

JAERI - M
86-024

m=1マルチ・ティアリング・モードの数値解析

1986年3月

白井 浩・安積 正史

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1986

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 (株)高野高速印刷

m = 1 マルチ・ティアリング・モードの数値解析

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部
白井 浩・安積 正史

(1986年1月30日受理)

安全係数 q が 1 である有理面が、プラズマ中に 2 ヶ所以上存在する磁場配位において生じる、マルチ・ティアリング・モードの線形安定性及びその非線形発展を、低ベータ、円柱近似の簡約化された MHD 方程式を数値的に解くことによって調べた。線形計算の結果、 $m = 1$ マルチ・ティアリング・モードの最大固有値に対応する固有関数は、プラズマ中心からいずれかの $q = 1$ の有理面まで有限値をとり、プラズマ中心まで摂動が及ぶことが示された。非線形計算の結果では、磁束の入れ換えがプラズマ中心まで及び、内部ディスラプションに至る場合と、プラズマ中心は変化を受けず、局所的な磁束の入れ換えで飽和する場合があることが示された。この非線形現象の違いは、初期状態における磁気軸及び各有理面での磁束関数の値によって説明することが出来る。ここで示された、 $m = 1$ マルチ・ティアリング・モードによる局所的な磁束の交換は、TFTR 及びダブレットⅢの実験において観測されている、double sawtooth oscillation の発生機構の 1 つの説明となるものである。

Numerical Analysis of $m=1$ Multi-Tearing Mode

Hiroshi SHIRAI and Masafumi AZUMI

Department of Large Tokamak Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 30, 1986)

Linear stability and nonlinear evolution of $m = 1$ multi-tearing modes, which become unstable in case there exist more than two resonant surfaces with safety factor q equal one, has been studied by using the reduced set of MHD equations in a low beta and cylindrical plasma. Results of linear calculation show that the eigenfunction corresponding to the largest eigenvalue of $m = 1$ multi-tearing mode takes finite value from the plasma center to one of the resonant surfaces with q equal one, and the perturbation due to the mode extends to the plasma center region. Results of nonlinear calculation show that there are two different cases of the nonlinear evolution. The first case is magnetic flux exchange including the plasma center region accompanied by the internal disruption. And the second one is the saturation of magnetic flux exchange in the local peripheral region with the plasma center region unchanged. The difference in nonlinear phenomena can be explained by the values of magnetic flux function at plasma center and each resonant surface. This local magnetic flux exchange due to $m = 1$ multi-tearing mode is considered to be the mechanism of double sawtooth oscillation observed in TFTR and Doublet III.

Keywords: Multi-Tearing Mode, Reduced Set of MHD Equations, Magnetic Flux Exchange, Internal Disruption, Double Sawtooth Oscillation

目 次

1. 序 論	1
2. 基礎方程式	3
3. 線形安定性計算	5
3.1 数値計算法	5
3.2 ダブル・ティアリング・モードの線形安定性	6
3.3 トリプル・ティアリング・モードの線形安定性	8
4. 非線形発展	20
4.1 数値計算法	20
4.2 ダブル・ティアリング・モードの非線形発展	21
4.3 トリプル・ティアリング・モードの非線形発展	22
5. 結 論	36
謝 辞	37
参考文献	38

Contents

1. Introduction	1
2. Basic Equations	3
3. Linear Stability Calculation	5
3.1 Numerical Calculation Method	5
3.2 Linear Stability of Double Tearing Mode	6
3.3 Linear Stability of Triple Tearing Mode	8
4. Nonlinear Evolution	20
4.1 Numerical Calculation Method	20
4.2 Nonlinear Evolution of Double Tearing Mode	21
4.3 Nonlinear Evolution of Triple Tearing Mode	22
5. Conclusion	36
Acknowledgements	37
References	38

1. 序 論

トカマクプラズマにおいて、電流がプラズマ中央部に集中して流れると、この領域での安全係数 q は 1 以下となる。この時 $q = 1$ の有理面において、ポロイダルモード数 $m = 1$ 、トロイダルモード数 $n = 1$ のティアリング・モードが不安定となり、磁力線の再結合が生じて磁気島が形成される。この磁気島幅は時間と共に増大し、最終的にはプラズマ中央部を覆い尽くし、この領域のエネルギーはプラズマ周辺部へ急激に放出され、同時に q は 1 となる。その後プラズマ中央部の加熱等により、再び q が 1 より小さい領域が生じると、不安定性が発生する。以上の過程が繰り返して起こると、プラズマから放出される軟 X 線の強度の時間変化は、緩やかな増大と急激な減少の繰り返して特徴づけられる、所謂 sawtooth oscillation を呈する¹⁾。軟 X 線強度が急激に減少する段階での磁束の変化については、Kadomtzev の理論²⁾ でよく説明できる。

ところが、最近の TFTR³⁾ やダブレット III⁴⁾ の実験で観測された軟 X 線強度の時間変化を見ると、軟 X 線強度の緩やかな増大の段階において、もう 1 ケ所軟 X 線強度の減少が現われる実験例が報告されている。この現象は、従来実験で観測されていた sawtooth oscillation と区別するため、compound sawtooth oscillation³⁾ もしくは、double sawtooth oscillation⁴⁾ と呼ばれている。これは、プラズマ中央部で q が 1 以下になる過程において、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が数ヶ所生じ、各々の有理面で不安定になった MHD モードにより、局所的な磁力線の再結合が生じ、エネルギーの閉じ込めが悪化し、それが軟 X 線強度の減少として観測されたものと考えられる。

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が数ヶ所生じる現象は、モード数 $m = 1 / n = 1$ のティアリング不安定性の影響を考慮した、プラズマ 1 次元輸送計算においても確認されている。すなわちジュール加熱プラズマにおいて、モード数 $m = 1 / n = 1$ のティアリング不安定性により、プラズマ中央部において、プラズマ電流および温度等の空間分布が平坦な分布になった時には、ジュール加熱エネルギーの分布は、プラズマ抵抗 η の値がプラズマ小半径方向に単調増加することにより、プラズマの中心から離れた場所において最大となる。このため、この場所において温度の上昇、更にプラズマ電流の上昇が生じ、プラズマ中心以外の場所でも q が 1 以下となり、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が数ヶ所生じる。この他にも、固体水素ペレットをプラズマに入射させるシミュレーション計算において、ペレットがプラズマ中心まで到達した場合には、急激なプラズマ中心冷却によりプラズマ電流の空間分布が中空となり、 $q = 1$ の有理面がプラズマ中に 2 ケ所生じる。

プラズマ中に、同じ q の値を持つ有理面が 2 ケ所以上存在する磁場配位で生じる MHD 不安定性、即ちマルチ・ティアリング・モード (multi-tearing mode) の非線形現象については、プラズマ電流立ち上げ時における異常表皮効果や、モード数 $m > 1$ の sawtooth oscillation の観点から調べられてきた^{5) 6)}。しかし、これらは $m > 1$ のモードに対する解析であり、double sawtooth oscillation 発生に関係が深いと思われる、モード数 $m = 1 / n = 1$ のマルチ・ティアリング・モードについては調べられてはいない。

本論文では、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 2 ケ所以上存在する磁場配位で生じる、モード数 $m = 1 / n = 1$ のマルチ・ティアリング・モードの線形安定性及びその非線形発展を、簡約化された MHD 方程式を解くことによって調べ、実験で観測されている double sawtooth oscillation 解明

の手がかりとする。なお以下では簡単のため、プラズマ中に同じ q の有理面が 2ヶ所及び 3ヶ所存在する場合のティアリング・モードを、ダブル・ティアリング・モード (double tearing mode) 及びトリプル・ティアリング・モード (triple tearing mode) と呼ぶことにする。

第 2 章では、数値計算で用いる簡約化された MHD 方程式及び、プラズマパラメーターの空間分布の初期設定について述べる。第 3 章では、モード数 $m = 1 / n = 1$ のマルチ・ティアリング・モードの固有値及び固有関数を求め、その線形安定性について調べ、 $m > 1$ のマルチ・ティアリング・モードとの比較を行う。第 4 章では、マルチ・ティアリング・モードの非線形発展の計算結果について述べる。第 5 章では全体を通じて得られた結果をまとめて述べる。

2. 基礎方程式

マルチ・ティアリング・モードの特性を調べるのに用いる、簡約化されたMHD方程式は、以下の通りである。座標系は円柱座標系 (r, θ, z) とし、トーラス効果は無視している。またプラズマは低ベータであるとした。

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \nabla \phi \times \nabla \psi \cdot \hat{z} + \eta j_z - E_z \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \nabla \phi \times \nabla V \cdot \hat{z} + \nabla \psi \times \nabla j_z \cdot \hat{z} + \nu \nabla_{\perp}^2 V \quad (2)$$

式(1)はオームの法則、式(2)は運動方程式である。ここで ψ はヘリカル磁束関数、 ϕ は流れ関数、 V は渦度 (vorticity)、 j_z はトロイダル電流、 E_z はトロイダル電場、 η はプラズマ抵抗、 ν は粘性係数、 \hat{z} はトロイダル方向の単位ベクトルを表わしている。

ポロイダル磁場を \mathbf{B}_p とすると、これはポロイダル磁束関数 ψ_p を用いて

$$\mathbf{B}_p = \nabla \psi_p \times \hat{z} \quad (3)$$

と表わされる。 ψ は ψ_p を用いて

$$\psi = \psi_p - \frac{n}{2m} r^2 \quad (4)$$

で定義される。 ψ が表わす磁場を \mathbf{B}^* とすると

$$\mathbf{B}^* = \nabla \psi \times \hat{z} \quad (5)$$

であるが、これは磁場 \mathbf{B} から、 $q = m/n$ の有理面におけるシアのない磁場 $\bar{\mathbf{B}}$ を引いたものを表わしている。但し

$$\bar{\mathbf{B}} = \frac{n}{m} r \hat{\theta} + B_z \hat{z} \quad (6)$$

であり、 $\hat{\theta}$ はポロイダル方向の単位ベクトル、 B_z はトロイダル磁場の大きさを表わしている。

ψ を用いると、トロイダル電流 j_z は

$$j_z = \nabla_{\perp}^2 \psi + 2 \frac{n}{m} \quad (7)$$

となる。また、プラズマ流体の巨視的な流れの速度を \mathbf{v} とすると、

$$\mathbf{v} = \nabla \phi \times \hat{\mathbf{z}} \quad (8)$$

$$V = \nabla_{\perp}^2 \phi \quad (9)$$

なる関係式が成立する。

さて、マルチ・ティアリング・モードの特性を調べるためには、同じ q の有理面がプラズマ中に 2ヶ所以上存在する磁場配位を、初期平衡分布として与える必要がある。このため、 q の初期分布を以下の関数形で与えることにする。

$$q(r) = q_0 (1 + (r/r_0)^2 \mu(r))^{1/\mu(r)} \cdot f(r) \quad (10)$$

但し

$$\mu(r) = \mu_0 + \mu_1 r^2 \quad (11)$$

$$r_0 = r_A \left[\left(\frac{m/n}{q_0} \right)^{\mu(r_A)} - 1 \right]^{1/2 \mu(r_A)} \quad (12)$$

$$f(r) = 1 + f_0 \exp \left(- \left(\frac{r - r_1}{r_2} \right)^2 \right) \quad (13)$$

である。式(11)~式(13)において、パラメータ $m, n, q_0, r_A, r_1, r_2, \mu_0, \mu_1, f_0$ の値を与えて、 q の空間分布を定める。

ψ 及び j_z の初期平衡分布 ψ_0 及び j_{z0} は、

$$\psi_0(r) = \int_0^r \left(\frac{1}{q(r)} - \frac{n}{m} \right) r dr \quad (14)$$

$$j_{z0}(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi_0}{dr} \right) + 2 \frac{n}{m} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{q} \right) \quad (15)$$

で与えられる。また、 η 及び ν の空間分布は、定数 η_0 及び ν_0 を与えて、

$$\eta(r) = \eta_0 j_{z0}(r_s) / j_{z0}(r) \quad (16)$$

$$\nu(r) = \nu_0 j_{z0}(r_s) / j_{z0}(r) \quad (17)$$

とする。ここで r_s は、 $q = m/n$ の有理面のうち、プラズマ小半径方向で一番内側のものの半径である。 η 及び ν の空間分布は、時間的に変化しないとした。最後に E_z は、式(16)より

$$E_z = \eta(r) j_{z0}(r) = \eta_0 j_{z0}(r_s) = \text{const} \quad (18)$$

である。

3. 線形安定性計算

3.1 数値計算法

プラズマ中に、同じ q の値を持つ有理面が 2 ケ所以上存在する q の分布を式(10)で与え、それから求める平衡磁場配位に対する、マルチ・ティアリング・モードの固有値及び固有関数を求める。固有値は、マルチ・ティアリング・モードの線形成長率に対応する。固有値を λ とし、 ψ 及び ϕ の固有関数を各々 $\tilde{\psi}$ 及び $\tilde{\phi}$ とすると、これらは式(1)及び式(2)から

$$\lambda \tilde{\psi} = \nabla \tilde{\phi} \times \nabla \psi_0 \cdot \hat{z} + \eta \nabla_{\perp}^2 \tilde{\psi} \quad (19)$$

$$\lambda \nabla_{\perp}^2 \tilde{\phi} = \nabla \psi_0 \times \nabla \nabla_{\perp}^2 \tilde{\psi} \cdot \hat{z} + \nabla \tilde{\psi} \times \nabla \nabla_{\perp}^2 \psi_0 \cdot \hat{z} \quad (20)$$

という関係式で表わすことができる。但し ψ_0 は式(14)で与えられ、また式(20)において粘性の項は省略した。 $\tilde{\psi}$ 及び $\tilde{\phi}$ を、

$$\tilde{\psi} = \tilde{\psi}(r) \cos \left(m \theta - \frac{n}{R} z \right) \quad (21)$$

$$\tilde{\phi} = \tilde{\phi}(r) \sin \left(m \theta - \frac{n}{R} z \right) \quad (22)$$

のように変数分離すると、式(19)及び式(20)は

$$\lambda \tilde{\psi} = \frac{m}{r} \tilde{\phi} \frac{d\psi_0}{dr} + \eta \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\tilde{\psi}}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \tilde{\psi} \right\} \quad (23)$$

$$\lambda \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\tilde{\phi}}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \tilde{\phi} \right\} = \frac{m}{r} \frac{d\psi_0}{dr} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\tilde{\psi}}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} \tilde{\psi} \right\} - \frac{m}{r} \frac{d\tilde{\psi}}{dr} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi_0}{dr} \right) \right\} \quad (24)$$

となる。

プラズマ中心 ($r=0$) 及びプラズマ表面 ($r=1$) における、固有関数 $\tilde{\psi}$ 及び $\tilde{\phi}$ の境界条件は、

$$\tilde{\psi}(0) = \tilde{\psi}(1) = 0 \quad (25)$$

$$\tilde{\phi}(0) = \tilde{\phi}(1) = 0 \quad (26)$$

である。

式(19)及び式(20)は

$$\lambda B x = A x \quad (27)$$

と書き直すことができる。ここでA及びBは正方行列であり、またxは

$$x = \begin{pmatrix} \tilde{\psi}(r_2) \\ \tilde{\phi}(r_2) \\ \tilde{\psi}(r_3) \\ \tilde{\phi}(r_3) \\ \vdots \\ \tilde{\psi}(r_{\text{MAX}-1}) \\ \tilde{\phi}(r_{\text{MAX}-1}) \end{pmatrix} \quad (28)$$

である。ここで、 $r_1 = 0$ 、 $r_{\text{MAX}} = 1$ を表わす。行列(27)を Inverse Iteration 法を用いて解き、固有値 λ と固有関数 $\tilde{\psi}$ 及び $\tilde{\phi}$ を求める。

3.2 ダブル・ティアリング・モードの線形安定性

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が2ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 1 / n = 1$ のダブル・ティアリング・モードの線形安定性を調べる。1例として、 q の空間分布を決定する標準的なパラメーターを、表1のように定める。この場合 $q = 1$ の有理面の半径は、 $r_{S1} = 0.281$ 及び $r_{S2} = 0.590$ である。

表 1

q_0	=	0.95
r_A	=	0.60
r_1	=	0.0
r_2	=	0.35
μ_0	=	4.0
μ_1	=	0.0
f_0	=	0.10

この磁場配位における、ダブル・ティアリング・モードの固有値は、各々 $\lambda_1 = 3.15 \times 10^{-3}$ 及び $\lambda_2 = 5.67 \times 10^{-3}$ である。但し単位はポロイダルアルペン時間 τ_{HP} の逆数である。また式(16)の η_0 は 10^{-6} としている。固有関数 $\tilde{\psi}$ 及び $\tilde{\phi}$ は第1図の通りであり、領域 $0 < r < r_{S1}$ において有限値をとり、領域 $r > r_{S1}$ において0となるものと、領域 $0 < r < r_{S2}$ において有限値をとり、領域 $r > r_{S2}$ において0となるものの2つである。いずれにせよ、この固有関数形から、 $q = 1$ の有理面において不安定となった、モード数 $m = 1 / n = 1$ のダブル・ティアリング・モードによる摂動は、プラズマ中心まで及ぶ。

固有値 λ の η_0 に対する依存性を第2図に示す。図中の破線は、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が1ヶ所存在する磁場配位における、 $m = 1$ ティアリング・モードの λ と η_0 の関係を、スラブモデルを用いて理論的に求めたものであり、

$$\lambda \propto \eta_0^{1/3} \quad (29)$$

を表わしているが、ダブル・ティアリング・モードにおいても、この依存性が成立していることが分かる。なお η_0 の大きい値において、式(29)の関係式からずれてくるのは、 $q = 1$ の有理面をはさむ抵抗層 (resistive layer) の厚さが大きくなり、円柱をスラブモデルで近似できなくなるためである。

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が2ヶ所存在する磁場配位で、首尾一貫として議論を進めるため、 q の空間分布を決定するパラメーターは表1の値を用いて、このうち f_0 の値のみを変化させることにする。第3図に f_0 の値に対する有理面の半径 r_{S1} 及び r_{S2} を示す。 $0.053 < f_0 < 0.314$ の範囲で、 $q = 1$ の有理面が2ヶ所存在する磁場配位になる。

固有値 λ_1 及び λ_2 の f_0 に対する依存性を第4図に示す。但し $\eta_0 = 10^{-7}$ である。 $f_0 < 0.255$ では、 $r = r_{S2}$ において生じる不安定モードの方が固有値が大きいことが分かる。特に $f_0 = 0.0, 0.06, 0.26, 0.30$ の場合に固有値 λ 及び固有関数 $\tilde{\phi}$ を求めたものを、第5図に示す。 $f_0 = 0.0$ の場合については、 $q = 1$ の有理面は1ヶ所だけ存在する。 $f_0 = 0.30$ の場合のように、2つの有理面が接近していると、領域 $r_{S1} < r < r_{S2}$ のみで $\tilde{\phi}$ が有限値となる局所モードも生じるが、大きい方の固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $0 < r < r_{S1}$ において有限値をとり、この場合もプラズマ中心部を含めた広い範囲にわたってプラズマパラメーターが変化すると予測される。

以上の結果を、プラズマ中に $q = 2$ の有理面が2ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 2 / n = 1$ のダブル・ティアリング・モードの線形安定性計算の結果と比較する。 q の空間分布を決定するパラメーターを、表2のように与え、 f_0 の値を $0.0, 0.1001, 0.17, 0.30$ と変化させ、

表 2

q_0	=	1.90
r_A	=	0.60
r_1	=	0.0
r_2	=	0.35
μ_0	=	4.0
μ_1	=	0.0

固有値 λ 及び固有関数 $\tilde{\phi}$ を求めたものを、第6図に示す。但し $\eta_0 = 10^{-7}$ である。また $f_0 = 0.0$ の場合については、 $q = 2$ の有理面は1ヶ所しか存在しない。この計算結果から、大きい方の固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $r_{S1} < r < r_{S2}$ において有限値をとり、 $r < r_{S1}$ 及び $r > r_{S2}$ の領域においてほぼ0となっている。また、小さい方の固有値に対応する固有関数は、 $r = r_{S1}$ 及び $r = r_{S2}$ の近傍のみで有限値をとっている。このことは、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が2ヶ所存在する場合（第5図）と大きく異なっている。この固有関数の特徴は、 $q = 2$ の有理面の位置が変化しても、変わりはない。つまり、プラズマ中に $q = 2$ の有理面が2ヶ所存在する場合には、ダブル・ティアリング・モードによる摂動は、有理面間に局在する。

3.3 トリプル・ティアリング・モードの線形安定性

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 1 / n = 1$ のトリプル・ティアリング・モードの線形安定性を調べる。 q の空間分布を決定する標準的なパラメータを表3のように定める。この場合 $q = 1$ の有理面の半径は、 $r_{S1} = 0.326$, $r_{S2} = 0.488$, $r_{S3} = 0.597$ である。

表 3

q_0	=	0.95
r_A	=	0.60
r_1	=	0.40
r_2	=	0.10
μ_0	=	4.0
μ_1	=	0.0
f_0	=	0.09

この磁場配位における、トリプル・ティアリング・モードの固有値は各々 $\lambda_1 = 7.53 \times 10^{-3}$, $\lambda_2 = 6.08 \times 10^{-3}$, $\lambda_3 = 5.59 \times 10^{-3}$ である。但し $\eta_0 = 10^{-6}$ である。各固有値に対応する固有関数 $\tilde{\psi}$ 及び $\tilde{\phi}$ を第7図に示す。最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $0 < r < r_{S1}$ において有限値をとっている。一方 $\tilde{\phi}$ が $q = 1$ の有理面の間だけで有限値をとる、すなわち摂動が局在する不安定モードに対応する固有値は一番小さい。つまり、トリプル・ティアリング・モードによる摂動はプラズマ中央部を含む広い領域に及ぶと考えられる。

固有値 λ の η_0 に対する依存性を第8図に示す。モード数 $m = 1 / n = 1$ のダブル・ティアリング・モードと同様、理論式(29)とよく一致していることが分かる。

次に表3のパラメータのうち、 f_0 の値を変化させることにより $q = 1$ の有理面の位置を変えて、固有関数 $\tilde{\phi}$ の変化を調べる。 f_0 の値に対する有理面の半径 r_{S1} , r_{S2} , r_{S3} の依存性を第9図に示す。 $0.05 < f_0 < 0.298$ の範囲で、 $q = 1$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位になる。

固有値 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ の f_0 の値に対する依存性を第10図に示す。但し $\eta_0 = 10^{-7}$ とおいた。特に $f_0 = 0.065, 0.115, 0.20, 0.29$ の場合について、固有値 λ 及び固有関数 $\tilde{\phi}$ を調べたものを第11図に示す。モード数 $m = 1 / n = 1$ のダブル・ティアリング・モードと同様、最大固有値

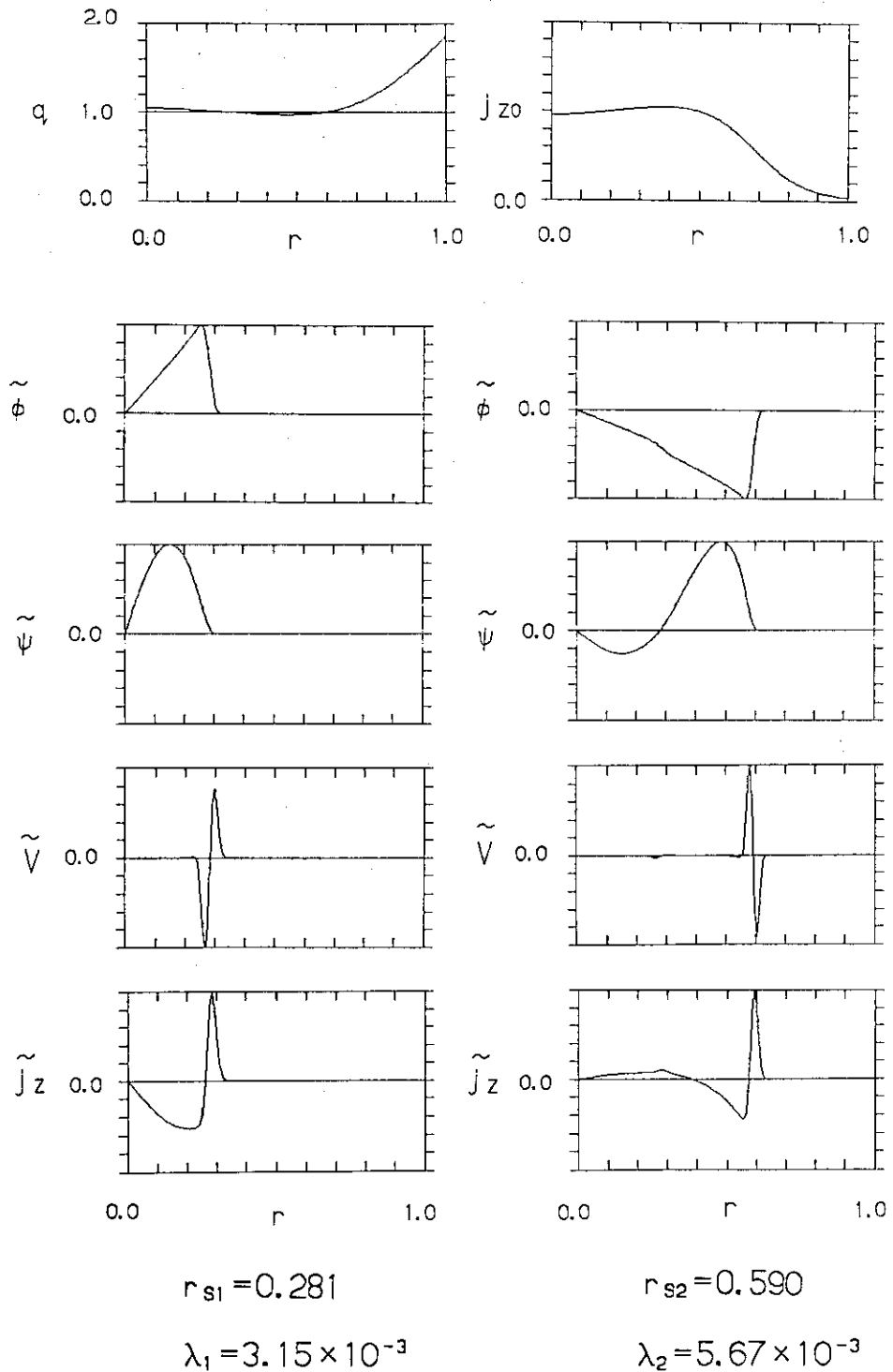
に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、プラズマの中心から、いずれかの $q = 1$ の有理面までの間で有限値をとっている。つまり、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位では、トリプル・ティアリング・モードによる摂動はプラズマ中心部を含めた広い範囲に及び、摂動は $q = 1$ の有理面の間に局在しにくいと予測される。

以上の結果を、プラズマ中に $q = 2$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 2 / n = 1$ のトリプル・ティアリング・モードの線形安定性計算の結果と比較する。 q の空間分布を決定するパラメーターを表4のように与える。この場合 $q = 2$ の有理面の半径は $r_{S1} = 0.319$, $r_{S2} = 0.496$, $r_{S3} = 0.597$ である。

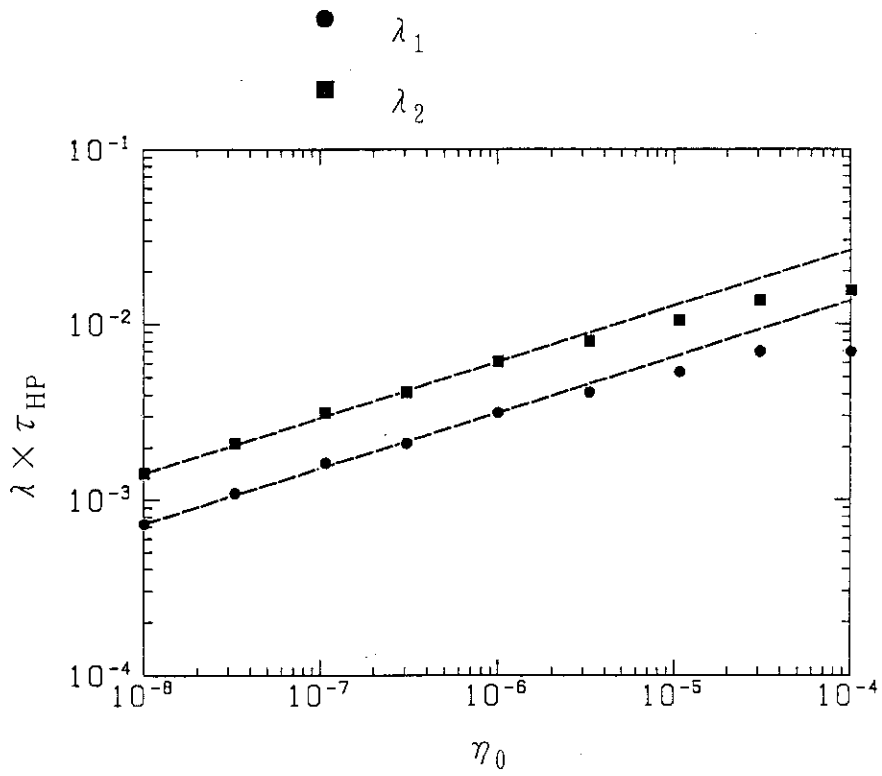
表 4

q_0	=	1.90
r_A	=	0.60
r_1	=	0.40
r_2	=	0.10
μ_0	=	4.0
μ_1	=	0.0
f_0	=	0.10

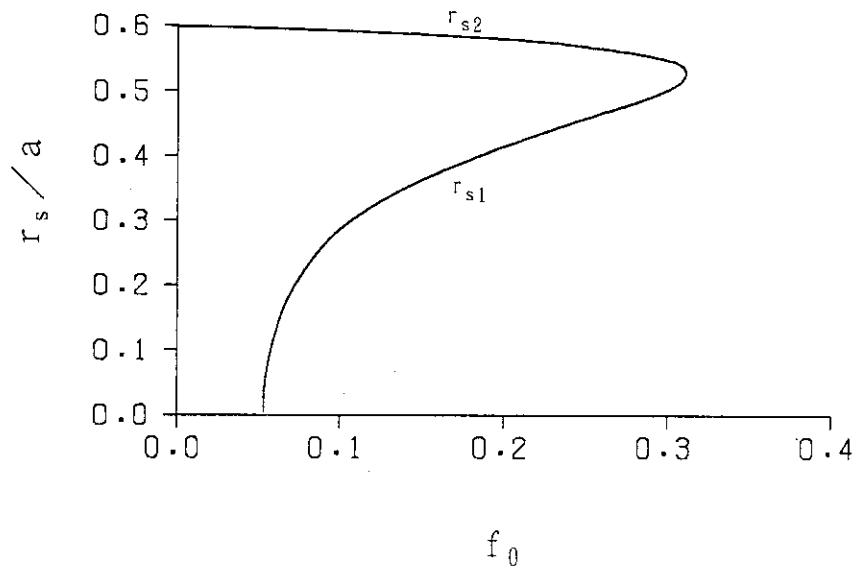
この固有値 λ 及び固有関数 $\tilde{\phi}$ を第12図に示す。最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $r_{S2} < r < r_{S3}$ のみに局在しており、トリプル・ティアリング・モードによる摂動はプラズマ中心まで及ばないと予測され、モード数 $m = 1 / n = 1$ のトリプル・ティアリング・モードの場合とは大きく異なっている。



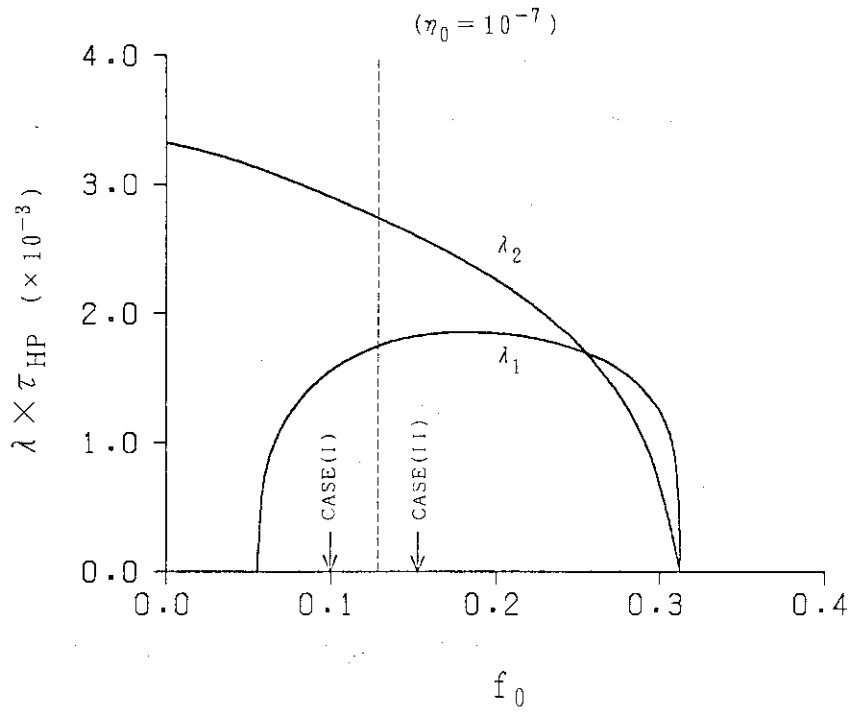
第1図 $m=1/n=1$ ダブル・ティアリング・モードの固有値及び固有関数 (表1のパラメーター)



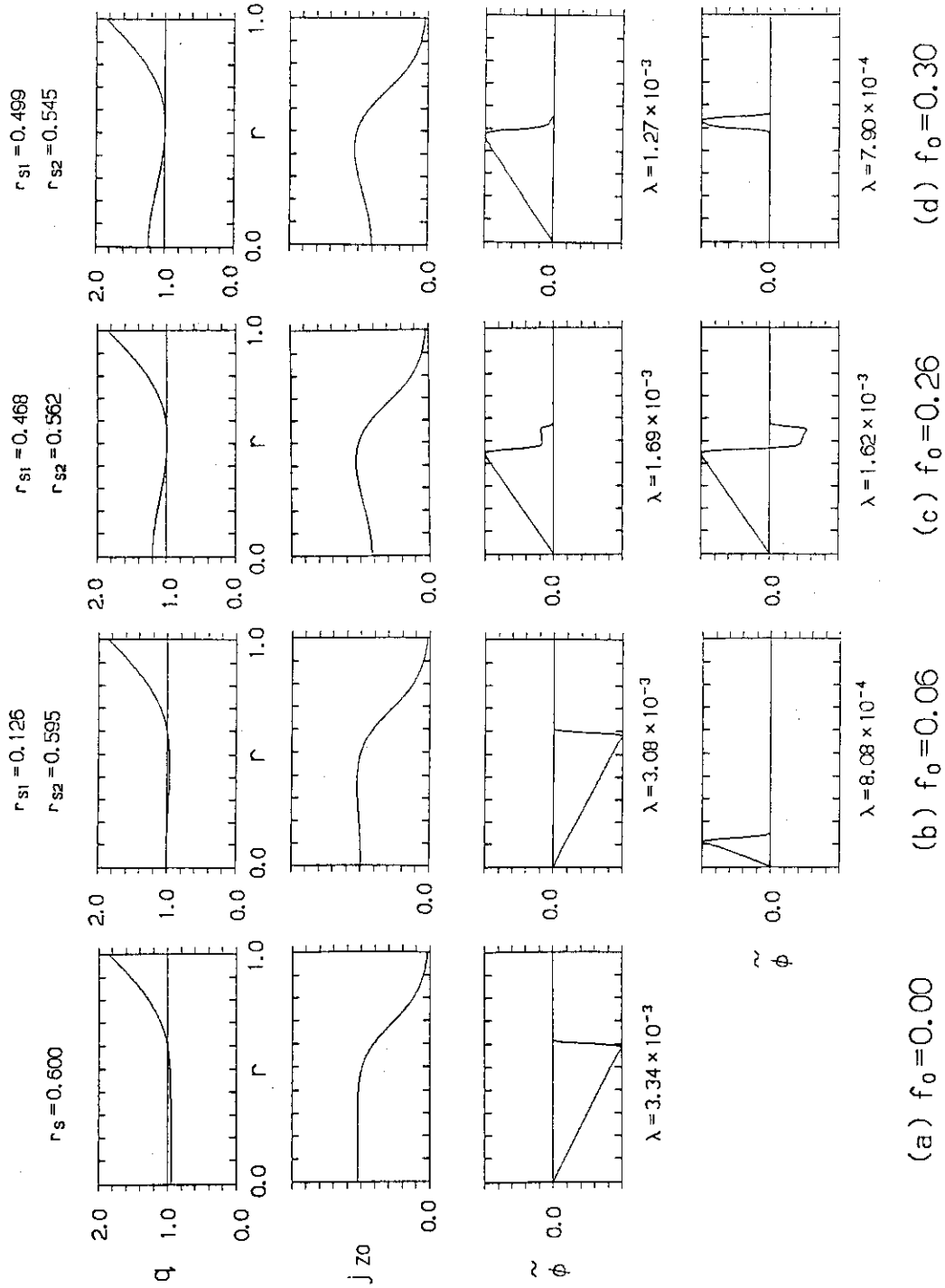
第2図 $m = 1/n = 1$ ダブル・ティアリング・モードの固有値 λ の抵抗 η_0 に対する依存性 (表1のパラメーター)



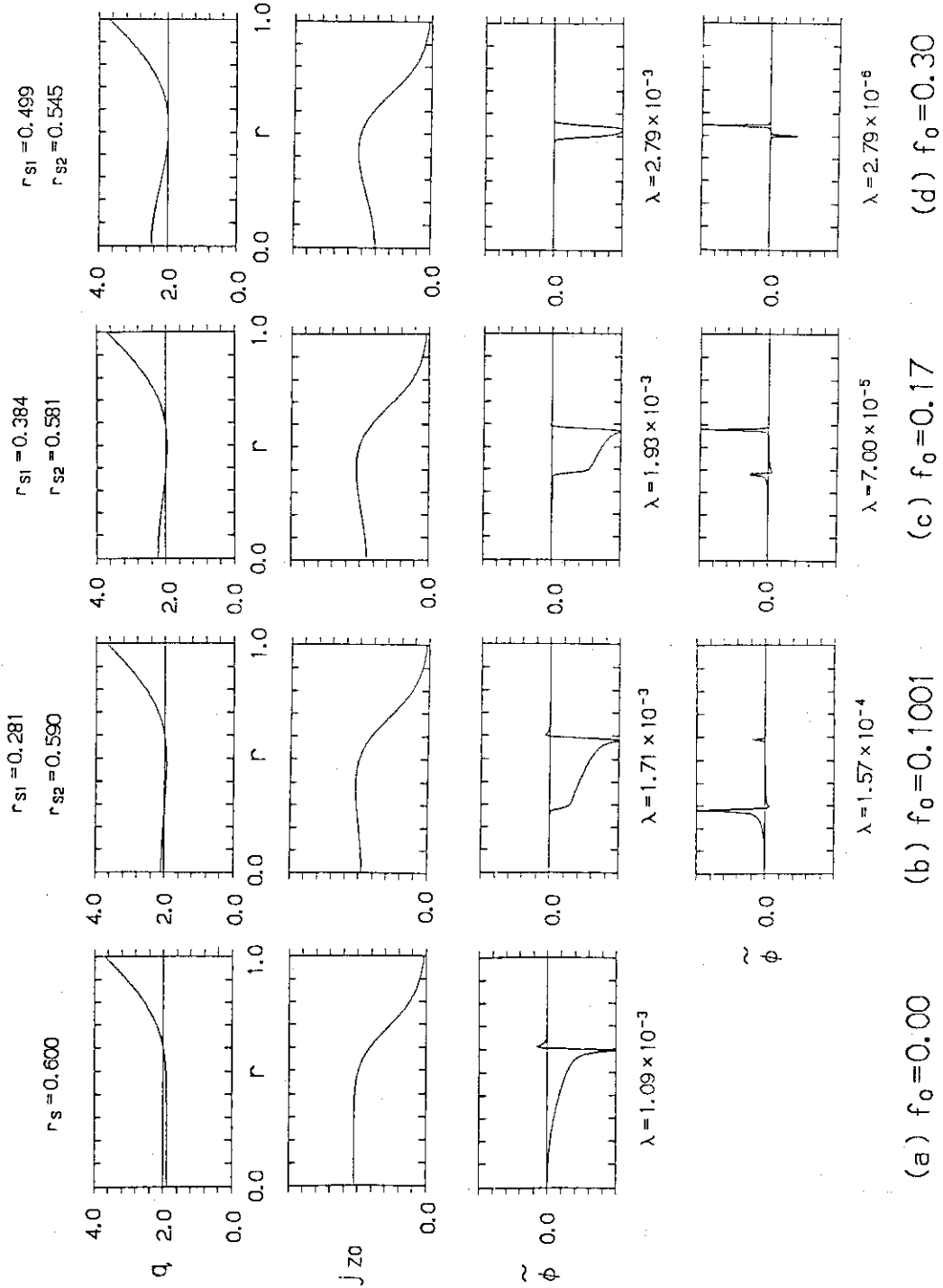
第3図 $q = 1$ の有理面半径 r_s の f_0 依存性



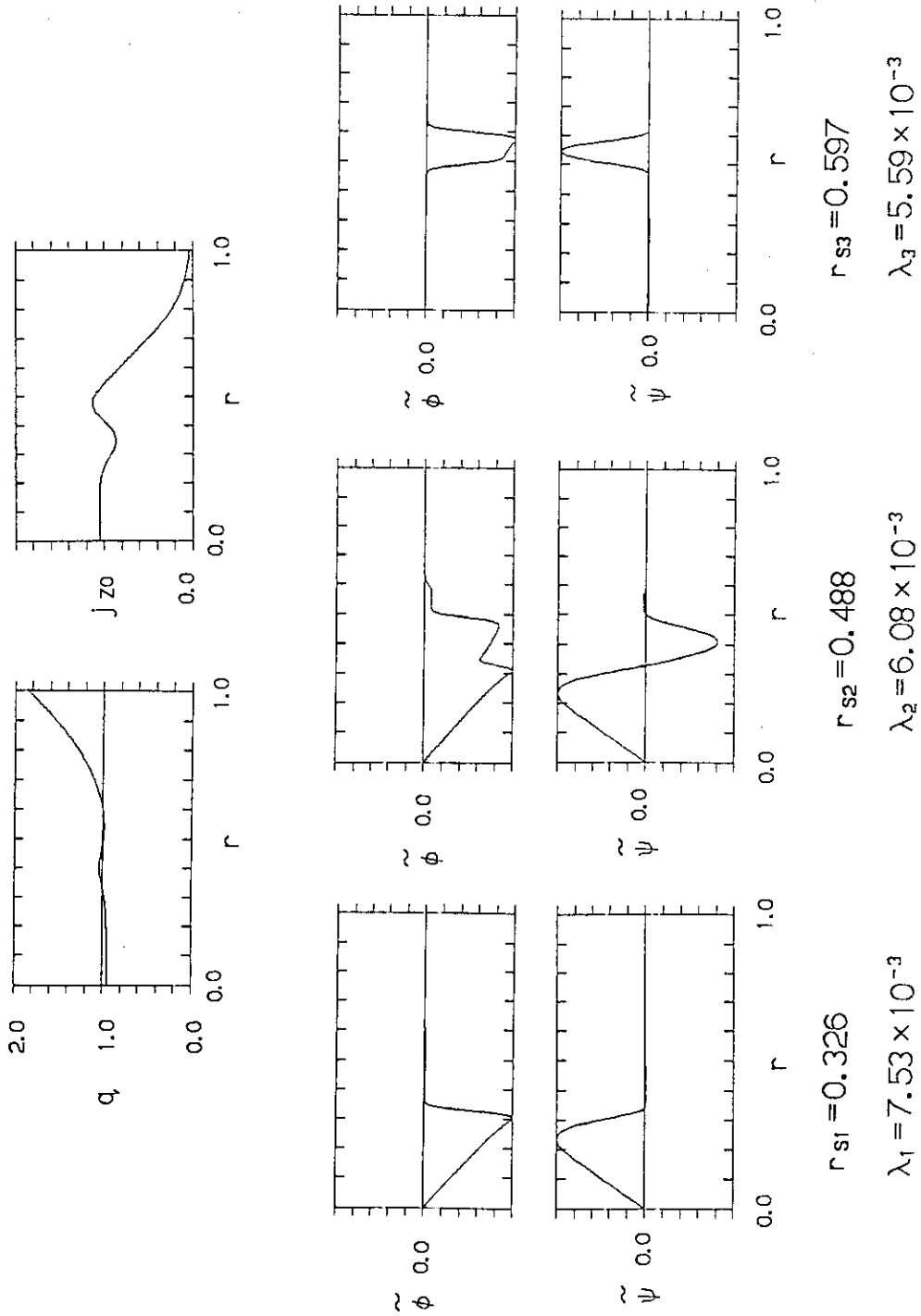
第4図 $m=1/n=1$ ダブル・ティアリング・モードの固有値 λ の f_0 依存性。点線は $\psi_0(r_{S2}) = 0$ となる f_0 を、また CASE(I)及びCASE(II)は非線形計算に用いた f_0 の値を示す。



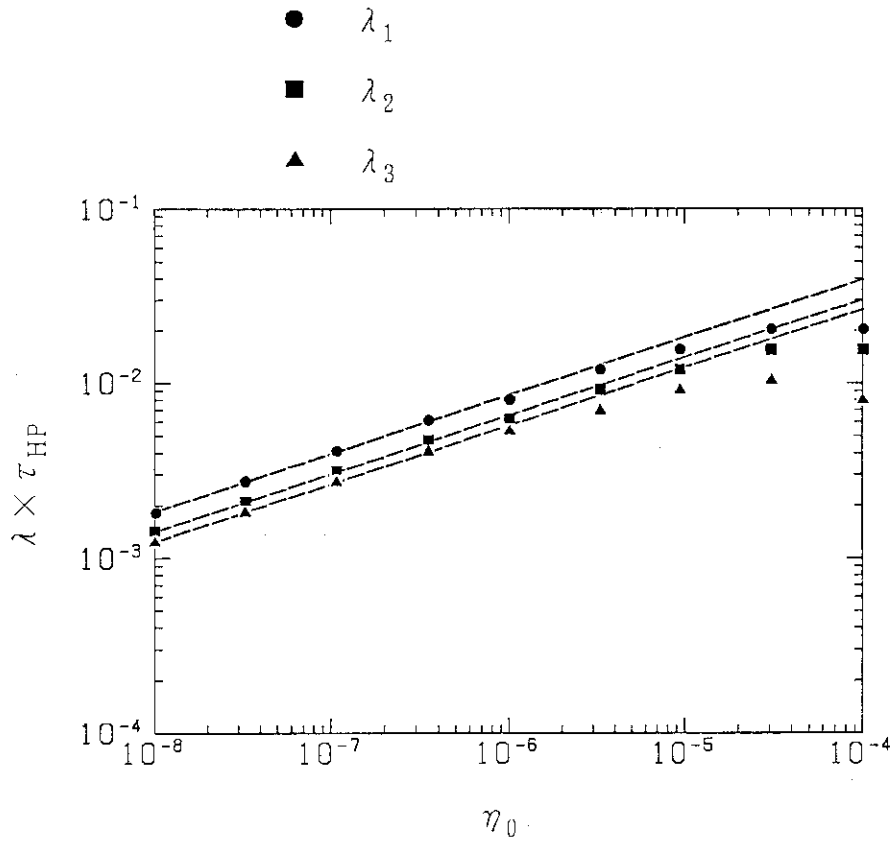
第5図 $m = 1/n = 1$ ダブル・ティアリング・モードの固有値及び固有関数



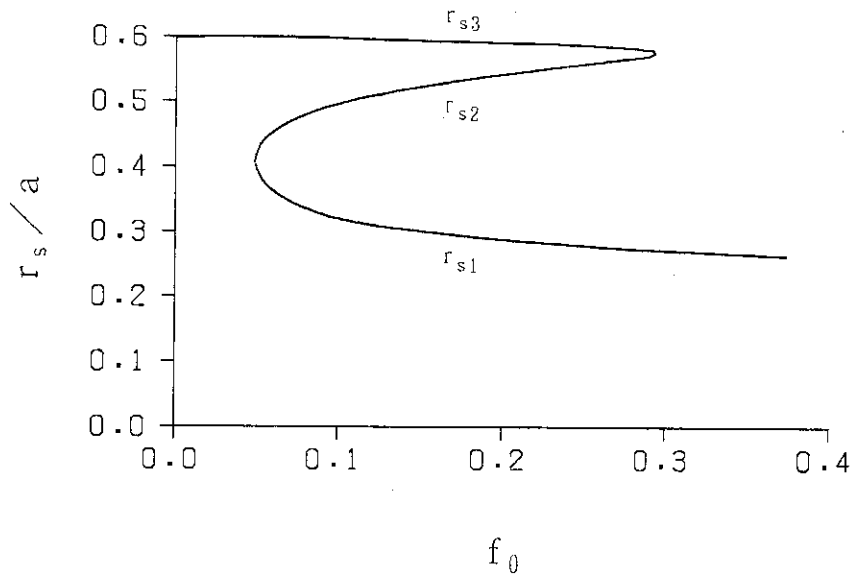
第6図 $m = 2/n = 1$ ダブル・ティアリング・モードの固有値及び固有関数



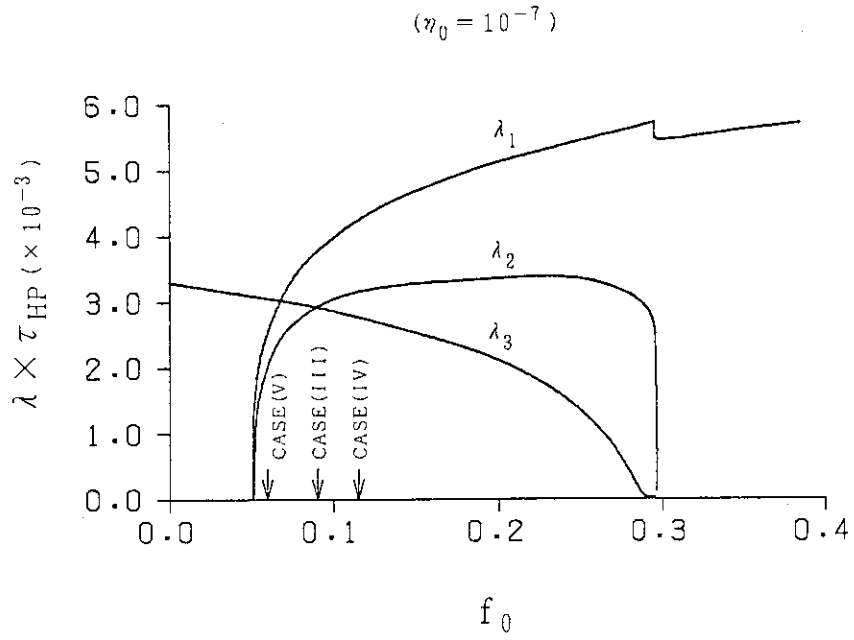
第7図 $m = 1/n = 1$ トリプル・ティアリング・モードの固有値及び固有関数 (表3のパラメーター)



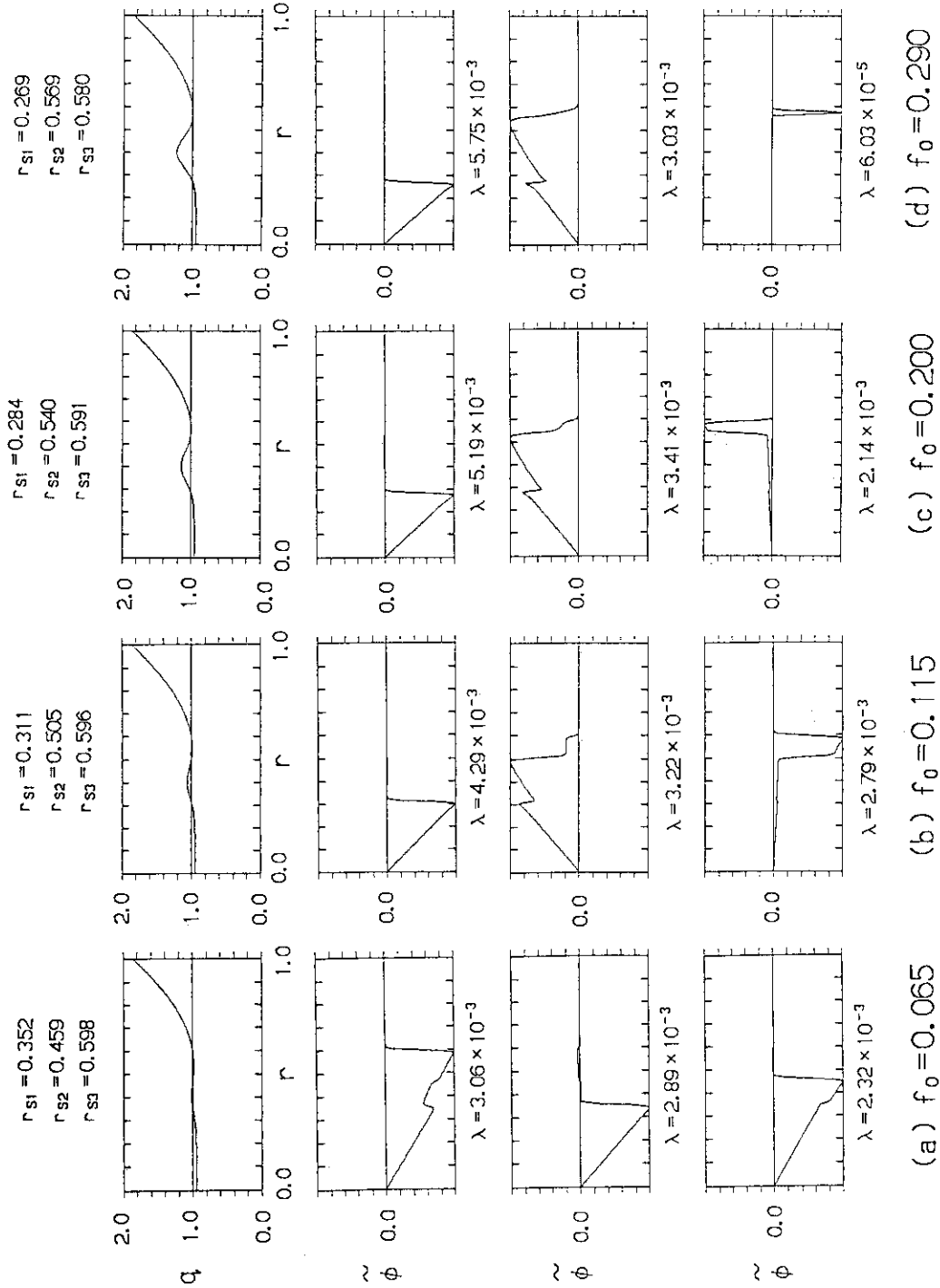
第8図 $m=1/n=1$ トリプル・ティアリング・モードの固有値 λ の抵抗 η_0 に対する依存性 (表3のパラメーター)



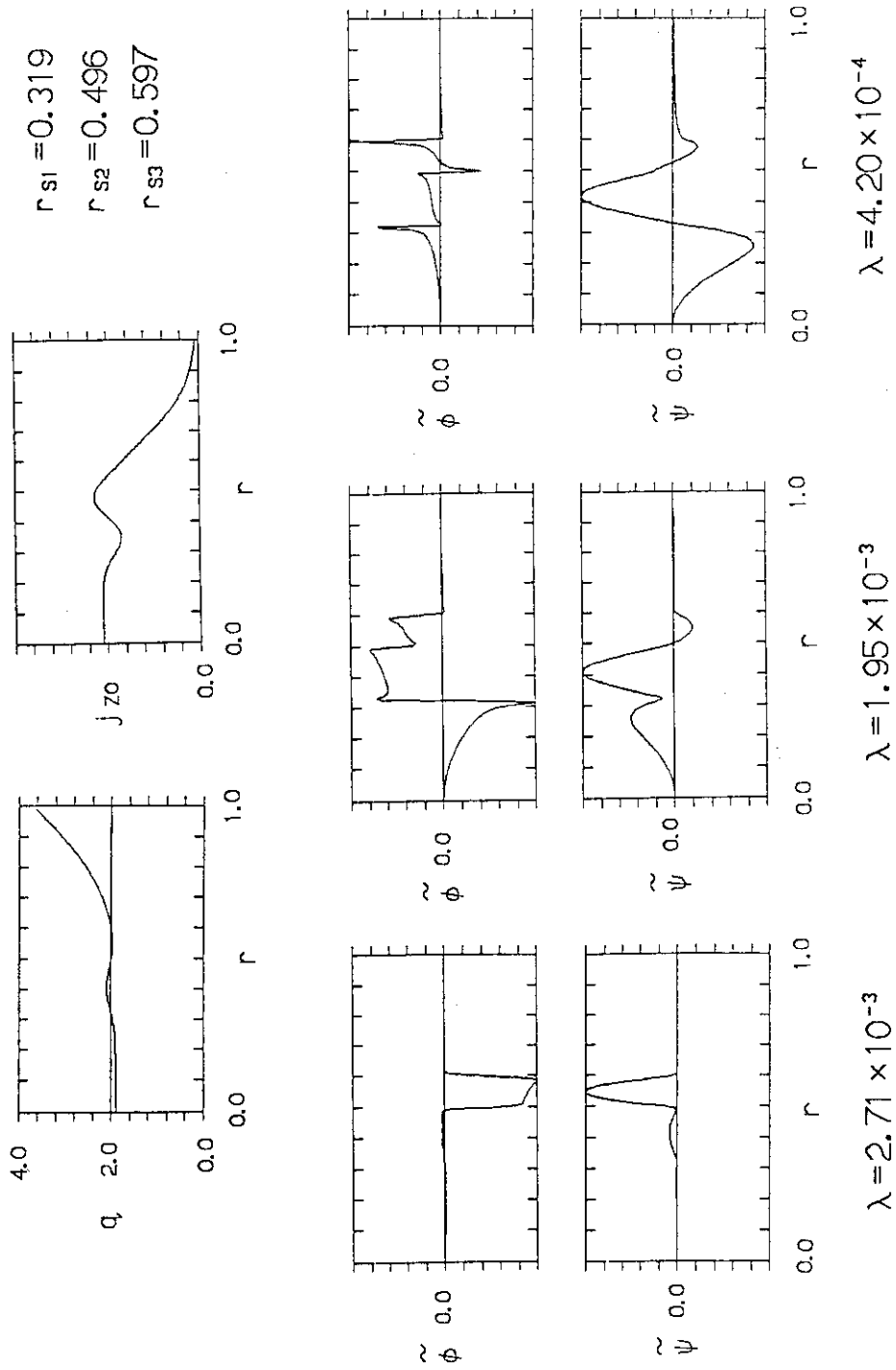
第9図 $q=1$ 有理面半径 r_s の f_0 依存性



第10図 $m=1/n=1$ トリプル・ティアリング・モードの固有値 λ の f_0 依存性。CASE(III), CASE(IV)及びCASE(V)は非線形計算に用いた f_0 の値を示す。



第11図 $m = 1/n = 1$ トリプル・ティアリング・モードの固有値及び固有関数



第12図 $m = 2/n = 1$ トリプル・ティアリング・モードの固有値及び
固有関数 (表4のパラメーター)

4. 非線形発展

4.1 数値計算法

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 2 ケ所以上存在する磁場配位における, モード数 $m = 1 / n = 1$ のマルチ・ティアリング・モードによるプラズマパラメーターの時間変化を調べる。解く式は(1)及び(2)である。各変数は以下のように, フーリエ級数展開する。

$$\psi(r, \theta, t) = \psi_0(r) + \sum_k \tilde{\psi}_k(r, t) \cos k\theta \quad (30)$$

$$j_z(r, \theta, t) = j_{z0}(r) + \sum_k \tilde{j}_{zk}(r, t) \cos k\theta \quad (31)$$

$$\phi(r, \theta, t) = \sum_k \tilde{\phi}_k(r, t) \sin k\theta \quad (32)$$

$$V(r, \theta, t) = \sum_k \tilde{V}_k(r, t) \sin k\theta \quad (33)$$

但し, k は -9 から 9 までの整数である。また r 方向については, 200 等分のメッシュで差分化する。

q の初期分布が式(10)で与えられると, 式(14)及び(15)より初期平衡分布 ψ_0 及び j_{z0} が求まる。この平衡磁場配位に, 微小摂動を加える。摂動としては, マルチ・ティアリング・モードの固有関数のうち, 最大固有値に対応するものを, $\tilde{\psi}_1$ 及び $\tilde{\phi}_1$ として与える。

時間積分は, 数値計算による誤差を最小限にするため, 陰解法と陽解法を組み合わせ, 2つのステップで微小時間 Δt だけ進める。

第1ステップは式(1)及び(2)で

$$\begin{aligned} (\psi^{t+\Delta t/2} - \psi^t) / (\Delta t/2) &= \nabla \phi^t \times \nabla \psi^t \cdot \hat{z} \\ &+ \frac{\eta}{2} (\nabla_{\perp}^2 \psi^{t+\Delta t/2} + \nabla_{\perp}^2 \psi^t) - E_z \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} (V^{t+\Delta t/2} - V^t) / (\Delta t/2) &= (\nabla \phi^t \times \nabla V^t + \nabla \psi^t \times \nabla j_z^t) \cdot \hat{z} \\ &+ \frac{\nu}{2} (\nabla_{\perp}^2 V^{t+\Delta t/2} + \nabla_{\perp}^2 V^t) \end{aligned} \quad (35)$$

である。また第2ステップは,

$$\begin{aligned} (\psi^{t+\Delta t} - \psi^{t+\Delta t/2}) / (\Delta t/2) &= \nabla \phi^{t+\Delta t/2} \times \nabla \psi^{t+\Delta t/2} \cdot \hat{z} \\ &+ \frac{\eta}{2} (\nabla_{\perp}^2 \psi^{t+\Delta t} + \nabla_{\perp}^2 \psi^{t+\Delta t/2}) - E_z \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned}
 (\nabla \cdot \mathbf{v}^{t+\Delta t} - \nabla \cdot \mathbf{v}^t) / \Delta t &= (\nabla \phi^{t+\Delta t/2} \times \nabla V^{t+\Delta t/2} + \nabla \psi^{t+\Delta t/2} \times \nabla j_z^{t+\Delta t/2}) \\
 &\cdot \hat{z} + \frac{\nu}{2} (\nabla_{\perp}^2 V^{t+\Delta t} + \nabla_{\perp}^2 V^t)
 \end{aligned}
 \tag{37}$$

である。なお各変数の右肩の添字は、その時刻における変数の値を示している。

4.2 ダブル・ティアリング・モードの非線形発展

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 2 ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 1 / n = 1$ のダブル・ティアリング・モードによる、プラズマパラメータの時間変化を調べる。 q の初期分布としては表 1 のパラメータを用いる。(CASE(I), 第 4 図参照)時刻 $t = 0$ τ_{HP} における、 ψ_0 、 $\tilde{\phi}_1$ 及び q の空間分布を、第 13 図(a)に示す。なお τ_{HP} はポロイダルアルベン時間である。 ψ_0 は $r = r_{S1}$ において負の値であり、 $r = r_{S2}$ において正の値である。

ポロイダル断面で、 ψ 及び ϕ の等高線を描いたものが第 14 図である。円の上半分が ψ の等高線、下半分が ϕ の等高線である。第 14 図(b)より、時刻 $t = 2000$ で、2 ヶ所の $q = 1$ の有理面において、磁力線の再結合により磁気島が形成されていることが分かる。第 3.2 節で見たように、表 1 のパラメータでは、外側の $q = 1$ の有理面に対応する不安定モードの固有値の方が大きいので、磁気島幅の成長は外側の有理面で大きい。

摂動の各フーリエ成分 $\tilde{\phi}_k$ から求めた各運動エネルギー成分 E_k の時間変化を、第 15 図に示す。但し

$$E_k = \frac{1}{2} \int \left\{ \left(\frac{d \tilde{\phi}_k}{dr} \right)^2 + \left(\frac{k}{r} \tilde{\phi}_k \right)^2 \right\} dV
 \tag{38}$$

である。積分はプラズマ全体をとる。また図にはモード数 $m = 1 / n = 1$ から $m = 5 / n = 5$ までの成分を示している。これによると、モード数 $m = 1 / n = 1$ の運動エネルギーの成分は、はじめは $\gamma = 5.68 \times 10^{-3} \tau_{\text{HP}}$ の線形成長率で増大する。これは第 3.2 節で求めた固有値 $\lambda = 5.67 \times 10^{-3}$ とよく一致する。その後ダブル・ティアリング・モードは非線形成長に移行し、時刻 $t = 2000$ で一旦運動エネルギーの成長が止まるが、その後再び増大し、時刻 $t = 2600$ で最大値となる。この時刻における磁気面は、第 14 図(d)のようになっており、プラズマ中央部まで成長した磁気島によって磁気軸が消滅し、内部ディスラプションに至っている。その後運動エネルギーは減少し、摂動が次第に治まって、最終的に磁気面は第 14 図(f)となる。第 13 図(a)と(f)の ψ_0 の分布を比較すると、時刻 $t = 0$ において、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S1})$ を満たす $r > r_{S2}$ の点を $r = r_c$ とすると、ダブル・ティアリング・モードにより、領域 $0 < r < r_c$ において、磁束の入れ換えが生じたことが分かる。なお第 13 図の ψ_0 には、時刻 $t = 0$ の場合を除くと、摂動成分 $\tilde{\psi}_0$ が加わっている。

次に、 $r = r_{S2}$ において ψ_0 の値が負であるような磁場配位における、ダブル・ティアリング・モードの非線形発展を調べるために、表 1 のパラメータにおいて、 $f_0 = 0.15$ として同様の計算を行なう。(CASE(II), 第 4 図参照)時刻 $t = 0$ における ψ_0 等の空間分布は、第 16 図(a)の通り

である。 $q = 1$ の有理面の半径は、 $r_{S1} = 0.361$ 及び $r_{S2} = 0.584$ である。

磁気面等の時間変化を第17図に示す。ダブル・ティアリング・モードの成長が、線形成長から非線形成長へ移行する時刻 $t = 2400$ では、 $r = r_{S2}$ において磁力線の再結合が生じている。注目すべきことは、この時刻における ϕ の等高線の分布であり、プラズマの巨視的な流れが領域 $r_{S1} < r < r_{S2}$ に局在していることである。つまり、非線形成長の段階によると、ダブル・ティアリング・モードの固有関数(第16図(a))から大きくずれて、線形安定性解析で予測されるのと異なった摂動分布(第16図(b))に変化する。

この後摂動 $\tilde{\phi}$ は再びプラズマ中央部まで広がり、これによって磁気軸の移動が生じるが、磁気軸そのものは消滅せず、最終的には第17図(f)のような磁場配位となる。第16図(a)と(f)の ψ_0 の分布を比較すると、時刻 $t = 0$ において、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S2})$ を満足する $r < r_{S1}$ の点を $r = r_{C1}$ とし、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S1})$ を満足する $r > r_{S2}$ の点を $r = r_{C2}$ とすると、領域 $r_{C1} < r < r_{C2}$ において、磁束の入れ換えが生じ、領域 $r < r_{C1}$ 及び $r > r_{C2}$ における磁束は元のままであることが分かる。

以上をまとめると、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が2ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 1/n = 1$ のダブル・ティアリング・モードによる磁束の入れ換えは、初期の $\psi_0(r_{S2})$ の値の正負によって2つの場合に分類され、第18図(a)のようにプラズマの中央部まで磁束の入れ換えが生じ、内部ディスラプションに至る場合と、第18図(b)のように磁束の入れ換えがプラズマ中央部まで及ばず、磁気軸は消滅せずに、局所的な磁束の入れ換えで終わる場合に分かれる。この ψ_0 の初期分布によって磁束の入れ換えが生じる領域が異なるという結果は、プラズマ中に $q = 2$ 及び3の有理面が2ヶ所存在する磁場配位における計算結果⁶⁾と同じである。なお表1のパラメーターにおいて、 $\psi_0(r_{S2}) = 0$ となるのは $f_0 = 0.131$ の場合であり、第4図中に点線で示してある。

4.3 トリプル・ティアリング・モードの非線形発展

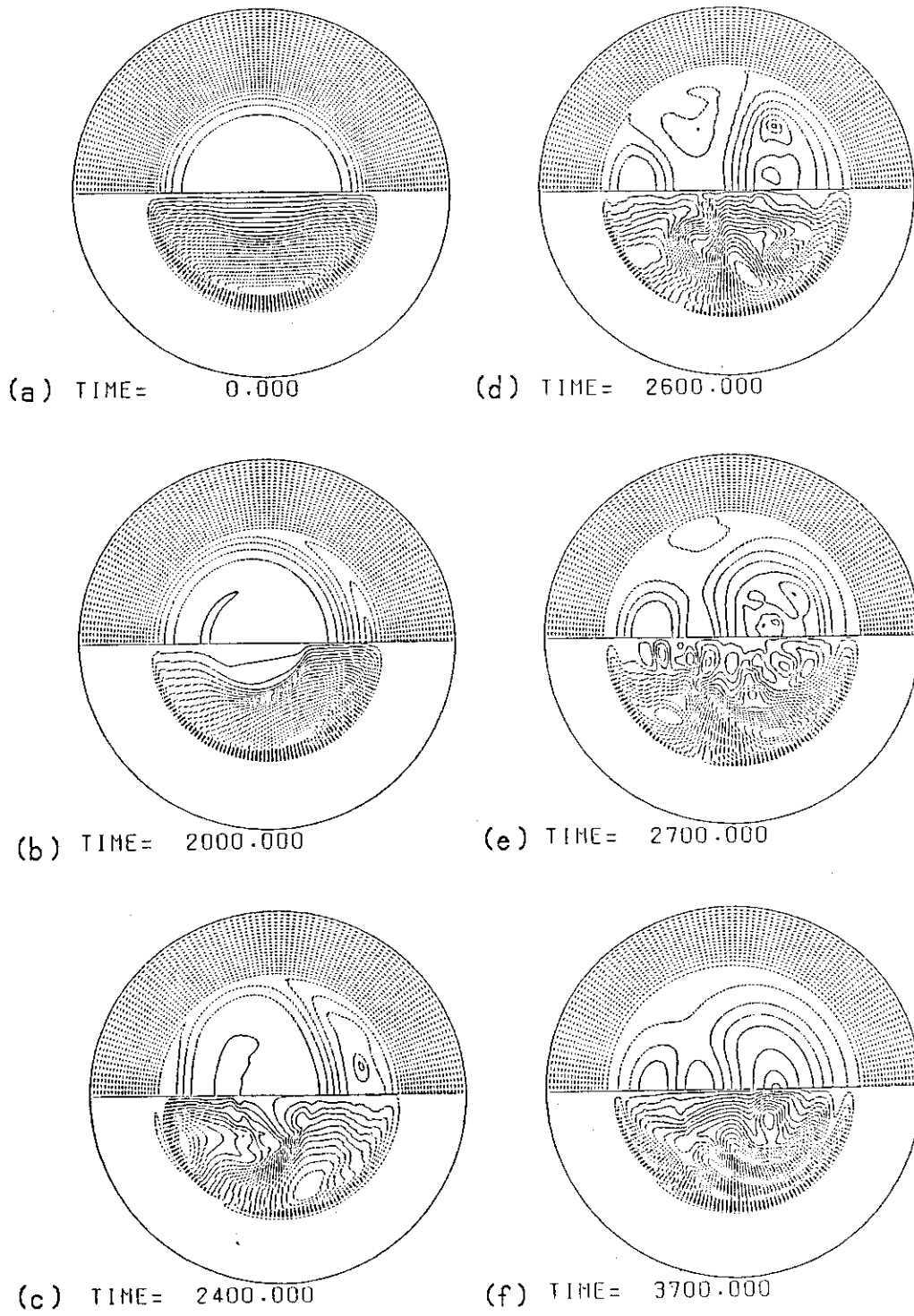
次に、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位における、モード数 $m = 1/n = 1$ のトリプル・ティアリング・モードによる、プラズマパラメーターの時間変化を調べる。 q の初期分布としては表3のパラメーターを用いる。(CASE(III), 第10図参照)時刻 $t = 0$ における ψ_0 , $\tilde{\phi}_1$ 及び q の空間分布を、第19図(a)に示す。 $q = 1$ の有理面の半径は各々、 $r_{S1} = 0.326$, $r_{S2} = 0.488$, $r_{S3} = 0.597$ である。

磁気面等の時間変化を第20図に示す。トリプル・ティアリング・モードの最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $0 < r < r_{S1}$ において有限値をとり、領域 $r > r_{S1}$ においてほとんど0であるため(第19図(a))まず $r = r_{S1}$ において磁力線の再結合により磁気島が形成される。(第20図(b))磁気島は成長を続け、時刻 $t = 1800$ で磁気軸は消滅する。この時点まで摂動 $\tilde{\phi}$ は、 $r \lesssim r_{S1}$ の領域に存在しているが、これ以降摂動は外側の $q = 1$ の有理面が存在する領域まで広がり、 $r = r_{S2}$ 及び $r = r_{S3}$ を含む領域で磁力線の再結合が生じる。(第20図(e))このプラズマ中央部及び周辺部における磁束の入れ換えは、運動エネルギーの時間変化の図(第21図)にも表われており、時刻 $t = 1700$ 及び $t = 2200$ において、運動エネルギーの値が最大となっている。最終的な磁場配位は、第20図(f)のようになる。第19図(a)と(f)の ψ_0 の分布を比較すると、時刻 $t = 0$ において、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S2})$ を満足する $r > r_{S3}$ の点を $r = r_C$ とすると、トリプル・ティアリング・モードによって領域 $0 < r < r_C$ において磁束の入れ換えが生じることが分かる。

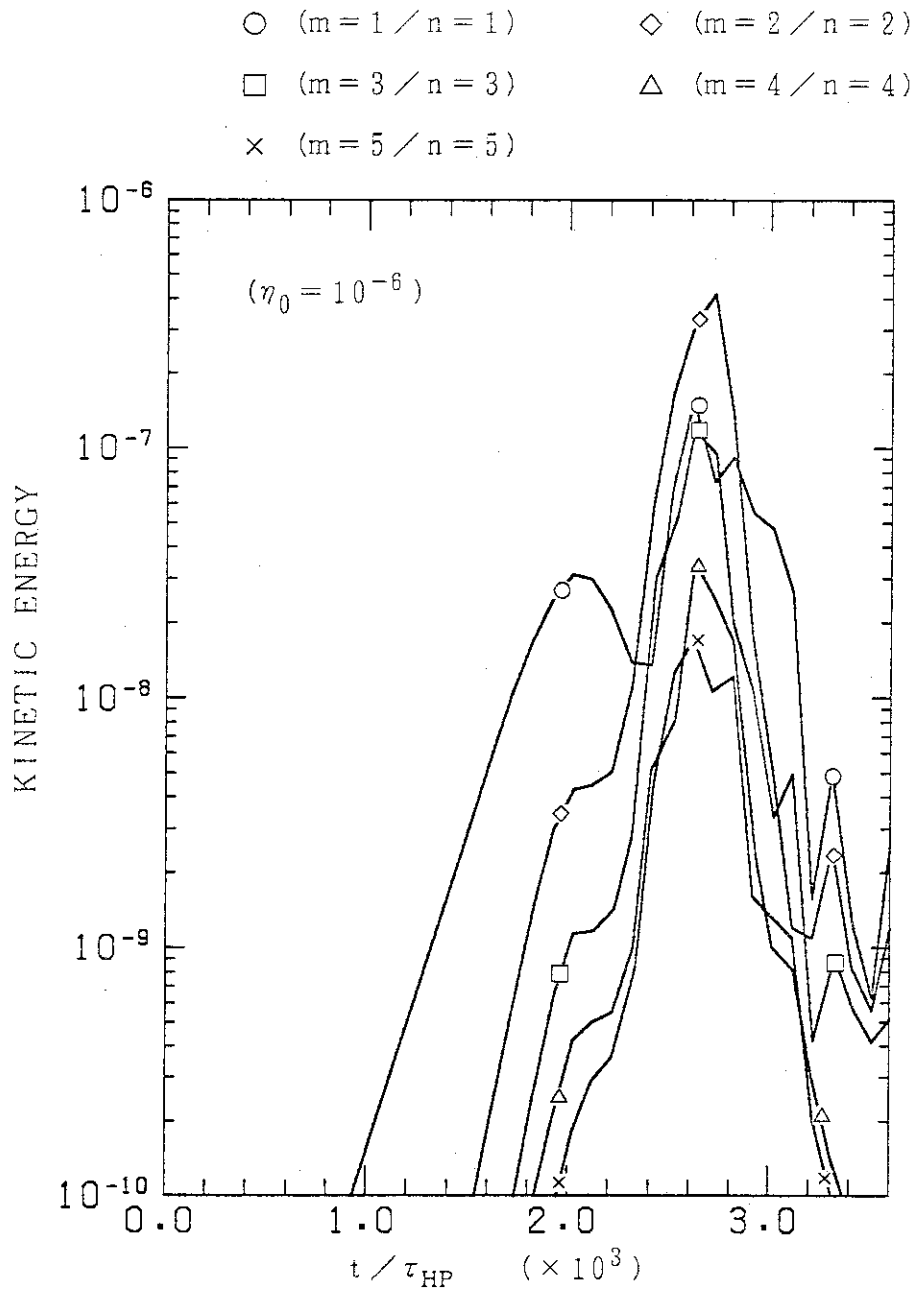
次に、表3のパラメーターにおいて、 $f_0 = 0.115$ として ψ_0 の初期分布を変えて同様の計算を行なう。(CASE (W), 第10図参照) $q = 1$ の有理面の半径は、各々 $r_{S1} = 0.311$, $r_{S2} = 0.505$, $r_{S3} = 0.596$ である。磁気面等の時間変化を、第22図に示す。この場合にも、トリプル・ティアリング・モードの最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $0 < r < r_{S1}$ において有限値をとるため、まず領域 $r \leq r_{S1}$ の領域において磁力線の再結合による磁束の入れ換えが生じ、次に領域 $r_{S2} < r < r_{S3}$ において磁束の入れ換えが生じる。 ψ_0 及び q の空間分布の変化を第24図(b)に示す。但し図中の実線は時刻 $t = 0$ 、破線は $t = 3700$ における値を表わしている。これより、トリプル・ティアリング・モードにより磁束が入れ換わる領域は、前述のものと同じであることが分かる。

また、表3のパラメーターにおいて、 $f_0 = 0.06$ とした計算(CASE (V), 第10図参照)では、 $q = 1$ の有理面の半径は、各々 $r_{S1} = 0.361$, $r_{S2} = 0.450$, $r_{S3} = 0.598$ となる。この場合トリプル・ティアリング・モードの最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、領域 $0 < r < r_{S3}$ で有限値をとるが、磁気面の時間変化の図(第23図)から分かる通り、摂動が外側の $q = 1$ の有理面近傍に局在することはなく、 $r = r_{S3}$ における磁力線の再結合によって生じた磁気島が、プラズマ中央部まで広がり、磁気軸を消滅させてしまう。 ψ_0 及び q の時間変化は第24図(c)のようになり、やはり磁束の入れ換えが生じる領域は前述のものと同じになる。

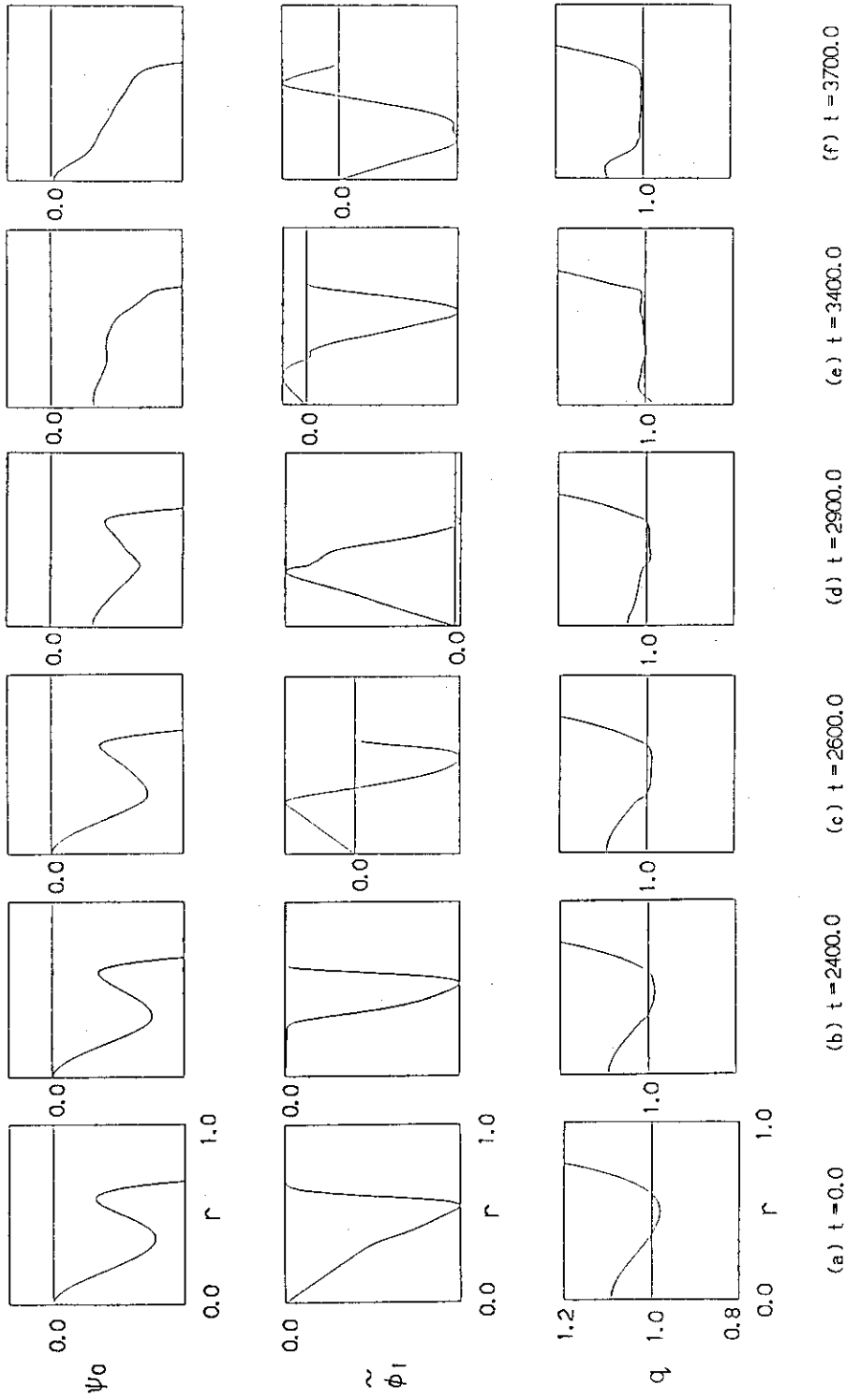
以上をまとめると、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位では、モード数 $m = 1$ / $n = 1$ のトリプル・ティアリング・モードによりプラズマ中央部を含めた広い範囲で磁束の入れ換えが生じ、内部ディスラプションに至る。磁束の入れ換えが生じる領域は、 ψ_0 の初期分布において、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S2})$ を満たす $r > r_{S3}$ の点を r_C とすると、 $0 < r < r_C$ である。プラズマ中に $q = 1$ の有理面が2ヶ所存在する場合と異なって、磁気軸をそのまま残して、プラズマ中心から離れた領域において局所的に磁束の入れ換えが生じることはない。



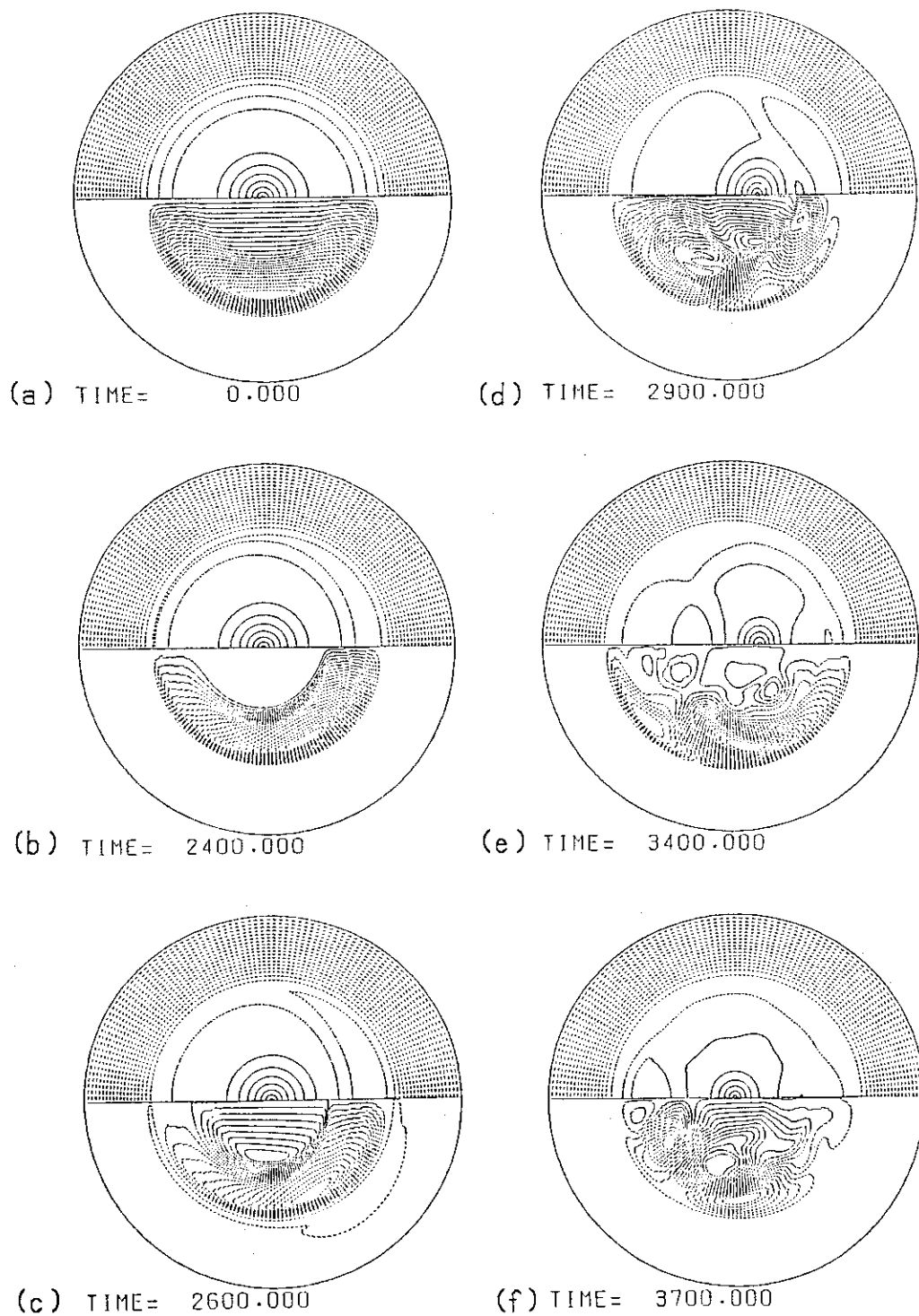
第14図 ポロイダル断面における ψ 及び ϕ の時間変化 (CASE(I))



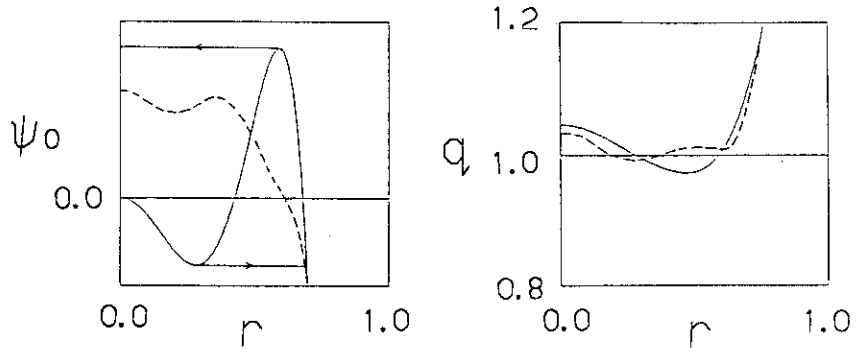
第15図 運動エネルギーの各フーリエ成分の時間変化 (CASE(I))



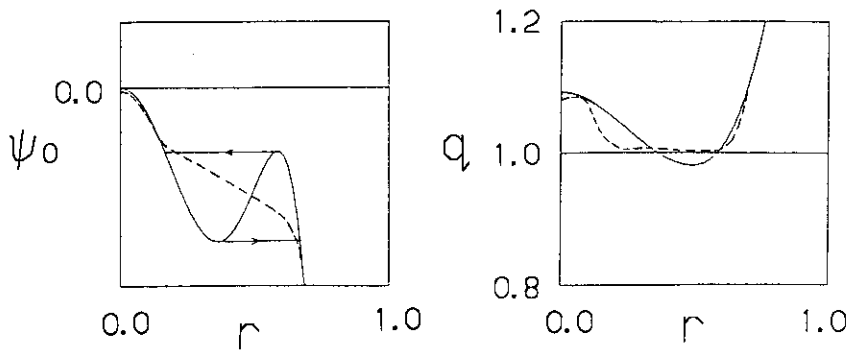
第16図 ψ_0 , $\tilde{\phi}_1$, q の空間分布の時間変化 (CASE II)



第17図 ポロイダル断面における ψ 及び ϕ の時間変化 (CASE(II))

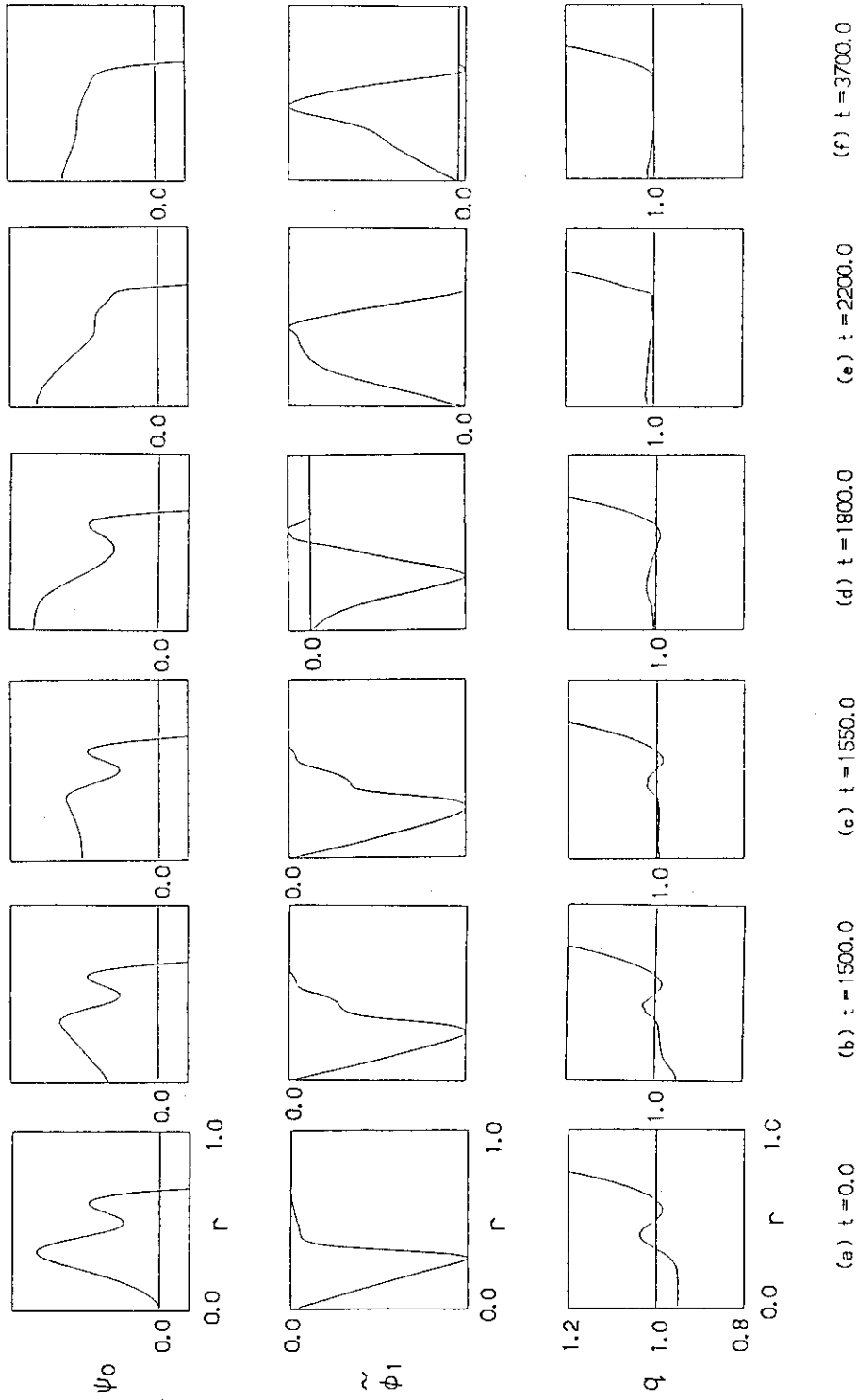


(a) CASE (I)

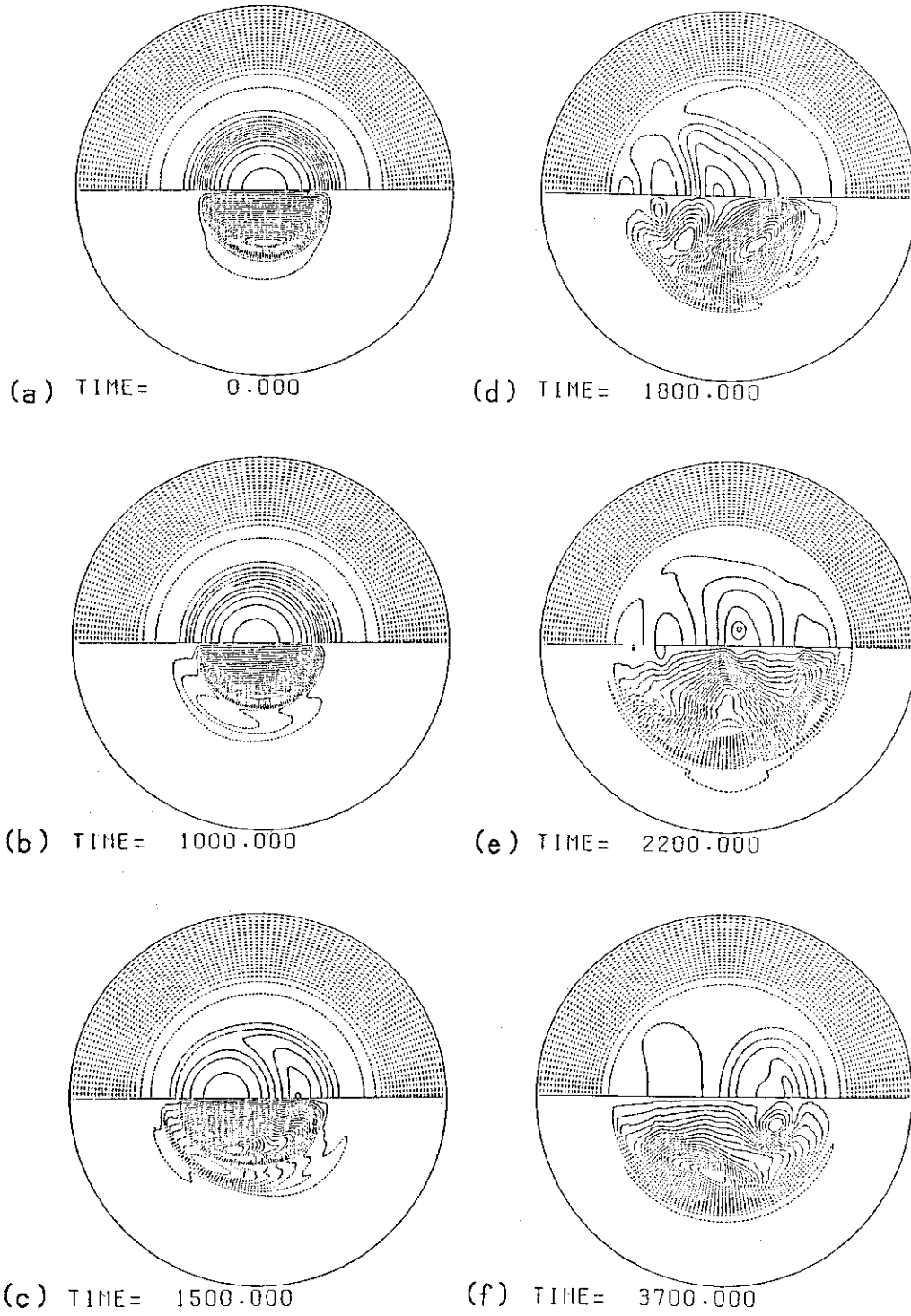


(b) CASE (II)

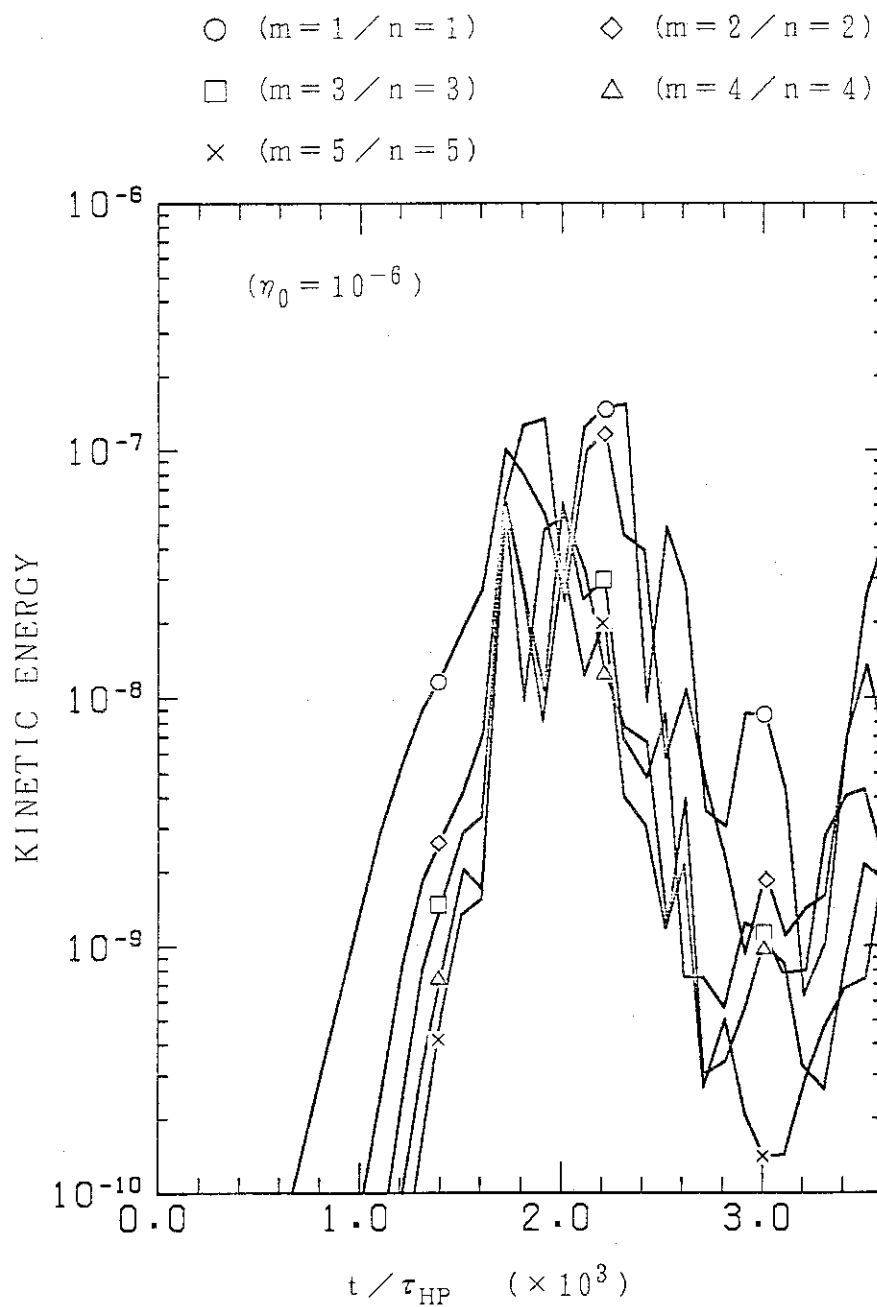
第18図 $m=1/n=1$ ダブル・ティアリング・モード発生前後の ψ_0 及び q の空間分布の比較。実線は発生以前の分布、破線は発生以後の分布を各々示す。



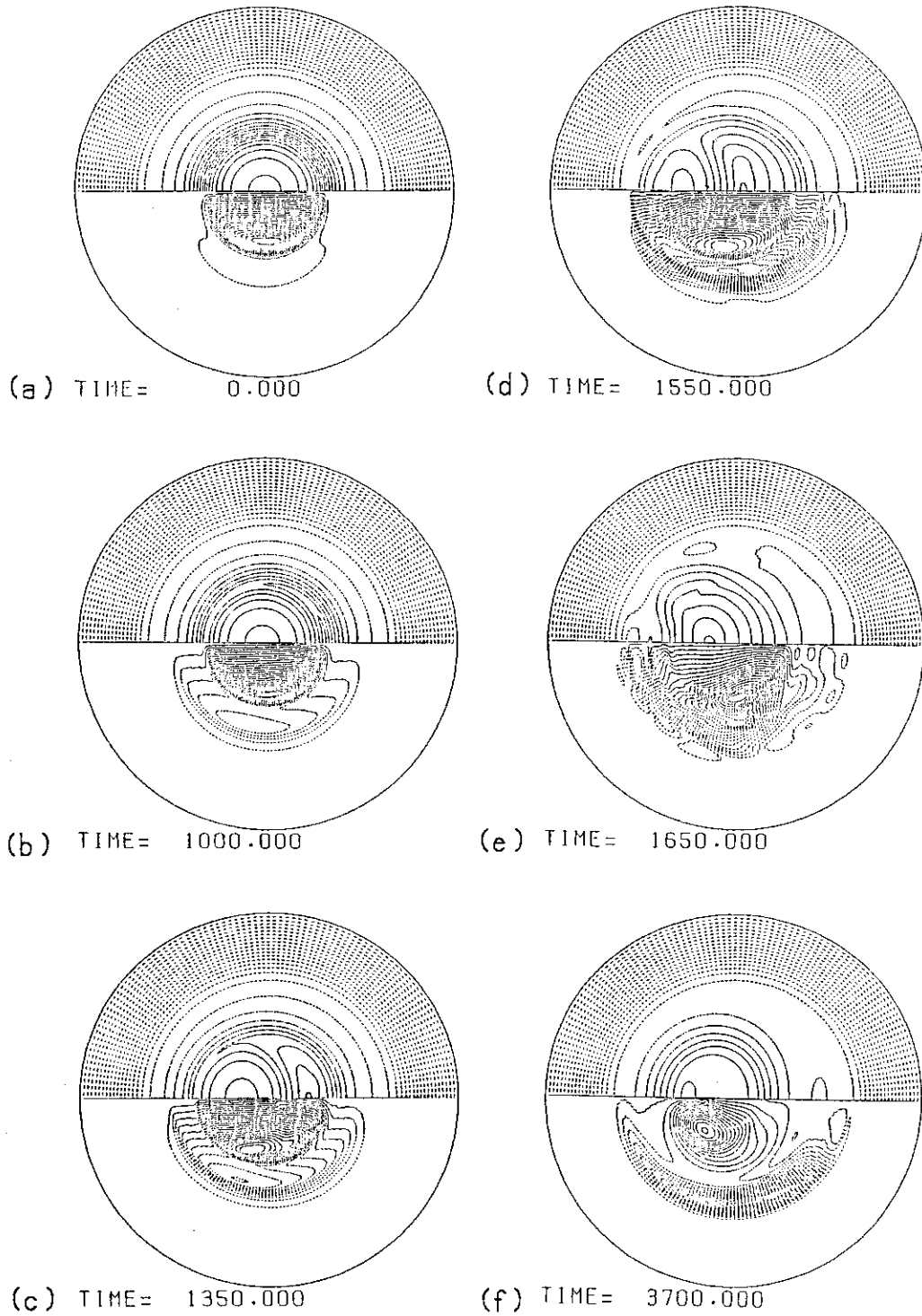
第19図 $\psi_0, \tilde{\phi}_1, q$ の空間分布の時間変化 (CASE (III))



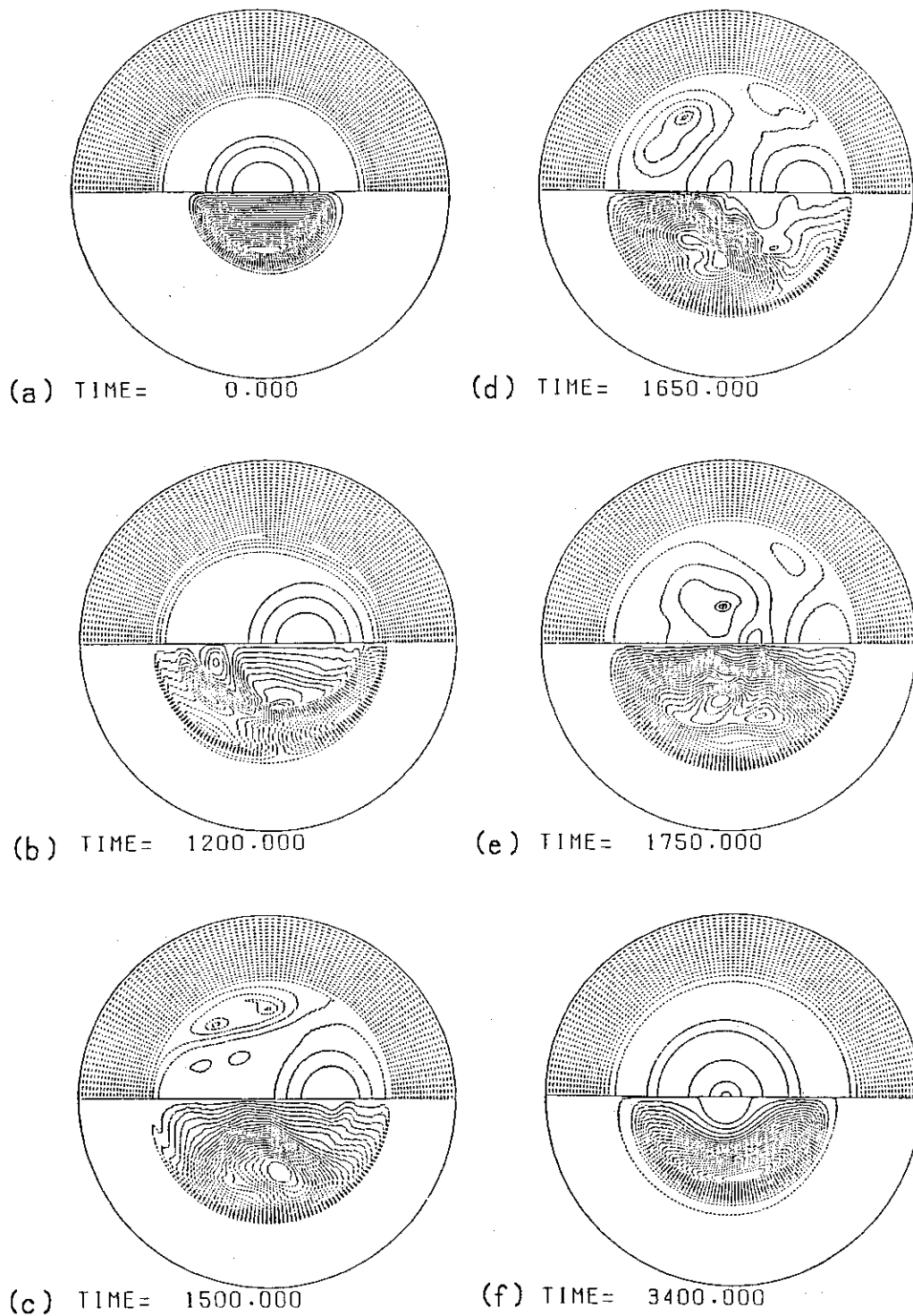
第20図 ポロイダル断面における ψ 及び ϕ の時間変化 (CASE(III))



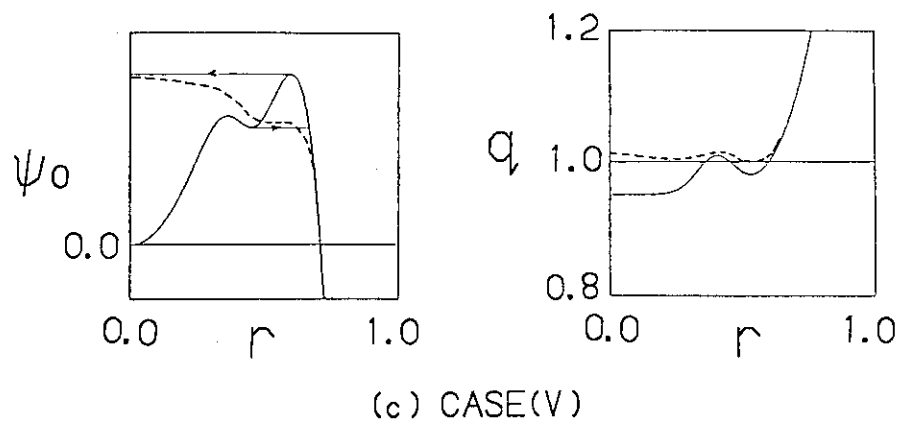
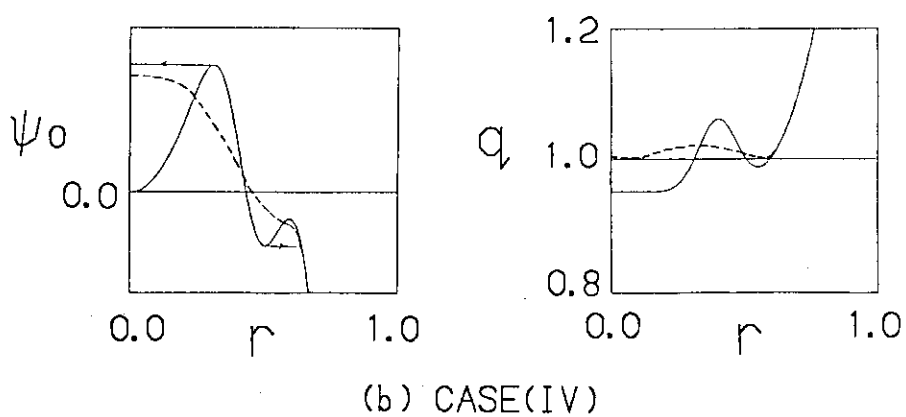
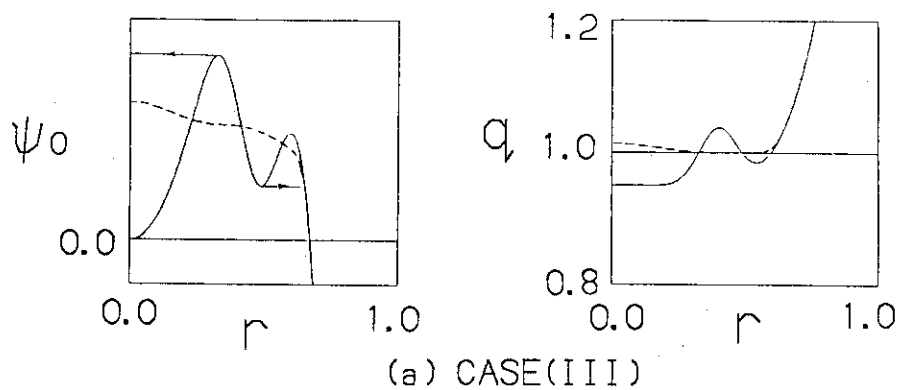
第21図 運動エネルギーの各フーリエ成分の時間変化 (CASE(Ⅲ))



第22図 ポロイダル断面における ψ 及び ϕ の時間変化 (CASE (IV))



第23図 ポロイダル断面における ψ 及び ϕ の時間変化 (CASE(V))



第24図 $m=1/n=1$ トリプル・ティアリング・モード発生前後の ψ_0 及び q の空間分布の比較。実線は発生以前の分布、破線は発生以後の分布を各々示す。

5. 結 論

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 2 ケ所以上存在する磁場配位における、モード数 $m = 1 / n = 1$ のマルチ・ティアリング・モードの固有値、固有関数及びその非線形発展を調べた。

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 2 ケ所存在する磁場配位では、ダブル・ティアリング・モードの固有値は $\eta_0^{1/3}$ に比例する。また、最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、プラズマ中心からいずれかの $q = 1$ の有理面まで有限の値をとり、その外側の領域ではほぼ 0 となる。2 つの $q = 1$ の有理面を含む限られた領域だけで $\tilde{\phi}$ が有限値となり、プラズマ中心では $\tilde{\phi}$ が 0 であるような局所モードに対応する固有関数は、有理面同士が十分接近した場合に存在するが、この固有値は小さい。

ダブル・ティアリング・モードの非線形発展は、ヘリカル磁束関数の初期分布 ψ_0 によって、2 つの場合に分けられる。つまり、 $\psi_0(r_{S2}) > 0$ の場合には、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S1})$ を満たす $r > r_{S2}$ の点を $r = r_C$ とすると、領域 $0 < r < r_C$ において磁束の入れ換えが生じ、内部ディスラプションに至る。一方、 $\psi_0(r_{S2}) < 0$ の場合には、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S2})$ を満たす $r < r_{S1}$ の点を r_{C1} とし、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S1})$ を満たす $r > r_{S2}$ の点を $r = r_{C2}$ とすると、ダブル・ティアリング・モードの成長が線形成長から非線形成長に移行する時点から、摂動 $\tilde{\phi}$ が主に領域 $r_{C1} < r < r_{C2}$ に局在するようになり、磁束の入れ換えもこの領域だけで生じ、磁気軸を含むプラズマ中心領域はほとんど変化しない。この ψ_0 の空間分布によって磁束の入れ換えが生じる領域が異なるという結果は、プラズマ中に $q = 2$ 及び 3 の有理面が 2 ケ所存在する磁場配位における計算結果⁶⁾と同じである。

プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 3 ケ所存在する磁場配位では、トリプル・ティアリング・モードの固有値は $\eta_0^{1/3}$ に比例する。また、最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ は、プラズマ中心からいずれかの $q = 1$ の有理面まで有限の値をとり、その外側の領域ではほぼ 0 となる。プラズマ中心部まで摂動が及ばない局所モードの固有関数に対応する固有値は小さい。以上の特徴は、ダブル・ティアリング・モードと同じである。

トリプル・ティアリング・モードの非線形発展は、最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ が、領域 $0 < r < r_{S1}$ において有限値をとる場合には、まず $r = r_{S1}$ における磁力線の再結合によって形成された磁気島の幅がプラズマ中央部まで成長して内部ディスラプションに至り、その後 $r > r_{S1}$ の領域まで広がった摂動によって、 $r = r_{S2}$ 及び $r = r_{S3}$ を含む領域において磁束の入れ換えが生じる。また最大固有値に対応する固有関数 $\tilde{\phi}$ が、領域 $0 < r < r_{S3}$ において有限値をとる場合には、 $r = r_{S3}$ における磁力線の再結合によって形成された磁気島が、プラズマ中央部まで成長し、内部ディスラプションに至る。いずれにせよ、ヘリカル磁束関数の初期分布 ψ_0 において、 $\psi_0(r) = \psi_0(r_{S2})$ を満たす $r > r_{S3}$ の点を $r = r_C$ とすると、領域 $0 < r < r_C$ において磁束の入れ換えが生じ、プラズマ中央部から離れた領域のみで磁束の入れ換えが生じる局所モードは生じない。

マルチ・ティアリング・モードの非線形発展の計算結果をまとめると、プラズマ中央部から離れた領域において局所的な磁束の入れ換えが生じるのは、プラズマ中に $q = 1$ の有理面が 2 ケ所存在し、かつ $\psi_0(r_{S2}) < 0$ の磁場配位の場合であり、 $q = 1$ の有理面が 2 ケ所以上存在するその他の磁場配位では、プラズマ中央部を含めた領域において磁束の入れ換えが生じ、内部ディスラプションに至る。

ジュールプラズマにおいて、モード数 $m=1/n=1$ のティアリング不安定性により、プラズマ中央部において、プラズマ電流及び温度の分布が平坦な分布になった時には、ジュール加熱エネルギーの空間分布は、プラズマの中心から離れた場所において最大となる。このため、まずここにおいて温度の上昇、更にプラズマ電流の上昇が生じ、プラズマ中に $q=1$ の有理面が2ヶ所存在する磁場配位となる。(この時点では、プラズマ中心での q の値はまだ1以上であると考ええる。) この時点での ψ_0 の分布は、式(14)の定義より $r=r_{S_2}$ において $\psi_0 < 0$ になると考えられ、モード数 $m=1/n=1$ のダブル・ティアリング・モードにより、プラズマ中央部にほとんど摂動を生じずに $r=r_{S_1}$ 及び $r=r_{S_2}$ を含む狭い領域において磁束の入れ換えが生じ、プラズマ内から $q < 1$ の領域は消滅する。プラズマ中心から離れた場所における温度上昇は引き続き生じるが、プラズマ中心においても温度上昇が起こるため、次の段階ではプラズマ中に $q=1$ の有理面が3ヶ所存在する磁場配位になると考えられる。今度はモード数 $m=1/n=1$ のトリプル・ティアリング・モードにより、プラズマ中央部を含む広い領域において磁束の入れ換えが生じる。

以上の2段階に分かれた磁束の入れ換えによる、プラズマの中央部から周辺部へのエネルギー流出が、double sawtooth oscillation として実験で観測されると考えられる。1回目と2回目の磁束の入れ換えが生じる時間間隔については、プラズマの輸送過程を考慮してプラズマ電流分布の時間変化を求めておく必要があり、これは今後の課題としたい。また、ダブルレットⅢの実験ではNBI加熱時に、double sawtooth oscillation が観測されているので、NBIによるプラズマ高 β 化の効果を考慮した解析が必要となるであろう。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、有益な助言ならびに示唆をいただいた、臨界プラズマ実験室解析グループの諸氏および理論解析研究室の滝塚知典氏に感謝の意を表します。さらに、御指導、御鞭撻を賜った吉川允二臨界プラズマ研究部長、田村早苗次長、鈴木康夫実験室長に厚く謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) von Goeler S. , Stodiek W. , Sauthoff N. , Phys. Rev. Lett. , 33, 1201
(1974)
- 2) Kadomtzev B. B. , Sov. J. Plasma Phys. , 1, 389 (1975)
- 3) Yamada H. et al. , PPPL-2213 (1985)
- 4) Pfeiffer W. , Nucl. Fusion, 25, 673 (1985)
- 5) White R. B. , Monticello D. A. , Rosenbluth M. N. , Waddell B. V. , Plasma
Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. , 1, 569 (1976)
- 6) Carreras B. , Hicks H. R. , Waddell B. V. , Nucl. Fusion , 19, 583
(1979)