

4.2 運転限界

核融合炉の運転は、運転限界(ベータ限界, 密度限界等)の範囲内で適切な運転裕度を確保しつつ行わなければならない。特に, トカマク型核融合炉では, 運転限界に達するとディスラプションが発生し, トカマクを構成する機器に重大な影響を及ぼすことになる。そのため, 原型炉を構想するときには, ディスラプションが発生しない運転領域の設定が不可欠である。トカマク実験の経験からすると, 制御用磁気センサーの1個に異常が発生しただけでディスラプションに至ることもある。従って, トカマク型核融合炉ではディスラプション発生は不可避であることを念頭において, ディスラプションの予測技術, 回避制御, 緩和手法の研究開発が必要である。

運転限界は, 必ずしも固定されたものでなく, プラズマパラメータによって変化する。従って, 運転限界によって原型炉のプラズマ設計範囲を制限するというよりは, 運転限界自身を高めるための工夫を凝らすことによって, 原型炉プラズマの性能を高める視点が大切である。

本節では, まず炉心プラズマの運転限界として重要な(I)ベータ限界, (II)密度限界について述べた後, 運転限界に至ることで引き起こされる(III)ディスラプションと付随的な現象, さらに(IV)ディスラプション制御について述べる。但し, ディスラプションによる熱負荷の制御手法については次節を参照されたい。詳細は文献[4.2-1]の第3章に最近の成果が詳しく纏められている。また, ベータ限界については文献[4.2-2], ディスラプションについては文献[4.2-3]に分かり易く解説されているので必要に応じて参照していただきたい。

4.2.1 ベータ限界

ベータ限界は, 理想 MHD 安定性において, 長波長(低 n キンク)および短波長(高 n バルーンリング)の各モードの発生によって決定される。本項では原型炉で想定される代表的な MHD 不安定性について簡単に述べる。特に, トカマクプラズマの高ベータ化において克服すべき代表的な MHD 不安定性は, 新古典テアリングモード(NTM)であり, NTM が回避できた後, より高いベータ値で課題になるのが抵抗性壁モード(RWM)である。以下では, この2つの不安定性を中心にして, その他に, 鋸歯状振動や負磁気シアプラズマでの MHD 不安定性について述べる。

(i)鋸歯状振動

中心の安全係数が $q(0) < 1$ になったときに発生する $m/n=1$ の内部キンク不安定性である。 $q=1$ 面の内側の温度や密度が急速に平坦化, 回復を繰り返す, 中心付近の温度や密度等の時間変化が鋸歯状の波形となるため, 鋸歯状振動と呼ばれている。 $q=1$ 面の内側から放出された熱粒子束は, 熱パルスとして周辺部へ伝搬し壁熱負荷となる。鋸歯状振動をトリガーする物理機構は, 理想 MHD 理論では正確に説明することができないが, 内部キンク不安定性は, α 粒子を含む高エネルギー粒子の運動論効果, 有限電気抵抗・粘性効果, 反磁性効果, 有限イオン軌道効果の影響を受けるため[4.2-4],

鋸歯状振動の周波数はプラズマパラメータによって変化する。原型炉において問題になるのは, 鋸歯状振動の周波数が長くなることで $q=1$ 面のプラズマ小半径が広くなると, 中心付近の温度・密度の変化が大きくなり核融合出力も大きく変動してしまうことと, 放出された熱粒子パルスがダイバータ部や第一壁への熱負荷を大きくしてしまうことが挙げられる。鋸歯状振動は, $q=1$ 面付近に加熱や電流駆動を行うことで制御できることが示されている。例えば, $q=1$ 面の外側(内側)にプラズマ電流方向(逆方向)の ECCD を行うと鋸歯状振動が安定化され発生周期が長くなる[4.2-5]。ECCD の他にも, NBI や ICRH/ICCD による鋸歯状振動の制御が実証されている。鋸歯状振動発生の根本的な原因は $q=1$ 面の存在であるため, 周辺電流駆動や, 自発電流増大によって中心部のプラズマ電流を減少させて $q=1$ 面をなくすことによって完全に抑制することが可能である。

(ii)新古典テアリングモード(NTM)

無衝突領域の高ベータプラズマで, 小さな磁気島があると磁気島内でプラズマ圧力が平坦化し自発電流が流れない領域ができる。磁気シアが正の場合に, 磁気島内外の電流差が磁気島の幅を拡げる方向に力が働く。この効果により成長する不安定性を新古典テアリングモード(NTM)と呼んでいる。NTM は自発電流を活用する先進トカマクプラズマの到達ベータ値を, 理想 MHD ベータ限界よりも低く制限する要因として, これまで活発な研究が行われている。NTM の磁気島幅 w の時間発展は, 修正 Rutherford 方程式で次のように記述される[4.2-6]。

$$\begin{aligned} \tau_R \frac{d}{dt} \left(\frac{w}{r_s} \right) = & \Delta'(w) r_s - k_0 \epsilon_s^2 \beta_{ps} \frac{L_q^2}{L_p} (1 - q_s^{-2}) \frac{1}{w} \\ & + k_1 r_s \sqrt{\epsilon_s} \beta_{ps} \frac{L_q}{L_p} \frac{w}{(w^2 + w_d^2)} \\ & - k_2 r_s \rho_p^2 \beta_{ps} \left(\frac{L_q}{L_p} \right)^2 g(v_{is}, \epsilon) \frac{1}{w^3} \\ & - k_3 \frac{16 \mu_0 L_q I_{aux}}{\pi B_p} \frac{f_{aux}}{w^2} \end{aligned}$$

ここで右辺第1項の $\Delta'(w)$ は磁気島幅を考慮したテアリングモードの安定指標, 第2項は磁気井戸による安定化項, 第3項は自発電流による不安定化項, 第4項は分極電流による安定化項, 第5項は外部電流駆動による安定化項である。 $L_q = q/(dq/dr)$, $L_p = p/(dp/dr)$ はそれぞれ安全係数と圧力の空間スケール長であり, 正磁気シアの場合に第3項が不安定化項となることがわかる。この式から磁気島幅の振る舞いが図4.2-1のように理解される[4.2-7]。NTM 発生には種となる磁気島が必要であり磁気島幅は増大後に飽和する。また, ポロイダルベータ値 β_p の増大は, 必要な種磁気島幅を減少させるとともに, 飽和磁気島幅を増大させる。従って, NTM は高い β_p を持つプラズマほど到達ベータ値を制限することに

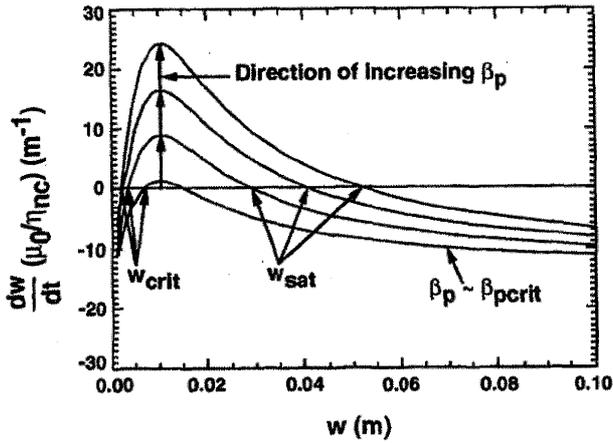


図 4.2-1 NTM における磁気島幅の振る舞い。NTM 発生には $w_{crit} < w$ を満たす種磁気島が必要であり、磁気島は成長後飽和する (w_{sat})。 β_p の増加は必要な種磁気島幅を減少させ飽和幅を増大させる[4.2-7].

なる。原型炉では、例えばプラズマ電流の半分程度を自発電流、残りを中心電流駆動で流すような正(弱)磁気シアプラズマを構想するときに問題になる不安定性である。NTM の安定化手法として、磁気島内で不足した自発電流を ECCD によって補うことで安定化する実験が、ASDEX-U [4.2-8], JT-60U [4.2-9-11], DIII-D [4.2-12, 13]において精力的に行われている。さらに、実時間安定化システムとして、DIII-D のトロイダル磁場強度やプラズマ大半径を微調整しながら ECCD で安定化する手法[4.2-12]や、JT-60U のECE計測による電子温度摂動から NTM 位置を同定し可動鏡を用いて ECCD 位置を制御するシステム[4.2-14]が開発されている。さらに、NTM が発生する前に ECCD を行うことで効率良く安定化できることが確かめられている[4.2-15]。また、ECCD による NTM 安定化を効率良く行うには、駆動電流分布の幅を磁気島幅以下にして磁気島中心に入射する必要があり、磁気島中心から磁気島幅程度ずれた位置に ECCD を行うと逆に不安定化してしまう[4.2-10]ことが調べられている。

原型炉に向けた課題としては、(a)NTM 発生の物理機構解明、(b)比例則の構築、(c)安定化に必要な条件やパワーの解明等が挙げられる。NTM 発生には種磁気島が必要と考えられているが、JT-60U や ASDEX-U では、鋸歯状振動やフィッシュボーン不安定性がなくても NTM が発生するため、種磁気島の原因を同定できないことが報告されている[4.2-16, 17]。これに対し、乱流[4.2-18], ELM[4.2-19], 誤差磁場[4.2-20]等も種磁気島を供給する可能性が指摘されている。また、NTM が発生する規格化ベータ値の比例則について、 $\beta_N \propto \rho^{*\alpha}$ の相関が多く装置で指摘され、 α はおよそ 0.5-1.5 程度である[4.2-21]。このことは、既存装置よりも大きな ITER や原型炉において、NTM 発生の規格化ベータ値が

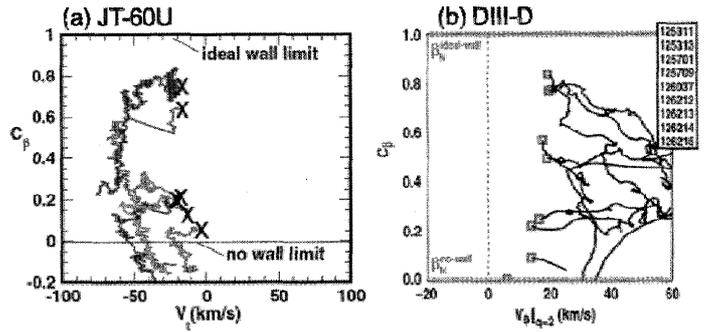


図 4.2-2 抵抗性壁モードの安定化に必要なプラズマ回転閾値を同定した実験結果。(a)JT-60U ではベータ値を維持しながらプラズマ電流と逆向きのプラズマ回転を減速し[4.2-24], (b)DIII-D ではプラズマ電流方向のプラズマ回転を減速させて[4.2-26], RWM が不安定化する回転速度を調べた。横軸は $q=2$ 面におけるトロイダル回転。縦軸の C_β は、自由境界 MHD ベータ限界 $\beta_N^{no-wall}$ をどの程度超えて壁安定化 MHD ベータ限界 $\beta_N^{ideal-wall}$ にどの程度近いかを表し、 $C_\beta = (\beta_N - \beta_N^{no-wall}) / (\beta_N^{ideal-wall} - \beta_N^{no-wall})$ で定義される。

下がることを示しており、ITER や原型炉において NTM によるベータ限界が低下することが懸念される。ベータ値上昇の妨げになる主要な NTM ($m/n=3/2$ および $2/1$ モード)の発生を抑制するために、 $q_{min} > 1.5$ かつ $q=2$ 面が外側に位置する q 分布、あるいは全領域にわたって $q_{min} > 2$ となるような q 分布を形成することが考えられているが、そのような q 分布が定常解として成立するかについて検討する必要がある。

(iii)抵抗性壁モード(RWM)

プラズマの周りに真空領域を仮定する自由境界理想 MHD 不安定性によるベータ限界は、規格化ベータ値 3~3.5 程度である。これに対して、プラズマの周囲を完全導体壁で取り囲むと、MHD 不安定性によって引き起こされる磁場の変形が、完全導体壁に流れる渦電流によって安定化され、自由境界理想 MHD ベータ限界を超えるベータ値を得ることができる。SlimCS の様なコンパクトで経済性に優れた原型炉を構想する場合には、このような自由境界理想 MHD ベータ限界を超えた運転領域の設定が必要になる。しかし、実際には導体壁は有限の電気抵抗を持っているため、渦電流は壁の時定数(導体壁の電流拡散時間)で減衰し、不安定性が成長することになる。この不安定性を RWM と呼んでいる。RWM を安定化すると、壁安定化理想 MHD 限界として規格化ベータ値 5~6 を得ることが可能になる[4.2-22]。これまで RWM の抑制については、(a)プラズマ回転による安定化と、(b)外部磁場コイルによる帰還制御の研究が行われている。

(a) プラズマ回転による RWM の安定化

理論的な予測からは、アルヴェン速度の数%程度のプラズマ回転があると、RWM がトロイディシティにより音波と結合し、音波との共鳴により減衰する[4.2-23]。一方、プラズマ回転による安定化実験では、理論的予測よりも遙かに小さなプラズマ回転(アルヴェン速度の 0.3%程

度)で安定化されることが見いだされている。RWM 安定化に必要な最小プラズマ回転(トロイダル回転)が JT-60U[4.2-24]と DIII-D[4.2-25, 26]において調べられ、その実験結果を図 4.2-2 に示す。JT-60U では自由境界 MHD ベータ限界以上の高ベータ値をプラズマ電流と逆方向の高速トロイダル回転で維持し、その後トロイダル回転を減速して RWM を不安定化させることで安定化に必要なプラズマ回転閾値を同定した。DIII-D では、逆にプラズマ電流方向のトロイダル回転で同様の結果を得ている。図 4.2-2 に示した結果から、RWM の安定化に必要なプラズマ回転が、回転方向に依存しないこと、その閾値がベータ値に大きく依存しないことも明らかになった。既存装置に比べて相対的に外部からのトルク入力小さくなる原型炉では、小さなプラズマ回転閾値の発見は大きな意味がある。もし、閾値よりも大きなプラズマ回転をプラズマ自発回転によって得ることができれば、RWM の安定化のための特段の追加設備もなしに、自由境界 MHD ベータ限界を超える運転が可能になる。

(b) 外部磁場コイルによる帰還制御

有限の電気抵抗を持つ導体壁によって拡散した磁束を外部磁場コイルによって補うことで RWM を安定化する方法である。また、マージナルな RWM が誤差磁場を増幅してプラズマ回転を減速させてしまうため、外部磁場コイルによる誤差磁場の補正も重要である[4.2-27]。外部磁場コイルを用いた RWM の安定化実験は、DIII-D で精力的に進められている[4.2-28, 29, 30]。DIII-D で RWM 安定化に用いられる制御コイルを図 4.2-3 に示す[4.2-31]。DIII-D では真空容器内に 12 個(I-coil)、真空容器外に 6 個(C-coil)の制御コイルを設置している。RWM 制御には数 ms 程度の速い制御が必要なため真空容器内に設置された I-coil で RWM の帰還制御を行っている。一方、誤差磁場の補正のためには数 10ms から数 100ms 程度の遅い制御が良いため真空容器外に設置された C-coil を用いている。ちなみに ITER では、同様の外部磁場コイルの設置の検討が進められている。外部磁場コイルの配置や導体壁の三次元形状を考慮した RWM の評価には、VALEN コード[4.2-32, 33]が用いられている。

以上のように、近年の RWM の安定化に関する研究の進展は目覚ましく、原型炉において自由境界 MHD ベータ限界を超える高ベータ運転が期待できる。しかし、最近の実験で、プラズマ回転シアや回転分布の効果も重要であることや[4.2-34]、十分なプラズマ回転であっても高エネルギー粒子によって RWM が不安定化される場合や[4.2-35]、ELM が RWM を誘発する場合[4.2-36]などが報告されており、原型炉で RWM の安定化を確実にするためには、さらなる実験研究・理論研究の進展が必要である。

(iv) 負磁気シアプラズマの MHD 不安定性

負磁気シアプラズマでは、上述の鋸歯状振動や NTM が不安定化されることはないが、大きな圧力勾配が形成される内部輸送障壁を有するため、導体壁による安定化が無い場合のベータ限界は通常 $\beta_N < 2$ 程度と弱磁気

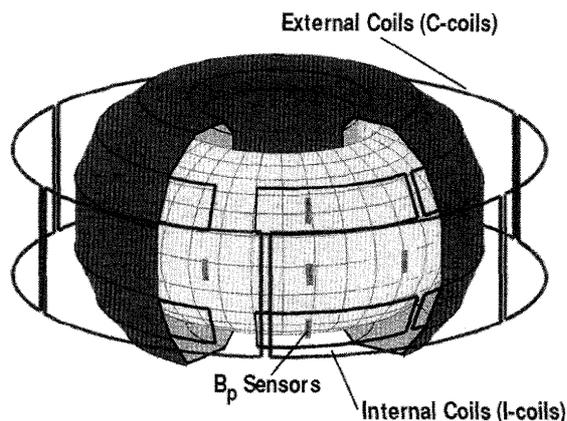


図 4.2-3 DIII-D に設置されている RWM 帰還制御用(I-coil; 真空容器内、12 個)と誤差磁場補正用(C-coil; 真空容器外、6 個)の外部磁場コイル[4.2-31]。

シアプラズマと比較して低い。負磁気シアのベータ限界は理想低 n キンク・バルーニング不安定性で制限され[4.2-37-41]、安全係数の極小値 q_{min} が整数値になるところで、ベータ限界はさらに低くなる。また、負磁気シアプラズマ実験では、理想低 n キンク・バルーニング不安定性によるベータ限界よりも低い領域でも崩壊現象が頻繁に発生する。その原因として、低い内部インダクタンス(I_p)による表面付近の電流に起因するモードロック不安定性や、ダブルテアリングモード、および内部輸送障壁に局在した抵抗性交換型モードのような内部モードと q_{min} の外側の有理面で発生したテアリングモードのような外部モードが結集してグローバルモードに発展することが考えられる [4.2-42]。

以上のことから、原型炉で負磁気シアプラズマを想定する場合には、低ベータ領域で発生する不安定性に注意しつつ安定に立ち上げる運転シナリオの確立が極めて重要である。負磁気シアプラズマは、プラズマ電流のランブアップ中にベータ値を上昇させつつ立ち上げる必要があるため、基本的に電流分布は変化している。つまり、低 I_p 状態でかつ MHD 不安定性が発生しやすい条件 (q_{min} やプラズマ表面の安全係数が整数値)を通過しながらベータ値を上昇させていかなければならないので、MHD 不安定性回避の観点から厳しい。また、負磁気シアプラズマの電流分布は圧力勾配によって駆動される自発電流分布でほとんど決まってしまうため、MHD 不安定性の安定性を左右する圧力分布と電流分布を独立に制御することができないことに注意しなければならないだろう。

4.2.2 密度限界

トカマクの密度限界には、一般的にグリーンワルド密度限界[4.2-43] $n_{GW} = I_p / \pi a^2$ が用いられている。グリーンワルド密度限界は、ジュール加熱プラズマのデータベースから導出され、基本的にガスパフによる密度上昇によってプラズマ周辺部の温度が低下し、不純物等による

第4章 炉心プラズマに関する基盤と課題

放射損失増大によってパワーバランスが崩れることに対応し、閉じ込めの劣化やディスラプションを引き起こす。従って、グリーンワールド密度限界は、一般的に加熱パワー、不純物量、燃料供給手法等に依存する。実際にペレットとガスパフを共用することでグリーンワールド密度限界の1.5倍に相当する高密度プラズマを維持できることがASDEX-Uで実証されている[4.2-44]。また、DIII-Dではダイバータ排気の強化により、グリーンワールド密度限界の1.5倍に相当する高密度プラズマを得ている[4.2-45]。JT-60Uでは、プラズマ電流ランプダウン実験において過渡的であるが、グリーンワールド密度限界の1.5倍に相当する高密度プラズマと高閉じ込め性能($HH_{98y2} \sim 1$)を達成している[4.2-46]。グリーンワールド密度は、いわゆる密度限界として捉えるよりは、高密度レベルの指標として考えた方が良好だろう。従って、原型炉の出力密度向上のために、グリーンワールド密度限界以上の高密度運転領域を設定するためには、高密度領域での閉じ込め性能劣化の物理機構解明と高密度化への運転シナリオ確立が今後の課題として挙げられる。

4.2.3 ディスラプション

ディスラプションはトカマクプラズマが一瞬にして消滅する現象である。原型炉では10MA以上のプラズマ電流や、1GJ程度のプラズマ蓄積エネルギーが一瞬にして何処かに行くことになるので、ディスラプションによる電磁力、熱衝撃は甚大になる。トカマク型核融合炉である限り、発生頻度は極めて稀であっても、ディスラプションを完全に排除することはできない。近年の中型・大型トカマク実験では、ITERの標準運転シナリオであるELMy Hモードを扱っている限りディスラプションが発生することは極めて稀である。例えばJT-60U実験でディスラプションが発生するのは、不純物を大量に入射する実験や負磁気シアプラズマ実験ぐらいである。このことは、Hモードや弱磁気シアプラズマ実験では、かなり高性能な運転領域であってもディスラプションが発生する運転限界に対して十分な裕度を保って実験を行っているからでもあり、プラズマ制御技術において信頼性の高いシステムを構築しているからでもある。原型炉でも状況は同じではなく、むしろプラズマ物理の理解と制御技術の進展により、負磁気シアプラズマのディスラプションですら、過去の遺物になっていることを期待している。しかしながら、計測装置や電源設備等の周辺設備を含むプラズマ制御システムの一部に故障等の不具合が発生したことによって、ディスラプションに至ることもあり得るので、そのような場合にも対応できる備えが必要であるとは言ってもない。

原型炉以降の核融合炉を想定するときの設計上の基本的な考えは、頻度こそ1年に1度有るか無いかの回数だとしても、ディスラプションは起こりえるものとし、かつトリチウム障壁を壊すような安全上の事象とはしないように設計することである。

(i) ディスラプションの特徴

ディスラプションは、まず熱エネルギーの急速な放出(熱消滅)が起こり、その後プラズマ電流の急速な消滅(電流消滅)が発生する。熱消滅では、プラズマの蓄積エネルギーがミリ秒程度の時定数で放出される。熱消滅発生時には、大きな磁場揺動を伴うため、その原因はMHD不安定性による閉じ込め磁場の大きな乱れと考えられている。電流消滅は、熱消滅によりプラズマの電子温度が極端に低温化することによってプラズマの電気抵抗が極端に増大し、プラズマ電流を維持することができなくなるために発生する。電流消滅の時定数は L/R (L :プラズマのインダクタンス、 R :トロイダル方向の電気抵抗)程度であり、JT-60Uの場合には、数ミリ秒程度になる。電流消滅によって以下に述べるハロー電流と逃走電子が発生し、炉内機器への重大な影響(4.2.4節参照)が懸念される。

(ii) ハロー電流

垂直位置移動現象VDEが発生し、プラズマが上下方向に $\sim 100\text{ms}$ で移動しながら消滅(ディスラプション)すると、移動中にトロイダル磁束を保存するようにポロイダル方向に電圧が誘起されて、スクレイプオフ層、プラズマ対向機器にハロー電流が流れる。さらに、プラズマ電流消滅時にもポロイダル磁束を保存するようにハロー電流が流れるため、ハロー電流はトロイダル方向に強い非対称性を持って流れるヘリカル電流となる[4.2-47]。その結果、ハロー電流のポロイダル成分がトロイダル磁場と作用してプラズマ対向機器に電磁力が発生する。ハロー電流はディスラプション直前のプラズマ電流の半分に達する場合があります。電磁力も巨大になることから、ハロー電流の評価は炉内構造物の設計において極めて重要である。プラズマを中立平衡点[4.2-48, 49]で消滅させることでVDEを回避し、ハロー電流を抑制することが必要である。

(iii) 逃走電子

ディスラプション発生時にポロイダル磁束を保存するために大きなトーラス周回電場が形成される。それがドライサ電場を超えるとプラズマ中の電子の大部分が高エネルギー(数MeV~数10MeV)の逃走電子になる。また、衝突過程を通して雪崩状に逃走電子が増幅される。その結果、逃走電子電流の大きさとしては、ディスラプション直前のプラズマ電流の半分以上に達する場合がある。逃走電子は局所的に大きな熱負荷($100\text{MJ}/\text{m}^2$ 以上)をプラズマ対向機器に与えるため[4.2-50]、逃走電子発生の回避と抑制は原型炉においても極めて重要である。例えば、ベリリウムの場合逃走電子の入射角 1° の時の侵入深さは 2.5mm であり、それに対する臨界エネルギー密度は $7\text{MJ}/\text{m}^2$ 程度と評価されるため、逃走電子電流を $1/10$ 以下の抑制する必要がある[4.2-51]。逃走電子の抑制法としては、大量の不純物をガスまたはペレットで入射する方法[4.2-52]と共鳴擾乱磁場印加(RMP)[4.2-53, 54]が試験されている。RMPでは、プラズマ境界付近にトロイダル磁場の0.1%程度の擾乱磁場与えることによって逃走電子発生を抑制できることが示

されている。

4.2.4 ディスラプションの影響

ディスラプションが生じた場合、それに伴う電磁力および入熱により炉内機器の損傷が懸念される。ディスラプションにより、炉内機器の変形や表面材料の著しい溶融が拡大し、冷却材が真空容器内に侵入する事象が生じてトリチウム閉じ込めバウンダリの健全性を脅かすような安全上のチャレンジャーとなることがないよう、設計においては特に留意する必要がある。ここでは、炉内機器への影響という観点で、ディスラプションに伴う諸現象に対する考え方を考察する。

(i) プラズマ対向材料の溶融・溶発

前述のように数 10MeV 越えるエネルギーを持つ逃走電子はプラズマ対向材料を貫通して冷却管に達する深い溶融、または、冷却管には達しないまでも構造材料の健全性を損なうような重大な溶融を招く可能性がある。ディスラプション時にプラズマが対向材料に接触する場合、対向壁アーマ材の溶融・損傷は広範囲に及ぶ可能性がある。構造的な健全性に問題はなくとも、損耗抑制のために設置する薄いアーマ(例えば、タングステンの蒸着層)が喪失することになれば、その後の長期間にわたる連続運転が難しくなるであろう。

ダイバータに関しては、ディスラプション初期に生ずる熱消滅(thermal quench)を回避しなければダイバータ板に重大な損傷を生じうる。核融合出力 3 GW の核融合炉ではプラズマ蓄積エネルギーは 1 GJ 程度になるので、例えばそのごく一部が熱衝撃密度($\sim 10 \text{ MJ/m}^2$)でダイバータ板に到達したとするとタングステンの溶融が生じうる。不確実性はあるが、この事象の時間発展を定性的に示すと、熱消滅の熱パルスがダイバータ板に到達するとその数 ms 後にはタングステンの一部で溶融が始まり、その後 20ms 程度で溶発へ移行すると考えられる[4.2-55]。このタングステン蒸気により流入エネルギーの大部分(>90%)は散逸されてダイバータ板への局所的な熱集中は緩和されるが、他方、タングステンの線放射のため広範囲にわたってダイバータ室の壁材の溶融と溶発が生ずる。これを回避するには、熱消滅に至る前に ITER で検討されている Massive material injection 等によってプラズマをソフトランディングさせる必要がある。

(ii) 電磁力による炉内機器の変形・破壊

炉内機器に電磁力が働く原因は 3 つある。ハロー電流の流れ込み、鎖交磁束の変化による渦電流、及びプラズマ変位に伴う渦電流とトカマク磁場の作用による電磁力である。ITER の遮蔽ブランケットで考慮されているスリットを導入したり、炉内機器のモジュール寸法を小さくしたりする対策はこの電磁力の軽減のために有効であるが、トリチウムの増殖領域を可能な限り広くとることが求められる原型炉以降の核融合炉では炉内機器の工学設計条件が妥当となるようディスラプション条件の緩和を仮定し、両方の設計条件に折り合いをつける必要がある。その一例として、SlimCS の設計では、ディスラプション時にプラズマは中立平衡点で消滅すると仮定して

VDEを設計条件から外し、電磁力の原因を炉内機器の鎖交磁束変化によるものだけとした。しかし、中立平衡点は安定点ではないので、外部コイル系、プラズマ形状、電流分布、渦電流などを常にモニターしながら中立平衡点からプラズマが外れないように運転しなければならない。

炉内機器に働く電磁力の多くは回転力であり、最終的に機器の支持キーには剪断力が作用する。キーは剛構造であり強度の設計計算は比較的単純であるが、健全性の確認のためにはより現実に即したモデルで構造強度を調べる必要がある。ブランケットの場合、電磁力はまず比較的薄い(すなわち軟構造の)ブランケット筐体に働き、最終的に剛構造のキーで支持される。したがって、ブランケットの電磁力耐性を確保するためには、筐体の変形をある程度許容しながら電磁力をキーに伝達可能な構造とする必要がある。

4.2.5 ディスラプションの制御

トカマク型核融合炉においてディスラプションの発生は、完全に排除することはできない。従って、ディスラプションが発生しても、トカマク装置に大きなダメージを与えないように制御する技術を確立する必要がある。そのためには、ディスラプションの予測、回避、緩和がキーワードである。

(i) 予測

磁気プローブでの磁気揺動や、不純物混入による放射損失の急激な増大など、前兆信号を捕らえることができる場合には、ディスラプションの発生を予測することができる。近年の研究では、複数の入力信号を用いてディスラプション発生時の信号パターンを予め学習しておいてから予測に適用する、ニューラルネットワークを用いたディスラプションの予測技術の開発が行われている[4.2-56-59]。

(ii) 回避

ディスラプションの発生を予測できたとしても、抵抗性 MHD 不安定性のように比較的時間的余裕がある場合には回避制御が可能であるが、理想 MHD 不安定性の場合には時間的余裕がないため回避操作は難しい。従って、ディスラプションを回避するためには、運転限界に対して十分な余裕を確保することに加えて、中立平衡点による VDE 回避、前兆信号の観測、予測技術の高度化が必要である。回避操作としては、次に述べる緩和に加えて、安全係数が2の磁気面に生じた磁気島の成長を ECCD で抑制することでディスラプション回避が実証されている[4.2-60, 61]。

(iii) 緩和

ディスラプションの発生が不可避である場合、いまのところ大量水素や希ガス元素(ヘリウム、ネオン、アルゴン、クリプトン、キセノン)を、気体、液体、固体の状態で短時間に注入して、放射損失を急増させる手法しかない。これにより、熱エネルギーを散逸させるとともに、電流消滅の時定数を長くすることによって、ディスラプションの熱衝撃、ハロー電流、逃走電子の発生を緩和させること

第4章 炉心プラズマに関する基盤と課題

ができる。但し、入射ポートを分散させるなどして、放射損失が局所的な熱負荷にならないようにする必要がある。

原型炉では、実時間で MHD 安定性解析や輸送解析を行うことによって、プラズマ状態の時間発展の予測と運転限界からの裕度を確認しつつ、ディスラプションの予測を行うようなシステムの構築が必要であろう。そして、運転限界からの裕度が狭まれば直ちに軌道修正のための制御を実施する。ディスラプションの与えるダメージを考慮すれば、想定した運転シナリオ(例えば核融合出力)からのズレが確認できた時点で、燃焼プラズマの停止操作に移行するぐらいの慎重な対応が必要かもしれない。

参考文献

- [4.2-1] “Progress in the ITER Physics Basis”, Nucl. Fusion **47**, S1 (2007).
- [4.2-2] 鎌田裕, プラズマ・核融合学会誌 **79**, 123 (2003).
- [4.2-3] 河野康則 他, プラズマ・核融合学会誌 **86**, 3 (2010).
- [4.2-4] F. Porcelli *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 2163 (1996).
- [4.2-5] H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1570 (2003).
- [4.2-6] C.C. Hegna, Phys. Plasmas **4**, 2940 (1997).
- [4.2-7] D. A. Gates *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 1593 (1997).
- [4.2-8] H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 577 (1999).
- [4.2-9] A. Isayama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, L37 (2000).
- [4.2-10] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 773 (2007).
- [4.2-11] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 055006 (2009).
- [4.2-12] R. J. La Haye *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 2051 (2002).
- [4.2-13] C.C. Petty *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 243 (2004).
- [4.2-14] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1272 (2003).
- [4.2-15] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **43**, L7 (2003).
- [4.2-16] A. Isayama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 35 (1999).
- [4.2-17] A. Gude *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 127 (1999).
- [4.2-18] S. -I. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 123 (2004).
- [4.2-19] O. Sauter *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 1654 (1997).
- [4.2-20] V.D. Pustovitov, Nucl. Fusion **45**, 245 (2005).
- [4.2-21] R.J. La Haye *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 3349 (2000).
- [4.2-22] A.D. Turnbull *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 1467 (1998).
- [4.2-23] A. Bondeson and D.J. Ward, Phys. Rev. Lett. **72**, 2709 (1994).
- [4.2-24] M. Takechi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 055002 (2007).
- [4.2-25] H. Reimerdes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 05501 (2007).
- [4.2-26] A.M. Garofalo *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1121 (2007).
- [4.2-27] A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett. **86**, 5059 (2001).
- [4.2-28] M. Okabayashi *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2071 (2001).
- [4.2-29] E. J. Strait *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 056101 (2007).
- [4.2-30] A.M. Garofalo *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 056110 (2006).
- [4.2-31] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1715 (2005).
- [4.2-32] A.H. Boozer, Phys. Plasmas **5**, 3350 (1998).
- [4.2-33] J. Bialek *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2170 (2001).
- [4.2-34] G. Matsunaga *et al.*, Proc. 22nd Fusion Energy Conference, EX/5-2 (2008).
- [4.2-35] G. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 045001 (2009).
- [4.2-36] G. Matsunaga *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 084003 (2010).
- [4.2-37] G.T.A. Huysmans *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1489 (1999).
- [4.2-38] Y. Ishii *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1607 (1998).
- [4.2-39] S. Takeji *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **76**, 575 (2000).
- [4.2-40] T.C. Hender *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1143 (2002).
- [4.2-41] A.D. Turnbull *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 917 (2002).
- [4.2-42] S. Takeji *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 5 (2002).
- [4.2-43] M. Greewald *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 2199 (1988).
- [4.2-44] ASDEX-U
- [4.2-45] R. Maingi *et al.*, J. Nucl. Mater. **266**, 598 (1999).
- [4.2-46] H. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1418 (2007).
- [4.2-47] R. Granetz *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 449 (1998).
- [4.2-48] R. Yoshino *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 295 (1996).
- [4.2-49] Y. Nakamura *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 643 (1996).
- [4.2-50] S.V. Putvinski *et al.*, Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conference, PTERP1-10 (1998).
- [4.2-51] M. Lehnen *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 740 (2009).
- [4.2-52] D. Whyte, J. Nucl. Mater. **313-316**, 1239 (2003).
- [4.2-53] Y. Kawano *et al.*, Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conf. Vol. 1 (Vienna: IAEA, 1997) p. 345.
- [4.2-54] M. Lehnen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 255003 (2003).
- [4.2-55] G. Federici *et al.*, Fusion Eng. Design **61-62**, 81 (2002).
- [4.2-56] D. Wroblewski *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 725 (1997).
- [4.2-57] G. Pautasso *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 100 (2002).
- [4.2-58] R. Yoshino *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1771 (2003).
- [4.2-59] R. Yoshino *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1232 (2005).
- [4.2-60] H. Hoshino *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2208 (1992).
- [4.2-61] F. Salzedas *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 881 (2002).