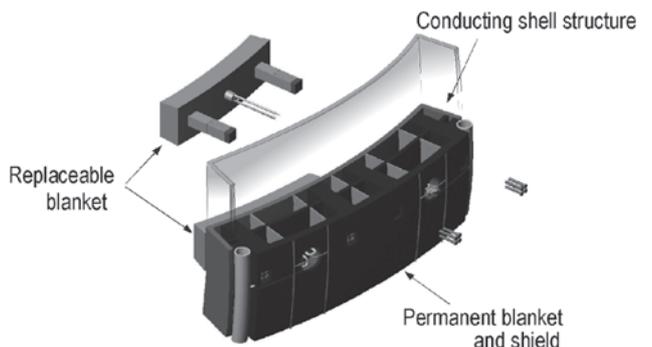


図26 SlimCSの導体シェル構造。

法, ブランケット材料, 構造等に依存する. 構造材 SiC/SiC (非導電材料), 液体増殖材 PbLi (導電材料) からなる先進ブランケットの場合には, PbLiの流路を工夫して亀有シェル相当の電流パスを形成できるようにすれば, PbLiを導体壁に見立てて $r_w/a < 1.3$ となる設計もあり得るであろう.

5.2 核融合炉における RWM 抑制

5.2.1 プラズマ回転による抑制

RWM 抑制の物理については十分理解されたとは言いがたいが, プラズマ回転または外部コイルによって抑制可能なことは多くの実験事実が示すところである. 数年前まで, 核融合炉ではプラズマ回転により RWM を抑制することは困難と考えられてきたが, JT-60および DIII-D において比較的低速回転 (JT-60U の場合 $0.003v_A$ 程度 [28]), ここで v_A はアルヴェン速度) での RWM 抑制が観測されると, 状況は一変した. 炉構造に対する要求が少なく制御が易いことから, プラズマ回転はより魅力的な RWM 抑制法に見えてきた.

概算ではあるが, D ビームを DT プラズマに入射したときのプラズマ回転速度は以下の式で評価できる [78].

$$f_\phi \approx 6.3 \times 10^4 P_b \tau_\phi R_{\text{tan}} / V_p n_i \sqrt{E_b} R \quad (1)$$

ここで, P_b : NBI パワー (MW), τ_ϕ : モーメント閉じ込め時間 ($= \tau_E$ を仮定), R_{tan} : NBI 中心軸の接線半径, V_p : プラズマ体積, n_i : イオン密度 (10^{20} m^{-3}), E_b : ビームエネルギー (MeV), R : プラズマ主半径である. この式を用いると, 原型炉 SlimCS の場合, 0.5 MeV, 30 MW の NBI を入射すれば RWM 抑制の可能なトロイダル回転 $4 \times 10^4 \text{ m/s}$ ($= 0.005 v_A$) が期待できる. 1 MeV で同じ入射パワーの場合には, $2.8 \times 10^4 \text{ m/s}$ ($= 0.0035 v_A$) が得られる. また, TASK/TX コード [79] による解析では, 0.5 MeV, 30 MW の NBI の場合の回転速度は $3 \times 10^4 \text{ m/s}$ ($= 0.0038 v_A$) であり, 上の概算値に近い. これらは現実味のある値であり, プラズマ回転による RWM 抑制に明るい見通しを与える. ただし, RWM 抑制は回転速度でなく回転分布 (回転シア) で決まるとする説もあり [34], 今後の研究の進展を待つ必要がある.

最近, プラズマの自発回転 (intrinsic rotation) に注目が集まっている. これは, 外部から NBI 等による外部トルクがない場合ですらプラズマが回転する現象であり, トカマクで広く観測されている. 複数のトカマクの実験データに基づいて自発回転速度の変化 ΔV は以下のような関係式で整理されている [80].

$$\Delta V \propto B^{1.1} \Delta \langle p \rangle I_p^{-1.9} R^{2.2} \quad (2)$$

ここで, $\Delta \langle p \rangle$ は平均圧力の増分である. この関係式を使うと, ITER でのプラズマ自発回転は $3 \times 10^5 \text{ m/s}$ を越え, 外部から運動量を与えなくても RWM 抑制が可能とする見解もある [80]. (2) 式に圧力が含まれるとはいえ, "自発"電流と呼ばれるブートストラップ電流とは意味合いは大分異なり, "自発"回転は未だにメカニズムの解明されていない現象である. (2) 式は JET, JT-60U (ECRF 加熱に限定), DIII-D, C-MOD, Tore Supra のデータに基づいており, CO

方向 (プラズマ電流方向) に回るとされる. 一方, JT-60U の NBI 加熱データでは外部トルク (NB による) および粘性による運動量の拡散項, ピンチ効果による非拡散項を差し引いて最後に残る回転 (自発回転) は確かに圧力勾配に依存して増加するが, (2) 式のベースになっているデータとは正反対の CTR 方向 (反プラズマ電流方向) に回転する [81]. このように自発回転は不可解な現象であり, 最近のプラズマ研究における重要な研究課題になっている. RWM 抑制に必要なハードウェアとしては導体壁だけ有ればよいので自発回転には大きな期待を寄せているが, RWM 抑制の主要案と呼ぶには時期尚早と考える.

5.2.2 外部コイルによるアクティブ制御

外部コイルによる RWM 抑制は, 導体壁での磁束が保存するよう外部から磁束を供給して不安定性を抑制する方法である. 核融合炉にコイルを設置する際に考慮すべきことは, 中性子照射, 核発熱, 周辺温度 (ブランケット周辺 500°C 以上, 遮蔽付近 $300\text{-}500^\circ\text{C}$, 真空容器付近常温), 電気絶縁などである. プラズマに可能な限り近接させたい RWM コイルの場合, このような条件下で利用可能なのは常伝導コイルに限られる. コイル巻き線は冷却管を持つ必要があり, 冷却媒体の漏れ対応や保守性を勘案すると, 図27に示すように一つのセクタ内でコイルが閉じ, 容易に引き出して補修または交換が可能なコイル構造にする必要がある. なお, 制御性を多少犠牲にすれば赤道面付近のコイルだけでも RWM 抑制は可能である.

核融合炉における RWM コイルの設計としてカリフォルニア大学サンディエゴ校の ARIES-AT [82] での設計例を図28に示す. ARIES-AT は先進的物理および技術を仮定して構想できる高経済性核融合炉概念を研究したものである. この RWM コイルの概念は, DIII-D の C コイルに模したコイルを各セクタのアウトボード側に設置するもので, 周波数 25 Hz, 最大電流 50 kA-turns で制御を行う [83]. 容器内設置によって生ずる様々な難題を避けるため RWM コイルを真空容器外に設置したことに注目したい.

RWM コイルの作り出す磁束変化は近傍の導体構造物に誘導電流を生じさせ, この結果 RWM コイルの作る磁場は

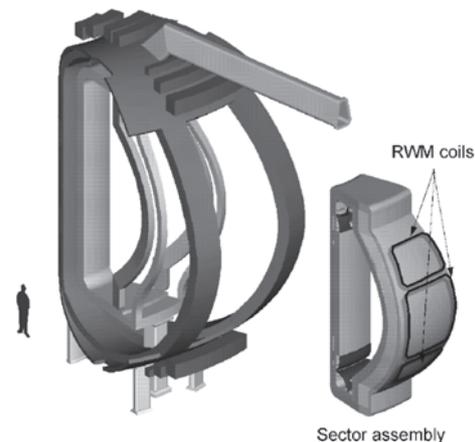


図27 RWM コイルの概念図.

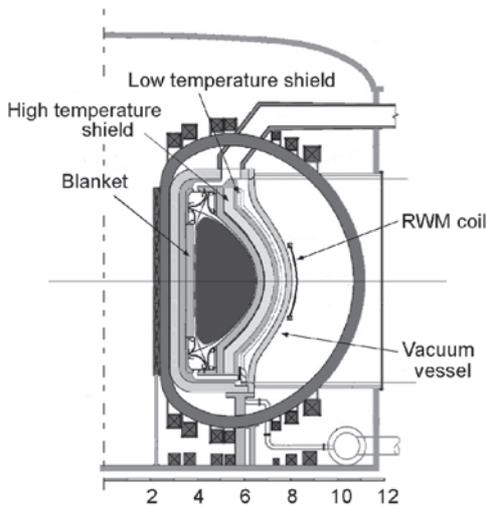


図28 ARIES-ATのRWMコイル[83].

遮蔽されることになる。すなわち、このようなRWMコイルがうまく働くかどうかは、炉を構成する多数の電磁構造物による干渉をいかに弱めるかにかかっている。また、肝心の導体壁とRWMコイルとの関係性についても検討が必要である。 τ_w の長い導体壁はプラズマ不安定化が生ずるまで時間を遅らせるが、その反面、このような壁はRWMコイルがプラズマに作用するまでの時間を遅延させることにもなる。この問題の解決として、RWMコイルの電流値を上げる、または、間隔を空けてRWMコイルを配置しこのコイルの前方に限って導体壁を切り欠く、などの方策が考え得る。これらは電磁設計の視点で見たものであるが、システム全体でRWMコイルの成立性を示すためにはもう少しステップが要る。例えば図28の例に戻ると、RWMコイルが上手く働くような真空容器の板厚は薄くしなければならないが、このような真空容器はトリチウム閉じ込めバウンダリとして十分な安全性を担保できるだろうか。トロイダルコイルがクエンチ（通電中に超伝導性が消失し電流が遮断する現象）したときに働く電磁力によって真空容器は破れないだろうか（真空容器に誘導されるポロイダル電流とトロイダル磁場により、容器に拡張力が作用）。このような問いに答えられないと設計は完結しない。

5.3 5章のまとめ

現状の物理基盤に基づいて核融合炉設計にRWM抑制を反映させるのは実のところ心許ない。しかしながら、RWMコイルを持ち込むと炉設計は難儀なことになりそうだ、という雰囲気はご理解いただけたのではないだろうか。現段階では、炉構造への波及が大きい外部コイル制御よりはプラズマ回転による抑制のほうに分があるように思われる。特に、核融合炉で自発回転のみでRWM抑制できるのであれば、特段の抑制手段を備える必要はなく、炉設計へのインパクトは計り知れない。

機能美で書き出した責任を途中で放棄してはいまいかといささか気がかりではあるが、核融合炉のように複雑なシステムでは単純化することが問題を解くための重要なアプローチになりうる。核融合炉の一つの構成要素は他の要素ともつれ合っており、我々の手にある知識が核融合炉のど

こに繋がっているのか（あるいは、繋がっていないのか）という糸のもつれを解く作業が単純化への第一歩として今求められているように思う。

本稿の執筆に際し原子力機構の西尾 敏、栗田源一、坂本宜照、吉田麻衣子、及川聡洋、本多 充の各氏から有益な情報提供、ご意見をいただいた。また、UCSDのF. Najmabadi教授には図27の作成に関して便宜をはかっていただいた。感謝申し上げます。

（飛田健次）

6. おわりに

これまで述べたようにRWMとRWM安定化研究は(1)RWM物理では1971年のPfirschとTassoによるRWMの予測から30年以上、(2)フィードバック制御による安定化では1989年のBishopの提案[10]から20年、(3)プラズマ回転による安定化では1994年のBondesonとwardによるの予測から15年、これらの3本柱に誤差磁場を含めた4本柱の研究テーマを中心にトカマクのみならずRFPやSTなどの多くの装置で実験が行われ、理論的にも多くのコード開発が行われてきた。実験的に得られるTrojan係数より高いプラズマベータ値は、壁安定化とプラズマ回転による安定化によりエレガントに説明できた。理論的に予測された回転によるRWM安定化のしきい値がアルヴェン速度の2-3%程度ということも実験によってほぼ再現できていた。平行して行われていたフィードバック制御によるRWM安定化もうまくいっていた。ところがここで、実は非常に小さなプラズマ回転で安定化できるという実験結果が出てきて雲行きが怪しくなった。これまでであったと思われていた理論ではプラズマ回転のしきい値の説明ができなくなったのである。現状では図29が示すように、新しく実験的に得られたRWM安定化に必要な小さな回転のしきい値(黒丸)は、以前の結果(白丸)とはまったくあわなかった運動論的効果を入れた計算結果とよく一致している[30]。うまくいっていたと思われていたフィードバック制御は、実は十分なプラズマ回転による安定化中に誤差磁場補正がうまく行われて回転の維持に成功していただけではないかと考えられている。

RWM安定化に必要なプラズマ回転が小さいという実験結果およびプラズマは思いのほか自発的に回転するという研究結果は、将来の核融合炉において回転による安定化のみでRWMを克服できる可能性を示唆している。しかしながら、3章の4節で述べたように、高ベータプラズマではELMやEWM等の不安定性が発生しやすく、これらの不安定性とRWMブランチのカップリングにより十分な回転下でもRWMが不安定になりうるものが危惧されている。したがって、フィードバック制御によるRWM安定化はいまだ重要な課題である。

プラズマ回転によるRWM安定化機構にはまだいろいろとわかっていないところがあり、更なる実験・理論の両面での研究が必要である。また、プラズマの回転機構についてもよくわかっていないことが多く、核融合炉での回転を外挿するにはまだ不十分であるのでこれについても同様であ

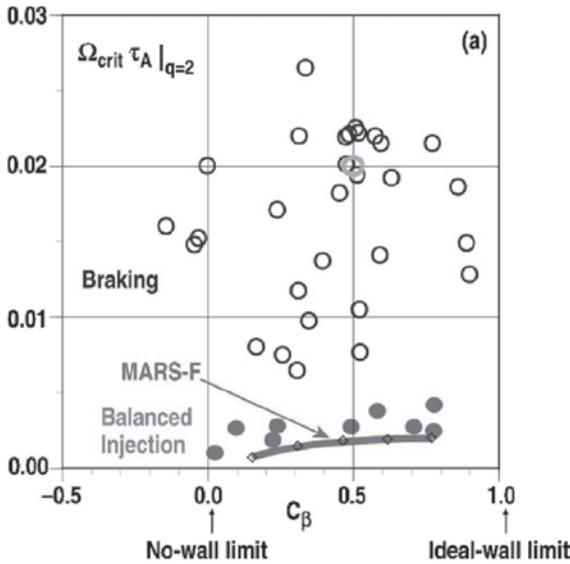


図29 新しく実験的に得られたRWM安定化に必要な小さな回転のしきい値(黒丸)は運動論的效果を入れた計算結果(図のMARS-Fが示す線)とよく一致することがわかる。以前の結果(白丸)ではまったくあわなかった[30]。

る。そして、フィードバック制御による安定化については、今後は回転による安定化のしきい値よりも小さいプラズマ回転下での実験と実証が非常に重要となる。理論的には将来のRWM安定化の外挿にはプラズマ回転、フィードバック制御、プラズマ周辺機器の3D効果を含めた安定性解析コードが必要だが、すべてを含んだコードは現在なく、急ピッチで開発が進んでいる。

(武智 学)

謝 辞

本稿の執筆に際し日本原子力研究開発機構の栗田源一氏、プリンストン大学の岡林典男博士、RFX コンソーシアムの T. Bolzonella 博士との議論に感謝いたします。

参考文献

[1] F. Troyon *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **26**, 209 (1984).
 [2] R.D. Stambaugh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion Res. 1984, IAEA, Vienna, I, 217 (1985).
 [3] M. Okabayashi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion Res. 1986, IAEA, Vienna, I, 275 (1987).
 [4] E.J. Strait, Phys. Plasmas **1**, 1415 (1994).
 [5] D. Pfirsch and H. Tasso, Nucl. Fusion **11**, 259 (1971).
 [6] T. S. Taylor *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2390 (1995).
 [7] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1167 (1996).
 [8] T.H. Ivers *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 1926 (1996).
 [9] A. Bondeson and D.J. Ward, Phys. Rev. Lett. **72**, 2709 (1994).
 [10] A. Bondeson, G. Vlad and H. Lutfjens, Phys. Fluids **B4**, 1889 (1992).
 [11] C.M. Bishop, Plasma Phys. Control. Fusion **31**, 1179 (1989).
 [12] R. Paccagnella *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 075001 (2006).
 [13] Y.Q. Liu and A. Bondeson, Phys. Rev. Lett. **84**, 907 (2000).
 [14] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1715 (2005).

[15] J. Bialek, Bull. Am. Phys. Soc. **45**, 119 (2000).
 [16] M. Okabayashi *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2071 (2001).
 [17] L. Grando, Proc. in 22nd Fusion Energy Conference, EX/P 9-8, (2008).
 [18] A.M. Garofalo *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 1997 (2002).
 [19] M. Okabayashi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, B339 (2002).
 [20] Summary of the ITER Final Design Report, EDA Documentation Series No.22, IAEA, Vienna, 2001.
 [21] R. Hawryluk, Proc. in 22nd Fusion Energy Conference, IT /1-2, (2008).
 [22] T. Fujita *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1512 (2007).
 [23] E. J. Strait *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2483 (1995).
 [24] S. Takeji *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 5 (2002).
 [25] S. Takeji *et al.*, J. Plasma Fus. Res. **78**, 447 (2002).
 [26] G. Matsunaga *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 95 (2007).
 [27] G. Matsunaga *et al.*, Proc. the 33rd EPS Conference on Plasma Physics (Rome), 30I, O2.003 (2006).
 [28] M. Takechi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 055002 (2007).
 [29] H. Reimerdes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 055001 (2007).
 [30] E. J. Strait *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 056101 (2007).
 [31] A. M. Garofalo *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1121 (2007).
 [32] Bo Fu and R. Betti, Phys. Rev. Lett. **93**, 105002 (2004).
 [33] Bo Fu *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 0573011 (2005).
 [34] K.C. Shaing *et al.*, Proc. 22nd Fusion Energy Conference, TH/P9-30 (2008).
 [35] G. Matsunaga *et al.*, Proc. 22nd Fusion Energy Conference, EX/5-2 (2008).
 [36] E.J. Strait *et al.*, Nucl. Fusion **43** 430 (2003).
 [37] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1715 (2005).
 [38] S. A. Sabbagh *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 560 (2004).
 [39] S. A. Sabbagh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 045004 (2006).
 [40] P. Martin : 「小特集：ITER 時代における大学の革新的閉じ込め概念研究のあり方 4.1欧州におけるトカマク研究に対する RFP 装置の役割」 プラズマ・核融合学会誌 **84**, 781 (2008).
 [41] T. Bolzonella *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 165003 (2004).
 [42] P.R. Brunell : 「小特集：ITER 時代における大学の革新的閉じ込め概念研究のあり方 4.1欧州におけるトカマク研究に対する RFP 装置の役割」 プラズマ・核融合学会誌 **84**, 787 (2008).
 [43] P.R. Brunell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 225001 (2004).
 [44] A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett. **86**, 5059 (2001).
 [45] H. Reimerdes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 132002 (2004).
 [46] A. Fasoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 645 (1995).
 [47] J.A. Snipes *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 56102 (2005).
 [48] G. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 225005 (2005).
 [49] G. Matsunaga *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett.
 [50] M. Okabayashi *et al.*, Proc. 22nd Fusion Energy Conference, EX/P9-5 (2008).
 [51] G. Kurita *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 949 (2003).
 [52] W.F. Bergerson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 235005 (2008).
 [53] Z. Yoshida and N. Inoue, Plasma Phys. Control. Fusion **27**, 245 (1985).
 [54] C.G. Gimblett, Nucl. Fusion **26**, 617 (1986).
 [55] J.P. Freidberg, *Ideal Magnetohydrodynamics* (Plenum, New York, 1987), Chap. 9 and references therein.
 [56] R. Betti and J.P. Freidberg, Phys. Rev. Lett. **74**, 2949 (1995).

- [57] L.-J. Zheng, M. Kotschenreuther and M.S. Chu, Phys. Rev. Lett. **95**, 255003 (2005).
- [58] J.M. Finn, Phys. Plasmas **2**, 3782 (1995).
- [59] R. Fitzpatrick and A.Y. Aydemir, Nucl. Fusion **36**, 11 (1996).
- [60] M.S. Chu *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 441 (2000).
- [61] S. Tokuda and T. Watanabe, Phys. Plasmas **6**, 3012 (1999).
- [62] S. Tokuda, J. Shiraiishi, Y. Kagei and N. Aiba, IAEA FEC 2008 TH/P9-20.
- [63] B. Hu and R. Betti, Phys. Rev. Lett. **93**, 105002 (2004).
- [64] A. Bondeson and M.S. Chu, Phys. Plasmas **3**, 3013 (1996).
- [65] Y. Liu *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1131 (2005).
- [66] Y. Liu *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 092505 (2008).
- [67] Y. Kagei and S. Tokuda, Plasma Fusion Res. **3**, 039 (2008).
- [68] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Plasma Confinement* (Addison-Wesley, 1991).
- [69] J. Shiraiishi, S. Tokuda and N. Aiba, Bull. Am. Phys. Soc. **53**, 341 (2008).
- [70] E. Frieman and M. Rotenberg, Rev. Mod. Phys. **32**, 898 (1960).
- [71] A.H. Boozer, Phys. Plasmas **5**, 3350 (1998).
- [72] J. Bialek *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2170 (2001).
- [73] R. Albanese and G. Rubinacci, Adv. Im. El. Phys. **102**, 1 (1998).
- [74] F. Villone *et al.*, Proc. EPS (2007).
- [75] R. Fitzpatrick, Phys. Plasmas **14**, 022505 (2007).
- [76] S. Nishio *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 1271 (2006).
- [77] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 892 (2007).
- [78] ITER Physics Expert Groups on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database, Nucl. Fusion **39**, 2175 (1999).
- [79] M. Honda and A. Fukuyama, J. Comp. Phys. **227**, 2808 (2008).
- [80] J.E. Rice *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1618 (2007).
- [81] M. Yoshida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 105002 (2008).
- [82] F. Najmabadi *et al.*, Fusion Eng. Des. **80**, 3 (2006).
- [83] S.C. Jardin *et al.*, Fusion Eng. Des. **80**, 25 (2006).



たけち まなぶ
武智 学

「東大原子力博士課程修了後、原研(現日本原子力研究開発機構)に入る。負磁気シアプラズマの抵抗性壁モード研究等、早期から圧倒的に先進的なMHD不安定性の研究を行う。実験家でありながら理論にも造詣が深い。現医者。」以上の経歴を持つ竹治さんが急にいなくなった時、名前が似ているのでまあいっか...と原研に入れてもらう。その後「竹治さんのバツもん」等と言われる。今回、解説の執筆を依頼されてびっくりした...多分「竹治さん」と間違えたんだと思う。



まつなが ごう
松永 剛

日本原子力研究開発機構・核融合研究開発部門・トカマクシステム技術開発ユニット研究員。博士(工学)。名古屋大学大学院に在学中、核融合科学研究所CHS装置にて高エネルギー粒子駆動不安定性の研究に従事。その後、ドイツ・ユーリヒ TEXTOR でポストドク、現機構で博士研究員を経て現職。JT-60U で高βプラズマのMHD研究に従事、JT-60U シャットダウン後は次期装置JT-60SAの真空容器内コイル設計を担当。JT-60SA完成に向けてしばらく“冬眠”し、やがて来る“春”に向けて充電中である。



しら いし じゅん や
白石 淳也

日本原子力研究開発機構博士研究員。2007年東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻修了。博士(科学)。研究分野はプラズマ物理学。特に、流れをもつプラズマの平衡と安定性に興味を持っています。趣味は、サッカーと読書。



とび た けん じ
飛田 健次

日本原子力研究開発機構核融合炉システム研究グループリーダー。印象に残る最近の出来事は敦賀視察。発電システムに携わりながら熱のハンドリングを軽んじていた無知に恥じ入る。ここ敦賀は、幕末、幕府討伐軍を幾度も蹴散らしす大行軍の末、水戸天狗党の強者253名が斬首された地。古人が辿り来た深雪の山並を仰ぎ見、志半ばに悲壮に散った烈士の信念に共感。襟を正して、吉村昭「天狗争乱」を開く。