

小特集

トロイダル磁場閉じ込めにおけるアルヴェン固有モードに関する物理的課題

3. トカマクプラズマにおける実験と課題

草間 義紀, 木村 晴行

(日本原子力研究所)

Experimental Studies of Alfvén Eigenmodes in Tokamaks and Critical Issues

KUSAMA Yoshinori and KIMURA Haruyuki

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

(Received 5 March 1999)

Abstract

Experimental studies of Alfvén eigenmodes in tokamaks and related critical issues are reviewed. Excitation and identification of Alfvén eigenmodes, threshold fast ion beta for excitation, their stability, mode structure and impact on plasma confinement are discussed.

Keywords:

toroidal Alfvén eigenmode, tokamak, ion diamagnetic drift frequency, frequency gap, threshold fast ion beta, Landau damping, radiative damping, continuum damping, fast ion loss

3.1 はじめに

核融合プラズマにおいて、高速 α 粒子の閉じ込めを劣化させる原因の一つに、高速 α 粒子自身が起こす集団現象がある。アルヴェン固有モードの一種であるトロイダルアルヴェン固有モード (TAE) [1] が高速 α 粒子によって励起され [2]、それによる高速 α 粒子の異常拡散が起こることが理論的に予測された [3]。この予測を裏付けるように、1990年にトカマク装置 TFTR で行われた中性粒子ビーム入射 (NBI) 実験において、ビームイオンで励起された TAE とそれに伴う中性子発生率の低下が観測された [4]。これを契機に、アルヴェン固有モードの重要性が認識され、DIII-D [5]、JT-60U [6]、JET [7] などのトカマク装置でも精力的に実験が行われた。TFTR の重水素-三重水素 (D-T) プラズマにおいては、高速 α 粒子による TAE も確認された [8]。これらの研究の結果、実験および理論の両面からアルヴェン固有モードの研究が大きく前進した。また、アルヴェン固有モードのみならず、この周波数帯の新しい不安定モード

の発見につながっている。本章では、これらトカマク装置で行われたアルヴェン固有モード実験と研究の課題について紹介していきたい。

アルヴェン固有モードとは何か、なぜトロイダルプラズマで励起されるのかについては、本小特集の「2. アルヴェン固有モードとその高速イオンによる励起」および「4. トカマクプラズマのアルヴェン固有モードの線形理論」で述べられているほか、本誌でも度々取り上げられているので [9-12]、ここではこれらの説明は省略する。

3.2 アルヴェン固有モードの励起とモードの同定

TFTR で最初に行われた TAE 実験は、1T 程度と低いトロイダル磁場において、重水素プラズマへ約 100 keV の重水素ビームを接線方向に入射して行われた [4]。電子密度を密度限界程度 ($n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) まで上昇させた。共鳴条件 $v_b/v_A \sim 1$ (v_b はビームの入射速度、 v_A はアルヴェン速度) を満たすように低磁場で

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

かつ高密度とした。また、高速イオンのベータ値 (β_h) を高めて、TAE 励起の必要条件 $\omega_{*h} \geq \omega_{TAE}/2$ (ω_{*h} は高速イオンの反磁性ドリフト周波数、 $\omega_{TAE} = v_A/2qR$ は TAE の周波数、 q は安全係数、 R はプラズマの大半径) を確保し、大きな成長率を得るためビームパワーを上げた。ここで、 $\omega_{TAE} = v_A/2qR$ は TAE ギャップ周波数または TAE 周波数と呼ばれる。本章では以後、TAE 周波数と呼ぶ。 $v_b/v_A \geq 0.7$ かつ入射ビームパワーが 5 MW を超えた領域で、Fig. 1 に示すように、80 kHz にピークを持つ磁気揺動をミルノフコイルで観測した。トロイダルモード数 n が 2 と 3 のモードが見られた。また、この磁気揺動はバースト的に発生をくり返す。高いトロイダル磁場ではこのモードは発生せず、また、観測されたモードの周波数が理論的に予測される TAE の周波数とおおむね一致した (Fig. 1 (c)). Beam Emission Spectroscopy (BES) [13] と呼ばれる高速の分光的手法でもこのモードによる密度揺動を観測し、このモードは小半径方向の定在波であることを確認した (Fig. 13). これらの結果から、観測されたモードは TAE であると結論された [4].

DIII-D において接線方向の NBI を用いて行われた実験では、 $v_{b\parallel}/v_A \geq 0.8$ ($v_{b\parallel}$ はトロイダル方向の入射ビームの速度) かつ体積平均高速イオンベータ値 (β_h) が 2% 以上の領域で $n=2-10$ の TAE を観測した [5]. フィッシュボーン不安定性 [14] と同時に発生する場合が多く、TFTR の場合と同じように、TAE はバースト的に起こる。トロイダル方向のプラズマの回転によるドップラシフトを補正し、軟 X 線測定を基に TAE の振幅が最大になる位置を考慮すると、測定した周波数は理論的に予測される周波数とおおむね一致する [5]. また、GATO コード [15] を用いて得られた TAE 周波数とも一致した [16]. 運動論的バルーニングモード [17,18] の可能性もあったが、予測された周波数 ($\omega \sim \omega_{*i}$, ω_{*i} はバルクイオンの反磁性ドリフト周波数) の時間変化が測定と異なることから、その可能性は否定された。

JT-60U では、接線方向の負イオン源中性粒子ビーム入射 (N-NBI) により、 $\langle \beta_h \rangle \sim 0.1\%$ と高速イオンベータ値の低い領域で連続的に続く TAE を観測した [19,20]. Fig. 2 に示すように、エネルギー 360 keV、パワー約 2 MW の H^0 ビームをプラズマ電流のランプアップ中に入射している。周波数の時間変化は、理論的に予測される TAE 周波数に良く一致している。N-NBI を用いて $0.1\% \leq \langle \beta_h \rangle \leq 0.6\%$ の範囲で実験を行い、 $n=1-4$ の TAE を観測したが、TFTR および DIII-D で見られたような

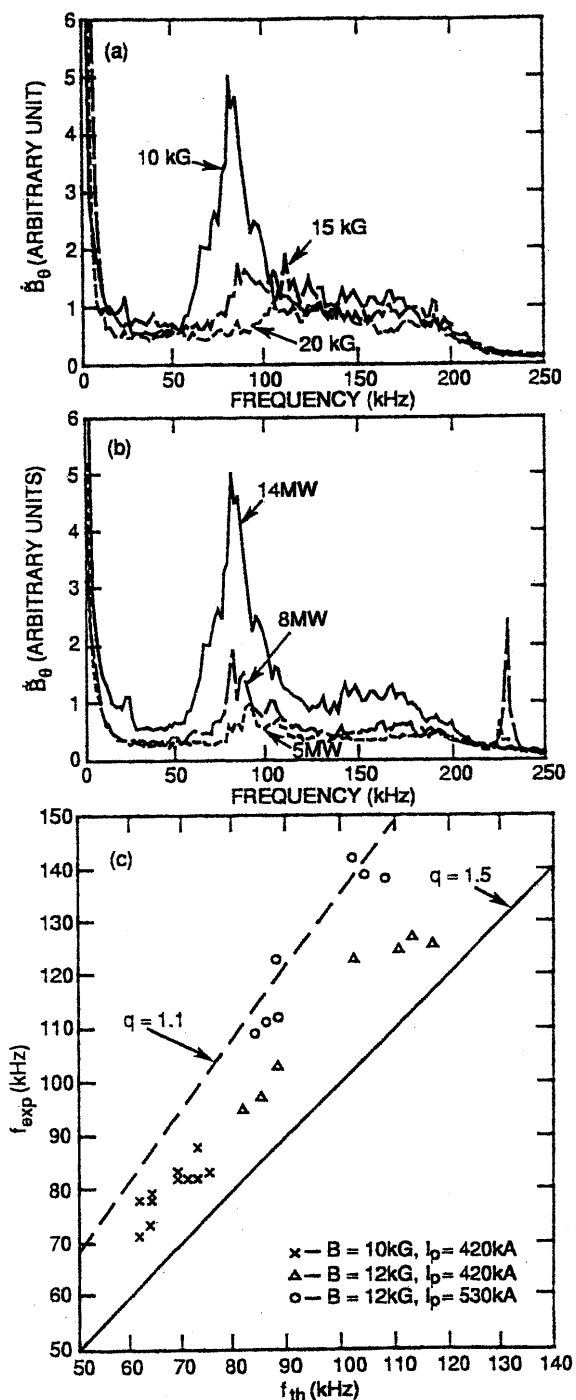


Fig. 1 Frequency of TAEs excited with neutral beam injection in TFTR [4]. (a) Frequency spectrum of Mirnov-coil signal from plasmas with $\langle \beta \rangle \sim 1\%$ at various magnetic fields. (b) Variation of frequency spectrum with neutral beam power. (c) Comparison of experimentally measured frequencies with theoretically calculated TAE frequencies.

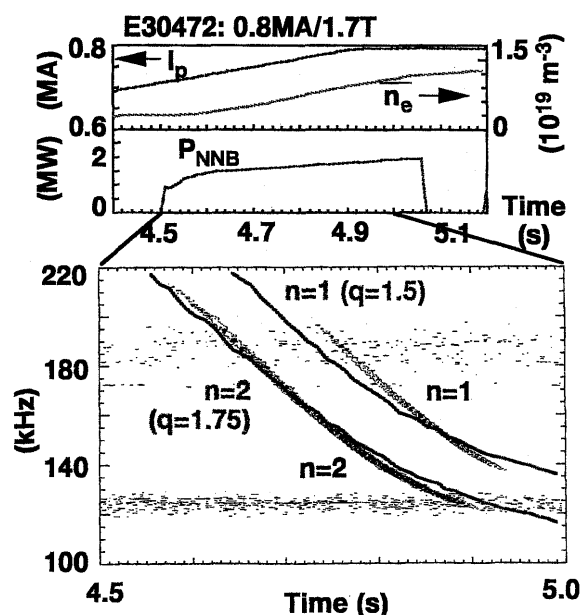


Fig. 2 TAEs excited with negative-ion-based neutral beam injection (N-NBI) in JT-60U [19]. The hydrogen (H^0) beam was injected at 360 keV into the helium plasma. Time traces of plasma current I_p , line-averaged electron density $\bar{n}_e$ and N-NBI power P_{NNB} are shown. $B_t = 1.7$ T and $I_p = 0.8$ MA at a flat top. TAE mode frequencies calculated with $\bar{n}_e$ and B_t are also shown with solid curves. Here, $q = 1.5$ for $n = 1$ mode and $q = 1.75$ for $n = 2$ mode were assumed.

バースト的なTAEは観測されていない。 β_h が低いいためTAEの成長率が小さく、高速イオンと強い相互作用をするほどTAEの振幅が大きくなるためと考えられる。 $\langle\beta_h\rangle$ が約0.2%以上でフィッシュボーン不安定性的なバーストも現われるが、周波数の急激な変化がTAEの理論では説明できないため、このモードはTAEではないと考えられている[19]。しかし、モードがTAE周波数帯から発生することは非常に興味深い。

以上はNBIで生成される非捕捉粒子によるTAE励起の例であるが、イオンサイクロトロン周波数帯(ICRF)加熱でできるMeV領域の捕捉イオンによってもTAEが励起されることが確認された。JT-60UにおけるICRF加熱で観測されたTAE[21]の例をFig. 3に示す。比較的大きなトロイダルモード数のTAEが観測され、JT-60Uでは最大14まで、TFTR[22]では最大9までのトロイダルモード数を同定している。プラズマ電流の上昇に伴いトロイダルモード数が増えるのも共通の特徴である。しかも、周波数のわずかに異なるモードが同時に励起される場合が多く、JT-60Uの高プラズマ電流(3.5–4 MA, $q_{eff}=2.6-3.2$)を有するプラズマの場合には、

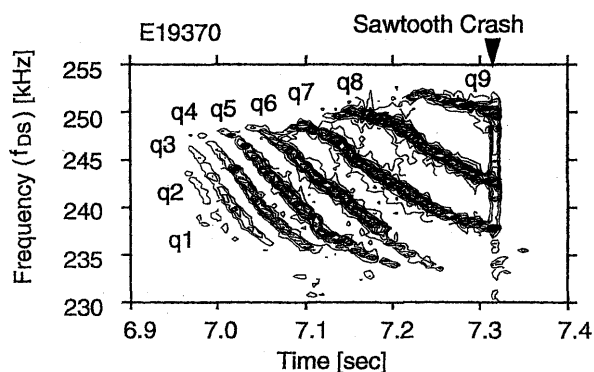


Fig. 3 Time evolution of frequency spectrum of TAEs excited with ICRF heating in JT-60U [21]. TAEs appear and disappear one after another, changing toroidal mode number one by one.

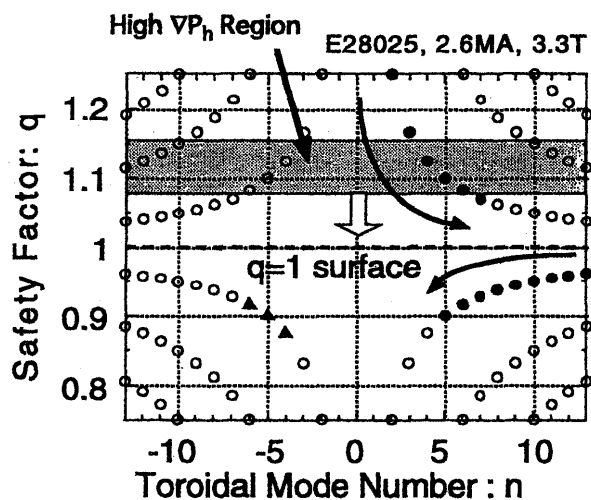


Fig. 4 Alfvén continuum gap (ACG) map around $q = 1$, where safety factor $q = (2m + 1)/2n$ is calculated for $m = n \pm i$ ($i = \text{integer}$). All symbols show Alfvén continuum gaps for different toroidal mode number n and safety factor q . The hatched region indicates the high pressure gradient region of fast ions where TAEs can be excited [26].

同時に4–5個のモードが発生する[21,23]。Fig. 3のように、トロイダルモード数を1つずつ変えながら順番に現われる。JT-60Uでは、トロイダルモード数を1つずつ上げながら現われるのか、1つずつ下げながら現われるのかは安全係数分布にも依存し、TAEが $q = 1$ 面の外側のギャップで発生する時にはトロイダルモード数を1つずつ上げ、 $q = 1$ 面の内側の場合はトロイダルモード数を1つずつ下げながら現われることを示した[24]。これらの理解には、安全係数とトロイダルモード数の関

係を示した TAE ギャップ図と呼ばれている Fig. 4 が極めて有効である [23, 24]. NOVA-K コード [25] を用いた TFTR での解析では、周波数は測定と解析で一致したものの、トロイダルモード数は一致していない [26]. その原因としてプラズマのポロイダル回転あるいはイオンの反磁性ドリフトが示唆されたが、結論は得られていない. プラズマ電流方向に伝播する TAE と逆方向に伝播する TAE が同時に観測される場合もある [24].

TFTR の D-T プラズマにおいては、高速 α 粒子による TAE の励起を初めて観測した. D-T 実験の開始当初から、NBI によりスーパーショット領域の D-T プラズマを作り、 α 粒子のベータ値 β_α を上げて TAE の観測を行った. しかし、核融合出力 10.7 MW を記録した放電でも、TAE は観測されなかった [27]. β_α が低いこともあるが、ビームイオンによるランダウ減衰率 [28] と TAE が運動論的アルヴェン波へモード変換することによる減衰 (放射減衰) [29] が大きく、TAE を安定化していた. ビームイオンの熱化時間が α 粒子に比べ短いことから、高パワー NBI を停止した後に α 粒子による TAE を不安定化できる可能性のあることが、NOVA-K を用いた解析から示され [30, 31], この予測どおりに TAE が観測された [8]. その放電波形を Fig. 5 に、周波数スペクトルを Fig. 6 に示す. $r/a \sim 0.42$ ではマイクロ波反射計 [32] で測定した密度揺動には磁気揺動と同じ周波数にピークが見られるが、 $r/a \sim 0.57$ では見られない. TAE が局在していることを示しており、NOVA-K からの予測 [31] とも一致している. 観測された TAE のトロイダルモード数は 1 - 6 である. 核融合出力 16.1 MW, α 粒子の中心ベータ値が $\beta_\alpha(0) \sim 0.7\%$ を得た JET の D-T プラズマにおいては、 α 粒子によるアルヴェン固有モードは観測されておらず、このことは理論的予測と一致している [33, 34].

TAE は、ポロイダルモード数が m と $m+1$ の 2 つのねじれアルヴェン波のポロイダルモードの結合により形成される周波数ギャップで発生するが、 m と $m+2$ あるいは m と $m+3$ の高次の結合により、周波数の高い領域にもギャップができ、アルヴェン固有モードが励起されることがわかっている. これらは、楕円度励起アルヴェン固有モード (EAE) [35, 36], 非円形度 (三角度) 励起アルヴェン固有モード (NAE) [28] と呼ばれ、それぞれ、TAE 周波数の約 2 倍、約 3 倍の周波数を持つ. TFTR における NBI を用いた実験において、TAE よりも周波数が高く、コヒーレントなモードが観測されたが、プラズマ断面が円形のため、EAE および NAE ではな

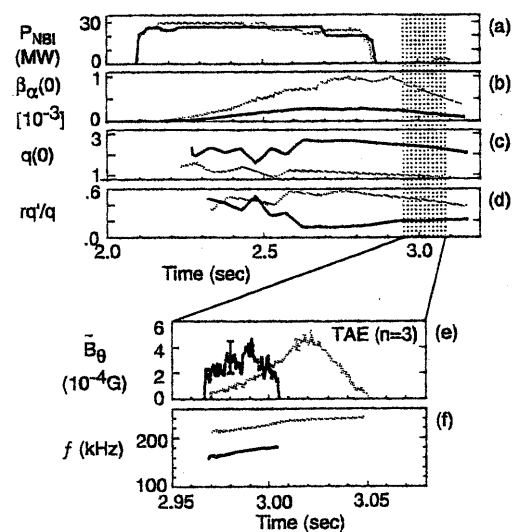


Fig. 5 Alpha particle driven TAEs observed in TFTR DT plasma [8]. Evolution of (a) neutral beam power, (b) central $\beta_\alpha(0)$, (c) central safety factor, (d) magnetic shear at $r/a \sim 0.3$, (e) external magnetic fluctuation amplitude, and (f) measured mode frequency for high and low $q(0)$ plasmas [indicated by black (gray) lines] corresponding to the following plasma parameters at the time of peak mode amplitude: $R = 260$ cm (252 cm), $I_p = 1.6$ MA (2.0 MA), $B_t = 5.3$ (5.1) T, $n_e(0) = 3.3(4.0) \times 10^{13}$ cm $^{-3}$, $T_i(0) = 11(15)$ keV, $T_e(0) = 5.4(6.0)$ keV.

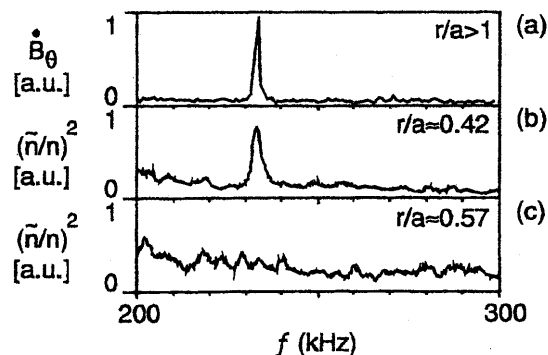


Fig. 6 Frequency spectrum of alpha particle driven TAE in TFTR [8]. Spectra of (a) external magnetic fluctuations, (b) reflectometer measurements at $r/a \sim 0.42$, and (c) reflectometer measurements at $r/a \sim 0.57$ for the low $q(0)$ plasma in Fig. 4.

いと考えられている [22, 37]. DIII-D でも NBI によって TAE より周波数が高いモードが観測され、周波数がアルヴェン連続スペクトルの EAE ギャップにあることから、この高周波数モードは EAE と同定された [15]. JT-60U の ICRF 加熱においては、TAE 周波数の約 3 倍のモードが観測され、周波数とギャップの関係から初め

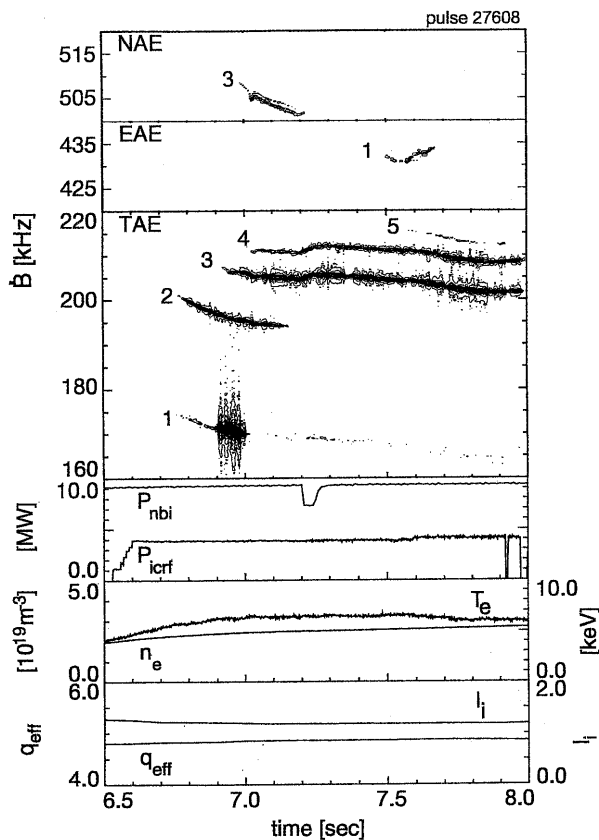


Fig. 7 Alfvén eigenmodes excited during ICRF heating in JT-60U [38]. In the upper three frames, contour plots of a Mirnov coil signal are shown with the NAE, EAE, and TAE activity clearly visible. In the lower part of the figure, the injected neutral beam power (P_{nbi}) and ICRF power (P_{icrf}), the electron temperature (T_e) and line averaged density (n_e), and the internal inductance (l_i) and the safety factor at the edge (q_{eff}) are also shown.

て NAE が同定された[38]. Fig. 7 に示す例では, TAE, NAE, EAE の順に発生している.

プラズマのベータ値がバーニンングベータ値限界程度に達すると, ねじれアルヴェン波と音波との結合が起こり, TAE ギャップの下に新たなギャップが形成され, TAE とよく似た固有モードが励起される[39]. ギャップの形成が有限ベータ値効果によるため, このモードはベータ値励起アルヴェン固有モード (BAE) と呼ばれている. DIII-D の NBI 加熱において, 規格化ベータ値 $\beta_N (= \beta_e a B_t / I_p)$ が約 3 を超えると, 先に励起される TAE の周波数が約 $1/2$ に低下する現象が観測された[40]. 低下した周波数と予測された BAE の周波数が一致し, しかもこの周波数が BAE ギャップにあることから,

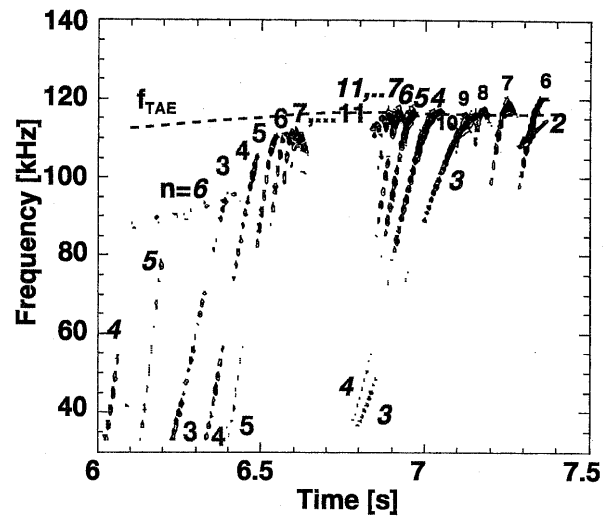


Fig. 8 Temporal behavior of frequency spectra of magnetic fluctuations observed in the ICRF heating of a weak negative-shear discharge in JT-60U [43]. Four series of modes are distinguished, with different styles of numbers showing toroidal mode numbers. The predicted TAE mode frequency f_{TAE} is shown by a dashed curve. Large frequency chirping from 33 – 37 kHz to the TAE frequency range can be seen for the $n = 3 - 5$ modes.

ベータ値の上昇に伴って TAE が安定化され[41, 42], 代わって BAE が励起されたものであることが明らかになった[40]. TAE と同程度の中性子発生率の低下が, BAE の励起によっても見られた.

プラズマの回転が原因で起こる周波数のドップラーシフトのような見かけ上の周波数の変化を除き, アルヴェン固有モードの周波数は, 密度分布および安全係数分布 (プラズマの平衡) の変化に伴うアルヴェン連続スペクトルのギャップ構造の変化により起こる. また, 上述の TAE から BAE の変化のように, モード間の結合が大きく変わる場合もある. このような周波数の変化は, 最近, frequency chirping (鳥がさえずるように周波数が変化する) と呼ばれている. Fig. 8 に示す JT-60U の弱い負磁気シア ($q_{min} \sim 2$) を有するプラズマの ICRF 加熱では, TAE 周波数の $1/3$ 程度からモードが発生し, 約 0.15 秒間に周波数が TAE 周波数まで上昇するモードが観測されている. 現れるトロイダルモード数の順番および q_{min} が 2 を横切る時 (一般的には整数を横切る時) にモードが安定化される (Fig. 8 の 6.63–6.78 秒間) などの現象は, TAE の性質と合致する. しかし, 短時間に起こる周波数の上昇は, TAE ギャップの変化では説明できないほど大きい[43]. DIII-D の NBI 加熱におい

では、BAEギャップで発生し、約2ms間に周波数が1/2程度に減少するモードも観測されている[44]。このモードは、アルヴェン固有モードのようなバルクプラズマの固有モードではなく、高速イオンが励起する連続モードの一つ[45]ではないかと考えられている。

3.3 しきいベータ値と安定性

アルヴェン固有モードが励起される条件を実験的に明らかにし、それを理論的予測と比較することは、アルヴェン固有モードの理解を深め、また、ITERおよび将来の核融合炉におけるアルヴェン固有モードの励起に関する予測精度を向上させるうえで非常に重要である。

DIII-Dでは、TAEを励起するための共鳴条件の指標である v_b/v_A と励起強度の指標である体積平均高速イオンベータ値 $\langle\beta_h\rangle$ を用いて、Fig. 9のようにTAEの発生領域を示している[16]。おおむね $v_b/v_A \geq 0.7$ かつ $\langle\beta_h\rangle \geq 1\%$ の領域で発生している。しかし、振幅の小さなTAEが $\langle\beta_h\rangle \sim 0.5\%$ から発生しはじめている。JT-60Uにおいてプラズマ電流のランプアップ中にN-NBIを注入した場合には、 $\langle\beta_h\rangle \sim 0.1\%$ からTAEが励起される。この高速イオンベータ値は、DIII-Dで振幅の小さな

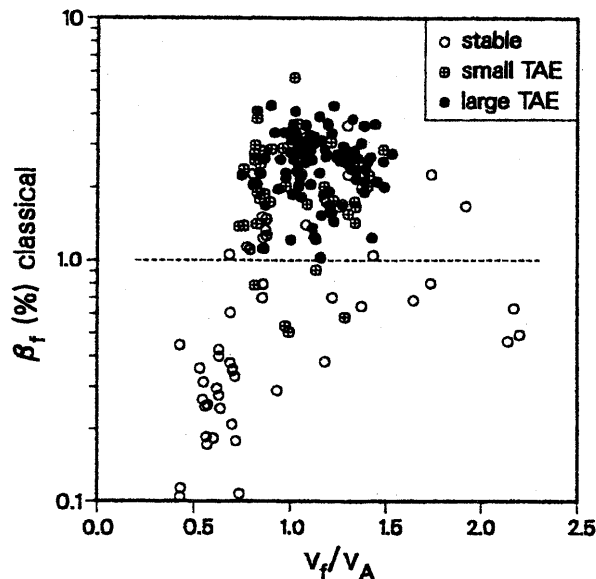


Fig. 9 Range of observed TAE in the DIII-D data base, shown versus the classically estimated fast ion beta β_{fc} and the ratio of injected fast ion speed to the Alfvén speed [16]. The data include both deuterium and hydrogen injection ($P_{NBI} = 2$ to 19 MW) into both divertor and limiter discharges with $B_t = 0.6$ to 2.2 T, $I_p = 0.4$ to 1.6 MA, $\bar{n}_e = 2.0$ to $8.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $q_{95} = 2.0$ to 7.7, $\kappa = 1.1$ to 2.2, $di_p/dt = -4.1$ to 1.4 MA/s, and $\beta_N = 0.4$ to 6.4.

TAEが励起されるベータ値 $\langle\beta_h\rangle \sim 0.5\%$ に比べて約1/5と小さい。ICRF加熱で生成される高速の捕捉イオンによるTAEの励起については、TFTR [46]、JT-60U [6,21]ともにしきいベータ値は $\langle\beta_h\rangle \sim 0.05\%$ で、非捕捉イオンによる励起の場合に比べやや低いことが示されている。EAEおよびNAEの励起についてもTAEと同程度である[38]。

TFTR [4]およびDIII-D [5]においてNBIでTAEを観測した当初、TAE励起に必要な高速イオンベータ値は、理論的に得られたしきいベータ値[2]と比べ1桁以上大きく、実験と理論とに大きな開きがあった。理論的にしきいベータ値を評価する際、電子によるランダウ減衰だけを考慮していたが、これらの結果は、電子によるランダウ減衰のほかに大きな減衰機構があることを意味していた。その後、イオンによるランダウ減衰率[28]、放射減衰率[29]、連続スペクトル減衰率[47-49]が理論的に評価され、これらも考慮してDIII-Dにおいて安定性解析が行われた。それにより、高速イオンによる励起率と全減衰率の比が2以下で一致し、また、放射減衰が重要な減衰機構であることが初めて示された[16]。観測されたトロイダルモード数に対する励起率と減衰率の比をFig. 10に示す。この安定性解析は、定性的ではあるが、最も不安定なモードが $n=2-5$ であったことをよく説明している[16]。ただし、モードの広がりや考慮せず、また、実際のプラズマ配位で解析が行われていないことは大きな課題であった。

放射減衰率は、磁気シア $s = r/q(dq/dr)$ に対し

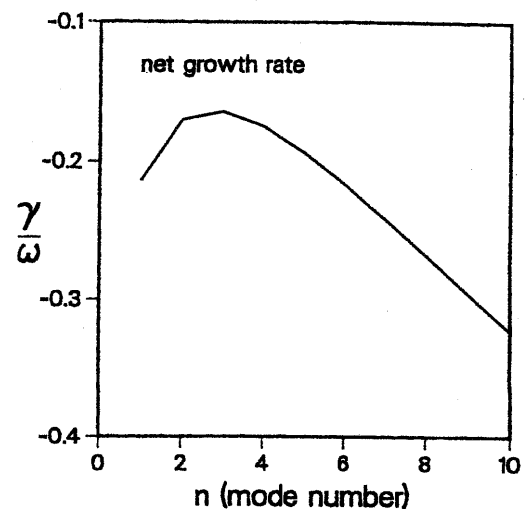


Fig. 10 Mode number dependence of predicted net growth rate $\gamma = \gamma_i + \gamma_{\text{damp}}$, evaluated at $q = 3/2$ in the DIII-D discharge [16].

おもね $s^{2/3}$ の依存性を持つため、安全係数分布に影響される。TFTR の D-T 実験における α 粒子による TAE の励起では、プラズマ中心の安全係数 q_0 が約 2 の場合には、 q_0 が約 1 の場合に比べ TAE を励起する α 粒子ベータ値が約 1/3 に減少することを確認した[8]。プラズマ中心部の安全係数を高く保つことで低磁気シアを形成して、放射減衰率を減少させた結果である。JT-60U においてプラズマ電流のランプアップ中に N-NBI を入射した場合、 $\langle\beta_h\rangle \sim 0.1\%$ と低いベータ値で TAE が励起されたのも、プラズマ電流のランプアップにより低磁気シアプラズマが生成されたためと考えられる[19,20]。

JET では、連続スペクトル減衰の効果を実験的に確かめた。サドルコイルを使って TAE を励起し、高速イオンによる成長率にかかわりなく減衰率を評価した[7]。 $q(r)\rho(r)^{1/2}$ の ($q(r)$ は安全係数、 $\rho(r)$ はプラズマの質量密度) 分布を変えて減衰率を測定した結果を Fig. 11 に

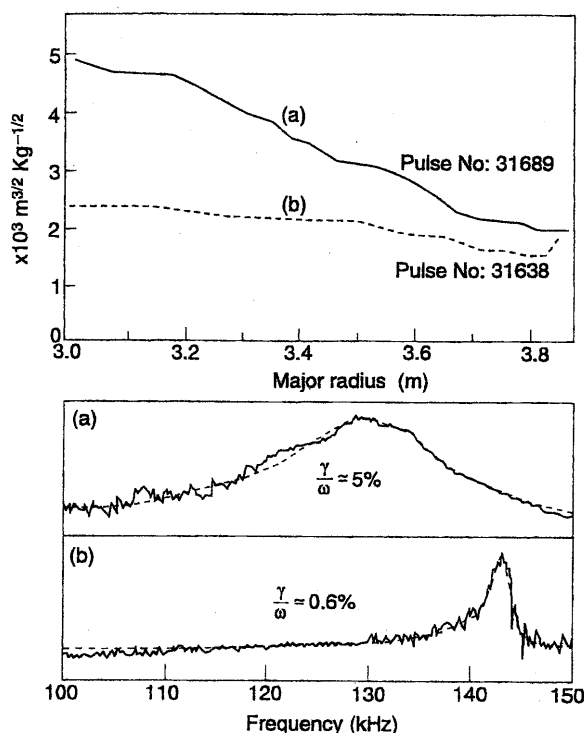


Fig. 11 The relationship between the profile of $g(r) = 1/q(r)\rho(r)^{1/2}$ and the damping of TAE excited with external antennas in JET [7]. $g(r)$ and the raw and fitted frequency responses of a normalized magnetic probe signal are shown for two discharges. Excitation peaked at $|n| = 2$ was used for both discharges; measurements were taken in the Ohmic phase with similar plasma configuration; $\bar{n}_e \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. (a) $B_t \sim 1.8 \text{ T}$, $I_p \sim 2 \text{ MA}$. (b) $B_t \sim 2.8 \text{ T}$, $I_p \sim 2.3 \text{ MA}$.

示す。 $q(r)\rho(r)^{1/2}$ の変化が小さい場合には、減衰率が約 1 桁小さいことを示している。近似的に得られる TAE のギャップ周波数は $q(r)\rho(r)^{1/2}$ に反比例する。したがって、この量が大きく変化する時には、アルヴェン連続スペクトルと TAE 周波数が交差あるいは接近し、連続スペクトル減衰を受けやすい。一方、 $q(r)\rho(r)^{1/2}$ が小半径方向にあまり変化しない場合には、連続スペクトル減衰を受けにくい。Fig. 11 は、このような連続スペクトル減衰の特徴をよく表している。

負磁気シアプラズマでは、安全係数分布に極小領域が形成され、その内側の領域で安全係数が上昇する。また、電子密度に内部輸送障壁が形成されると安全係数の極小領域近傍で密度勾配が大きくなり、 $q(r)\rho(r)^{1/2}$ がさらに大きく変化する。JT-60U における負磁気シアプラズマの ICRF 加熱では、 $q(r)\rho(r)^{1/2}$ の大きな変化が TAE の安定化につながっている[50]。Fig. 12 は、負磁気シアが弱まり電子密度勾配が緩やかになると TAE が励起されることを示している。このような TAE の安定化と不安定化は NOVA-K コードにより定性的によく説明されている[43,51]。

理論的予測に基づく TAE の安定化の試みも行われている。DIII-D では、プラズマ電流のランプダウンにより磁気シアの大きい磁場配位を形成し、連続スペクトル減衰を受けやすい低 n モードが安定化されやすいことを示した[16]。また、楕円度 κ が上昇すると低 n モードが安定化されることも実験的に示したが、その物理的

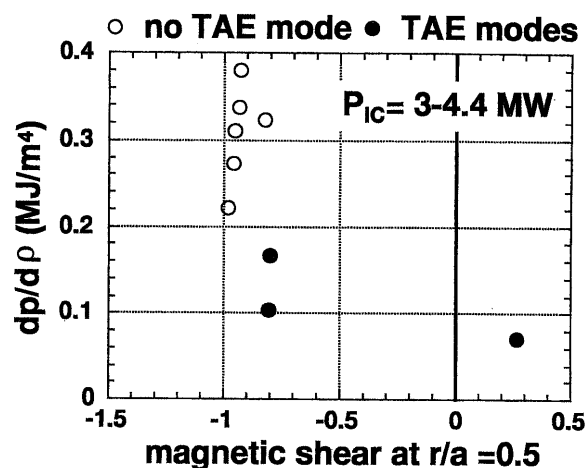


Fig. 12 Electron thermal pressure gradient versus magnetic shear at $r/a \sim 0.5$ in ICRF-heated negative-shear plasmas in JT-60U [43,52]. Close and open circles show cases with and without TAE, respectively. TAEs are excited in the low shear and low pressure gradient regime.

機構は明らかになっていない。楕円度および三角度の大きい ITER [52] では、これらの非円形度が安定性に及ぼす影響も重要になってくる。JT-60U では、低域混成波電流駆動 (LHCD) で電流分布を制御することにより、TAE を制御できることを示した [21]。また、プラズマのトロイダル回転シアを大きくすることが TAE の安定化に有効であることも JT-60U で明らかになっている [53]。このトロイダル回転シアの効果については、今のところ理論的な説明がなされていない。

3.4 モード構造

プラズマ内部での揺動振幅の分布を知ることは、モードの特性を把握し、理論的な予測と比較するうえで極めて重要である。また、理論的なモデル自身の正しさを検証するうえでも不可欠になってきている。ここでは、密度揺動、軟 X 線の揺動分布などのプラズマ内部での揺動測定、ミルノフコイルを用いたプラズマ表面の磁気揺動測定から評価された TAE のモード構造について紹介する。

TFTR では、NBI で励起された TAE による密度揺動を空間分解能が 3 cm の BES を用いて測定し、これを基にプラズマ変位分布 ($\xi_r = \delta n / (dn/dr)$) を得た [4]。Fig. 13 に変位分布の大半径方向の分布を示す。密度揺動の大きさ $\delta n/n$ は数パーセント以内の精度で測定できるが、密度勾配の小さい 290 cm より内側では大きな誤差を含んでいる。半径方向には伝播しておらず、定在波の性質を持つ。280 cm と 310 cm 付近に 2 つのピークが見られる。300 cm を境に位相が大きく変化し、異なったポロイダル固有モードの存在を示している。ポロイダル方向の測定から、ポロイダル波長は 291 cm の位置で 26 cm、310 cm で 44 cm と評価され、それぞれポロイダルモード数 $m \sim 6$, $m \sim 8$ に対応している [4]。高磁場で観測ができた TFTR の α 粒子で励起された TAE については、マイクロ波反射計を用いてモード構造が測定された [54]。また、マイクロ波反射計は BES に比べ 2 桁程度感度が高いので ($\delta n/n \geq 5 \times 10^{-5}$)、振幅の小さなモードに対しても有効である。測定したモード構造と NOVA-K コードを用いて行われたモデル計算との比較を Fig. 14 に示す。 $n=4$ の TAE については、両者ともバルーニング構造を示す。一方、 $n=2$ モードについては両者は逆のモード構造を示すことから、このモードは TAE ではないと考えられている [54]。

トロイダルモード数と周波数を限定しても、ミルノフコイルでは通常いくつかのポロイダルモードの重ね合わせとして磁場の揺動が測定される。したがって、ミルノ

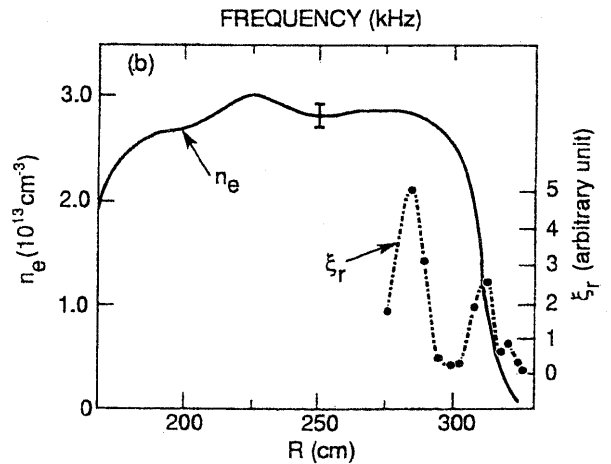


Fig. 13 Electron density profile (n_e) and variation of plasma radial displacement (ξ_r) inferred from beam emission-spectroscopy data of beam excited TAEs in TFTR [4].

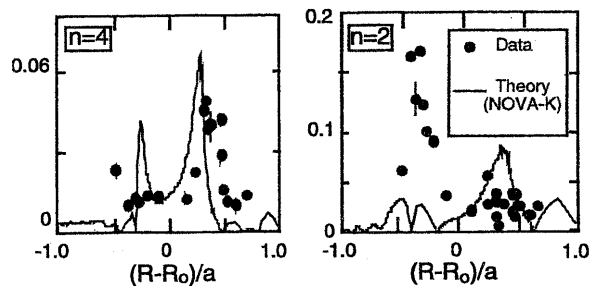


Fig. 14 Comparison of radial mode structure inferred from reflectometer measurements with prediction from the NOVA-K code [55]. The NOVA-K code predicts the ballooning character of the $n=4$ mode but not the anti-ballooning character of the $n=2$ mode.

フコイルに現れる磁場揺動からモード構造を得るには、モード自身をポロイダルモードに分解し、その重ね合わせとして観測される磁場揺動を評価する必要がある。DIII-D では、ポロイダル方向に設置した多数のミルノフコイルで測定した磁場揺動分布をフィティングすることにより、TAE の振幅が弱磁場側で強く、強磁場側で弱いというバルーニング型の構造とポロイダルモード数 $m=7$ と 8 が主なものであることを確認した [5]。また、Fig. 15 に示すように、 $n=5$ の TAE による軟 X 線強度の揺動振幅の小半径方向分布が $q=1.5$ 面の近傍にピークを持ち、安全係数、トロイダルモード数 ($n=5$) およびポロイダルモード数が理論的に得られる関係と一致することを示した ($q \sim (m+m+1)/2n = (7+8)/10 = 1.5$) [5]。DIII-D では、磁気揺動の位相差および振幅のポロ

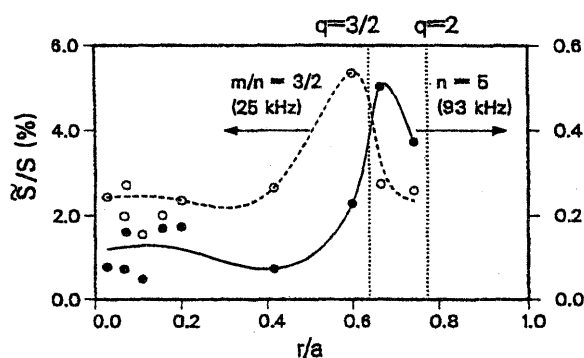


Fig. 15 Radial profile of normalized soft X-ray fluctuation amplitude for a 25 kHz, $m/n = 3/2$ mode and a 93 kHz, $n = 5$ mode in a double-null divertor discharge with $B_t = 1.0$ T, $I_p = 0.9$ MA, $P_{\text{NBI}} = 15.6$ MW and $\bar{n}_e = 4.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ in DIII-D [5]. The location of the $q = 3/2$ and $q = 2$ surfaces are also shown. The radial structure of the 93 kHz mode is consistent with an $n = 5$, $m = 7\text{--}8$ TAE.

イダル方向の分布と TAE の理論的なモデルとの比較も試みている[55].

3.5 閉じ込めへの影響

アルヴェン固有モードの発生に伴う閉じ込めへの影響は、中性子発生率の低下に現れる高速イオンの異常輸送、プラズマの蓄積エネルギー、電子温度などの飽和として多くの装置で観測されている。

NBI を用いて TAE を最初に観測した TFTR の場合においては、Fig. 16 に示すように、バースト的に発生する TAE に同期して中性子発生率が最大 7 % 低下し、ビームイオンの中心部からの異常輸送を初めて確認した[4]。この異常輸送により、高速イオン粒子数が飽和している。DIII-D では、モードの振幅にほぼ比例して中性子発生率の低下率は増加し、約 40 % に達している。ビームパワーの損失は、入射パワーの最大約 70 % に及ぶと評価している。また、TAE とフィッシュボーン不安定性が同時に発生した場合には、フィッシュボーン不安定性だけが発生した場合に比べて、高速イオンの損失は 1.5~2 倍増大することがわかっている[56]。DIII-D では、BAE や周波数が $1/2$ 程度に低下するモードによっても TAE と同程度の中性子発生率の低下を観測している。JT-60U において、N-NBI によって励起されるフィッシュボーン不安定性的なバーストに同期して 2~3 % の中性子発生率の低下を観測しているが、TAE の発生に伴う中性子発生率の低下はほとんど見られない[19]。高速イオンのベータ値がさらに上がり、振幅の大きな TAE が発生した場合、DIII-D のように大きな高速

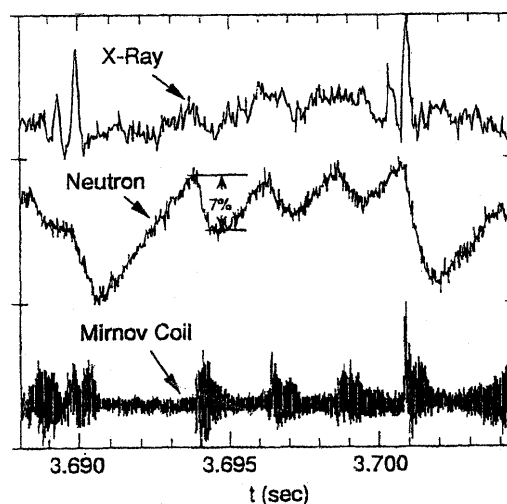


Fig. 16 Correlation between Mirnov-coil signal (bottom trace), total neutron emission rate (middle trace) and soft X-ray emission (top trace) from the plasma in TFTR [4]. The vertical scale is linear with zero suppressed. Spikes in the soft X-ray emission at 3.69 s and 3.701 s are due to sawtooth crashes. Sawtooth-like drops in the neutron emission rate between the sawtooth crashes are correlated with TAE bursts.

イオン損失を起こすのかどうか今後注意深く見ていく必要がある。

JT-60U の ICRF 加熱では、Fig. 17 に示すように、TAE の特性により高速イオンの輸送に及ぼす影響が異なることを明らかにしている。プラズマ電流が十分にしみ込まない放電の前半で ICRF 加熱を行うと、トロイダルモード数が低い TAE が $q = 1$ 面の外側のギャップで発生するが、中性子発生率 (3 MeV 以上のプロトンとプラズマ中に不純物として存在するボロンとの核反応 $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ で発生) は上昇を続ける (Fig. 17(a))。一方、放電の後半で ICRF 加熱を行った場合には、 $q = 1$ 面が拡大し、トロイダルモード数が比較的高い TAE が $q = 1$ 面の内側のギャップで発生するようになる。その場合、Fig. 17 (b) に示すように中性子発生率が約 $1/2$ に低下し、高速イオンの大きな損失を起こしていることがわかる[24]。MeV 領域のイオンの損失は 60~70 % に達する[21]。高速イオンの損失に伴い、蓄積エネルギーおよび電子温度が飽和あるいは減少している。周波数のわずかに異なった多くのモードが同時に発生して、小半径方向に重なり合っているため、TAE による高速イオン輸送への影響が大きくなるのではないかと考えられている。Fig. 17 (b) で 9.6 秒で鋸歯状振動が起こった後に上昇を始めた中性子発生率が減少しているが、この減少は、 $q =$

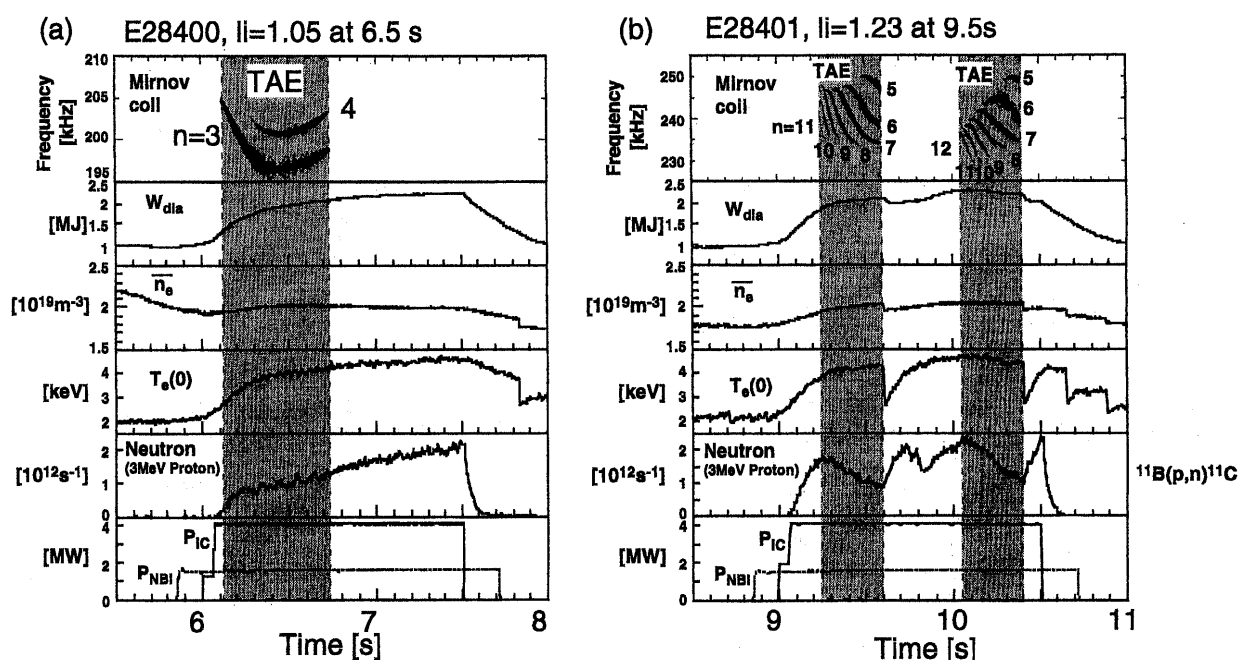


Fig. 17 The ICRF-heated JT-60U discharges with (a) low- n TAEs outside the $q = 1$ surface and (b) high- n multiple TAEs inside $q = 1$ surface [26]. Both discharges have almost the same plasma conditions except for the start of the ICRF and NBI pulses.

1面のギャップで励起されるEAEによるものであることもわかっている[24, 57].

TFTRのICRF加熱では、第一壁に設置した損失イオン検出器を用いて、励起されるTAEによる高速イオンの損失を測定し、モードの振幅に比例し損失率が增大することを示した。また、TAEにより高速イオンのリップル捕捉を増大させた結果、ステンレス製の真空容器の一部に高速イオンが当たり、真空容器に損傷を与えるに至った。TFTRにおいて高速 α 粒子によるTAEを観測したが、磁場揺動の振幅が小さいため($\delta B/B \sim 10^{-5}$)、 α 粒子の異常損失は観測されていない[8]。しかし、ビームイオンによって不安定化された運動論的バルーニングモードによる α 粒子の異常損失が検出されている[58]。

3.6 まとめと今後の課題

これまで述べてきたように、ここ約10年間に行われた実験的および理論的研究により、アルヴェン固有モードについての理解が大幅に進んだ。安定性/しきいベータ値については、新しい減衰機構が見出され、それによる減衰率が評価された結果、実験と理論がかなりよく合うようになってきた。しかし、安定性は平衡配位、モードの構造に強く依存するので、広いパラメータ範囲で安定性解析を進めていく必要がある。トカマクプラズマの

定常化は、高い自発電流率による負磁気シアあるいは低磁気シアの領域で行われると考えられている。アルヴェン固有モードの安定性は安全係数分布に特に敏感であることから、これらの領域で安定性に関するデータの蓄積が必要である。Fig. 14に示したTFTRの測定のように、マイクロ波反射計を用いた密度揺動の測定が行われるようになり、精度の高いモード構造の測定が可能になってきた。プラズマ内部でのモードの構造を調べることは、モードの同定のみならず、実験と理論とのより詳細な比較を進めるうえで極めて重要である。また、高速イオンの損失を評価するうえでも不可欠である。高速イオンとアルヴェン固有モードとの相互作用により、モードの構造および振幅が変化し、また、高速イオン速度分布および圧力分布があわせて変化する。そのため、実験と理論の比較をするうえで、これらの非線形現象を取り入れた理論および計算コードの開発が期待されている。このような理論および計算コード開発は、ITERにおける予測精度を上げるうえでも必要とされている[52]。これまでの実験において、アルヴェン固有モードの励起に伴い、高速イオンが損失することを確認したことは重要なことといえる。どの程度の高速イオンがどこへ逃げるのか、実験的に詳細に調べることが必要である。トカマク型の核融合炉においては、MeV領域のNBIは、電流駆動法

の有力な候補の一つと考えられている。高速イオンの大きな損失に至らなくても、アルヴェン固有モードの発生によってピッチ角散乱を受けただけで電流駆動効率の低下につながる恐れがあるので、これらについても評価していく必要がある。また、ITERにおいては、高速 α 粒子による高トロイダルモード数($n > 10$)を持つTAEの励起の可能性が指摘されている。自己点火に重大な影響を及ぼすような α 粒子の損失は起きないであろうと考えられているが、上記のような理論および計算コード開発を含め、さらに検討が必要である[52, 59]。

本稿では、トカマクにおけるアルヴェン固有モードの主要な実験結果をその解釈あるいは理論との比較を加えながら述べた。しかし、多様なアルヴェン固有モードの特性を述べるには不十分であろう。最近、文献[60]にこれまでのアルヴェン固有モードの実験研究の流れが詳細に解説されているので参照していただきたい。

謝辞

本稿をまとめるにあたり、核融合科学研究所の東井和夫博士、京都大学の若谷誠宏博士、福山 淳博士、茨城大学の三枝幹雄博士、日本原子力研究所の飛田健次博士、小関隆久博士に貴重な助言をいただき、また多くの議論をしていただきました。ここに感謝いたします。

参考文献

- [1] C.Z. Cheng and M.S. Chance, Phys. Fluids **29**, 3695 (1986).
- [2] G.Y. Fu and J.W. VanDam, Phys. Fluids B **2**, 1949 (1989).
- [3] D.J. Sigmar *et al.*, Rep. PFC/JA-89-58, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (1989).
- [4] K.L. Wong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 1874 (1991).
- [5] W.W. Heidbrink *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1635 (1991).
- [6] H. Kimura *et al.*, Phys. Lett. **199A**, 86 (1995).
- [7] A. Fasoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 645 (1995).
- [8] R. Nazikian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2976 (1997).
- [9] 若谷誠宏：核融合研究 **68**, 368 (1992).
- [10] 若谷誠宏：プラズマ・核融合学会誌 **71**, 299 (1995).
- [11] 安積正史：プラズマ・核融合学会誌 **71**, 411 (1995).
- [12] 福山 淳：プラズマ・核融合学会誌 **72**, 415 (1996).
- [13] R.J. Fonck *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 3487 (1990).
- [14] K. McGuire *et al.*, Phys. Rev. Lett. **50**, 891 (1983).
- [15] A.D. Turnbull *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 2546 (1993).
- [16] E.J. Strait *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 1849 (1993).
- [17] L. Chen, Proc. Joint Varenna-Lausanne Int. Workshop, Chexbres, 1988, Editrice Compositori, Bologna (1989) p.327.
- [18] H. Biglari and L. Chen, Phys. Rev. Lett. **67**, 3681 (1991).
- [19] Y. Kusama *et al.*, Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf. Yokohama, Japan, October 1998, IAEA-FI-CN-69/EX8/6, submitted to Nucl. Fusion.
- [20] Y. Kusama and the JT-60 Team, to be published in Phys. Plasmas.
- [21] 木村晴行 他：プラズマ・核融合学会誌 **71**, 1147 (1995).
- [22] K.L. Wong *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 879 (1994).
- [23] M. Saigusa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 295 (1995).
- [24] M. Saigusa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 1647 (1998).
- [25] C.Z. Cheng, Phys. Report **1**, 211 (1992).
- [26] E. Fredrikson *et al.*, Proc. 15th Int. Conf. Plasma Phys. Nucl. Fusion Research, Seville, Spain, 1994 (Vienna, IAEA 1996) Vol. I p.275.
- [27] R.J. Hawryluk, Phys. Plasmas **5**, 1577 (1998).
- [28] R. Betti and J.P. Freidberg, Phys. Fluids B **4**, 1465 (1992).
- [29] R.R. Mett and S.M. Mahajan, Phys. Fluids B **4**, 2885 (1992).
- [30] G.Y. Fu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2336 (1995).
- [31] G.Y. Fu *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 4036 (1996).
- [32] R. Nazikian and E. Mazzucato, Rev. Sci. Instrum. **66**, 392 (1995).
- [33] The JET Team (presented by M.L. Watkins), Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf. Yokohama, Japan, October 1998, IAEA-FI-CN-69/OV1/2.
- [34] The JET Team (presented by P.R. Thomas), Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf. Yokohama, Japan, October 1998, IAEA-FI-CN-69/EX1/1.
- [35] R.L. Dewar *et al.*, Phys. Fluids **17**, 930 (1974).
- [36] R. Betti and J.P. Freidberg, Phys. Fluids B **3**, 1865 (1991).
- [37] K.L. Wong *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 2122 (1992).
- [38] G.J. Kramer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2594 (1998).
- [39] M.S. Chu *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 3713 (1992).
- [40] W.W. Heidbrink *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 855 (1993).
- [41] G.Y. Fu and C.Z. Cheng, Phys. Fluids B **2**, 958 (1990).
- [42] D.A. Spong *et al.*, Fusion Technol. **18**, 496 (1990).
- [43] Y. Kusama *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 1215 (1998).
- [44] W.W. Heidbrink, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 937 (1995).

- [45] S.T. Tsai and L. Chen, *Phys. Fluids B* **5**, 3284 (1993).
- [46] J.R. Wilson *et al.*, *Proc. 14th Int. Conf. Plasma Phys. Nucl. Fusion Research*, Würzburg, Germany, 1992 (Vienna, IAEA 1993) Vol. I p.661.
- [47] F. Zonca and L. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 592 (1992).
- [48] M.N. Rosenbruth *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 596 (1992).
- [49] H.L. Berk *et al.*, *Phys. Fluids B* **4**, 1806 (1992).
- [50] T. Ozeki *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, A371 (1997).
- [51] H. Kumira *et al.*, *Proc. the 16th Int. Conf. Fusion Energy*, Montréal, Canada, 1996 (IAEA, Vienna, 1997) Vol. 3, p.295.
- [52] 特集／ITER 設計報告, プラズマ・核融合学会誌 **73**, Suppl. (1997).
- [53] M. Saigusa *et al.*, *Nucl. Fusion* **37**, 1559 (1997).
- [54] B.C. Stratton *et al.*, *Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf.* Yokohama, Japan, October 1998, IAEA-F1-CN-69/OV4/2.
- [55] W.W. Heidbrink *et al.*, *Nucl. Fusion* **37**, 1411 (1997).
- [56] H.H. Duong *et al.*, *Nucl. Fusion* **33**, 749 (1993).
- [57] Y. Kusama *et al.*, *24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Berchtesgaden, 9th-13th June 1997, Vol. **21A** Part II, p.513.
- [58] Z. Chang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1071 (1996).
- [59] S. Putvinski *et al.*, *Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf.* Yokohama, Japan, October 1998, IAEA-CN-69/ITERP1/10.
- [60] K.L. Wong, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, R1-R56 (1999).