



解説

高速イオン駆動MHD不安定性とプラズマ閉じ込めへの影響

Energetic-Particle Driven MHD Instability and its Effect on Plasma Confinement

坂東隆宏, 松永 剛¹⁾, 大館 暁^{2,3)}, 鈴木康浩⁴⁾BANDO Takahiro, MATSUNAGA Go¹⁾, OHDAKI Satoshi^{2,3)} and SUZUKI Yasuhiro⁴⁾豊橋技術科学大学, ¹⁾量子科学技術研究開発機構, ²⁾核融合科学研究所, ³⁾東京大学, ⁴⁾広島大学

(原稿受付: 2023年8月1日)

経済性のある核融合炉を実現するためには核融合反応出力が大きい高 β 領域での運転が必要不可欠である。このような高 β 領域では、磁気流体力学的モード(MHDモード)が不安定化しやすい状態(マージナル安定)であり、核融合反応により生成された α 粒子など高速イオンによる影響でMHDモードが不安定化する。これら高速イオン駆動MHD不安定性は、高速イオン閉じ込めに影響を及ぼすため十分な α 加熱が必要となる核融合炉の成否を左右する要素であり、精力的に研究が進められてきた。近年では高速イオンだけでなくバルクプラズマの閉じ込めに影響を与える可能性も指摘され、研究が進められている。本解説では、トカマク装置、ステラレータ装置で観測され研究が進んでいる高速イオン駆動MHD不安定性について、近年の実験的理解の進展を述べる。

Keywords:

fishbone, off-axis fishbone, energetic particle driven wall mode, helically-trapped-energetic-ion driven resistive interchange mode, ideal kink-ballooning mode, resistive interchange mode, trapped ion

1. はじめに

経済性の良い核融合炉を実現するためには、ある核融合出力(\propto プラズマ圧力の自乗)を達成するために必要な閉じ込め磁場強度は小さいことが望ましい。そのため、プラズマ圧力と磁場強度の比で表される β 値は経済性の指標として考えられ、同じプラズマ圧力を低閉じ込め磁場で維持できる高 β プラズマほど核融合炉にとって経済性が良いとされる[1]。一方で、 β 値は磁気流体力学的モード(MHDモード)の安定性の指標でもあり、 β 値が高いほどMHDモードが一般に不安定化しやすい。実際の核融合炉では、破壊的なMHD不安定性が発生しない β 領域で運転することになる。

β 値には、バルク成分からの寄与に比べて、高速イオンによる寄与も存在する。バルク成分による β 値が十分に低くても、核融合反応により生成された α 粒子など高速イオンによる圧力が高まり、マージナルに安定なMHDモードが不安定化する。これら高速イオン駆動MHD不安定性[2]は、 α 粒子に限らず、NBIや高周波加熱などで高速イオンを供給することでも励起する。高速イオン駆動MHD不安定性の代表例は、Fishbone不安定性[2,3]であろう。Fishbone不安定性は、PDXトカマクで垂直NBI入射時に初めて報告されたのちに、1年後の1984年には磁場に捕捉された高速イオンと $m/n = 1/1$ Internal kink modeの相互作用、すなわち、十分な高速イオン圧力と歳

差運動周波数・モード周波数共鳴により励起することが理論的に示された¹⁾[4]。この評価は、エネルギー原理を高速イオンを含む場合に拡張することに基づく。具体的には、背景プラズマに理想MHDによる取り扱いを、高速イオンに運動論による取り扱いを適用する。系の運動エネルギーを δI 、系のポテンシャルエネルギーを δW_F 、高速イオンによる寄与を δW_K とすれば、エネルギー原理により、 $\delta I + \delta W_F + \delta W_K = 0$ となる。仮に、MHDモードがマージナルに安定($\delta W_F \sim 0$)としても、 $\delta W_K < 0$ であれば $\delta I > 0$ となり、系は不安定となる。L. Chenらは、 δW_K を解析することで共鳴条件を導き出した[4]。

Fishbone不安定性は、高速イオンとプラズマ中心部のMHDモードとの相互作用により励起するMHD不安定性であるが、その励起機構は「プラズマ中心部」に限った話ではない。実際、1999年には、JETのOptimized shear dischargeと呼ばれる磁気軸での安全係数が1.5~2とFishbone不安定性が発生しない条件において、Fishbone-likeな磁場揺動を持つ不安定性が観測された[5]。JETの報告の後、2009年にJT-60UおよびDIII-Dにおいても磁気軸から外れた位置でFishbone-likeモードが報告され、励起条件、モード構造、ELMへの影響など、詳細な解析がなされた。一連のモードを、JT-60UではEnergetic particle driven wall mode (EWM) [6]と、DIII-DではOff-axis fishbone[7]と呼称しているが、現象としては同

1 当該論文[4]で、捕食者・被食者モデルに類する方程式が議論されており、その先駆性が見て取れる。現在、捕食者・被食者モデルは、H-mode遷移など他の文脈でも利用されている。

一のものと考えられている[8]。以降、本モードを「EWM」として呼称する。本稿第2節では、JT-60UおよびDIII-Dで精力的に行われたEWMの研究成果を紹介する。

さて、Fishbone不安定性・EWMは共にトカマク配位における不安定性であるが、その励起機構は、トカマク配位に限定されず、ステラレータ配位にも適用できる。実際、大型ヘリカル装置LHDにおいては、2015年に、垂直NBI入射時にFishbone-likeな磁場揺動が観測され、Helically-trapped-energetic-ion driven resistive interchange mode (EIC)として報告された[9]。EICは、ヘリカル状の弱磁場に捕捉されたヘリカル捕捉イオンと $l=1$ に局在する抵抗性交換型不安定性が共鳴することにより励起すると考えられている。本稿第3節では、EICの研究成果について紹介する。

これら高速イオン駆動MHD不安定は、総じて、励起すると高速イオンの損失を引き起こすことが知られており、その物理的理解と制御手法の開発は必要不可欠である。本稿第4節では、EWMとEICについて改めてその特徴を比較すると共に、制御の観点から議論を行う。最後に、本稿第5節でまとめを述べる。同じ高速イオン駆動MHD不安定性といえど、細かく見れば、その様相はかなり異なる。これら高速イオン駆動MHD不安定性は、JT-60SA/ITERなどにおいて高βプラズマを長時間維持する際にも対処が必要不可欠であり、本解説を通してその物理的描像と制御のアイデアを体感いただけると幸いである。(坂東)

2. 高規格化βトカマクプラズマで観測された高速イオン駆動不安定性

2.1 壁安定化された高β領域

経済性の良い核融合炉に向けては、装置規模を同じとした時できるだけ高い核融合出力が得られることが望ましいが、先に述べた通りこれは高いプラズマ圧力で得られる。また、トカマク装置においては、トカマク放電を維持するために必要な自発電流は、プラズマ圧力の勾配によって駆動されるため、この観点からも高いプラズマ圧力が必要不可欠となる[1]。しかしながら、トカマクプラズマでは、到達可能なプラズマ圧力に理論的な上限値がある。それを決めているのが磁気流体不安定性(MHDモード)の発生である。トカマクプラズマで発生するMHDモードは、プラズマ電流に起因する電流駆動型不安定性と、プラズマ圧力の空間的な勾配に起因する圧力駆動型不安定性がある。前者はキンクモード、後者はバルーニングモードである。核融合炉をめざすような高いプラズマ閉じ込め性能のプラズマでは、この両者が組み合わさったキンク・バルーニングモードがプラズマ圧力の上限値を決めることになる。ここで、「規格化β値」と呼ばれる量、

$$\beta_N = \beta_j / (I_p / a B_t) \propto \langle p \rangle / (I_p B_t) [\% \cdot \text{T/MA}] \quad (1)$$

を導入しておく($\langle p \rangle$, β_t , I_p , B_t , a はそれぞれ、体積平均プラズマ圧力、トロイダルβ値、プラズマ電流、トロイダル磁場、プラズマ小半径である)。以降は、プラズマ圧力

と同義語として、規格化β値を用いる。MHDモード発生時のプラズマ圧力の上限値(以降、「規格化」も省略し、単にβ限界と呼ぶ)を決めているのは、プラズマを取り囲む境界条件である。プラズマを電気抵抗のない理想的な導体壁(ideal wall)で囲むと、MHDモードの発生を抑えることができる。この理想壁の安定化効果をもってしても、もはやMHDモードが抑えられない限界が、理想壁によって得られるβ限界であり、「理想壁β限界 β_N^{ideal} 」と呼ぶ。一方で、理想壁がない状態(no-wall)で到達可能なβ限界を「壁無しβ限界 $\beta_N^{\text{no-wall}}$ 」と呼び、当然のことながら、 $\beta_N^{\text{no-wall}} < \beta_N^{\text{ideal}}$ となる。この2つのβ限界の間の領域、

$$\beta_N^{\text{no-wall}} \leq \beta_N \leq \beta_N^{\text{ideal}} \quad (2)$$

では、MHDモードが理想壁によって安定化された状態であるため、「壁安定化された高β領域(wall-stabilized high-β region)」と呼べる。経済性の良い核融合炉をめざすには、この領域での運転が必要不可欠になるため、この領域でのプラズマ物理、特にMHDモードの物理解明とその制御手法の研究が重要になる。

上述のように、理論的には理想壁の効果によりMHDモードが発生できないβ領域が存在する。しかし、実際の導体壁には有限な電気抵抗があるため、理想壁ではなく抵抗壁である。したがって、導体壁の内側の電磁場は壁の有限抵抗により壁に浸透し、この浸透時間よりも遅い現象に対しては壁安定化の効果はなくなる。その結果、抵抗壁の浸透時間で特徴づけられるMHDモードとして、抵抗性壁モード(Resistive Wall Mode: RWM)が発生する[10]。したがって、壁安定化された高β領域での運転を見通すために、RWMの物理研究と安定化手法の研究開発が精力的に行われ、プラズマ回転による安定化効果、運動論的な安定化効果などが明らかにされてきた[10]。日欧プロジェクトとして進行中のJT-60SAサテライトトカマクでは、この領域に特化した制御機器と研究計画を用意している[11]。

2.2 JT-60Uで観測した新たな高速イオン駆動不安定性

RWMのプラズマ回転による安定化実験をJT-60Uの壁安定化された高β領域で実施している中、RWMが発生する直前にバースト的に発生する現象を観測した[6, 12]。この不安定性の特徴を下記に列挙する。

- ・ $\beta_N > \beta_N^{\text{no-wall}}$ で観測
- ・ 振動周波数は数kHz
- ・ 間欠的な発生
- ・ 下方掃引するモード周波数
- ・ トロイダルモード数 $n = 1$
- ・ ポロイダルモード数 $m = 2 \sim 3$
- ・ 歪んだ磁場振幅波形 (waveform distortion)
- ・ 径方向振幅分布が $q = 2$ 付近で大
- ・ 広域な径方向構造
- ・ 低磁場側の振幅が大
- ・ RWMを誘発
- ・ 周辺局在化モード (ELM) を誘発
- ・ 高速イオンの輸送を観測

JT-60Uにおける高 β 実験は、多種多様な中性粒子加熱ビーム (NB) を使用していたため、NB加熱プラズマで良く観測された高速イオンによって駆動されたアルヴェン固有モード (AE: TAE/GAE/RSAE) などの既知の不安定性ではないかと著者は考えたが、アルヴェンスpekトルの分布からは、それらに該当しないことがわかった。この不安定性の特徴は、RWMや周辺局在化モード (ELM) など、プラズマ維持・閉じ込めに大きく影響するMHDモードを誘発することである (図1)。この不安定性は、入射エネルギー85 keVの垂直NB入射時に発生が顕著であり、モード周波数が垂直NB入射によるバナナ捕捉された高速イオンの歳差運動周波数と一致していることから、高速イオン駆動不安定性であることは間違いなく、また、壁安定化された高 β 領域でのみ観測されることから、新たな不安定性として、「高エネルギー粒子駆動壁モード (Energetic Particle driven Wall Mode: EWM)」と命名した。当時は、この不安定性がマージナルなRWMに関係する不安定性という推測から「Wall Mode」と称していたが、その後、成長率が壁の時定数よりも早く、抵抗壁の影響を受けていないこと、RWMではなく同様にマージナルな理想MHDモードのブランチであることが理論的に提唱された[13, 14]²ことから、今となっては、「高エネルギー粒子駆動壁安定化モード (Energetic Particle driven Wall-stabilized Mode: EWM)」とすべきであったと思っている (EWMという名称がいまひとつ浸透しなかった理由がここにあったと後悔している)。このEWMは、JT-60Uと同様に高 β 領域でRWM実験を行っていた米国のDIII-Dにおいても観測されており、彼らは $m/n = 1/1$ 内部キックモードの高速イオン駆動ブランチである魚骨振動モード (Fishbone Mode) に特徴が類似していることからOff-axis Fishbone Mode (OFM) と称している[7, 16]。

2.3 DIII-Dでの高速イオン計測

EWMがRWMやELMを誘発するメカニズムを解明するにはEWMによってプラズマ内で何が起きているかが鍵になる。JT-60Uにおいては、ダイバータに設置した静電プローブや周辺領域を観測している $D\alpha$ 信号、分光計測による不純物ラインの発光にもEWMと同期した発光が観測された。これらは、EWMによって、プラズマ外へ粒子が輸送されていることを示唆しているが、輸送された粒子が、バルクイオンまたは高速イオンの輸送なのかの判別は困難であった。EWMがバースト的に発生していることから、駆動源である高速イオン (EWMの場合、捕捉された高速イオン) の輸送により、駆動源である高速イオン自身が失われていることは推測していたがそれを確定するには至っていなかった。そこで、EWMと同じモードと思われるOFMがDIII-Dでも観測されていたことから、日米の共同研究により、このモードによる高速イオン輸送について、豊富な計測器で観測を試みた[8, 17]。その結果、このモードを駆動している捕捉された高速イオンの輸送と損失を計測した。特徴的なのは、高速イオンの輸送が、モード振幅の歪んだ時に強く観測されることである (図2)。EWMもOFMもモード振幅が歪んだ構造をしている。信号処理により、基本周波数とその高調波の振幅を分離し、それぞれの振幅に対する高速イオン輸送量を見てみると基本周波数の振幅ではなく、ひずみ成分 (高調波) の振幅に対応していることがわかった (図3)。このひずみ構造をトロイダル・ポロイダル方向に展開して分析すると、 $n = 1$ の基本振動と $n = 2$ が支配的な高調波成分が重畳された構造となっている。 $n = 1$ と $n = 2$ の位相関係は、常に固定されており、独立した2つのモードが偶然重なったものではなく、 $n = 1$ モードの振幅増大に伴って、 $n = 2$ モードが不安定化し、両者が一体となったものがEWM/OFMという理解に至った。この不安定化

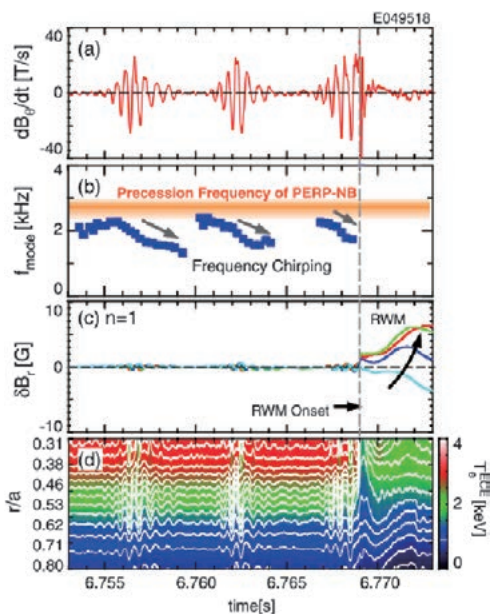


図1 EWMによるRWM誘発[12]。

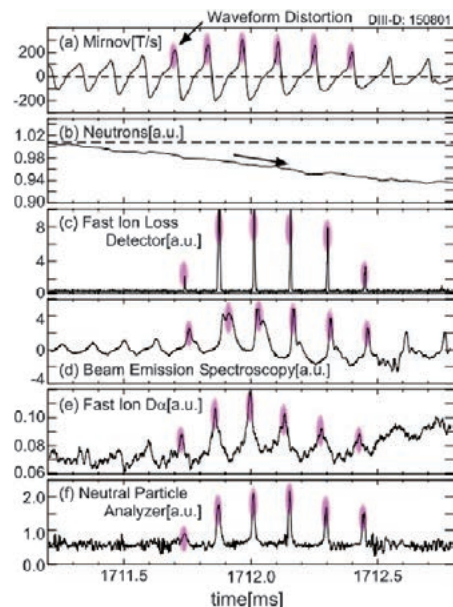


図2 DIII-Dでの高速イオン計測[8]。

² これら研究[13, 14]では、線形モデルを用いて議論しているが、近年、非線形シミュレーションを用いたEWMの研究も進んでいる[15]。

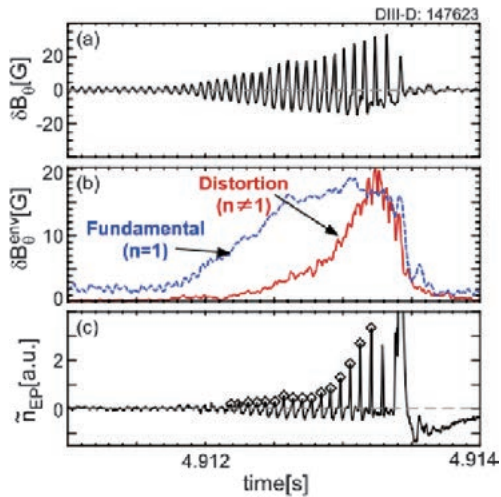


図3 モード基本波成分と高調波(歪み)成分に対する高速イオン計測信号[8].

のメカニズムは未解明であるが、 $n = 1$ モードの成長により、高速イオンの実空間/速度空間分布が変化し、 $n = 2$ モードが非線形的に発生したと推測している[8].

2.4 巨視的不安定性への影響

ここでは、EWMによる巨視的な不安定性への影響について、JT-60Uにおいて観測されたEWMによるRWMとELMの誘発について述べる。しかしながら、結論から言うと、EWMによるRWMまたはELM誘発のメカニズムは実験的に解明されていない。ここでは、実験観測した結果を述べつつ、定性的ではあるが、考えるメカニズムについて考察する。同様のRWM及びELM誘発現象は、DIII-DにおけるOFMでも観測されている[8, 17].

抵抗性壁モード駆動：EWMは、JT-60Uにおいて壁安定化された高 β 領域でのRWM実験で発見された。接線方向のNB入射による運動量入射でプラズマ回転を制御し、RWM安定化に対するプラズマ回転の効果を実験的に調べていた。この実験で、RWM安定化に必要なプラズマ回転を得ているにもかかわらず、RWMが発生し高 β プラズマが崩壊することが頻発した。図1の示すように、バースト的に発生するEWMとRWMの発生に因果関係が認められた。当初は、EWMの発生によりプラズマ回転が減速し、RWM安定化に必要なプラズマ回転が失われたことが起因すると考えたが、JT-60UにおいてEWMによるプラズマ回転の減速は明確でなかった。ただし、DIII-DではOFMによるプラズマ回転の減少を確認している。当時、低プラズマ回転でのRWM安定化効果を説明するために、理論研究も盛んに行われ、その中で様々な運動論的效果によるRWM安定化効果が提唱された[18]。EWMは高速イオンによって駆動され、高速イオンの輸送を引き起こす。すなわち、EWMが発生するパラメータでは、高速イオンによる運動論的效果は十分に期待できる。一方で、EWMによる高速イオン輸送でその安定化効果は失われる可能性がある。十分にプラズマ回転がある放電について、EWMとRWMが同時に長時間(0.5 sec程度)観測された後、RWMの成長で崩壊に至っている。したがって、プラズマ回転での安定化効果はあるものの、高速イオン輸送

により、高速イオンの運動論的效果が失われRWMが不安定化したと考えられる。この解釈については、実験的な検証はまだなされていないことを付け加えておく。

ここで、改めてEWMについて著者の現時点での解釈を述べる[12]。EWMは、高 β 領域で壁の安定化効果によりマージナル安定な理想MHDモード(高 β トカマクでは理想キンク・バルーニングモード：IKBM)が高速イオンによって駆動されたモードと考えられると前述した。説明のためにMHD安定性を示す複素平面(成長率が実軸、モード周波数が虚軸)を図4に示す。MHDモードの線形安定性は、エネルギー原理により判定する。すなわち、摂動を仮定した場合に系の持つ各種ポテンシャルエネルギー積分の合計の符号、つまり、駆動項と安定化項の大小で安定性が決まる。安定な場合、エネルギー積分の合計で表される固有値は負となり、その平方根である成長率は虚根すなわち、虚軸上で上下対称に配置される振動解 $\pm \omega_r$ になる。実験室系で考えているため、これらはプラズマ回転(Ω_p)によるドップラーシフトを受け、観測周波数は $\omega = \Omega_p \pm \omega_r$ となる。 β 値を上昇していくと駆動項が大きくなり系は不安定に向かう。すなわち、固有値は原点に向かう訳だが、その際、歳差運動周波数 ω_D を持つバナナ捕捉された高速イオンが十分に存在すると $\omega_D = \Omega_p \pm \omega_r$ なる共鳴条件で、マージナル安定なIKBMが駆動される可能性があり、これがEWMと考えている。さらに β 値を上げると、固有値は原点に向かい、駆動項が安定化項より大となると固有値の符号が正に転じて、今度は複素平面で左右対称の実根 $\pm \gamma$ (成長/減衰解)となる。この成長解($\gamma > 0$)が不安定なMHDモードすなわちIKBMとなり、この不安定に転じた β 値が理想壁 β 限界 β_N^{deal} と言える。一方、抵抗壁の時定数で特徴づけられるRWMは、実験室系においては原点付近に存在し、その振動/成長率は $\omega \sim \gamma \sim \tau_w^{-1}$ である。したがって、IKBMに起源をもつEWMとRWMは別のモードであり、同時観測した実験事実と矛盾しない。

周辺局在化モード(ELM)への影響[19]：Hモードで発生する高閉じ込め領域の崩壊現象ELMは過渡的な熱負荷を放出し、ダイバータターゲットの損傷を引き起こす。国際熱核融合実験炉ITERでもその熱負荷は許容できない

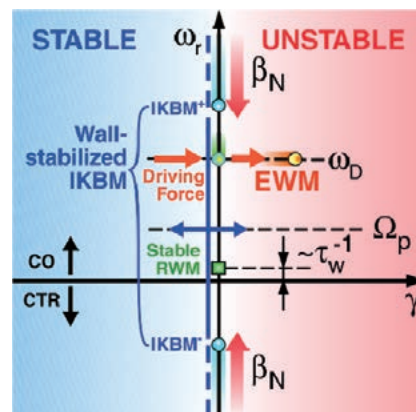


図4 EWMの解釈を示す成長率とモード周波数(実験室系)の概略図[12]。3つの固有値、すなわちマージナル安定なIKBM(正負)とRWMが存在。

ため、ELM熱負荷の対策の確立が急務となっている。現在、有望な手法として、ペレット入射、プラズマ位置垂直方向キックなどが提唱されており、特に外部より印加した三次元磁場摂動によるELM緩和・抑制が期待されている。実際、ITERにおいて、真空容器内に27個のコイルを配置しELM緩和・抑制をめざす計画である。JT-60Uの高βプラズマでEWMによるELM励起現象を観測した。EWM発生前は40 Hz程度の発生頻度であったELMが、EWMの発生とともにEWMの発生頻度100 Hz程度と同期する(図5)。すなわち、ELMの発生頻度が、EWMの発生頻度より遅いと、EWMによりELMの発生頻度がペーシングされる。ELMによって排出されるエネルギーは、ELMが発生するまでに周辺領域に蓄積された分である。そのため、EWMによってELMが誘発されると、蓄積量が少ないうちに周辺領域が崩壊するため、その分放出エネルギーも少ない。所謂、ELM緩和(ELM mitigation)がEWMによって起こっていることになる(図6)。この現象は、EWMの振幅が大きいほど、確実に発生している。観測したEWMによるELM誘発は、実験的に明快な解明に至っていないが、高速イオンが豊富でかつ $q=2$ のある

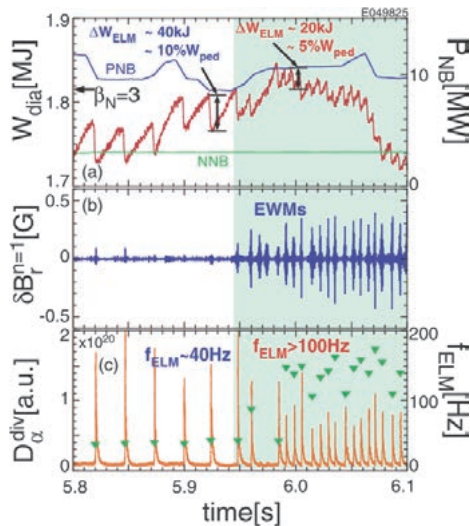


図5 EWM 誘発 ELM [19].

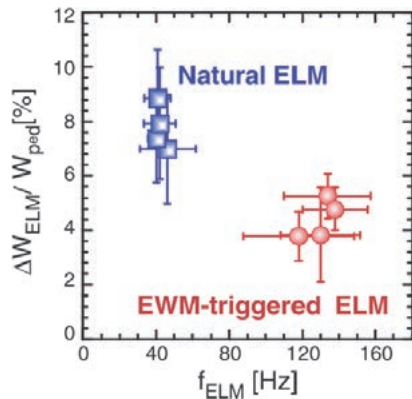


図6 通常 ELM 及び EWM 誘発 ELM による放出エネルギーと発生頻度 [19].

領域は、ELMの発生する周辺領域から距離があるため、やはりEWMによる高速イオンの輸送過程で、ELMを駆動するMHDモードの安定性に影響したと考えられる。ELMを駆動するMHDモードは、周辺の圧力勾配で駆動される高 n バルーニングモード、圧力勾配による自発電流に起因する低 n キンク/ピーリングモード、またその両方で駆動されるピーリング・バルーニングモードと考えられている。EWMによって、排出される高速イオンは周辺領域を経由してプラズマ外に向かう。その過程で、i) 高速イオンの圧力がバルクの圧力に加算されてELMを誘発する圧力勾配に達する、ii) 高速イオンが周辺MHD安定性に運動論的効果で影響し安定化領域を狭める、などの解釈が可能である。これらについても、今後の実験的・理論的解明が待たれる。(松永)

3. ヘリカル捕捉高速イオンによって駆動されるMHDモード：EIC

大型ヘリカル装置LHD[20]はヘリカル形状の外部コイルによってポロイダル磁場を発生させるヘリオトロン・トルサトロン型の磁場閉じ込め装置で、プラズマ中にはヘリカル状にねじれた磁場の弱い領域が存在する(図7)。この領域に捕捉されたイオンはヘリカル捕捉イオンと呼ばれ、歳差運動を行う。LHDには5系統の中性粒子入射装置(NBI)が設置されている。3系統(#1, #2, #3)は接線方向に、2系統(#4, #5)は垂直方向に入射する。比較的低密度のプラズマで、垂直NBIにより入射された高速イオンによるβ値が閾値を超えると、バースト状の磁場揺動をともなうMHD不安定性が観測され、これがEIC[9, 22, 23]と呼ばれる。EICは、ヘリカル捕捉イオンと $\iota=1$ 有理面における $m/n=1/1$ 抵抗性交換型モードとの相互作用から不安定化する高速イオン駆動MHD不安定性と考えられている。図8にEIC励起時の $m/n=1/1$ のモード数を持つ磁場揺動と観測周波数を示す。その磁場揺動強度は急激に増加し、~10 kHz程度の周波数から下方掃引する。このバースト状の磁場揺動が、Fishbone不安定性やEWMと同様に周期的に発生する。モード励起直後の~10 kHz程度の周波数[22, 23]は、ヘリカル捕捉された高速イオンのポロイダル方向の歳差運動周波数 $f_{p,pol}$ 程度であり、ヘリカル捕捉イオンとの関係が強く示唆される³。また、

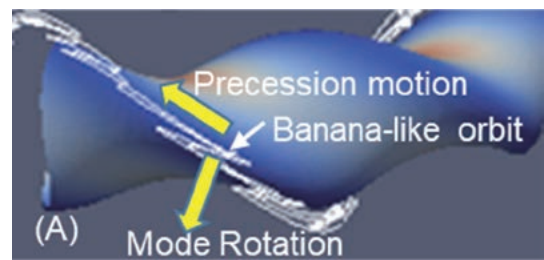


図7 ヘリカル構造を持つ弱磁場に存在するヘリカル捕捉粒子の軌道 [21].

3 LHDでは、垂直NBIにおけるイオンの入射エネルギーが、軽水素プラズマ実験から重水素プラズマ実験にむけて増大している。入射エネルギーが増大(40 keVから60 keV/80 keVへと増大)した結果、ポロイダル方向の歳差運動周波数は軽水素プラズマ実験と重水素プラズマ実験で異なるが、EIC励起時の初期周波数はそれぞれの歳差運動周波数と概ね一致している[23].

ECE計測で観測されたEIC励起時のモード構造[22, 23]を図9に示すが、 $\iota = 1$ 付近でモード構造が局在しており、 $m/n = 1/1$ のモード数を持つ磁場揺動の観測と矛盾がない。

EICは軽水素プラズマ実験時に初めて報告された[9]が、軽水素実験におけるプラズマへの影響は小さく、広く注目を集めることはなかった。しかしながら、2017年から開始された重水素プラズマ実験において、励起する周期が長くなった一方でモード振幅が大振幅化し(図10)、EIC励起時に最大で50%程度も中性子発生率[23]が低下

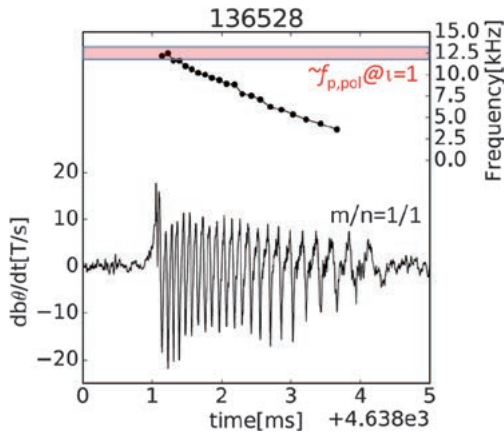


図8 EIC励起時の磁場揺動 ($m/n = 1/1$) と観測周波数 [23].

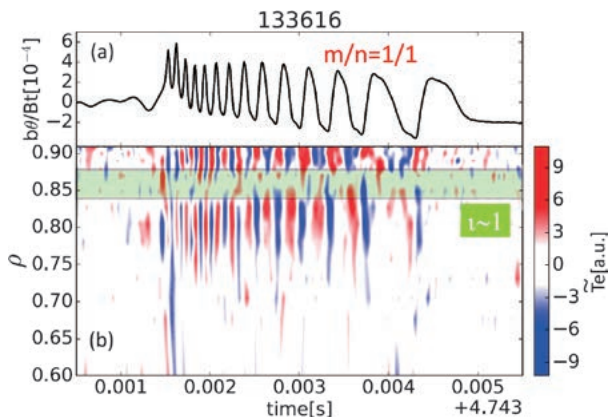


図9 EIC励起時の(a)磁場揺動と(b)電子温度揺動分布[23]. $\iota = 1$ 周辺に Tearing parity のモード構造を持つ。

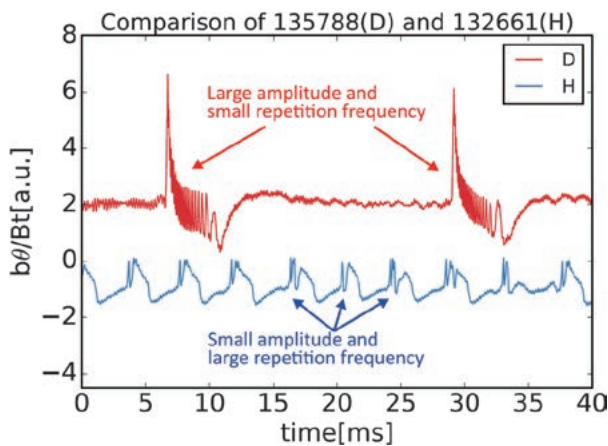


図10 同じ密度領域における軽水素プラズマ実験時(青)と重水素プラズマ実験時(赤)のEIC励起時の磁場揺動[23].

し、高速イオンの大幅な輸送・損失が示唆された。加えて、EICは高イオン温度プラズマをめざすプラズマ実験で観測され[24]、EICが励起すると高イオン温度が抑制されることが示唆された。そのため、EICは高イオン温度プラズマを実現するために立ちはだかる「壁」となった。本学会誌でも過去に重水素プラズマ実験のレビューの一部[24, 25]として解説がなされているが、本節では、より詳細に、バルクプラズマへの影響や励起メカニズムの観点から実験的観測結果を中心に述べる。なお、EICに起因する高速イオン損失については、文献[26]などを参照いただきたい。

3.1 EICの発現領域とプラズマ閉じ込めへの影響

図11(a)に、EICが励起するパラメータ領域を電子密度および高速イオン β 値に着目して示す。横軸は線平均電子密度であり、黒の縦点線($\bar{n}_e \sim 1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)より線平均電子密度が大きい領域では、EICは励起しない⁴。また、磁気軸位置が3.6 mといわゆる内寄せ配位で主に観測されている。LHDでは内寄せ配位で高速イオン閉じ込めが良く[28]、高速イオンが高閉じ込めな磁場配位でEICは励起する。図11(a)の縦軸 $\beta_{h\perp}$ は、EICが励起する直前のヘリカル捕捉高速イオンによる β 値である。 $\beta_{h\perp}$ は次式で計算される[22, 23].

$$\beta_{h\perp} = \beta_{\text{dia}} - \beta_{\text{bulk}} \quad (3)$$

ここで、 β_{dia} は反磁性計測から得られたプラズマ蓄積エネ

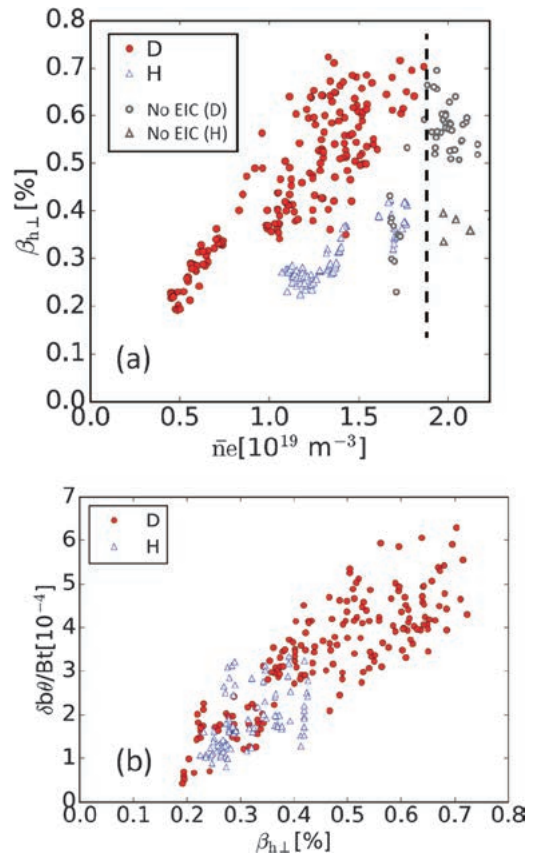


図11 (a)EICの発現領域。(b)励起時の $\beta_{h\perp}$ とモード振幅の関係[23].

4 この理論的考察は文献[27]を参照。高速イオンのエネルギー緩和時間が電子密度に依存することに関係している可能性[23]もある。

ルギーによる β 値であり、 β_{bulk} はトムソン散乱計測から得られたバルクのプラズマ蓄積エネルギーによる β 値である。図11(a)の「D」が重水素プラズマ実験時の結果、「H」が軽水素プラズマ実験時の結果である。ある線平均電子密度（たとえば $\bar{n}_e \sim 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ）で比較すると、重水素プラズマ実験時では、より高い $\beta_{h\perp}$ でEICが励起していることがわかる。しかも、より高い $\beta_{h\perp}$ で励起したEICは、図11(b)で示す通り、モード振幅がより大きくなった。モード振幅が大きいほど、中性子発生率の減少割合やプラズマ蓄積エネルギーの減少速度が大きいことがわかっており[23]、プラズマ閉じ込めへの影響が大きいことが推察される。図9で示したモード構造についても、重水素プラズマ実験時でそのモード幅が大きくなり、プラズマ閉じ込めへの影響がより大きいことが示唆される。また、次の段落で言及する負電位についても、重水素プラズマ実験時の方が大きい[22, 23]。

EIC励起時のバルクプラズマへの影響としては、まず、高速イオンの損失に起因するイオン温度の低下が挙げられる。こちらは既に本学会誌で紹介[24]されているため、そちらを参照いただきたい。次に、バルクプラズマへの影響としては、EIC励起時に観測される負電位が挙げられる。図12(a), (b)にその様子を示す。EIC励起直後の負電位（観測での最大値は -25 kV 程度）は、規格化プラズマ小半径 $\rho = 0 \sim 0.6$ ではほぼ一定であり、より外側でゼロに向かって徐々に増大する[22, 23]。これは、プラズマ周辺部で負電場が形成されていることを示唆しており、EICによる高速イオン損失に起因すると考えられる。図12(c), (d)に示すように、負電位が形成されている期間、プラズマ周辺部では電子密度・電子温度の上昇が観測されている。このほか、高速イオンとMHD波の関係をランダウ減衰の過程としてとらえ、分布関数の変化について詳細な解析が行われている[29]。

3.2 EICの安定性と安定化実験

先に述べた通り、EICが励起する $\beta_{h\perp}$ は重水素プラズマ実験時でより高くなり、EICの安定性が重水素プラズマ実験で変化したことが示唆される。EICはヘリカル捕捉

イオンと抵抗性交換型モードとの相互作用から不安定化すると考えられるから、この相互作用が重水素プラズマ実験で変化したと考えられる。

ヘリカル捕捉イオンと相互作用する $m/n = 1/1$ 抵抗性交換型モードの固有関数は、径方向には $l = 1$ 有理面近くに局在している。一方、ヘリカル捕捉イオンの軌道の磁気面からのずれは主としてヘリカル捕捉イオンのエネルギーに依存している。図13に運動エネルギー 40 keV の陽子と、運動エネルギー 66 keV の重陽子との軌道を比較したものを示す。陽子および重陽子の運動エネルギーについて、陽子は軽水素プラズマ実験における垂直NBIの加速エネルギー、重陽子は重水素プラズマ実験における垂直NBI#4と垂直NBI#5の加速エネルギーの中間程度とした。図13で示される通り、 66 keV の重陽子のほうが明らかに磁気面からの逸脱が大きく[21]、したがって、イオンエネルギーが大きい重水素プラズマ実験で抵抗性交換型モードとの相互作用が弱まった可能性がある。

ところが、EIC励起時のモード振幅はこのような安定性の考察とは逆の依存性を持ち、安定性が増したと思われる重水素プラズマ実験でモード振幅が大きい。この依存性を理解するために、トカマクのFishbone不安定性の解析に利用されている捕食者・被食者モデル[4, 30]を使って解析した[31]。まず、EICの磁場揺動の振幅 A は駆動項 γ_f と減衰項 $-\gamma_{\text{damp}}$ の競合で決まると仮定すると、振幅 A の時間発展を式(4)のように書くことができる。

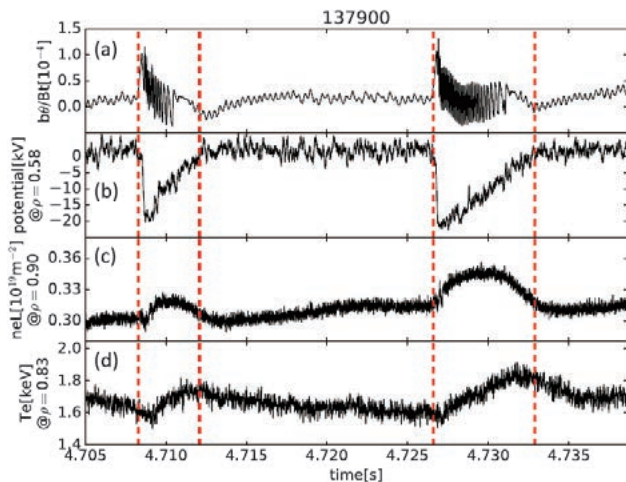


図12 EIC励起時の(a)磁場揺動、(b)プラズマ中の電位、プラズマ周辺部の(c)線積分電子密度および(d)電子温度[23]。

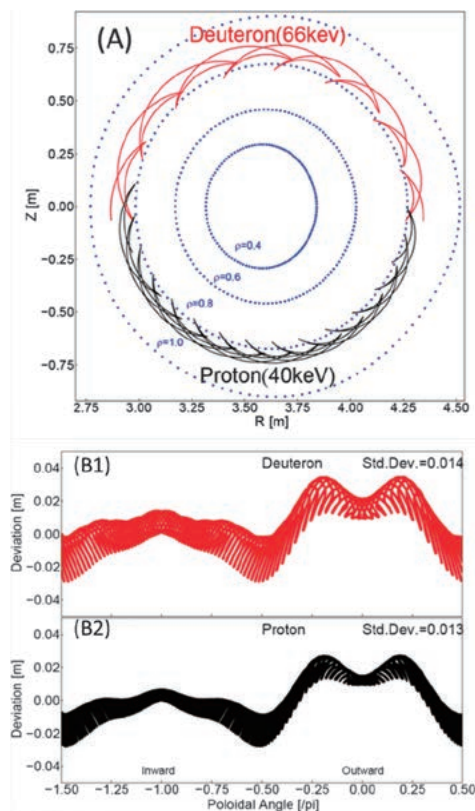


図13 ヘリカル捕捉イオンの軌道(A)と、その径方向の位置の有理面からのずれを示す(B)[21]。B1は重陽子(66 keV)、B2は陽子(40 keV)。

$$\frac{dA}{dt} = (\gamma_f - \gamma_{\text{damp}})A. \quad (4)$$

理論的に、駆動項は高速イオンの個数に線形で比例する。そこで、実験的に臨界安定付近を探索することを考える。高速イオンの個数を N_b とすると、臨界安定での高速イオンの個数と駆動項をそれぞれ $\overline{N_b}$, $\overline{\gamma_f}$ とし、駆動項は $\gamma_f = \frac{N_b}{\overline{N_b}} \overline{\gamma_f}$ と書ける。さらに臨界安定なときは $\overline{\gamma_f} = \gamma_{\text{damp}}$ であるので、式(4)は

$$\frac{dA}{dt} = \gamma_{\text{damp}} \left(\frac{N_b}{\overline{N_b}} - 1 \right) A, \quad (5)$$

と書ける。一方、不安定性により損失する高速イオンのモデル化は単純ではない。そこで、ここでは高速イオンの損失が A^ν に比例すると仮定すると、高速イオンの時間変化を式(6)のように書ける。

$$\frac{dN_b}{dt} = S - \gamma_{\text{loss}} \overline{N_b} A^\nu. \quad (6)$$

ここで、 γ_{loss} は正規化のための係数で S はソース項である。式(5)と式(6)は捕食者・被食者モデルとよばれる2次元常微分方程式である[32]。次の無次元量、規格化時間

$$y \equiv \left(\frac{S}{\overline{N_b} \nu \gamma_{\text{damp}}} \right)^{1/2} t \quad (7)$$

規格化ビーム粒子数

$$n \equiv \frac{N_b - \overline{N_b}}{\overline{N_b}} \sqrt{\frac{\overline{N_b}}{S} \nu \gamma_{\text{damp}}} \quad (8)$$

規格化モード振幅

$$a \equiv \left(\gamma_{\text{loss}} \frac{\overline{N_b}}{S} \right) A^\nu \quad (9)$$

を用いると、式(5)と式(6)は以下のように書き換えることができる。

$$\frac{da}{dy} = na \quad (10)$$

$$\frac{dn}{dy} = 1 - a \quad (11)$$

このとき、規格化モード振幅 a が捕食者、規格化ビーム粒子数 n が被食者を表す。 a と n の初期値を設定し、数値的に式(10)と式(11)を解くことでEICを数理モデル的に考察することが可能となる。図14(a)に $a = 3$, $n = 0$ 、図14(b)に $a = 5$, $n = 0$ を初期値として、式(10)と式(11)をそれぞれ解いた結果を示す。モード振幅 a が大きいとモードの周期が長くなるというEICの性質を定性的に説明することができる。図15に、EICによる中性子発生率の変化(EICのモード振幅に相当)と、式(5)と式(6)を用いて実験データから求めたEICの成長率の関係を示す。個々のEICのモード振幅が大きくなると成長率が小さくなり(周期が長くなる)、捕食者・被食者モデルで考察し

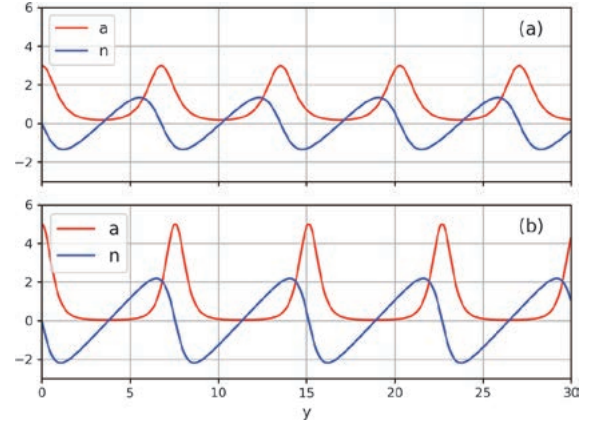


図14 (a) $a = 3$, $n = 0$ と (b) $a = 5$, $n = 0$ を初期値として式(10)と式(11)を解いた結果。振幅 a が大きい方が、モードの周期が長くなる。

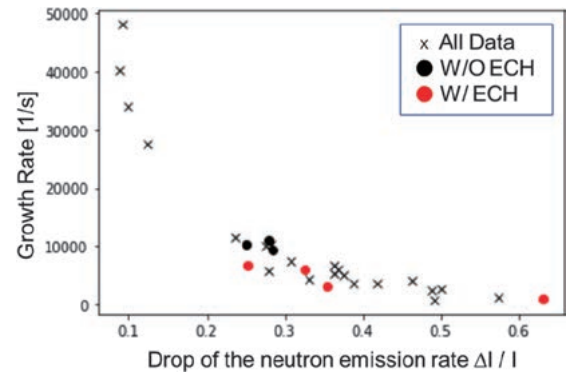


図15 EICによる中性子発生率の変化(EICの振幅に相当)と捕食者・被食者モデルを使って推定したEICの成長率の関係[31]。

た結果と定性的に一致する。なお、実験データから成長率を計算する詳しい方法については文献[30]を参照されたい。

それでは、EICの振る舞いが軽水素プラズマ実験と重水素プラズマ実験で異なる理由はどのように説明できるのだろうか? 残念ながら、現時点での回答は「よく解っていない」と言わざるを得ない。式(6)の定義の際に、高速イオン損失が A^ν に比例するとした。いわば、パラメータ ν は高速イオン損失モデルの繰り込みパラメータとして考えることができる。トカマクのFishbone不安定性の場合、 $\nu = 1$ とすると実験データをうまく再現することができ、MHDモードとの共鳴が高速イオン損失を引き起こすと考えられている。しかし、LHDの場合、 $\nu \geq 2$ でなければ実験データをうまく再現することができない[31]。これは、MHDモードとの共鳴とは異なる高速イオン損失メカニズムが存在することを示唆している。今後、EICによる高速イオン損失メカニズムをさらに考察し、軽水素プラズマ実験と重水素プラズマ実験でのEICの振る舞いを説明できることが期待される。

前述したように、重水素プラズマ実験ではEICのモード振幅が大きくなったことで高速イオンの損失が増加し、イオン温度の上昇を阻む結果となった。その観点から、EICを適切な方法で制御できることが望ましい。こ

ここでは2つの方法を検討する。まず、抵抗性交換型モードのモード幅 δ_w はLundquist数 S の関数と近似できて($\delta_w \propto S^{-1/3}$)、Lundquist数を介して電子温度の上昇に伴いモード幅が減少する[33]。したがって、モード幅とヘリカル捕捉イオン軌道の関係から、EICの安定性が変化すると考えられる。実際、 $\iota = 1$ 有理面の電子温度をECH加熱により制御すると、電子温度の上昇とともにモード振幅が大きくなり、さらに上昇すると完全に安定化することが観測されている[21, 33]。このような実験結果から、LHDでは、EICを回避して高イオン温度プラズマを達成するためにECH加熱が利用されている[34]。さらに、EICの制御としてはRMP磁場印加も試みられている。 $\iota = 1$ に共鳴する摂動磁場を加えると、EICの安定化が観測されている[31]。図16にRMPを用いてEIC制御を行った結果を示す。RMPを印加した放電を赤線で示し、比較のためにRMP無しの放電を黒線で示した。RMPを印加した場合には放電当初に大振幅のEICが発生するものの、その後はEICが現れることなく中性子発生率が増加する。一方、RMP無しの場合は、EICが繰り返し発生することで高速イオンが損失し、中性子発生率が低く抑えられていることがわかる。これまでの評価で、RMP磁場を加えても垂直方向の高速イオンの軌道には大きな変化がないことが数値シミュレーションにより明らかになっており、EICの安定化はバルクプラズマの交換型モードがRMP印加で安定すること[35]が原因ではないかと考えられている

る。EICを完全に制御するために、今後の解析の進展が望まれる。

(坂東, 鈴木, 大館)

4. EWMとEICの共通点と相違点

ここでは、EWMとEICの共通点と相違点を観測結果を元に議論する。特に、それぞれの物理的な特徴の相違点を表1に整理する。両モードは国内を代表するJT-60UとLHDにおいて観測されたものであり、本比較を通して、実験提案・共同研究などに活用いただきたい。

両モードとも、垂直NBIが供給する捕捉イオンによって駆動されている[12, 22, 23]。共鳴するMHDモードは、EWMでは理想キンク-バルーニングモード[12]、EICでは抵抗性交換型モード[22, 23]と考えられている。モードが励起する領域は、EWMでは高バルク β 領域[12]であるが、EICでは比較的低バルク β 領域である[23]⁵。モード数やモードの空間構造は、共鳴するMHDモードに依存していると考えられる[12, 22, 23]。モード周波数についてはどちらも、初期周波数は歳差運動周波数程度であり、そして、周波数は下方掃引する[12, 23]。モード振幅の時間的な変化に顕著な違いがあり、EWMは徐々に増大し減少するが[12]、EICでは急激に増大し減少する[23]。バルクプラズマへの影響としては、EWMでは、高速イオンの輸送に加えて、ELM[19]やRWM[12]を駆動しうる。EICでは、高速イオンの輸送に加えて、負電位の形成[23]、周辺電子密度・温度の増大[23]、到達バルクイオン温度の減少[24]、イオン速度分布への影響[29]が観測されている。

さて、EWMおよびEICは、高速イオン輸送・損失を伴い、MHDモード(ELM・RWM)駆動や到達バルクイオン温度減少など、バルクプラズマへの影響もあるため、制御可能であることが望ましい。EWMおよびEICに共通して有効な方法は、共鳴する高速イオンの量を減らすことである。その他、EWMについては、RMPに対して磁場揺動が応答する様子が観測されている[17]。これは、EWMの外部キンクモードとしての特性と関係していると議論された。EICについては、抵抗性交換型モードの安定性を変化させるため、RMPを印加する手法[31]や $\iota = 1$ 有理面付近の電子温度を上昇させる手法[21, 33]が試みられており、実験的に成功している。両モードとも高速イ

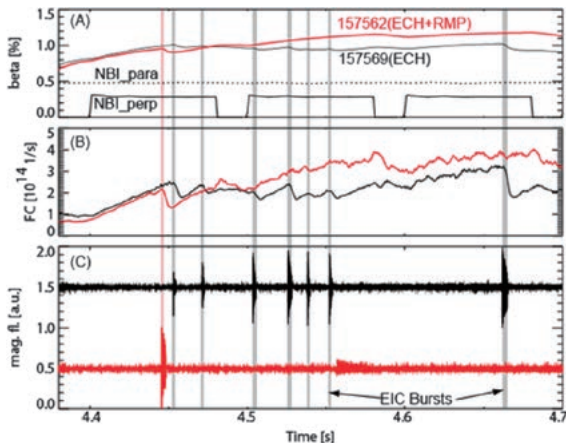


図16 RMPによるEIC制御の実験結果。赤線はRMPあり、黒線はRMPなし。RMPを印加すると、繰り返し現れるEICがほとんど抑制されている[31]。

表1 EWMとEICの比較。

比較事項	EWM	EIC
共鳴高速イオン種	捕捉イオン by 垂直NBI	ヘリカル捕捉イオン by 垂直NBI
共鳴するMHDモード	理想キンク-バルーニングモード	$m/n = 1/1$ 抵抗性交換型モード
モード励起領域	$\beta_N > \beta_N^{\text{no-wall}}$	低電子密度, 低電子温度, 高 β_{\perp}
モード数 (磁気計測より)	$n = 1$ ($n = 2$), $m = 2 \sim 3$	$m/n = 1/1$
モードの空間構造 (ECE計測より)	$q = 2$ 面を中心とした構造	$\iota = 1$ の有理面に局在した Tearing parityの構造
モード振幅の変化	緩やかな増大と減少	急激な増大の後, 減少
バルクプラズマへの影響	ELM駆動, RWM駆動	負電位形成, 周辺の電子密度・電子温度の増大, イオン温度変化, イオン速度分布変化
安定化手法		RMP印加, $\iota = 1$ 有理面へのECH加熱

5 LHDにおける高 β プラズマ[36]から見ると低い。ただし、抵抗性交換型モードが励起する程度[22]には β 値が高い。

オン駆動MHD不安定であるが、共鳴するMHDモードの特性に合わせた制御手法が検討可能であることが興味深い。

実際の核融合炉では、核融合反応による α 粒子が駆動源になるため、共鳴する高速イオンそのものを制御することは難しい。そのため、高速イオンではなく、共鳴するMHDモードの特徴に合わせた制御手法の開発が必要と推察される (坂東)

5. おわりに

本稿では、プラズマ磁気軸から離れた位置で発生する高速イオン駆動MHD不安定性であるEWMとEICについて、その研究の進展を述べてきた。同じ高速イオン駆動MHD不安定性ではあるが、高速イオンが共鳴するMHDモードの性質により、違いが多くみられることがご理解いただけたと思う。最後に、Fishbone不安定性の最近の研究の進展について少し紹介する。Fishbone不安定は発見されてから40年がたち、単体としての性質は理解がかなり深まっていると考えられる⁶。一方で、近年の研究では、Fishbone不安定性がいわゆるFlux pumping⁷を引き起こしHybrid scenarioに貢献している可能性[40]や、内部輸送障壁(ITB)の形成に関与している可能性[41, 42]が報告されている。これらは、本稿第2節で報告したEWMとELMの関係のように、複数の物理現象の結合を意味する。複数の物理現象の結合は様々なモードの駆動源となる圧力勾配が高い放電で顕著になる可能性があり、高 β プラズマを長時間維持する今後のJT-60SAの実験などで、主要な課題の一つになるのではないかと考えている。

本解説では、今後の高 β プラズマの長時間維持の研究に向けて、高速イオン駆動MHD不安定のここ十数年の研究成果を紹介した。これら研究成果を元に、高 β プラズマの長時間維持に向けて、新たな制御手法の開発など、さらなる研究の進展を期待する。 (坂東)

謝辞

本原稿に有益なコメントをくださった核融合科学研究所 藤堂泰 博士に感謝いたします。

大館暁博士につきまして

著者の一人である大館暁教授は、原稿執筆の最中2023年3月26日に急逝されました。本稿で紹介したEICは、大館教授が当時学生だったX.D. Du博士と共に世界で初めて報告[9]したものです。発見後も、EIC安定化手法の開発や、安定化手法の高イオン温度プラズマ実験への適用などに取り組み、LHDの高性能プラズマ生成・維持を実現されました。また、つい最近では、米国の核融合スタートアップであるTAEとの共同研究で、磁場閉じ込め装置において初めて p - ^{11}B 核融合反応の証拠を実験的に

示し[43]、多くの注目を集めるなど、核融合・プラズマ研究の最前線で多大なる貢献をなされていました。病に倒れる直前まで今後の研究について著者間で議論しており、道半ばにして急逝されたことが本当に残念でなりません。本稿を大館教授に捧げると共に、心からのお悔やみを申し上げます。

参考文献

- [1] 鎌田 裕：プラズマ・核融合学会誌 **79**, 123 (2003).
- [2] B.N. Breizman and S.E. Sharapov, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054001 (2011).
- [3] K. McGuire, Phys. Rev. Lett. **50**, 891 (1983).
- [4] L. Chen, R.B. White and M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **52**, 1122 (1984).
- [5] G.T.A. Huysmans *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1489 (1999).
- [6] G. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 045001 (2009).
- [7] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 125003 (2009).
- [8] G. Matsunaga *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 123022 (2013).
- [9] X.D. Du *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 155003 (2015).
- [10] 武智 学 他：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 147 (2009).
- [11] 松永 剛, 古川 勝：プラズマ・核融合学会誌 **88**, 660 (2012).
- [12] G. Matsunaga *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 084003 (2010).
- [13] G.Z. Hao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 015001 (2011).
- [14] G.Z. Hao *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 032507 (2012).
- [15] H. Li *et al.*, Nucl. Fusion **62**, 026013 (2022).
- [16] W.W. Heidbrink *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 085028 (2011).
- [17] M. Okabayashi *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 056112 (2011).
- [18] 白石淳也：プラズマ・核融合学会誌 **94**, 183 (2018).
- [19] G. Matsunaga *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 073046 (2013).
- [20] M. Osakabe *et al.*, Nucl. Fusion **62**, 042019 (2022).
- [21] S. Ohdachi *et al.*, "Excitation mechanism of the energetic particle driven resistive interchange mode and strategy to control the mode in large helical device", 27th IAEA Fusion Energy Con. (FEC 2018).
- [22] X.D. Du *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 016002 (2016).
- [23] T. Bando *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 082025 (2018).
- [24] 高橋裕己, 小川国大：プラズマ・核融合学会誌 **97**, 172 (2021).
- [25] 鈴木康浩 他：プラズマ・核融合学会誌 **97**, 200 (2021).
- [26] K. Ogawa *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 112011 (2020).
- [27] J. Varela *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 046013 (2020).
- [28] K. Ogawa *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 076017 (2019).
- [29] K. Ida *et al.*, Communications Physics **5**, 228 (2022).
- [30] W.W. Heidbrink *et al.* Phys. Fluids B: Plasma Physics **5**, 2176 (1993).
- [31] S. Ohdachi *et al.*, "Suppression of the energetic particle driven interchange mode in the large helical device", 28th IAEA Fusion Energy Con. (FEC 2020).

6 本解説は「高速イオン」に限った話をしているため詳細は述べないが、高速電子で駆動されるFishbone不安定[37, 38]が報告されており、しばしばe-fishboneと呼ばれる。また別の機会に紹介したい。

7 プラズマ電流の異常輸送現象[39]のことで、電流の新古典拡散やプラズマ加熱による電流駆動では説明できない幅広い電流分布が形成される。

[32] 桑村雅隆：パターン形成と分岐理論 ～自発的パターン発生の力学系入門～（共立出版，2015）。

[33] X.D. Du *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 125001 (2017).

[34] H. Takahashi *et al.*, “Performance Integration of High Temperature Plasmas in the LHD deuterium operation”, 28th IAEA Fusion Energy Con. (FEC 2020).

[35] H. Yamada *et al.*, Contrib. Plasma Physics **50**, 480 (2010).

[36] S. Sakakibara *et al.*, Fusion Sci. Technol. **50**, 177

(2006).

[37] K.L. Wong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 996 (2000).

[38] D. Choi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 025006 (2020).

[39] C.C. Petty *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 116057 (2017).

[40] Yong-Su Na *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 232 (2006).

[41] Z.X. Liu *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 122001 (2020).

[42] Wanling Ge *et al.*, Nucl. Fusion **63**, 016007 (2022).

[43] R.M. Magee *et al.*, Nature Commun. **14**, 955 (2023).



ばん どう たか ひろ
坂 東 隆 宏

豊橋技術科学大学 電気・電子情報工学系助教。2018年総合研究大学院大学・博士(工学)。LHD/JT-60UにてMHD不安定性の実験研究に従事。抵抗性交換型モード、鋸歯状振動、新古典テアリングモード、抵抗性壁モードと、ステラレータ/トカマクにおける主要MHDモードに対して大規模データ分析技術を用いて研究し、論文化しました。現在の主な興味は、先進トカマクシナリオ開発、内部輸送障壁を伴う強負磁気シアプラズマでのMHD不安定性回避、そして複数MHDモードのカップリングです。最近は、低温プラズマの応用研究や太陽光発電に関する研究も実施。プラズマ&エネルギー&データ分析技術を軸に、研究に励んでいます。趣味は読書で、本の置き場所に悩む日々です。




まつ なが こう
松 永 剛

量子科学技術研究開発機構トカマクシステム技術開発部 上席研究員。2002年名古屋大学大学院工学研究科・博士(工学)。JT-60では高エネルギー粒子・MHD不安定性の実験研究に従事。2008年以降、JT-60SA計画に本格参加。研究計画策定、容器内機器設計、工程/予算担当、トカマク組立、そして現在JT-60SA統合試験運転にて初プラズマに向けて奮闘中。真空排気、壁洗浄、真空放電など基本的な技術と向き合うことが多くなり、改めて奥の深さを実感している。育ち盛りの息子の野球三昧に付き合っているが、そろそろ動体視力が衰え捕球が厳しいことを認めざるを得ない、いや、衰えつつもまだまだ伸びしろはあるはずだと、愛犬たち(黒柴・茶柴)と近所を散歩しながら、毎朝、思いを巡らせている。



すず き やす ひろ
鈴 木 康 浩

広島大学大学院先進理工系科学研究科・教授。2021年より所属を変え、プラズマ・核融合と異分野連携の2正面作戦を展開中。とくに、これまで切って捨てられていた、様々な場面に現れる「ゆらぎ」の活用注目した新しい非線形制御手法の確立に邁進している。だんだん無理がきかない年齢になってきましたが、学生からいろいろな刺激を受け、頑張る毎日です。



おお だち さとし
大 館 暁

核融合科学研究所 教授，東京大学 客員教授。2003年名古屋大学・博士(工学)。博士論文名「大型ヘリカル装置における軟X線カメラを用いたMHD現象の実験研究」。