

解説

誰にでもわかる TAE

—アルヴェン固有モードはなぜ注目される?—

福 山 淳

(岡山大学工学部)

(1996年 3 月25日受理)

Introduction to TAE

—Origin and Influence of the Alfvén Eigenmode—

FUKUYAMA Atsushi

Faculty of Engineering, Okayama University, Okayama 700, Japan

(Received 25 March 1996)

Abstract

Introductory reviews of the toroidicity-induced Alfvén eigenmode (TAE) are presented. The behaviors of the Alfvén waves in a uniform plasma, the Alfvén eigenmodes in a cylindrical plasma and the TAE in a toroidal plasma are explained in an elementary manner. The destabilizing mechanism due to α particles and various stabilizing mechanisms are described. Recent experimental and theoretical studies on TAE are briefly summarized.

Keywords:

Alfvén wave, toroidicity-induced Alfvén eigenmode, alpha particle, tokamak

S: このごろ、プラズマ核融合の分野で TAE という言葉をよく目にするのですが、一口に言って何なのか。

T: 一口で言ってしまえば、トロイダル・アルヴェン固有モード (Toroidicity-Induced Alfvén Eigenmode) なのだけれど、それでは答えになっていないだろうね。最近話題になる機会が増えたのは、核融合反応によって生じた α 粒子の数が増えてくると、TAE が励起されて、それが α 粒子の損失を増やしてしまう可能性があるからだ。

S: α 粒子の損失が増えると、プラズマの加熱が減って、エネルギー増倍率 Q が下がったり、自己点火がむずかしくなるわけですね。そんなに大変なことが起きるなら、なぜ最近になって注目されるようになったのですか。

T: TAE という言葉が最初に使われたのが1984年[1]、高速イオンによってアルヴェン波が不安定になることが理論的に示されたのは、もっと古くて1975年[2]なのだけれど、その2つが結び付けて考えられるようになったのは、1989年頃[3,4]からだ。何と言っても α 粒子が出てこないと起こらないので、なかなか確かめにくいね。

S: それにトロイダル・アルヴェン固有モードと言われても、さっぱりイメージがつかめないという面もあるのじゃないですか。

T: そうかも知れないね。いい機会だから、アルヴェン固有モードとは何か、トロイダル効果によってどう変わるか、 α 粒子はなぜ TAE を不安定にするか、そして TAE によって何が起こるかを順に説明してみよう。

1 アルヴェン固有モード

T: まず, 静磁界中の均一なプラズマを考えると, アルヴェン波には2つのモードがあるのは覚えているかい.

S: そらきた. そのくらいは調べておいたんですよ. ねじれアルヴェン波 (Shear Alfvén wave) と圧縮性アルヴェン波 (Compressional Alfvén wave) です. Fig. 1 のように, ねじれアルヴェン波(a)の方は, ハープの弦のように並んでいる磁力線が弦の面, つまり波が伝わる方向に対して垂直に揺れるのに対して, 圧縮性アルヴェン波(b)の方は弦と同じ面内で磁力線が揺れるのです.

T: その通り, (b)の方は磁力線の密度が変化するので, 磁力線を揺らすのに大きな力がある.

S: だから圧縮性アルヴェン波の方が周波数が高いんですね.

T: ねじれアルヴェン波の方は, 隣の磁力線とは関係なしに揺れることができるので, ハープの弦と全く同じで, 磁力線方向の波長が決まると, 周波数が決まる. 式で書くと, 波の角周波数 ω と磁力線方向の波数 k_{\parallel} の間にはアルヴェン共鳴

$$\omega = k_{\parallel} v_A \quad (1)$$

の関係が成り立つのは知っているね.

S: v_A はアルヴェン速度 $B/\sqrt{\mu_0 n_i m_i}$ ですね. (μ_0 : 真空

中の透磁率, n_i : イオン密度, m_i : イオン質量, B : 静磁界の磁束密度)

T: 注目しないといけないのは, ねじれアルヴェン波である限り, 磁力線に垂直な方向の波数 k_{\perp} とは関係なしに, アルヴェン共鳴が起こることだ. このことは不均一なプラズマで重要になってくる. 不均一なプラズマの話になる前に, 均一だけれど有限の大きさのプラズマを考えてみよう. 簡単な例が, Fig. 2 (a)に示すような静磁界方向に軸をもつ半径 a の円柱プラズマだ. 回りが半径 b の導体壁でおおわれていると考えると.

S: 導体表面では電界の接線成分が0になるので, Fig. 2 (b)のような固有モードがたつ訳ですね.

T: その通り, 圧縮性アルヴェン波の分散関係は

$$\omega^2 = (k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2) v_A^2 \quad (2)$$

だから, プラズマ密度が $v_A^2 < \omega^2/k_{\parallel}^2$ を満たすほど高ければ,

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel}^2 \sim \left(\frac{2l+1}{2}\right)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{m^2}{a^2} \quad (3)$$

となって, 整数 l 毎に固有モードがたつ. m というのは θ 方向のモード番号だけどね. おもしろいのは $m = \pm 1$ の場合にもう一つモードがたつことだ.

S: 別の固有モードがあるのですか.

T: プラズマと真空という2種類の媒質があるからだけ

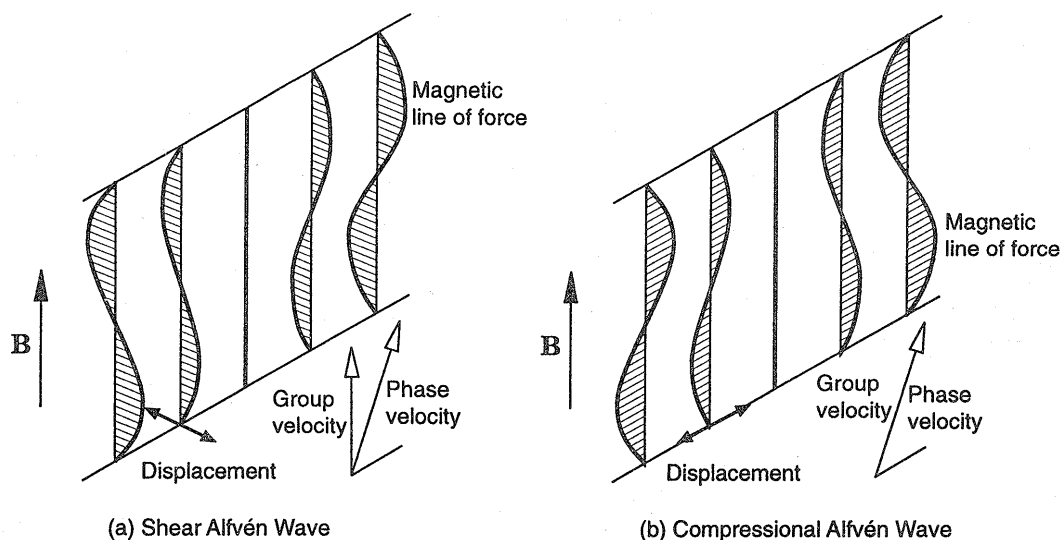


Fig. 1 Displacement of the magnetic line of force by Alfvén waves. (a) Shear Alfvén wave, (b) Compressional Alfvén wave.

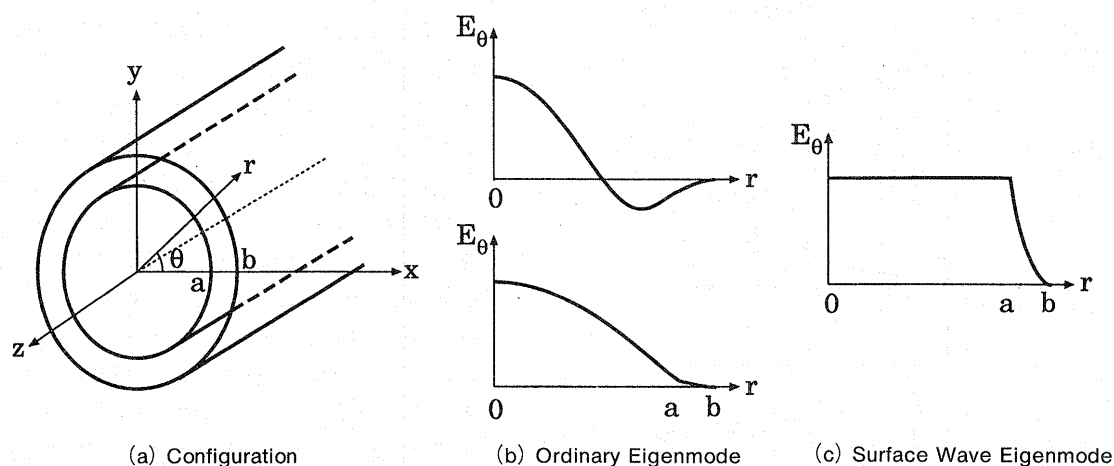


Fig. 2 Compressional Alfvén eigenmodes in a cylindrical plasma. (a) Configuration, (b) Body wave eigenmodes, (c) Surface wave eigenmode ($m=1$).

ど, Fig. 2(c)のような固有モードが存在できる。

S: 境界面に局在する表面波モード (Surface mode) ですね。あまり局在してはいないですけど。

T: 円柱プラズマの場合には, $m = \pm 1$ の場合に, $E_\theta = \text{一定}$ という解と $E_\theta \propto 1/r^2$ という解が存在する。 $r = a$ の境界面で, この2つの解がうまくつながると, 表面波モードがたつんだ。

S: 表面波モードも圧縮性アルヴェン波ですよ。ねじれアルヴェン波はどうなったんですか。

T: ねじれアルヴェン波は, 分散式(1)からわかるように, k_\parallel を決めてしまうと, $v_A = \omega/k_\parallel$ を満たす密度でしか, 波は存在できない。だからプラズマ中でのアルヴェン速度が ω/k_\parallel より大きくても, $r=a$ の境界で密度が急に0になるなら, ねじれアルヴェン波はたたないはずだ。

S: でもプラズマ境界で密度勾配が無限大になることは, あり得ないですね。

T: もちろん現実にはその通りだ。だから不均一プラズマではねじれアルヴェン波が重要になってくる。

2 GAE モード

S: プラズマの密度が不均一だと, ある半径でアルヴェン共鳴になって, そこでねじれアルヴェン波がたつわけですね。

T: 実際には圧縮性アルヴェン波と結合するのだけれど, そこは天岸先生の解説[5]にしたがって説明してみよう。アルヴェン波の話をするときには, 普通, 波の周波数(ω)がイオンサイクロトロン周波数(ω_{ci})

より十分小さいと考える。もし ω/ω_{ci} に比例する項を残すと, アルヴェン波の遮断点 ($k_\perp = 0$) とアルヴェン共鳴 ($k_\perp = \infty$) が

圧縮性アルヴェン波の遮断点:

$$\omega^2 = k_\parallel^2 v_A^2 \left(1 + \frac{\omega}{\omega_{ci}}\right) \quad (4)$$

ねじれアルヴェン波の遮断点:

$$\omega^2 = k_\parallel^2 v_A^2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}}\right) \quad (5)$$

アルヴェン共鳴:

$$\omega^2 = k_\parallel^2 v_A^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}\right) \quad (6)$$

というふうに, 少しずつずれるんだ。

S: えーと, 密度の高い方から, 圧縮性アルヴェン波, アルヴェン共鳴, ねじれアルヴェン波とならぶわけですね。

T: だから k_\perp^2 を半径の関数として表すと, Fig. 3 のようになる。

S: ということは $0 < r < r_C$ には圧縮性アルヴェン波が, そして $r_A < r < r_S$ にはねじれアルヴェン波が伝播できることになりますね。

T: プラズマ中心部にたった圧縮性アルヴェン波は, r_C から外にしみ出して, アルヴェン共鳴で吸収されることになる。

S: どうしてアルヴェン共鳴では吸収がおきるのですか。

T: k_\perp が大きくなるにつれて, 静電波の性質が強くなるので, 磁力線方向の電界 E_\parallel が大きくなる。そして少しでもクーロン衝突やランダウ減衰があれば,

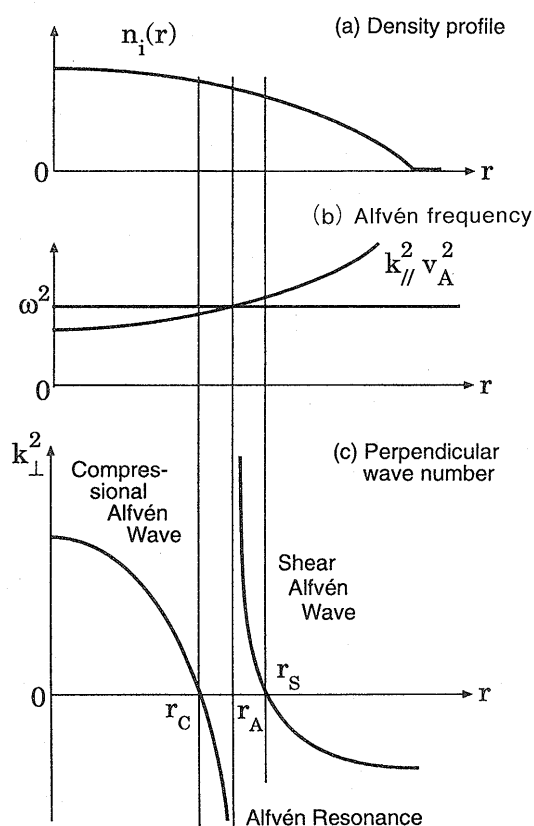


Fig.3 Dispersion relation of the Alfvén waves in an inhomogeneous cylindrical plasma. (a) Density profile, (b) Alfvén frequency, (c) Perpendicular wave number.

すべて吸収されてしまう。もしねじれアルヴェン波にモード変換しても、遮断点で反射されるから、波の行き場がないわけだ。

S: でも k_{\perp} は本当に無限大になるのですか。

T: むむ。 k_{\perp} が大きくなった場合を説明しようとする、電子の質量やイオンの有限サイクロトロン半径効果を取り入れないといけない。実際には、分散曲線が Fig. 4 のようになって、表面静電波 (Surface electrostatic wave) か、運動論的アルヴェン波 (Kinetic Alfvén wave) へのモード変換がおきることになる。トカマクの場合には、低 β ($\beta \equiv 2\mu_0 p/B^2$) であるといっても、質量比 m_e/m_i よりは大いのが普通だから、運動論的アルヴェン波になるのだけれどね。しかし、いずれはクーロン衝突、ランダウ減衰、 k_{\perp} が大きくなると TTMP (走行時間磁気ポンプ) 減衰も効いて、すべて吸収されることには変わりはない。

S: そういうことですか。ということは、不均一プラズマでは、ねじれアルヴェン波の固有モードはたたないのですか。

T: いいや、ねじれアルヴェン波固有モードは存在するけれども、その減衰率が非常に大きいということだ。励起しにくいというべきだね。圧縮性アルヴェン波の固有モードとして考えると、右端が完全吸収端になったのと同じで、どんな波数の波であっても、す

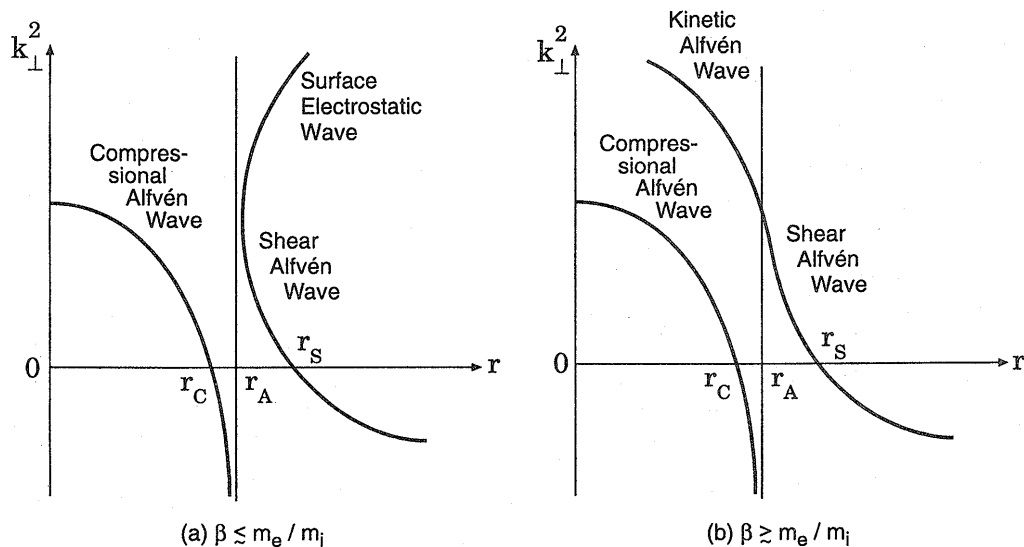


Fig.4 Mode conversion of the shear Alfvén waves near the Alfvén resonance. (a) $\beta \leq m_e/m_i$, (b) $\beta \geq m_e/m_i$.

べて固有モードになってしまう。だからアルヴェン共鳴のことを、連続スペクトル (Continuum spectrum), そこでの吸収のことを連続減衰 (Continuum damping) とよぶ場合がある。専門家にしかわかりにくい表現だけれどもね。

S: 結局, ねじれアルヴェン波固有モードは励起されにくいのですか。

T: そこが面白いところだ。Fig. 3 (b)で周波数を下げていくとどうなる?

S: 周波数を下げていくと, まず圧縮性アルヴェン波の遮断点がなくなりますね。それからアルヴェン共鳴もプラズマからなくなる……

T: Fig. 5 (a)のように遮断点が残っているのだから, ねじれアルヴェン波はまだ伝播できる。

S: だから, アルヴェン共鳴の影響を受けない, ねじれアルヴェン波固有モードが存在できるのですね。

T: 実際には, ω/ω_{ci} の効果だけでなく, アルヴェン速度の空間不均一の効果等によっても, 同じようにアルヴェン共鳴点とねじれアルヴェン波の遮断点のずれが生じ, ねじれアルヴェン波固有モードが存在できる。そして, $-k_{\perp}^2$ はそれほど大きくなりえないの

で, Fig. 5 (b)のようにプラズマ全体に広がった固有モードになることが多い。そのために大域的アルヴェン固有モード (Global Alfvén Eigenmode: GAE) あるいは離散的アルヴェン固有モード (Discrete Alfvén Eigenmode: DAE) とよばれているよ。

S: 固有モードというのは, 大抵 Global で Discrete なのに, おかしな呼び名ですね。

T: モードを最初に見つけた人の呼び方に従うのが慣例だからね。

3. TAE モード

S: ではトカマクではどんなアルヴェン固有モードがあるのですか。

T: 円柱プラズマと異なる点が2つある。磁力線方向の波数 k_{\parallel} が半径によって変化することと, 同じ半径でもトーラスの内側と外側で磁界が変化することだ。ポロイダル磁界効果とトロイダル効果と言ってもいいだろうね。

S: k_{\parallel} はというと, θ と ϕ をポロイダル角とトロイダル角として,

$$k_{\parallel m} = \frac{k_{\theta} B_{\theta} + k_{\phi} B_{\phi}}{B} = \frac{m}{r} \frac{B_{\theta}}{B} + \frac{n}{R} \frac{B_{\phi}}{B} \sim \frac{1}{R} \left(n + \frac{m}{q} \right) \quad (7)$$

(n はトロイダル方向のモード番号, R はトーラスの主半径, q は安全係数 rB_{ϕ}/RB_{θ}) 半径とともに安全係数が変化すると, $k_{\parallel m}$ が変化しますね。

T: トロイダル効果の方はもう少し複雑だね。磁界がトーラスの内側と外側で異なるということは, 電磁界に対する媒質の応答を表している誘電率が $\cos\theta$ というポロイダル角依存性をもつことになる。言い換えると, $e^{\pm i\theta}$ の依存性をもつことだから, ポロイダルモード番号 m の波は $m \pm 1$ の波と結合することになる。簡単な分散式で表現してみよう。トロイダル効果がないときには

$$k_{\parallel m}^2 - \frac{\omega^2}{v_A^2} = 0 \quad (8)$$

であったアルヴェン共鳴条件が, トロイダル効果を入れて m と $m+1$ のモードの結合を考えると, $\epsilon \equiv r/R$ として $1/v_A^2 \propto 1/B^2 \sim (1+2\epsilon \cos\theta)/B_0^2$ だから

$$\begin{vmatrix} k_{\parallel m}^2 - \frac{\omega^2}{v_A^2} & -\epsilon \frac{\omega^2}{v_A^2} \\ -\epsilon \frac{\omega^2}{v_A^2} & k_{\parallel m+1}^2 - \frac{\omega^2}{v_A^2} \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

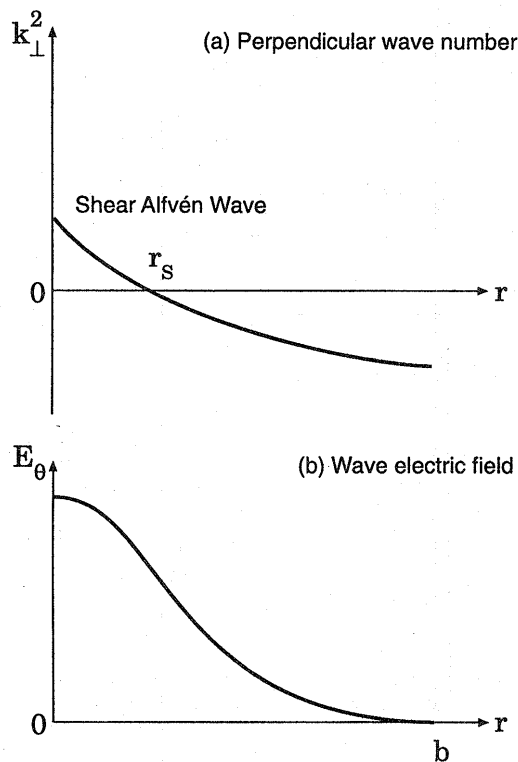


Fig. 5 Profile of the global Alfvén eigenmode (GAE). (a) Dispersion relation, (b) Poloidal electric field.

となる。

S: ω^2 についての2次方程式として解いてみると

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{k_{\parallel m}^2 + k_{\parallel m+1}^2 \pm \sqrt{(k_{\parallel m}^2 - k_{\parallel m+1}^2)^2 + 4\epsilon^2 k_{\parallel m}^2 k_{\parallel m+1}^2}}{2(1 - \epsilon^2)} \quad (10)$$

になりますね。判別式は正だから、 q を決めてやると(7)式から $k_{\parallel m}$ と $k_{\parallel m+1}$ が決まって、必ず共鳴周波数があるということですね。

T: 逆に周波数の方から考えると、Fig. 6のように、ある周波数範囲ではアルヴェン共鳴がなくなってしまうことになる。

S: Fig. 6 のように $k_{\parallel m}^2 = k_{\parallel m+1}^2$ となることはあるのですか。

T: k_{\parallel} の2乗になっているところがミソでね。 $k_{\parallel m} = -k_{\parallel m+1}$ すなわち

$$q = -\frac{m + \frac{1}{2}}{n} \quad (11)$$

ならば、いいわけだ。例えば $n=1$, $m=-2$ なら $q=3/2$ で成り立つだろう。

S: でもどうして $q = -(m+1/2)/n$ の近くではアルヴェン共鳴がおこらないのですか。

T: アナロジーだけれども、メビウスの帯を考えてみよう。1枚の帯を $m+1/2$ 回ひねって、輪にしてみると。

S: 帯の表と裏の区別がなくなりますね。

T: ということは、プラズマの変位が正なのか、負なのか、わからなくなるのと同じだ。

S: プラズマはどちらに動けばよいのかわからなくて、動けない訳ですね。

T: ポロイダル方向とトロイダル方向の対応は逆だけれどもね、また、周期的な結晶格子中の電子の運動に禁制帯が現れることに対応させて考えてもいい。

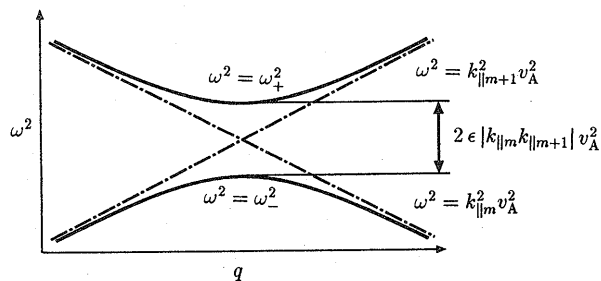


Fig. 6 Toroidal effect on the Alfvén resonance frequency.

S: トロイダル効果でアルヴェン共鳴がなくなる周波数帯があるのはわかりました。それと TAE とは、どういう関係なのですか。

T: TAE の場合には、磁気シアによる $k_{\parallel m}$ の空間変化を考慮に入れると、Fig. 7 の灰色の領域でねじれ

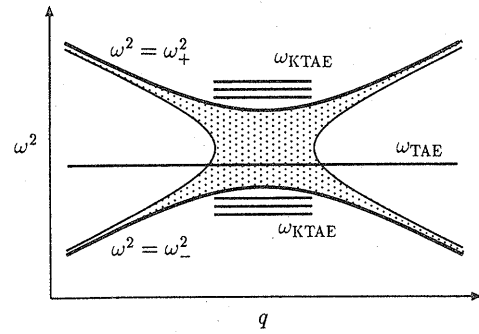


Fig. 7 Mode structure of the toroidal Alfvén eigenmodes (TAE) near the frequency gap.

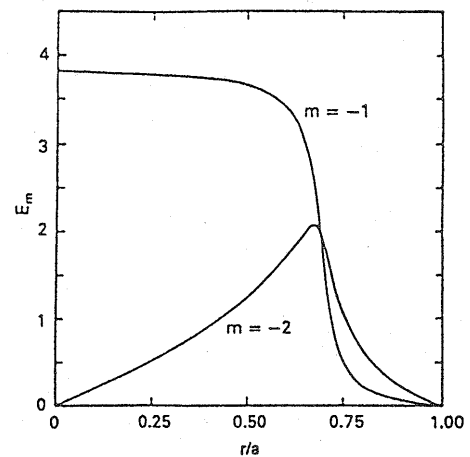
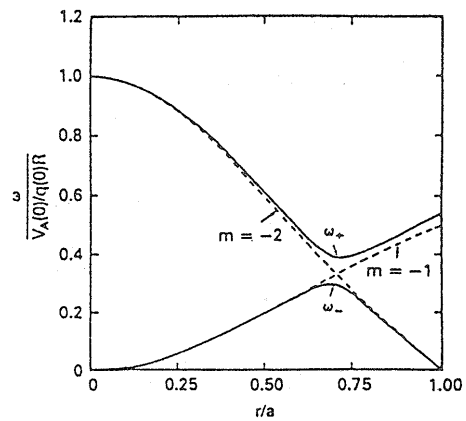


Fig. 8 Dispersion relation and radial structure of E_{θ} for the TAE with $n=1$ [3].

アルヴェンが伝播できるようになるんだ。

S：その部分に支えられて、周波数ギャップの間にねじれアルヴェン波の固有モードがたつ訳ですね。

T：それがトロイダル・アルヴェン固有モード、TAEだ。それから、Fig. 4(b)で示したように、ねじれアルヴェン波はアルヴェン共鳴を越えると運動論的アルヴェン波にモード変換することを思い出してごらん。周波数ギャップの少し上と少し下に、運動論的アルヴェン波の固有モード (Kinetic TAE: KTAE) のたつことがわかるはずだ。Fig. 8に TAE の計算例を示しておこう [3]。簡単のために、密度は一定、 $q(r) = 1 + (r/a)^2$ と仮定している。(a)は $n = 1$ モードのアルヴェン共鳴周波数、(b)は $m = -1$ と $m = -2$ のモードの電界の径方向分布を示している。 $m = -2$ のモードは、周波数ギャップの近くに局在しているが、 $m = -1$ のモードは表面波の場合と同じように、周波数ギャップの内側で一定になっている。

4 高速イオンによる不安定化

S：トロイダル効果があると、アルヴェン共鳴が存在しない周波数ギャップが現れて、そのギャップ内になつ固有モード (TAE) は減衰が弱いので、励起されやすいということですね。でも圧縮性アルヴェン波の固有モードや GAE もあるのに、なぜ TAE が特に問題になるわけですか。

T：結論から言うと、周波数が低いからだ。それを説明するためには、高速イオンによる不安定化の機構を考えなくては行けない。過渡的な場合と定常的な場合を分けて考えた方がよいだろう。核融合反応によって α 粒子が生成され始めた時に、速度分布関数はどんな形になるかね。

S：粒子のもつエネルギー 3.5 MeV で決まる速度 $v_\alpha \sim 1.30 \times 10^7$ m/s 付近に山ができますね。

T：ねじれアルヴェン波固有モードの磁力線方向の位相速度は、常にほぼ v_A だから……

S： v_α が v_A よりも大きければ、速度分布の勾配が正になって不安定になりますね。イオン密度は 10^{20} m^{-3} を単位にして、磁束密度は T を単位にして表すと、

$$v_A \sim 2.18 \times 10^6 \frac{B}{\sqrt{n_{20} A_1}} [\text{m/s}] \quad (12)$$

ですから、重水素と 3 重水素の混合プラズマを考えてイオンの質量数 A_1 を 2.5 とすると、 $B = 6 \text{ T}$ ならイオン密度が $0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上の場合に、TAE が励起される可能性がでてきますね。

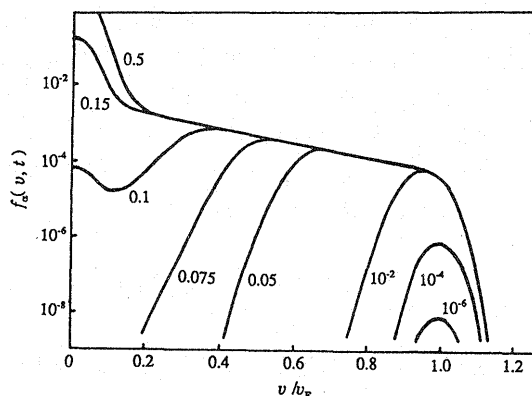


Fig. 9 Time evolution of the velocity distribution of the α particles [6].

T：高速イオンが生成され始めてしばらくは、速度分布の勾配が正の領域があるけれど、Fig. 9 のようにだんだん減速していくので、減速時間

$$\tau_s \sim 0.45 \frac{(T_e/10 \text{ keV})^{3/2}}{n_{20}} \frac{A_1}{Z_1^2} [\text{s}] \quad (13)$$

程度で、速度分布は単調減少関数になってしまう。

S：過渡的にしか不安定にならない訳ですね。

T：もし α 粒子の損失が非常に大きくて、熱速度程度に減速されるまでに逃げてしまうなら、速度分布の正勾配が維持されるけれども、そんなに閉じ込めが悪いのは問題外だしね。

定常状態で TAE が不安定になるためには、もう一つ、反磁性ドリフト周波数が波の周波数よりも高いという条件を満たさなくてはならない。

$$\omega_{* \alpha} \equiv \frac{m}{r} \frac{T_\alpha}{Z_\alpha e B} \frac{d \ln n_\alpha}{dr} > \eta \omega \quad (14)$$

ここで T_α は実効温度、また η はマクスウェル分布の場合に 1、高速イオンが減速して得られる定常分布の場合には約 1/2 となるパラメータで、それぞれ

$$T_\alpha \equiv \frac{2}{3 m_\alpha} \int dv \frac{1}{2} m_\alpha v^2 f_{\alpha 0} \quad (15)$$

$$\eta \equiv - \frac{1}{T_\alpha} \left. \frac{\partial \ln f_{\alpha 0}}{\partial \frac{1}{2} m_\alpha v^2} \right|_{v_1 = \omega/k_1} \quad (16)$$

で定義されている。

S：ドリフト波が不安定になる条件とよく似ていますね。

T：個々の粒子は反磁性ドリフトする訳ではないけれども、反磁性ドリフト電流に対する摂動を取り入れると、誘電率テンソルの反エルミート成分、すなわち波とプラズマの間とのエネルギーのやりとりを支配

している部分に、 $(\eta\omega - \omega_{*a})$ の因子が現れる訳だ。

S: そうすると、 α 粒子の密度勾配がある程度大きくないと不安定にならないのですね。

T: 実際には、 α 粒子の磁場勾配ドリフトの効果を取り入れた計算をしないとイケないのだけれど、結果として TAE の典型的な成長率は[7]

$$\frac{\gamma}{k_{\parallel} v_A} = \frac{\beta_a}{2k_{\parallel}^2 R^2} \left(\frac{\omega_{*a}}{\omega} - \eta \right) (1 + 2x^2 + 4x^4) e^{-x^2} \quad (17)$$

と表すことができる。ここで $x \equiv \omega / |k_{\parallel}| v_{Ta} \sim v_A / v_{Ta}$ 、 β_a は α 粒子の β 値だ。この表式から、周波数が低い程、 ω_{*a}/ω が大きくなって、不安定になりやすいことがわかるだろう。

S: 結局、 $v_a > v_A$ と $\omega_{*a}/\omega > \eta$ が成立すれば、常に TAE は不安定になるのですか。

T: いやいや、TAE には α 粒子による不安定化の他に、さまざまな安定化の機構があって、両者のバランスでモードの成長が決まっている。局所的な安定化機構としては、磁場勾配ドリフトの効果を含めた電子のランダウ減衰、捕捉電子に対する衝突減衰、イオンのランダウ減衰等がある。

S: 高温プラズマでは衝突減衰は非常に弱いのではないですか。

T: クーロン衝突によるピッチ角散乱で非捕捉電子が捕捉領域に入ると、たちまち $v_{\parallel} = 0$ となってしまうので、効果が大きいんだ。

S: 局所的でない安定化機構とはどんなものですか。

T: 1つはアルヴェン共鳴による吸収、いわゆる Continuum damping だ。本来 TAE にはアルヴェン共鳴はないはずだけれど、周辺部で密度が下がると、 v_A が大きくなり、TAE の周波数に達することがある。このような場合には、ねじれアルヴェン波の伝播領域から周辺部のアルヴェン共鳴までの距離に依存した安定化項が現れる。

S: それから?

T: もう1つは運動論的アルヴェン波へのモード変換だ。運動論的アルヴェン波の減衰がきちんと計算できれば問題ないのだが、計算がむずかしいので、モード変換したパワーをすべて減衰とみなして安定化項にする訳だ。

S: 結局、励起領域から外へ逃げていくエネルギー束のことなのですね。

T: だから放射減衰 (Radiative damping) とも呼ばれているね。

S: α 粒子による不安定化と、電子やイオンによる吸収や放射減衰による安定化とがバランスして TAE の励起/減衰が決まるのはわかりました。 α 粒子の圧力 β_a が増える程、不安定になりやすいわけですね。具体的に、例えば ITER で想定しているプラズマでは、TAE は励起されるのですか。

T: その点は今議論になっているところで、ITER 物理 R & D のテーマとして精力的に研究が進められている。現在のところ、トロイダルモード番号 n が低い TAE ($n \leq 10$) は 10^{20} m^{-3} 以上の密度で安定と考えられている[8]。しかし、 n が高くなるほど不安定になりやすいことが指摘されており[9]、短波長の高 n TAE および KTAE に適した計算コードの開発が進められているところだ[10,11]。また平衡状態の密度分布にかなり敏感であることもわかってきている。

S: 結論がでるまでには、もう少し時間がかかりそうですね。

5 実験との比較

S: 大型トカマクで TAE が観察されているようですが。

T: 中性粒子ビーム入射 (NBI) [12,13] やイオン・サイクロトロン加熱 (ICH) [14,15,16] によって高速イオンが生成されたときに、TAE の励起が報告されている。NBI や ICH によって生成されるイオンの速度は α 粒子ほど大きくないので、磁界を下げて v_A を小さくして実験する場合が多い。DIII-D で NBI に伴って励起された低 n TAE のスペクトルを Fig.10[17] に示そう。

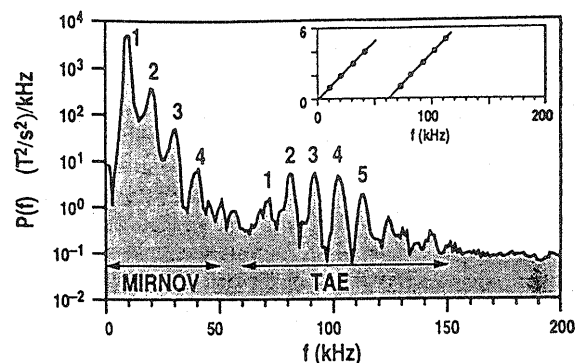


Fig. 10 Frequency spectrum of the magnetic fluctuation observed in the NBI experiment on DIII-D. Toroidal mode numbers at the spectrum peaks are indicated [17].

S: トロイダル・モード番号 n の値とともに周波数が線形的に増加しているのはどうしてですか。

T: プラズマのトロイダル回転によるドップラー・シフトの影響だ。その影響を取り除いて、(11)式を(7)式に代入して得られる理論値

$$\omega_A = k_{\parallel} v_A = \frac{v_A}{2qR} \quad (18)$$

と比べると、かなりよく一致することがわかっている。

S: TAE が現れ始めるときの高速イオンの β 値の方は、理論的予言と合っているのですか。

T: 初期の頃は、不安定化項に注目していて安定化項の評価が不十分だったために、計算されたしきい値が実験値よりも一桁ほど低いこともあったけれど、最近はかなり合ってきているようだね[18]。

次に JT-60U の ICH に伴う TAE の例を Fig.11 に示そう[15,19]。時間とともに安全係数 q の分布が変化し、それに伴って周波数が変化するとともに、少なくとも $n=13$ までのモードが次々と励起されている。

S: q がだんだん下がって行って、鋸歯状振動の崩壊 (Sawtooth crash) で終わっている訳ですね。

T: その他にも、JET では高速イオンを使わずに TAE のモード同定の実験を行っている[20]。

S: 安定な TAE を探すのですか。

T: その通り、外からアンテナで TAE 周波数帯の波を励起し、揺動磁界の振幅を測定することで、固有周波数を求めている。このような実験で、さまざまなパラメータに対する TAE 安定化の機構がはっきりすると思うね。

6 TAE の及ぼす影響

S: TAE が不安定になって成長していくと、どのよう

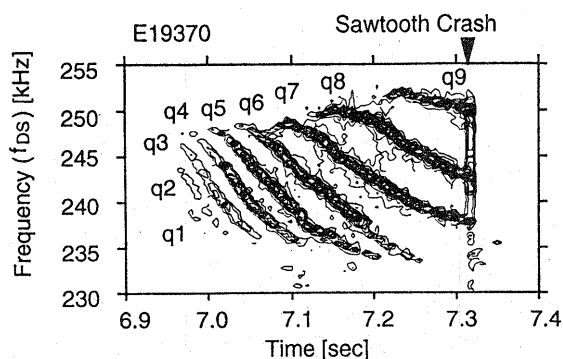


Fig.11 Time evolution of the TAE frequency spectrum observed in the ICH experiment on JT-60U [19].

なことが起こるのですか。

T: 波の振幅が大きくなってからの非線形現象は現在進行形の研究なので、結論を言うのはまだむずかしい。大きく分けて2つの考え方がある。1つはじわじわと α 粒子の損失が増加し、ある振幅で飽和して定常的な損失を引き起こすという考え方。もう1つは、あるしきい値を越えると急激に損失が増加し、一度に α 粒子が失われて TAE の振幅も一旦小さくなり、再びしきい値に達するまでゆるやかに増加して、結局は間欠的なバーストになるという考え方だ。

S: 全く違った振る舞いですね。

T: 飽和派としては、共鳴粒子が大振幅のアルヴェン波に捕捉され、分布関数が平坦になって飽和するというモデルが、多くのシミュレーションで確かめられている[21]。一方バースト派としては、飽和レベルが高いと、飽和に達するまでに複数のモードの捕捉領域が重なり合い、粒子損失の急激な増大が生じるというモデルが提案されている[22]。

S: 実験的には確かめられないのですか。

T: 残念ながら、飽和とバーストはどちらも観測されて

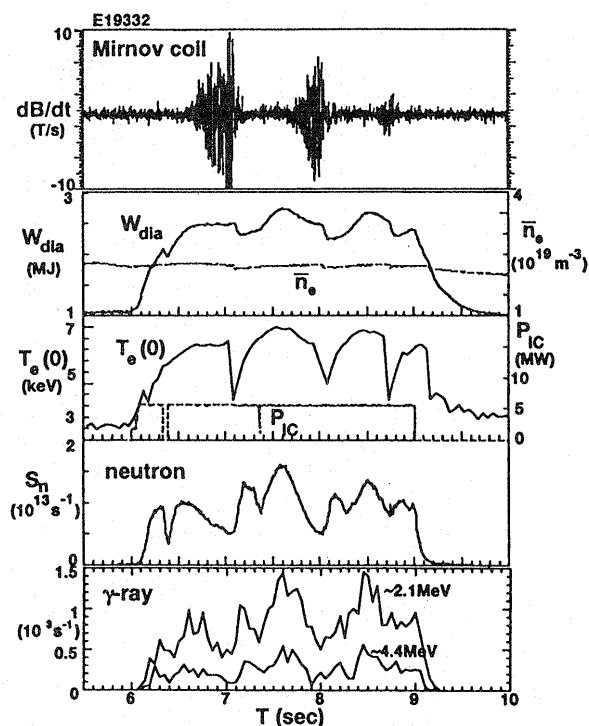


Fig.12 Time evolution of the amplitude of the magnetic fluctuation, the stored energy, the central electron temperature, the neutron emission rate and the γ -ray intensity in the ICH experiment on JT-60U [19].

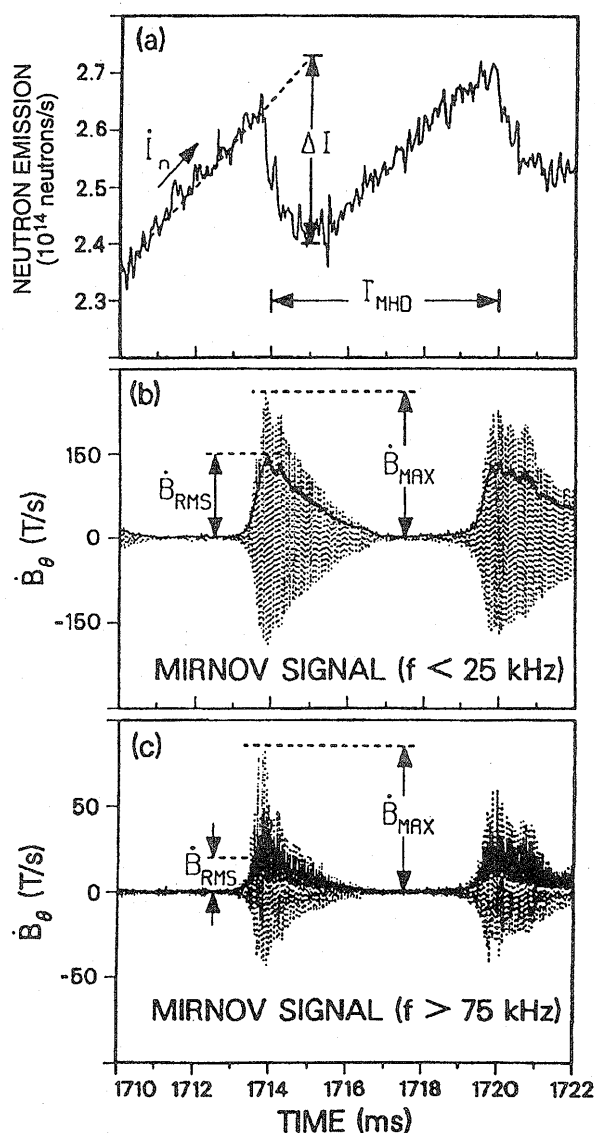


Fig. 13 Time evolution of the neutron emission rate and the amplitude of the magnetic fluctuation in the NBI experiment on DIII-D [23].

いるんだ。先程の JT-60U の ICH 実験[19]では、Fig.12に示すように、TAE の励起と同期して、蓄積エネルギーの飽和あるいは減少が起こっている。一方、DIII-D の NBI 実験[23]では、Fig.13に示すように、高速イオン損失の周期的パルスが観測されている。パラメータによって、どちらも起こり得るようだね。

S：もう少し研究が進まないと、はっきりした結論は出ないようですね。核融合炉では、TAE が励起されたときに損失が増えることが一番問題なのでしょう

か。

T：最初に言ったように、 α 粒子の損失が増えると α 粒子加熱が減るので、 Q が下がったり、自己点火がより困難になる。もう一つの問題は、損失した α 粒子が第一壁に当たって熱負荷を増やすことだ。特に特定のピッチ角をもった α 粒子が TAE によって散乱されると、第一壁の特定の場所に局在した損失となり、その部分を損傷させることになる。それはどうしても避けたいことだね。

S：最後に TAE を外部から制御する試みはあるのでしょうか。

T：JT-60U では、電流分布[19]やトロイダル回転速度を変えることによって、TAE の励起を制御できることを示している。これからの重要な課題だね。

S：だいぶ TAE がわかったような気がします。

T：今回の話では触れなかったことも沢山あるし、進行形の研究テーマだから2年後にはガラッと話が変わっているかも知れないよ。それから、アルヴェン波固有モードの分散関係や固有関数を <http://www.plasma.elec.okayama-u.ac.jp/plasma/TAE.html> で計算・表示できるように準備中だから、暇があったら試してごらん。

この解説原稿の作成にあたっては、日本原子力研究所の三枝幹雄氏、飛田健次氏、木村晴行氏から有益なコメントをいただいた。ここに謝意を表したい。

参考文献

- [1] C. Z. Cheng and M. S. Chance, Phys. Fluids **29**, 3695 (1986).
- [2] M. N. Rosenbluth and P. H. Rutherford, Phys. Rev. Lett. **34**, 1428 (1975).
- [3] G. Y. Fu and J. W. Van Dam, Phys. Fluids B **1**, 1949 (1989).
- [4] C. Z. Cheng, Phys. Fluids B **2**, 1427 (1990).
- [5] 天岸祥光：核融合研究 **53**, 315 (1985).
- [6] Ya. I. Kolesnichenko, Nucl. Fusion **20**, 727 (1980).
- [7] Y. M. Li, S. M. Mahajan and D. W. Roses, Phys. Fluids **30**, 1466 (1987).
- [8] C. Z. Cheng *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994, (IAEA, Vienna, 1996) IAEA-CN-60/D-3-III-2.
- [9] M. N. Rosenbluth, H. L. Berk, J. W. Van Dam and D. M. Lindberg, Phys. Fluids B **4**, 1806 (1992).
- [10] C. Z. Cheng, N. N. Gorelenkov and C. T. Hsu, Nucl. Fusion **35**, 1639 (1995).

- [11] G. Vlad, F. Zonca and F. Romanelli, Nucl. Fusion **35**, 1651 (1995).
- [12] K. L. Wong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 1874 (1991).
- [13] W. W. Heidbrink, E. J. Strait, E. Doyle and R. Snider; Nucl. Fusion **31**, 1635 (1991).
- [14] J. R. Wilson *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992, (IAEA, Vienna, 1993) Vol.1, p.661.
- [15] M. Saigusa, H. Kimura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 295 (1995).
- [16] S. Ali-Arshad and D. J. Campbell, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 715 (1995).
- [17] A. D. Turnbull *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 2546 (1993).
- [18] E. J. Strait *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 1840 (1993).
- [19] H. Kimura *et al.*, プラズマ・核融合学会誌 (J. Plasma Fusion Res.) **71**, 1147 (1995).
- [20] A. Fasoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 645 (1995).
- [21] Y. Todo *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2711 (1995).
- [22] H. L. Berk, B. N. Breizman, J. Fitzpatrick and H. V. Wong, Nucl. Fusion **35**, 1661 (1995).
- [23] H. H. Duong *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 749 (1993).