

自己組織化における外的制御の研究

矢吹 謙太郎

博士（学術）

総合研究大学院大学
数物科学研究科
核融合科学専攻

平成八年度
(1996)

目次

第I章 序論

I-1	自己組織化とは？	1
I-2	構造形成研究の背景	3
I-3	研究の目的	5

第II章 自己組織化モデル

II-1	自己組織化モデル	7
II-2	モデル方程式	9
II-3	境界条件	11
II-4	モデル中におけるエネルギーの流れ	13
II-5	モデル内に形成される構造	13

第III章 シミュレーションコード

III-1	シミュレーションコードのアルゴリズム	16
III-2	シミュレーションの手順	16

第IV章 シミュレーション結果

IV-1 シミュレーションのパラメータ	18
IV-2 外部エネルギー流入速度と構造形成	19
IV-3 系のダイナミックレスポンスタイムと構造形成	34
IV-4 シミュレーション結果のまとめ	41

第V章 解析

V-1 プラズマ粘性による内部フローの励起	44
V-2 密度揺動波の線形解析	46
V-3 エネルギー流入速度と構造形成の関係	51
V-4 流入エネルギーの自律的調整機能による構造の定常維持	54
V-5 非対称構造の形成	56

第VI章 議論 60

第VII章 結論 63

謝辞 65

参考文献 66

第I章

序論

I-1 自己組織化とは？

西洋科学の中で、最初に自己組織化という概念が現われたのは生物学の分野である。例えば一つの卵という単純なものから、雛という非常に複雑なものへと自ら構造を形成していくという生物体のメカニズムがそれである。これは一般的には、各々の要素が複雑に相互作用し、そこから構造が生まれ、自己組織化が起こると考えることができる。現在ではこの自己組織化という現象は生物学の分野に限らず、非常に普遍的なものであると考えられている。しかしながら、近年に至るまでこの自己組織化というものを解明することを目的とした研究はそれほど存在していなかった。その原因は第一に、これまでの西洋科学が、物事をできるだけ単純な基本要素に分解し、すべての事象はそういった基本要素の組み合わせにより説明できるという西洋哲学に根差した基本方針をとっていたからである。この方針の代表的存在である素粒子論が近年まで成功を収めていたことも、この方針に対する疑念を差し挟むことがなかった原因となっていた。また、（もしくはそれ故か）自己組織化という概念が非常に漠然としており、明白な定義が行われていなかったことにもよる。この基本要素に還元し、そこか

ら全ての事象を説明するという方針の下では、物事は単純な基本要素に分解できるとはわけではなく各々の要素が複雑に相互作用し、そこから構造が生まれ自己組織化が起こる、という考えに至ることはできない。このすべての事象は基本要素の組み合わせにより説明できるというのはまさに線形の考え方であり、基本的に線形近傍しか解くことのできない理論計算の限界をも表わしている。

一方、東洋哲学に基づいた東洋科学ではどうであったか？東洋科学の代表である中医を例にとって考えて見よう。中医においては西医の様に人間の体を単純な内臓器官（部品）に分解して考えることはない。全ての部分には他の部分と関連しており、一つだけで単独に孤立して存在できるものではないという考えがその根底にある。足の裏に胃腸のツボがあるというのがまさにその考えを表わしている。漢方薬の処方においても、悪い部分に直接作用する西洋医学の薬と違って、全体として見たときの症状に対して作用する薬を与える。また、仏教においては、すべての事象は因縁によって関連しており、一つとして独立なものは無いという考えがその根底をなしている。このように古より東洋では全ての事象は独立した単純な基本要素に分解できず、お互いに複雑に関連しあって行って切り離すことはできないと考えていたのである。しかし、近年に至るまでの西洋優位の考えから多くの人々は東洋哲学的立場の物の見方を顧みなかったように思われる。

ところが近年になって、すべての事象は基本要素の組み合わせにより説明できるという立場では説明しえない現象が脚光を浴びるようになってきた。その原因のひとつが、コンピューターの発展によるコンピューターシミュレーションによる計算機実験の誕生である。コンピューターシミュレーションではこれまでの解析手法による理論研究において不可能であった非線形性の強い現象を調べることができるが、そういった強い非線形現象の

中から自己組織化現象が見つかるようになってきたのである。特に非線形現象の塊ともいえるプラズマの分野において多くの事例が見つかっている。また、他の様々な分野においても、こういった要素同士の複雑な関わり合いによる非線形的現象に興味が集まってきている。すべての事象は関連しており、一つとして独立なものはないというのはまさに非線形の考えそのものである。このような視点から、様々な分野間に渡って普遍的に存在する自己組織化を含めた「複雑性」を一つの学問として位置づけようという動きがあり、今後の科学の大きな柱となっていくであろうことが予想される。

I-2 構造形成研究の背景

プラズマの分野においては、摂動論的手法が用いられない程の強い非線形性がしばしば現われるために、早い時期からコンピューターシミュレーションを用いた研究が行われてきた。そのような研究の中から、プラズマの自己組織化現象が見つかってきている。この自己組織化を一般的に説明する試みとして、核融合科学研究所の佐藤グループ（複雑性シミュレーション研究グループ）では自己組織化の統一的シナリオを提唱している[1]。そのシナリオによると、まず外界から系内へのエネルギー流入によって蓄えられた自由エネルギーの解放機構として系内に構造不安定性が生じる。系内に存在する揺らぎは不安定性により成長していき、系内での強い非線形相互作用を通じて構造不安定（非線形不安定）を誘発し、質的構造変換に至る。構造変換と呼応して形成されつつある構造にとって不要なエントロピーが生産され、そのエントロピーを系外部へ排出しながら、系内に特徴的な新しい構造を形成していくというものである。

このシナリオにおいて、構造形成に重要な役割を果たすと考えられるいくつかのパラメータが存在する。それは

1. 系外部から系内への活性化エネルギー（情報）の流入速度
2. 系のダイナミックレスポンスタイム
3. エントロピーの排出速度

の三つである。

これまでのプラズマ研究における自己組織化現象は、エネルギー流入の観点から見て二つの系統に大別することができる。一つは系内にあらかじめ過剰なエネルギーを与え系内をエネルギー過飽和状態にしておき、その過剰なエネルギーに対して系内でのエネルギー変換や非線形効果を通じてエネルギーが最小となるような構造が定常的に形成されていくものである。もう一つは系内に外界からエネルギーを連続的に注入することによって系内が活性化され、系内でのエネルギー変換や非線形効果を通じて間欠的に構造が形成されていくというものである。

前者の例としては、MHDプラズマの緩和と自己組織化の研究がある[2]～[5]。この研究では系内にあらかじめエネルギー過飽和状態となるような磁場配位を設定し、そのエネルギー過飽和状態から磁気リコネクション等の非線形過程を通じて磁力線トポロジーの変換が起き、過剰なエネルギーを解放し、系内のエネルギーが最小となるような磁場や圧力などの構造が形成されていくというものである。このモデルでは系内へのエネルギー注入は初期の一度だけであるので、系内のエネルギーが最小となり安定した構造はその安定状態を維持する。

後者の例として、磁力線ねじまげの研究がある[6]。この研究では系の上下の境界のプラズマフローを反対称的に強制的に駆動することで系内に定常的なエネルギー（ヘリシティ）を注入する。それによって系内の磁場がねじ曲がり、磁力線が磁気リコネクションを起こすことによって磁力線トポロジーの変換と同時に系内の過剰なエネルギーを解放するというもので

ある。この研究のモデルでは常に注入され続ける過剰なエネルギーを解放するために、間欠的な磁気リコネクションによるパースト的なエネルギー解放現象を繰り返す。

また、後者の他の例として、局所開放系における磁気リコネクションの緩和過程の研究がある[7]。反平行磁場配位（ハリス解）を有する系の境界に定常的な電場を与え、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ によってプラズマフローを磁気中性面に向かって流入させ磁気リコネクションを駆動するシミュレーション研究である。流入したプラズマフローは磁気中性面の圧力及び磁気中性面電流を増加させ、磁力線が磁気リコネクションを起こすことによって系内の過剰なエネルギーを解放するというものである。

この例においても前者の研究と同様に、外部から注入され続けるエネルギーを解放するための、磁気リコネクションが間欠的に駆動され、パースト状のエネルギー解放現象が繰り返される。

これらの例はプラズマの自己組織化現象の中に何がしかの普遍的な振る舞いが存在することを示差しているように思われる。

I-3 研究の目的

前節で述べたように、これまでの自己組織化に関する研究の多くは、具体的に観測される構造変換を伴う現象を解明することを目的としており、構造形成に関する普遍的性質を抽出することを目指す構造形成そのものの研究はほとんど見られなかった。しかしながら、そういった一連の研究の中から構造形成に至る普遍的なシナリオが臚げながら浮かび上がり、少しずつ構造形成の本質が見えてきた。このような状況から構造形成そのものに重点を置いた研究が新しい学問の流れを創造しつつある。そこで本研究ではこの構造形成に焦点を当て、この構造形成に至るシナリオに新しい切

り口を入れ、構造形成シナリオを一步前進させることを目指した。

地球のオーロラアーク生成機構を説明する磁気圏-電離層間のフィードバック不安定性成長モデルが存在するが[8]、このモデルは磁気圏のプラズマが粘性によって太陽風に引きずられ、そこから供給される対流エネルギーが磁力線に沿って磁気圏内をアルヴェン波として伝播し、電離層に到達し、電離層内の密度波（静電波）を励起し、アルヴェン波と静電波が結合し、そのフィードバック不安定性により構造を形成するというものである。この太陽風-磁気圏-電離層結合系では太陽風と磁気圏との境界面におけるプラズマ粘性を通じて外部からのエネルギー流入が調整される。本研究ではこの磁気圏-電離層間のフィードバック不安定性成長モデルを念頭において、前節の構造形成に至るシナリオの中で重要な役割を果たすと考えられる外界からの情報（エネルギー）の取り入れを調整しうる膜（層）を持つモデルを構築し、このモデルに対するシミュレーションコードを開発し、情報入力速度を制御するパラメータを変化させながらシミュレーションを行うことによって、構造形成と外部エネルギーの取り入れ方との関係を探る。特に外界からの系を活性化させる情報の流入速度と系内の構造形成に対する関係に重点を置き研究を行う。即ち、エネルギーに関する情報量流入タイムスケールと系のダイナミックレスポンスタイムの大小関係により系内の構造形成がどのように変化するかを調べることにより、構造形成の外的制御についての知見を得る。

第II章

自己組織化モデル

II - 1 自己組織化モデル

この章では研究に用いた自己組織化モデルについて説明を行う。前章で述べた構造形成に重要な役割を果たすと考えられるいくつかのパラメータ

1. 系外部から系内への活性化エネルギー（情報）の流入速度
2. 系のダイナミックレスポンスタイム
3. エントロピーの排出速度

の中で、1と2を自由に制御できる単純化したモデルを構築した。3については自己組織化に伴うエントロピーとは何かを明らかにする必要がある。この課題に関しては現在研究が進みつつあるが、まだその正体は明らかではなく、ここでは取り上げないことにする。

構築した自己組織化モデルを Fig. 1 に示す。図に示したような直方体のシミュレーションボックスを設定し、そこには一様な磁力線が垂直方向に存在しているものとする。その内部は三つの性質の異なる領域から構成されている。

上部境界面に接した薄い領域を粘性プラズマ領域とし、有限の粘性を持つが電気抵抗は持たない粘性無抵抗MHDプラズマで満たされているもの

とする。この粘性プラズマ領域の上端部には外部プラズマフローが定常的に流れているものとする。その外部フローからプラズマ粘性を通じて粘性プラズマ領域内にプラズマフローが励起され、系外部からのエネルギー流入量を調整している。

薄い粘性プラズマ領域の下部には広大な無損失MHD領域が存在し、その内部は粘性も電気抵抗も持たないMHDプラズマで満たされている。この領域内ではエネルギー（情報）はアルヴェン波として磁場、電場、電流の変化を伴いながら、磁力線に沿って無損失で伝わっていく。

この無損失MHDプラズマの下部には散逸性プラズマ領域が接しており、その内部は弱電離プラズマで満たされている。この散逸性プラズマ領域は二流体モデルに基づいた弱電離プラズマの方程式系で記述されるが、高さ方向は積分平均したスラブモデルで近似し、高さ方向の構造は考えないことにする。この領域内の弱電離プラズマ内には上部の無損失プラズマ領域を伝播するアルヴェン波に伴った沿磁力線電流が流れ込み、密度波（静電波）を励起する。同時に存在する電気抵抗によってオーム加熱が生じ、系に流入してきたエネルギーは散逸する。

このモデルでは「1. 系外部から系内への活性化エネルギー（情報）の流入速度」は粘性プラズマ領域のプラズマ粘性に依存する。従って、プラズマ粘性を変化させることにより流入量を制御することができる。また、「2. 系のダイナミックレスポンスタイム」は無損失MHDの長さ、アルヴェン速度を変化させることにより制御することができる。

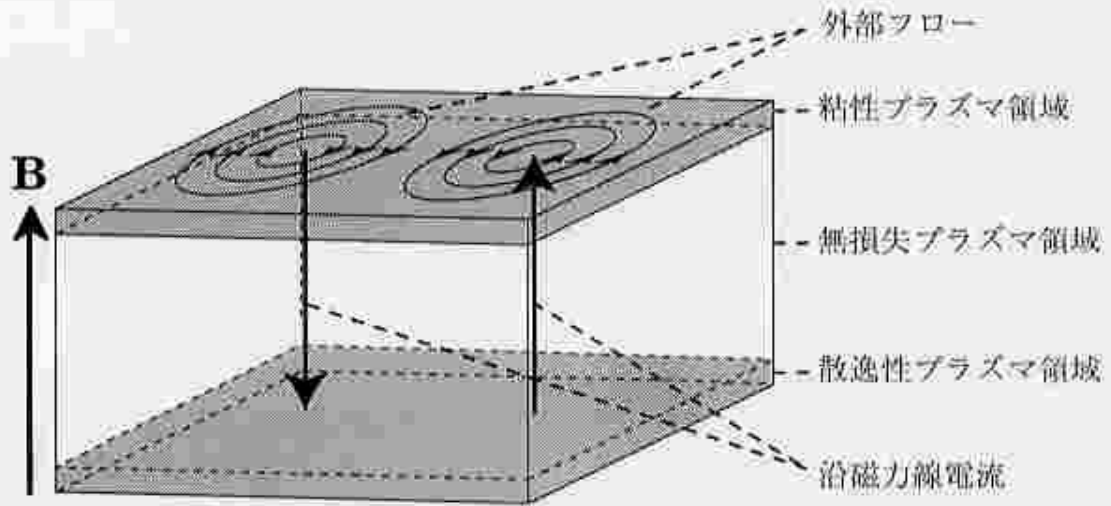


Fig. 1 本研究に用いた自己組織化モデル

II-2 モデル方程式

次にこのモデルを記述している方程式について説明する。粘性プラズマ領域は粘性を有しているが、電気抵抗は持たないMHD方程式で記述される。ただし圧力項は低 β プラズマを考えているので無視することにする。

$$\rho_0 \frac{d}{dt} \mathbf{v} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nu \Delta \mathbf{v} \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (3)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

ここで、 \mathbf{v} , \mathbf{B} , \mathbf{E} , \mathbf{j} , ρ_0 , ν はそれぞれプラズマフロー、磁場、電場、電

流密度、プラズマ密度、プラズマ粘性である。

無損失プラズマ領域は次のような粘性も電気抵抗も持たないMHD方程式で記述される。ここでも圧力項は低 β プラズマを考えているので無視することにする。

$$\rho_0 \frac{d}{dt} \mathbf{v} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (7)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

散逸性プラズマ領域は2流体方程式に基づく Height - Integrated (スラブ近似) 方程式によって記述される [8]。それらは次のようなものである。

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\mathbf{E}_D \times \mathbf{B}_D}{B_D^2} \cdot \nabla_{\perp} N = -\frac{j_{\parallel} - j_{\parallel 0}}{eh} - \alpha(N^2 - N_0^2) + D\Delta N \quad (9)$$

$$\mathbf{j}_D = NeM_P \mathbf{E}_D - NeM_H \frac{\mathbf{E}_D \times \mathbf{B}_D}{|\mathbf{B}_D|} \quad (10)$$

ここで N , \mathbf{E}_D , \mathbf{j}_D はそれぞれ散逸性プラズマ領域の電子密度、電場、磁場を横切る電流である。 \mathbf{B}_D は散逸性プラズマ領域の磁場であり、一定であると仮定する。 $j_{\parallel}, e, h, \alpha, D, eM_P, eM_H$ はそれぞれ無損失プラズマ領域から散逸性プラズマ領域へ流れ込む電流、電荷、散逸性プラズマ領域の厚さ、電子-イオンの再結合率、電子の拡散係数、ペダーセン電導度、

ホール電導度である。

散逸性プラズマ領域を流れる電流は磁場を横切る抵抗性電流であり、無損失プラズマ領域を流れる磁力線に平行な電流を閉じる役割を果たしている。この電流 (10) 式は次の二つの電流成分から構成されている。ひとつはペダーセン電流と呼ばれるもので、次のように表わされる。

$$\mathbf{j}_P = NeM_P \mathbf{E}_D \quad (11)$$

もうひとつはホール電流と呼ばれるものである。

$$\mathbf{j}_H = -NeM_H \frac{\mathbf{E}_D \times \mathbf{B}_D}{|\mathbf{B}_D|} \quad (12)$$

これら二種の磁場に垂直方向に流れる電流は、電場 (\mathbf{E}) や電子とイオンの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの大きさや、電子やイオンと中性粒子との衝突の頻度により決定され、それがペダーセン電導度 eM_P やホール電導度 eM_H の物理的な意味である。

無損失プラズマ領域と散逸性プラズマ領域は次の電流保存則により連結されている[8]。

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_D = \frac{j_{\parallel}}{h} \quad (13)$$

II - 3 境界条件

境界面に垂直なプラズマフローが存在すると、境界を通じて直接的に系にエネルギーの出入りが存在することになる。本研究ではエネルギーの流入、散逸はそれぞれプラズマ粘性、散逸性プラズマにおける電気抵抗のみ

によるものとする。従ってモデルの側面の境界からの出入りは0とする。即ち、プラズマフローは側面を横切って出入りしないものとする。さらに、側面の境界に沿った電流は流れないものとする。

上端の境界にはシミュレーションモデルのところで述べたように外部エネルギー源として外部プラズマフロー源を置く。この外部プラズマフローは(14)式の流れ関数で与えられる湧出のない左右反対称の渦対とする(Fig. 2)。

$$\varphi = \frac{U_0}{\pi} \sin(\pi x) \sin(\pi y) \quad (14)$$

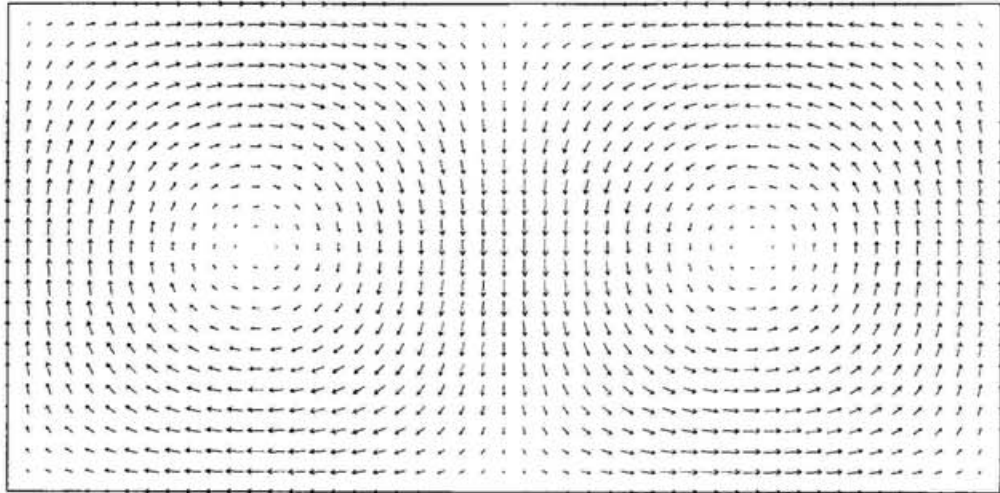


Fig. 2 外部プラズマフローのパターン

ここで左右反対称の渦対を与えた理由は、この外部プラズマフローからプラズマ粘性を通じて内部にプラズマフローのみを励起するためである。外部フローと同様の左右反対称の渦対とすることにより、メカニカルなエネルギーであるプラズマフローの流入は許すが、電気的なエネルギーは遮断される。

II-4 モデル中におけるエネルギーの流れ

粘性プラズマ領域における粘性によるエネルギー流入率は次で与えられる。

$$W_v = \int \mathbf{v} \cdot \nu \Delta \mathbf{v} dV \quad (15)$$

このようにして流入してきたエネルギーは、アルヴェン波のポインティングフラックスとして無損失プラズマ領域を経て散逸性プラズマ領域へと伝わる。

次に、散逸性プラズマ領域におけるエネルギー散逸について考える。アルヴェン波に伴う沿磁力線（パラレル）電流は散逸性プラズマ領域において磁力線に垂直方向に流れる電流となり、MHD領域と散逸性プラズマ領域において閉じた電流系を形成する。垂直方向に流れる電流は（10）式で表わされるが、この電流によって生成されるジュール加熱は

$$\begin{aligned} W_{Joule} &= \int h \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}_D dS \\ &= \int \frac{E_D^2}{R} dS \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ここでホール電流は電場に垂直であるために、ジュール熱生成には何ら関与しない。

II-5 モデル内に形成される構造

本モデルでの構造としては、フィードバック不安定性により形成される沿磁力線電流に現われるカーテン状構造、及びそれに伴った散逸性プラズマ領域に形成される電子密度の縞模様構造を考えている。この構造形成の

プロセスは次のようなものである[8]。

「散逸性プラズマ領域における電子密度の揺動が、アルヴェン波として無損失プラズマ領域を伝播し、粘性プラズマ領域で（部分）反射される。そしてアルヴェン波が粘性プラズマ領域から散逸性プラズマ領域に再び戻ってきた時に、アルヴェン波と電子密度波との間にある特定の位相関係が満たされるとき（無損失MHDプラズマの応答がキャパシティブに働く時）、電子密度波と沿磁力線電流等の揺動（アルヴェン）波が正のフィードバック関係となり揺動が成長する。」

このようにして、散逸性プラズマ領域の電子密度や沿磁力線電流に構造が形成されて行く。本研究で得られた構造の例を Fig. 3a~3b に示す。

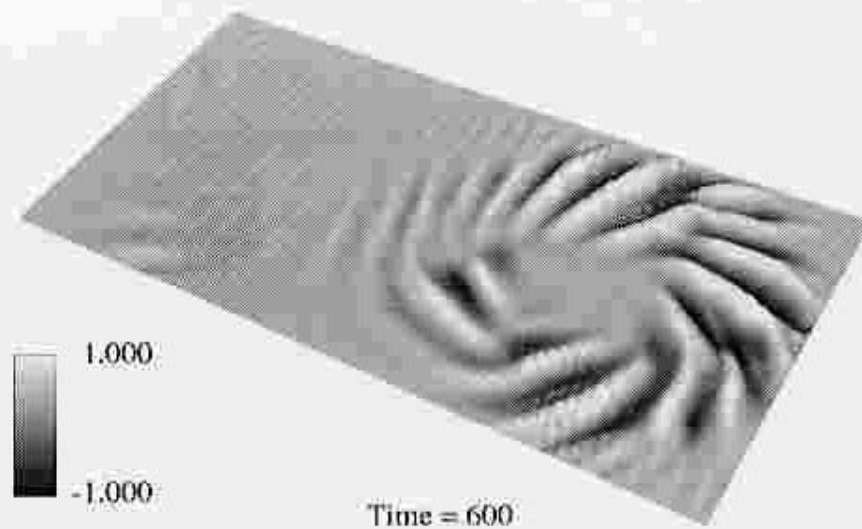


Fig. 3a 本研究で得られた構造形成の例
(散逸性プラズマ領域の電子密度構造パターン)

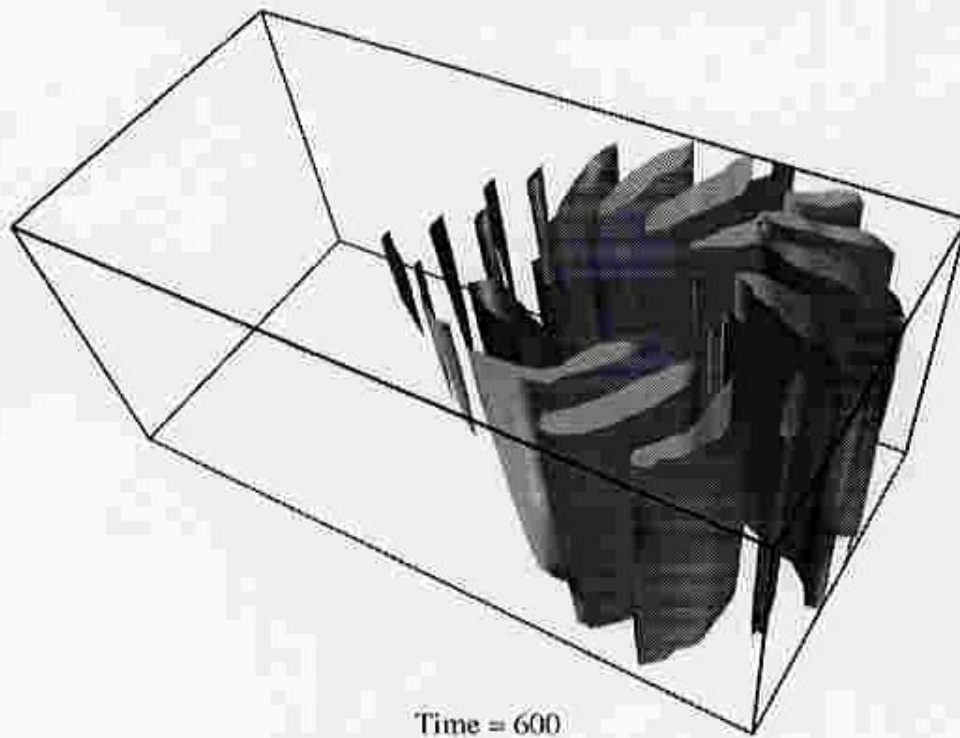


Fig. 3b 本研究で得られた構造形成の例 (沿磁力線電流の等値面構造)

第III章

シミュレーションコード

III - 1 シミュレーションコードのアルゴリズム

シミュレーションボックスは x 、 y 、 z 座標に対し、 $101 \times 51 \times 51$ に分割する。方程式群は空間に関して2次の差分形に変形する。散逸性プラズマ領域の電場は静電ポテンシャル Φ を用いて $\mathbf{E}_D = -\nabla\Phi$ という形で表わされると仮定する。(10)式と(13)式から Φ に対する楕円型方程式が得られるが、この方程式は毎ステップごとにPBCG法 (Preconditonal Bi - Conjugate Gradient Method) によって解く。時間積分に関しては4次のRKG法 (Runge - Kutta - Gill Method) によって行う。演算精度の確認はエネルギー時間積分値とその時点でのエネルギー値を比較することにより行う。

III - 2 シミュレーションの手順

実際のシミュレーションの実行は二つのステップに分けられる。第一のステップは初期条件を求めるもので、外部プラズマフローにより系内に励起されたプラズマフローが定常な状態に落ち着くまで行う。このステップでは散逸性プラズマ領域の電子密度の揺動は解かない。この第一のステッ

プを実行するための初期条件は次のようなものである。

1. 散逸性プラズマ領域から粘性プラズマ領域を貫く縦方向の一様な磁場
2. 一様なプラズマ密度（粘性プラズマ領域、無損失プラズマ領域）
3. 系内のプラズマフローは存在しない
4. 一様な電子密度（散逸性プラズマ領域）

第二のステップは散逸性プラズマ領域の電子密度の揺動も含め、すべての方程式を無撞着に解くステップである。このステップの初期条件として第一のステップで得られた定常状態を用い、初期揺動として最大で0.1%の大きさのランダムノイズを無損失MHD領域の散逸性プラズマ領域端の速度場に与える。このステップで現われる電子密度、沿磁力線電流等の構造成長を調べることによって構造形成の挙動を検証していく。

第IV章

シミュレーション結果

IV-1 シミュレーションのパラメータ

第2章で述べたように、このモデルでは

1. 系外部から系内への活性化エネルギーの流入速度
2. 系のダイナミックレスポンスタイム

を種々のパラメータを変化させることにより制御することが可能となっている。本シミュレーション研究では「1. 系外部から系内へのエネルギー流入速度」に対して粘性プラズマ領域のプラズマ粘性、「2. 系のダイナミックレスポンスタイム」に対して無損失プラズマ領域の長さをそれぞれ変化させることにより制御を行うことにする。実際のシミュレーションでは便宜のために $\mu_0=1$ となるように規格化した方程式系を用いた。

全てのシミュレーションにわたって共通なパラメータを次に示す。ここでこれらのパラメータは散逸性プラズマ領域の電気抵抗と無損失プラズマ領域のインピーダンスとがマッチングするように設定した。即ち、MHD領域の特性インピーダンス $Z_0 = \mu_0 V_A$ と散逸性プラズマ領域の電気抵抗(ペダーセン抵抗) $R = N_0 h e M_p$ とが等しいように仮定した。

Table 1 に全てのシミュレーションにおいて共通なパラメータを示す。

アルヴェン速度 V_A	1.0
粘性プラズマ領域の厚さ L_v	0.02
無損失プラズマ領域の厚さ L	1.0
シミュレーションボックスの水平長 L_x, L_y	2.0, 1.0
外部フローの最大値 v_0	0.02
縦磁場の初期値 B_0	1.0
粘性プラズマ領域、無損失プラズマ領域のプラズマ密度 ρ_0	1.0
散逸性プラズマ領域の厚さ h	0.2
電子密度の初期値 N_0	10.0
背景電離による電子密度の最小値 N_{min}	1.0
ペダーセン電導度 eM_P	0.5
ホール電導度 eM_H	1.0
電子の拡散係数 D	5.0×10^{-5}
電子-イオンの再結合率 α	0.02

Table 1 共通シミュレーションパラメータ

IV - 2 外部エネルギー流入速度と構造形成

まず、外部から流入するエネルギーの速度によって構造形成がどのように変化するかを検証することから始める。そのために、粘性プラズマ領域の粘性の値を変化させることにする。

IV - 2.1 シミュレーション 1

粘性 ν の値を変えるシミュレーションを行った結果、 ν の値が0.018を超える場合には常に同じ傾向の構造形成が得られたので、ここではその代表として $\nu = 0.0180$ の場合のみを紹介する。この場合の散逸性プラズマ領域の電子密度の揺らぎ構造の最大値を時間の関数として表わすと、Fig. 4aのように変化する。最初、ほとんど指数関数的に振幅が上がっていき、時間が $300 \tau_A$ 付近で飽和を起し（揺動の振幅はほぼ初期の密度 N_0 に達する）、その後大局的な構造は時間的に安定に推移する。そのときの散逸性プラズマ領域の電子密度の構造はFig. 5a ~ Fig. 5jのように発展していく。構造形成の大きな特徴として電子密度の構造に大きな左右非対称性が現われる。この原因については後に考察を行う。

一方、エネルギー流入率 $L_\nu \int \mathbf{v} \cdot \nu \Delta \mathbf{v} dS$ の時間変化を示したのが Fig. 4bである。電子密度揺動の構造が飽和を起すと同時にそれに対応してエネルギー流入率が減少するという奇妙な現象が観測される。これについても後で考察する。

無損失プラズマ領域内の運動エネルギーも Fig. 4c に示すように電子密度揺動が飽和を起こした後、緩やかに増加し飽和を起こす。

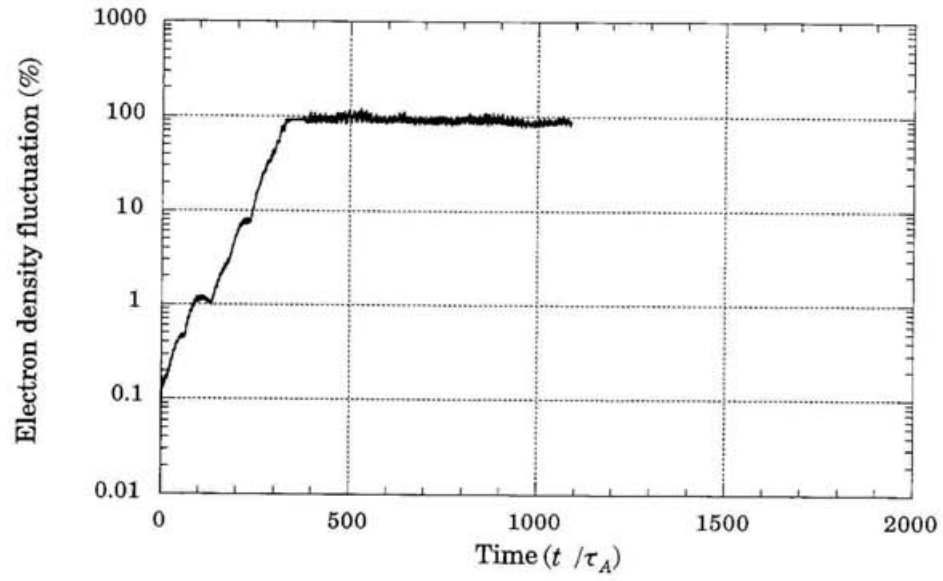


Fig. 4a 電子密度揺動最大値の時間発展

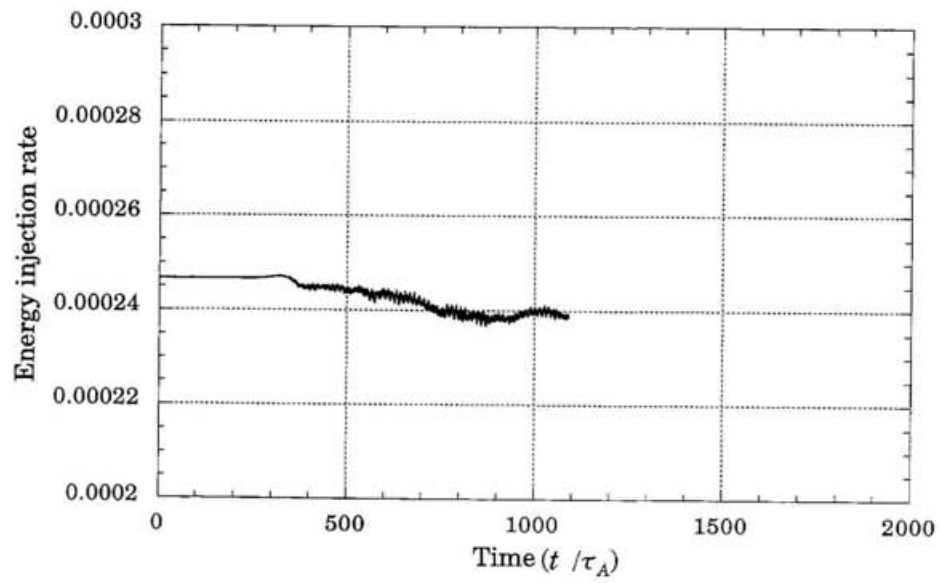


Fig. 4b エネルギー流入率の時間発展

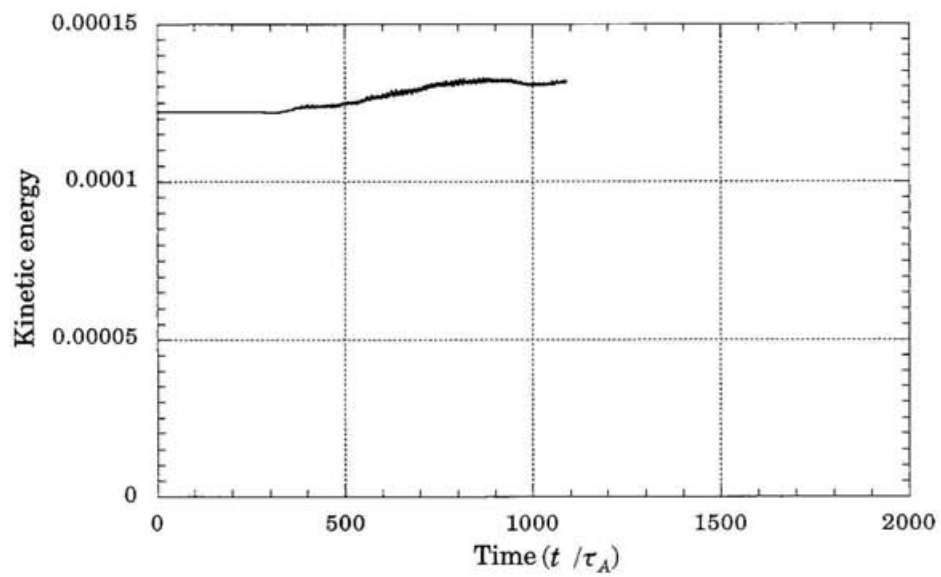
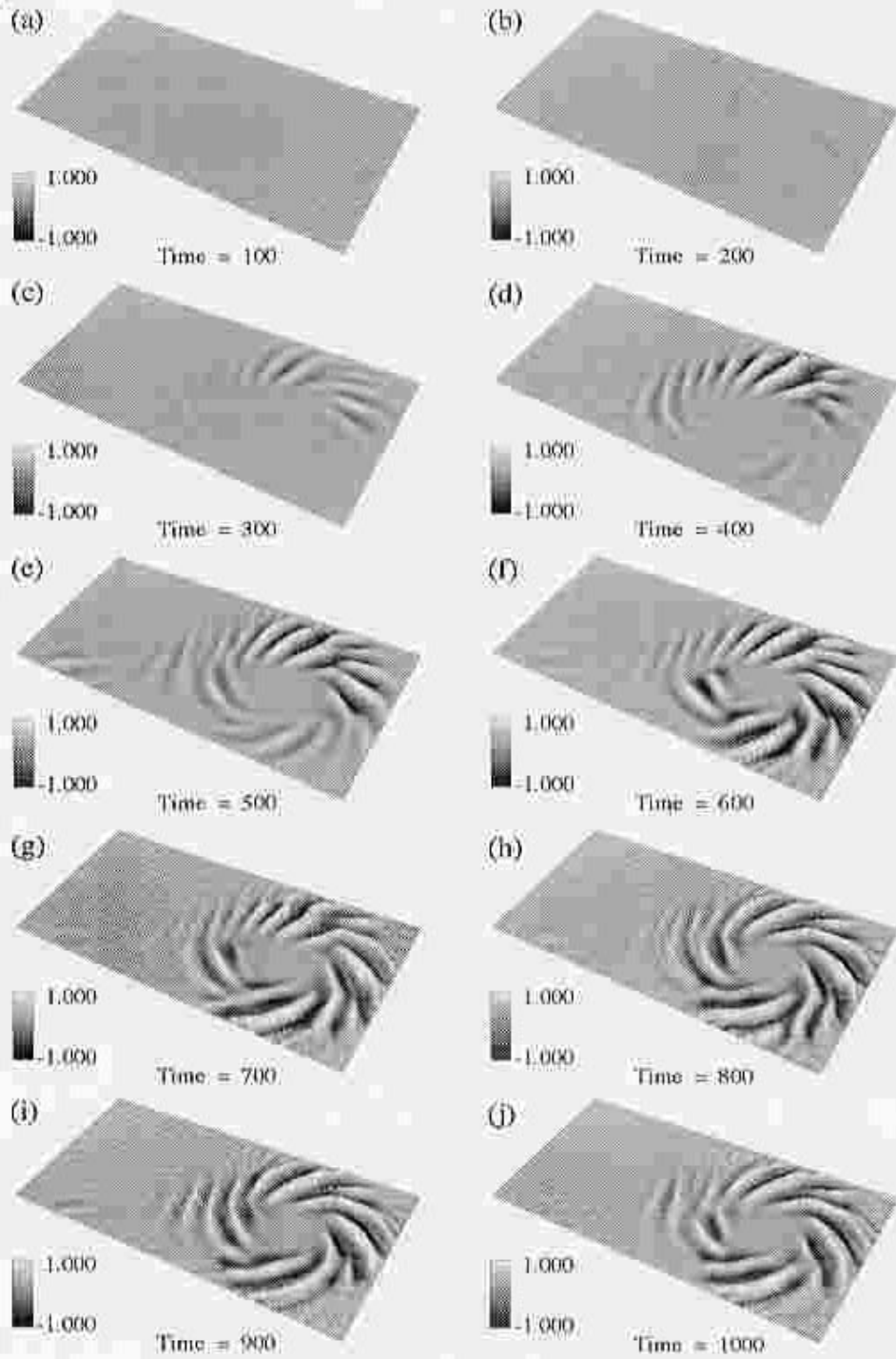


Fig. 4c 運動エネルギーの時間発展

Fig. 5



IV - 2.2 シミュレーション 2

次に、外部からのエネルギー流入量を減少させた場合の構造形成を調べるために、粘性 ν を0.0160と小さくしたシミュレーションを行った。この場合の散逸性プラズマ領域の電子密度の最大値は Fig. 6aのように、減衰していく。Fig. 7a ~ Fig. 7dに見られるように電子密度の構造は形成されない。一方、エネルギー流入率の時間変化は Fig. 6bのように時間的にほとんど変化せず、その値もシミュレーション1の場合の値より低くなっている。

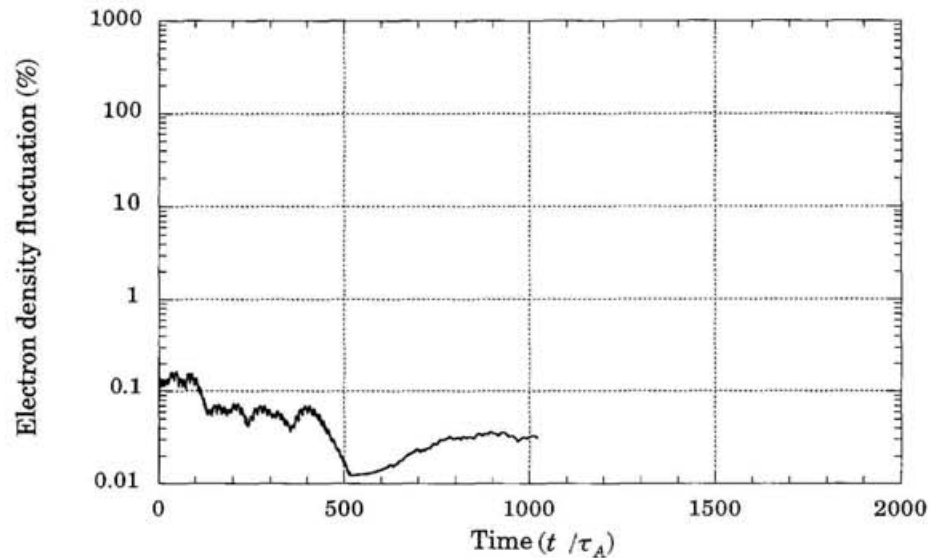


Fig. 6a 電子密度揺動最大値の時間発展

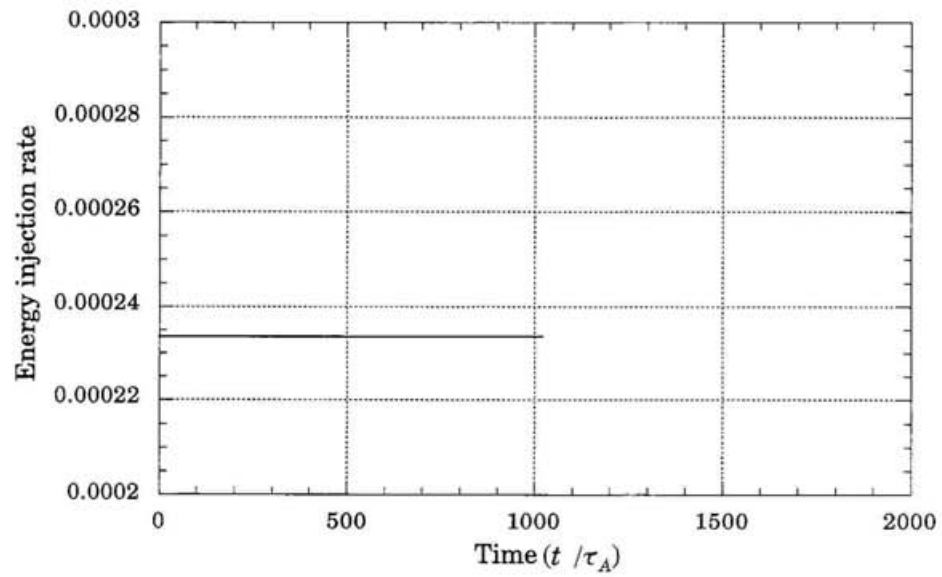


Fig. 6b エネルギー流入率の時間発展

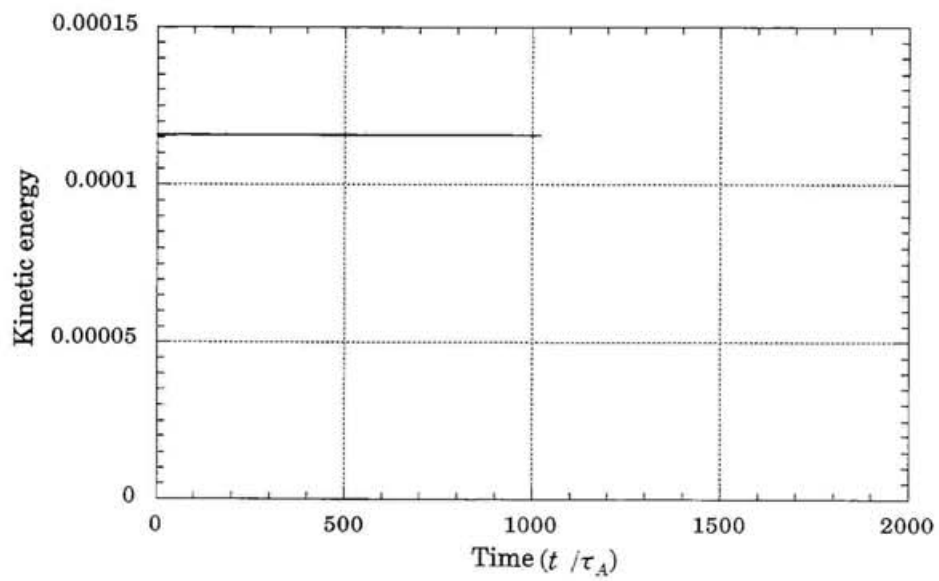
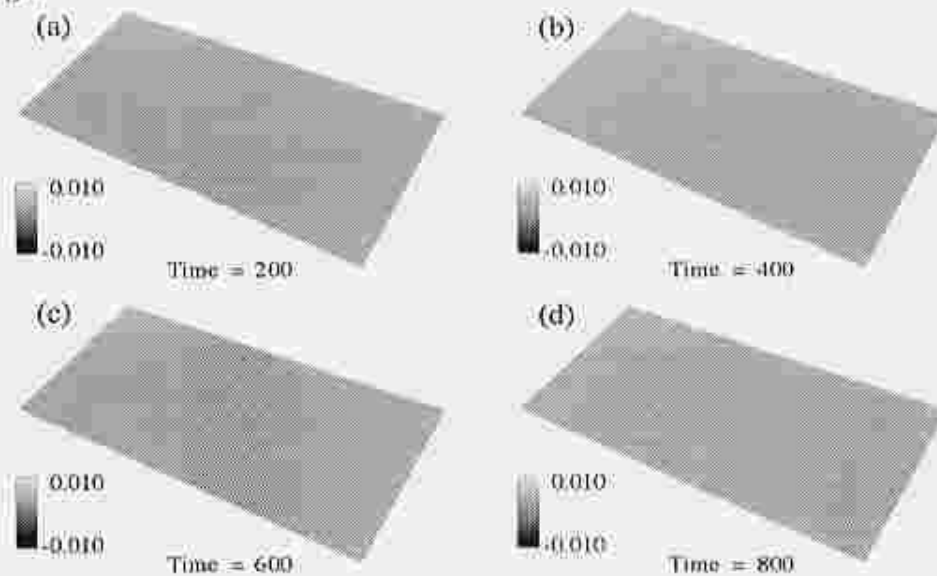


Fig. 6c 運動エネルギーの時間発展

Fig. 7



IV-2.3 シミュレーション 3

第1のシミュレーションでは構造が成長していき飽和を起こし、第2のシミュレーションでは揺動が減衰して構造が形成されなかった。そこで、構造が形成されるかされないかの臨界となる状態を探すために粘性を徐々に変化させてみた。その結果、粘性 $\nu = 0.0166$ の場合が臨界状態に相当することが分かった。この場合の散逸性プラズマ領域の電子密度は Fig. 8a のように時間変化する。シミュレーション1、2と異なり、振幅は時間的に増加・減少と大きく振幅振動を繰り返す、この時間範囲内では飽和を起こさない。しかしながら、長時間タイムスケール的には成長も減衰もしないので、長時間タイムスケールでの大局的構造は安定しているとみなせる。そのときの散逸性プラズマ領域の電子密度の構造は Fig. 9a ~ Fig. 9f のように変化していく。この図から振幅は時間的に増加・減少と大きく振動す

るのは右側渦領域で発生した局所的に電子密度揺動の振幅の大きい部分（以後この部分を波束と呼ぶ）が右側渦領域で反時計周りに移動し、それが左側渦領域へ移動して消滅することを繰り返すからであることが分かる。一方、エネルギー流入率の時間変化は Fig. 8b のように時間的にほとんど変化しない。この値がシミュレーション 1 の場合の飽和後の値とほぼ同じであることが興味深い。

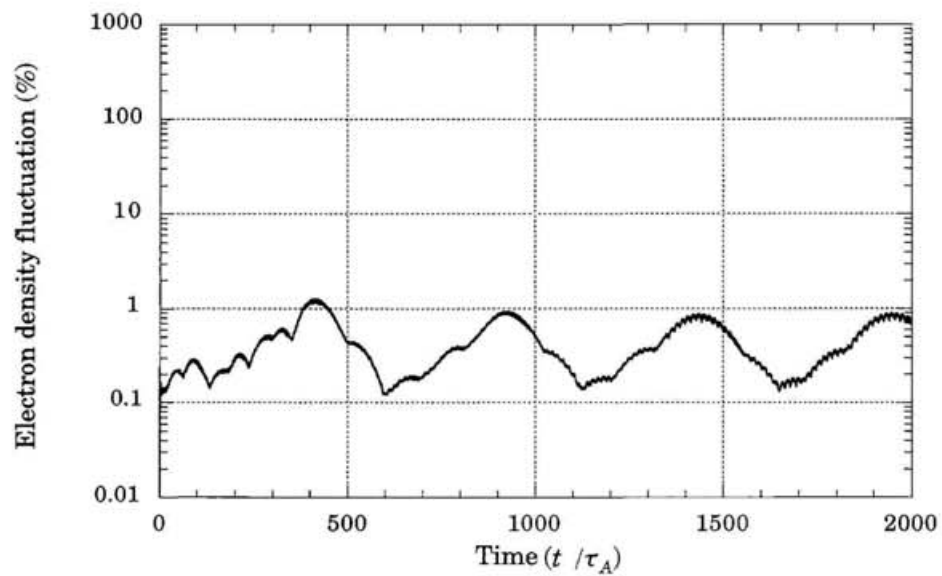


Fig. 8a 電子密度揺動最大値の時間発展

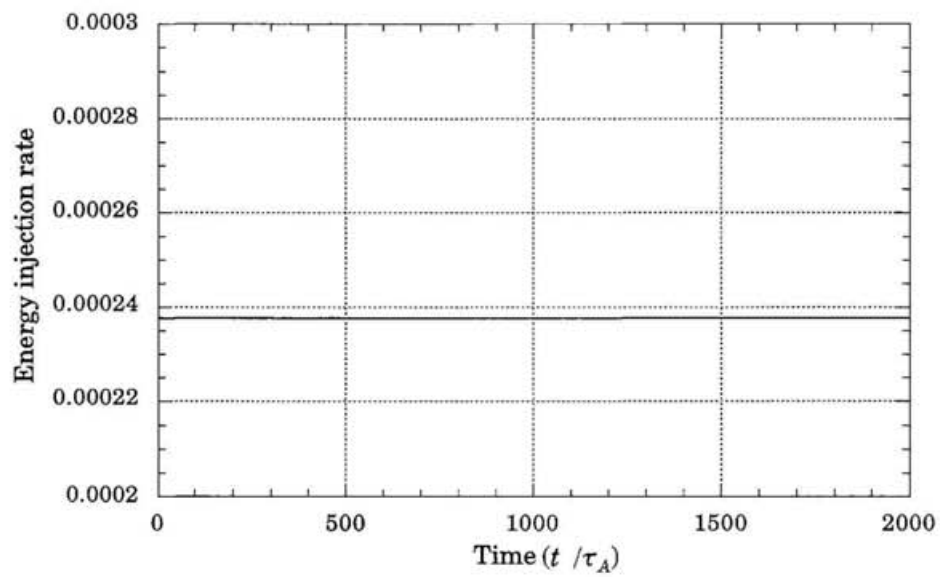


Fig. 8b エネルギー流入率の時間発展

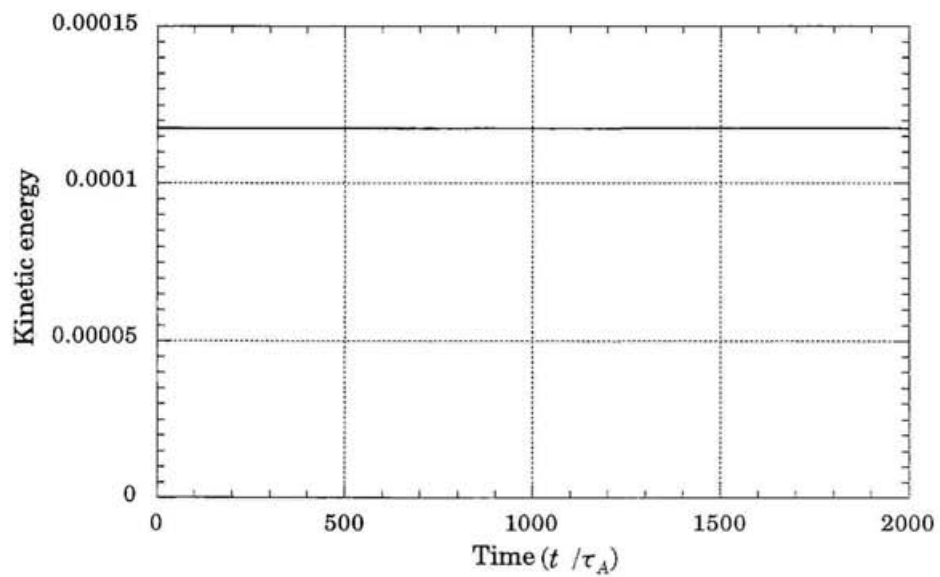
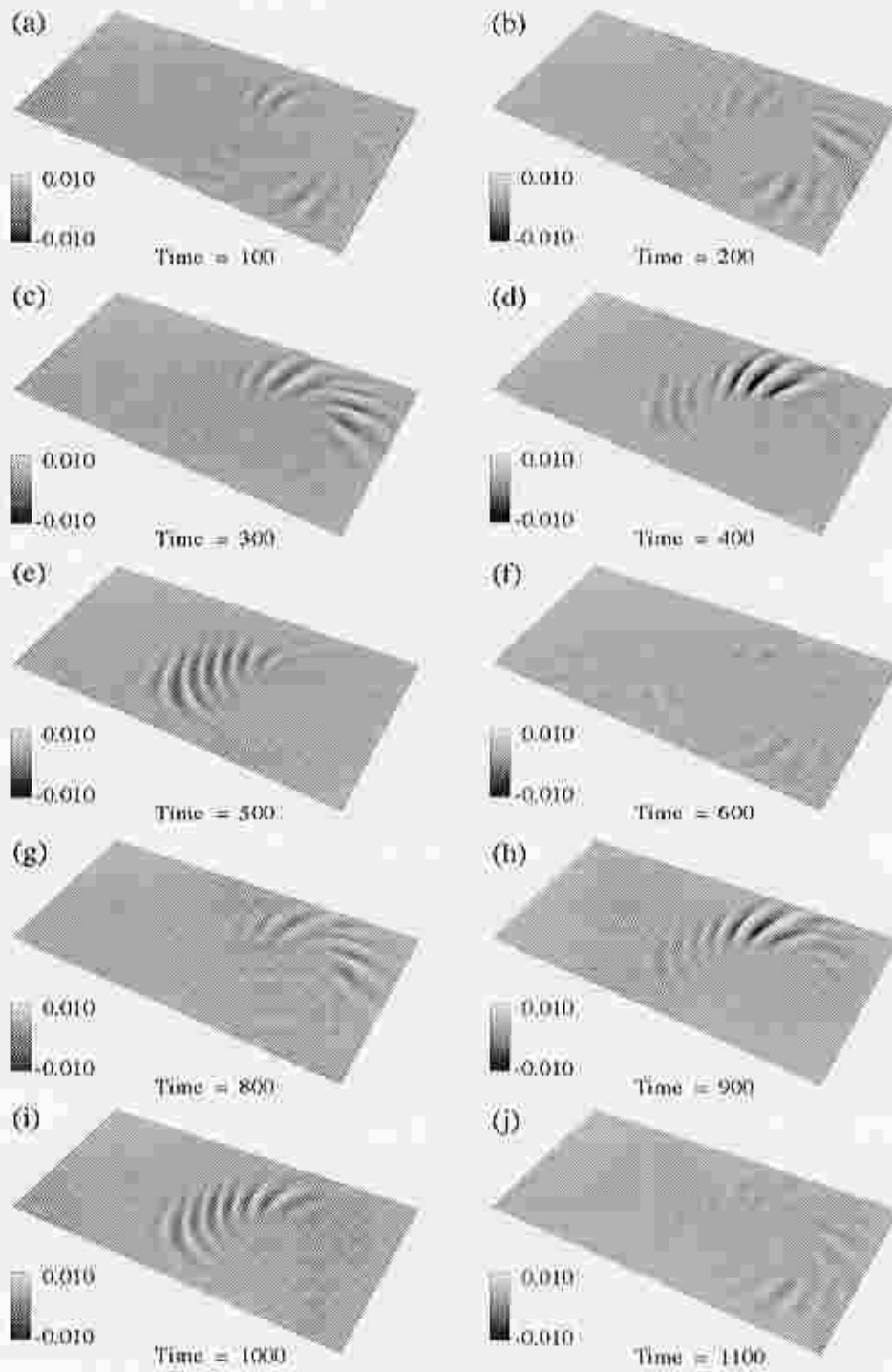


Fig. 8c 運動エネルギーの時間発展

Fig. 9



IV - 2.4 シミュレーション 4

次にシミュレーション1の構造が成長して飽和する場合と、シミュレーション3の構造形成が長時間的に安定な場合との中間の場合を調べるために、その中間の粘性値（粘性 $\nu = 0.017$ ）に対するシミュレーションを行った。この場合の散逸性プラズマ領域の電子密度の最大値はFig. 10aのように時間変化する。振幅は時間的に増加・減少と大きく振動しながら次第に増加しついには飽和を起し、大局的な構造は時間的に安定する。飽和時の揺動の振幅は初期の密度 N_0 の70%程度とシミュレーション1よりも小さくなっている。そのときの散逸性プラズマ領域の電子密度の構造はFig. 11a ~ Fig. 11hのように変化していく。この図から振幅は時間的に増加・減少と大きく振動するのはシミュレーション3と同様、右側渦領域で発生した局所的に電子密度揺動の振幅の大きい部分が右側渦領域で反時計周りに移動し、それが左側渦領域へ移動して減衰することを繰り返すと考えることができる。つまり、粘性がシミュレーション1と3の中間の場合、構造形成も中間的なものになることが分かった。

一方、エネルギー流入率の時間変化はFig. 10bのように変化していくが、シミュレーション1と同様、電子密度揺動の構造が飽和を起すと、それに対応してエネルギー流入率がある値まで減少していくことが確認できる。この値がシミュレーション1、3の場合の値とほぼ同じであることに注意されたい。

系内の運動エネルギーはシミュレーション1と同様、Fig. 10cのように電子密度揺動が飽和を起した後、緩やかに増加し飽和を起す。

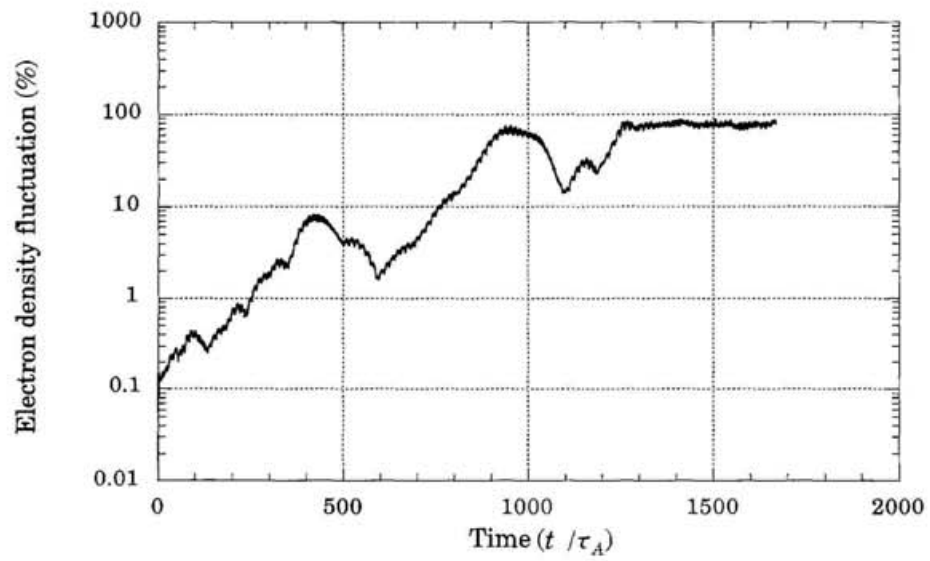


Fig. 10a 電子密度揺動最大値の時間発展

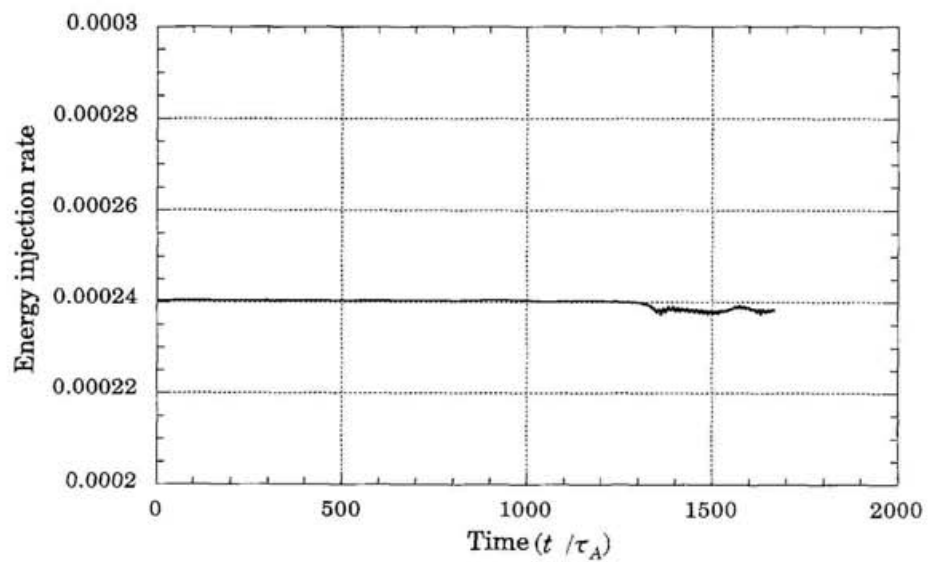


Fig. 10b エネルギー流入率の時間発展

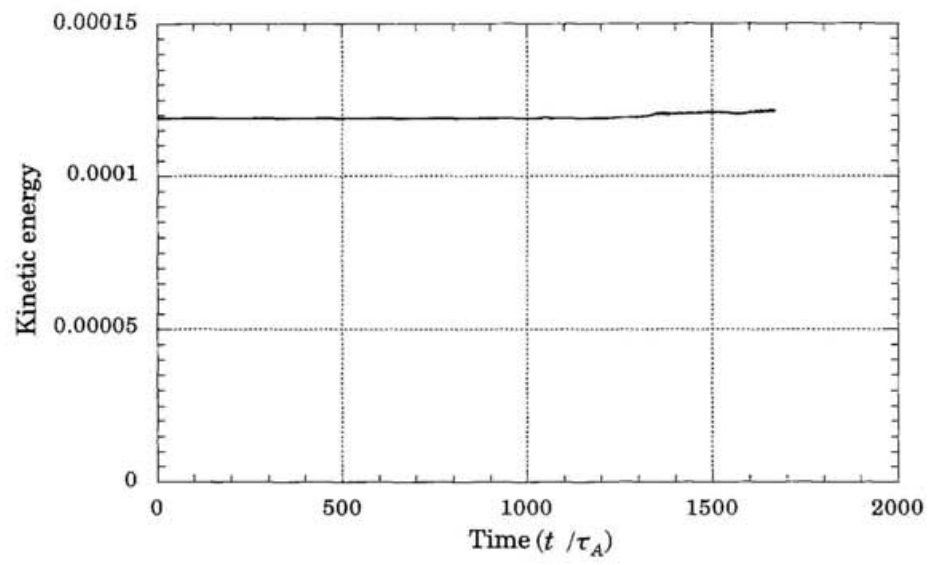
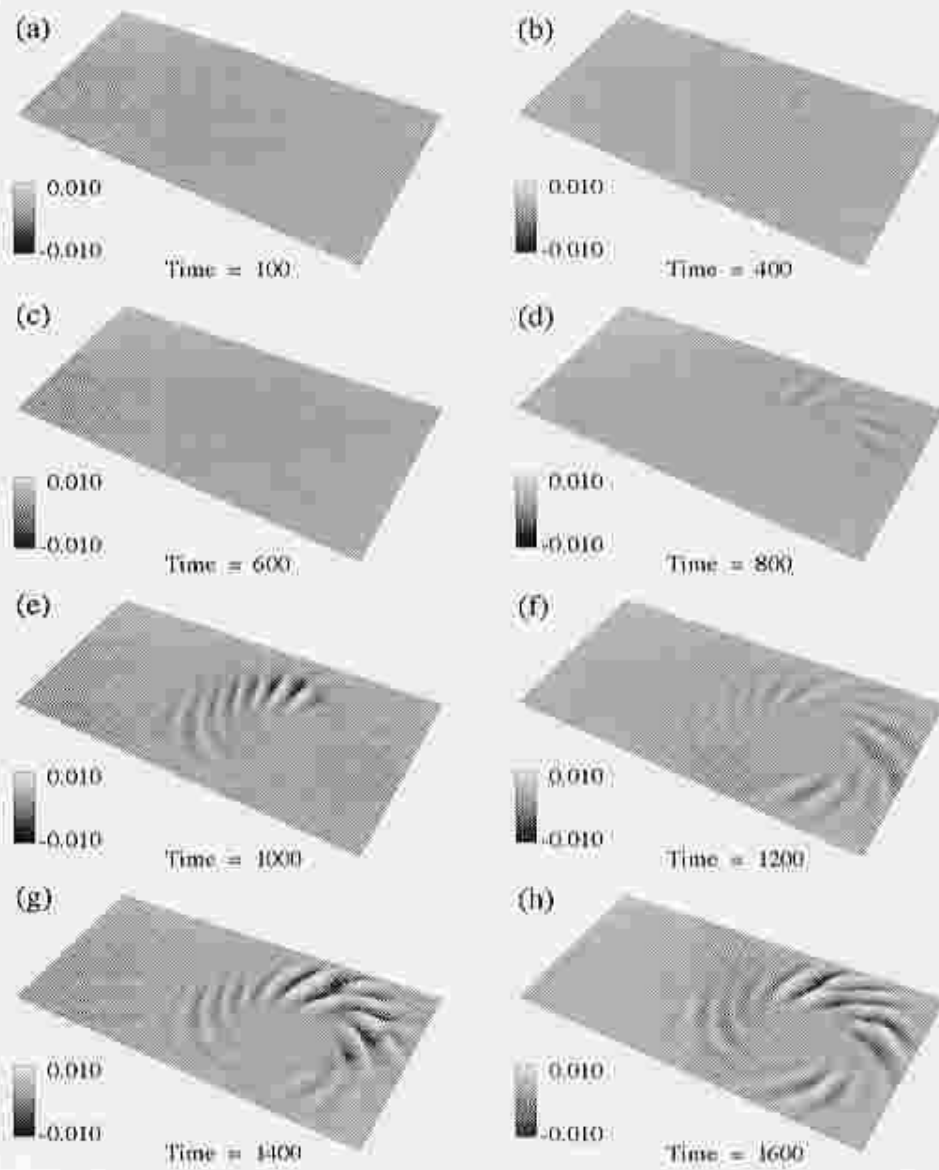


Fig. 10c 運動エネルギーの時間発展

Fig. 11



IV-3 系のダイナミックレスポンスタイムと構造形成

ここでは無損失領域の長さを変化させることによって系のダイナミックレスポンスタイムを調整し、それによって構造形成がどのように変化していくのかを調べる。無損失領域の長さを変化させると、直流的なエネルギー流入速度は変化しないが、系のダイナミックレスポンスタイムと振動（交流）成分に対するエネルギー流入速度とが同時に変化する（これは後の第V章で述べる）。プラズマ粘性は構造が長時間的に成長も減衰もしないシミュレーション3の場合の $\nu = 0.0166$ を採用し、シミュレーション3と比較を行う。

IV-3.1 シミュレーション 5

まず、無損失領域の長さ L をシミュレーション3の場合に対して0.8と短くした場合を紹介する。無損失領域長を短くすると、系のダイナミックレスポンスタイムは減少する。ところが同時に振動成分に対するエネルギー流入速度はそれ以上に増加する（第V章参照）。この場合の散逸性プラズマ領域の電子密度の最大値は Fig. 12a のように時間変化する。この場合はシミュレーション1と同様に、振幅は時間的に次第に増加し飽和を起こし、大局的な構造は時間的に安定する。この場合の飽和時の揺動の振幅は100%程度とシミュレーション1と同程度である。そのときの散逸性プラズマ領域の電子密度の構造も Fig. 13a ~ Fig. 13h のようにシミュレーション1と同様である。

一方、エネルギー流入率の時間変化は Fig. 12b のように変化し、やはりシミュレーション1と同様に、電子密度揺動の構造が飽和を起こすと、それに対応してエネルギー流入率が減少していくことが確認できる。この値がシミュレーション1の場合の飽和後の値よりも大きくなっていることに注目されたい。

系内の運動エネルギーは他と同様、Fig. 12c のように電子密度揺動が飽和を起こした後、緩やかに増加し飽和を起こす。

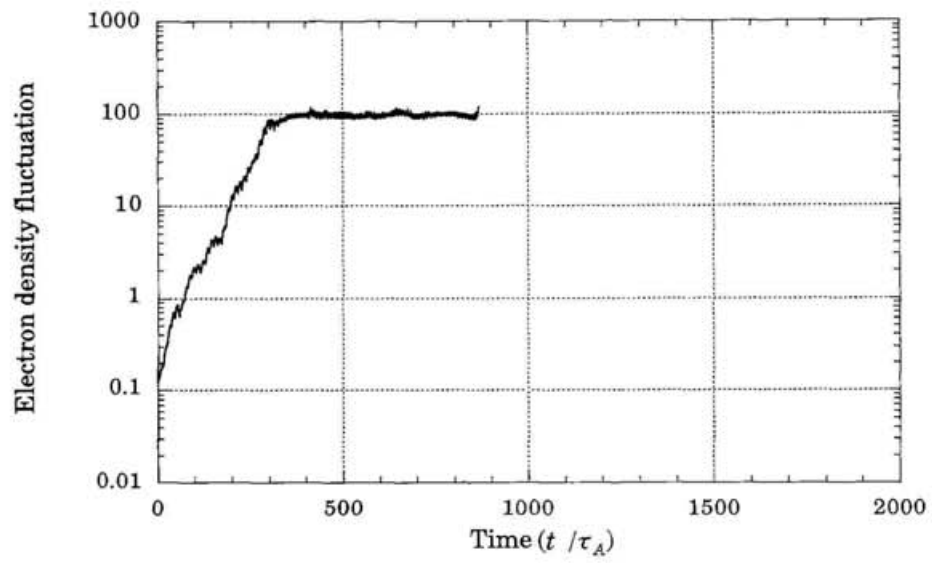


Fig. 12a 電子密度揺動最大値の時間発展

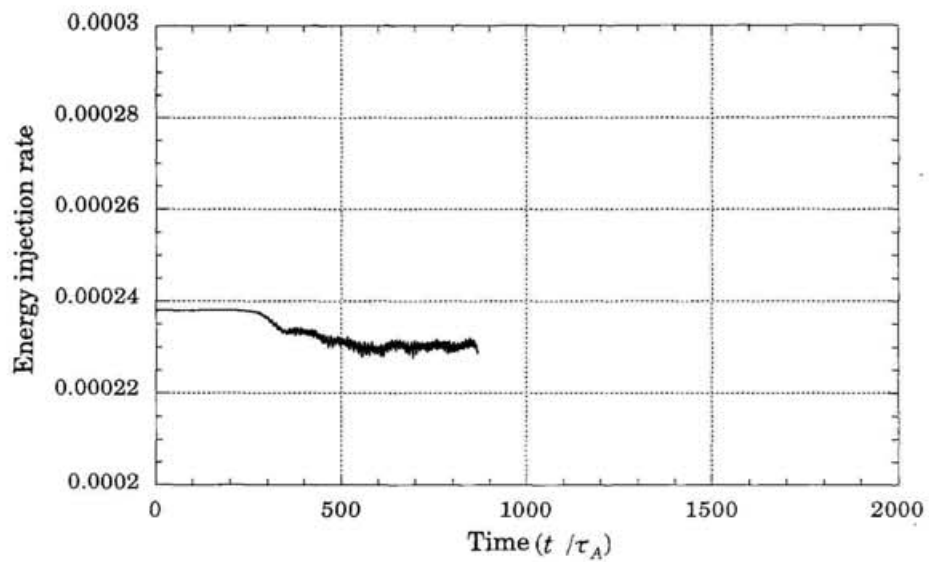


Fig. 12b エネルギー流入率の時間発展

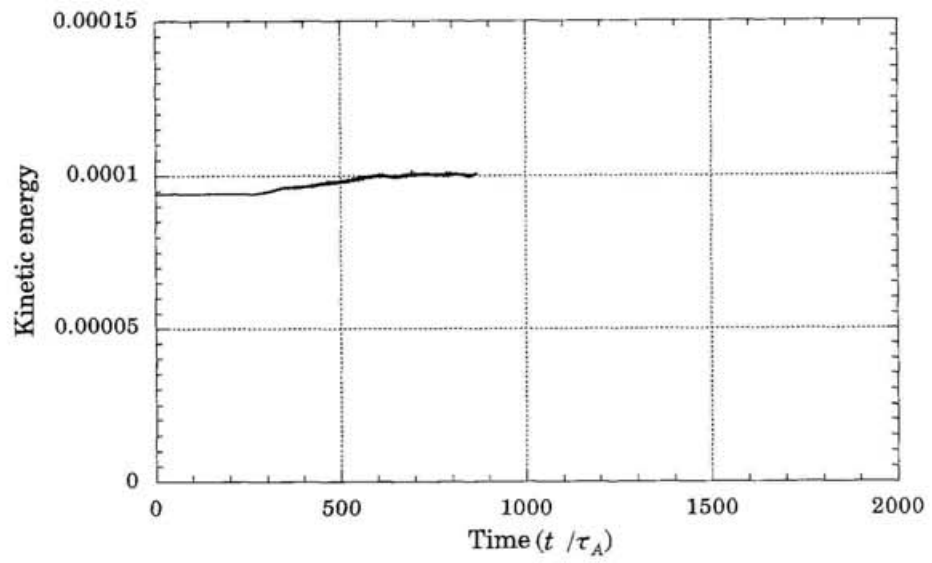
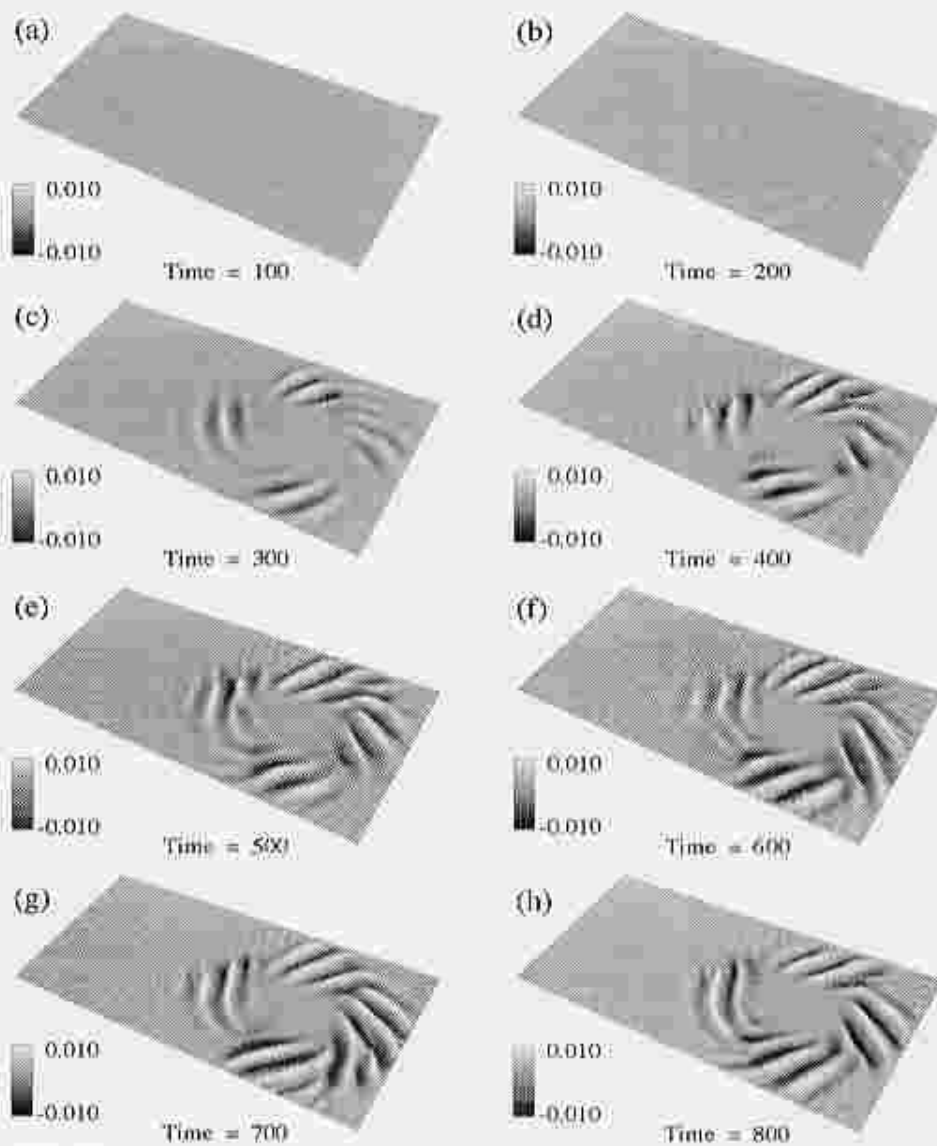


Fig. 12c 運動エネルギーの時間発展

Fig. 13



IV - 3.2 シミュレーション 6

次に、無損失領域の長さ L をシミュレーション3の場合に対して1.2とした場合を調べる。無損失領域長を長くすると、系のダイナミックレスポンスタイムは増加するが、同時に交流的なエネルギー流入速度はそれ以上に減少する。この場合の散逸性プラズマ領域の電子密度の最大値は Fig. 15a ~ Fig. 15e のようにシミュレーション4と同様に散逸性プラズマ領域の電子密度の最大値は Fig. 14a のように、減衰していき、電子密度の構造は形成されない。一方、エネルギー流入率は Fig. 14b のように時間的にほとんど変化しない。

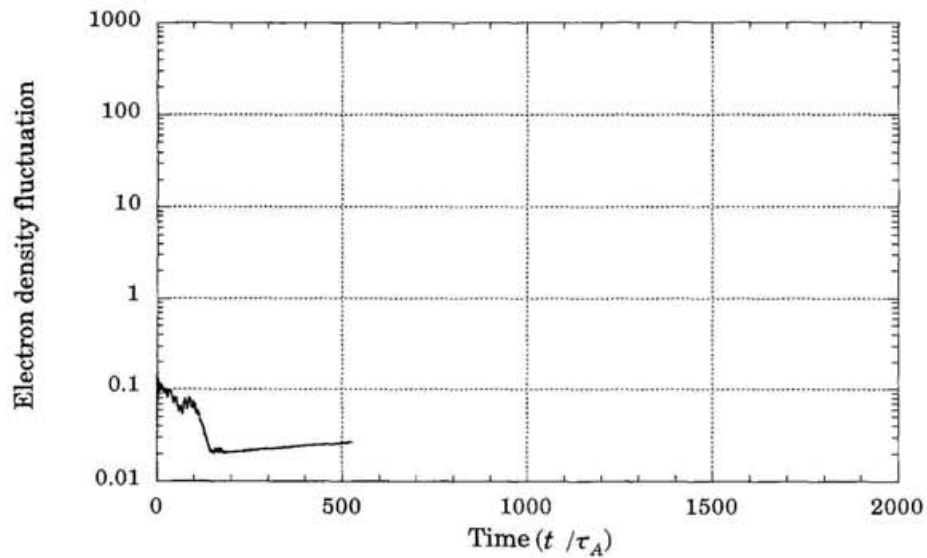


Fig. 14a 電子密度揺動最大値の時間発展

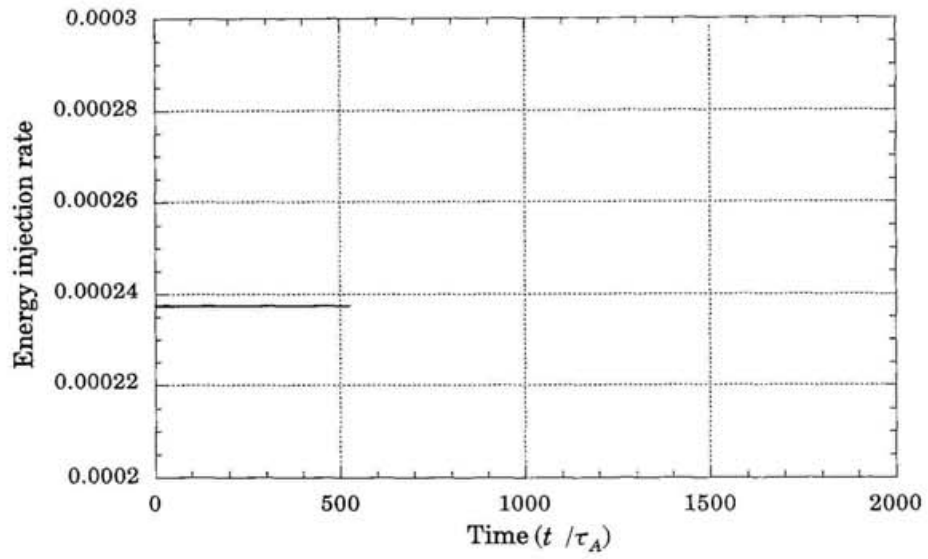


Fig. 14b エネルギー流入率の時間発展

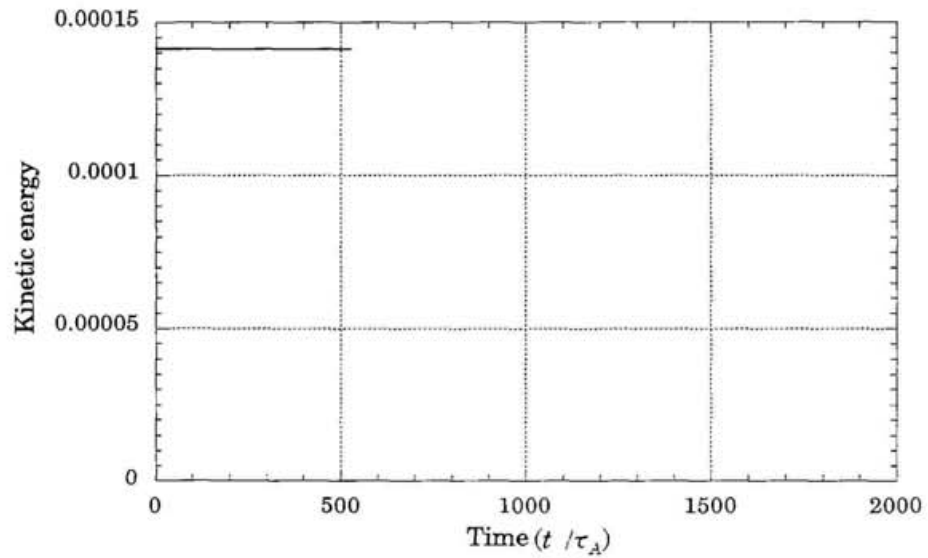
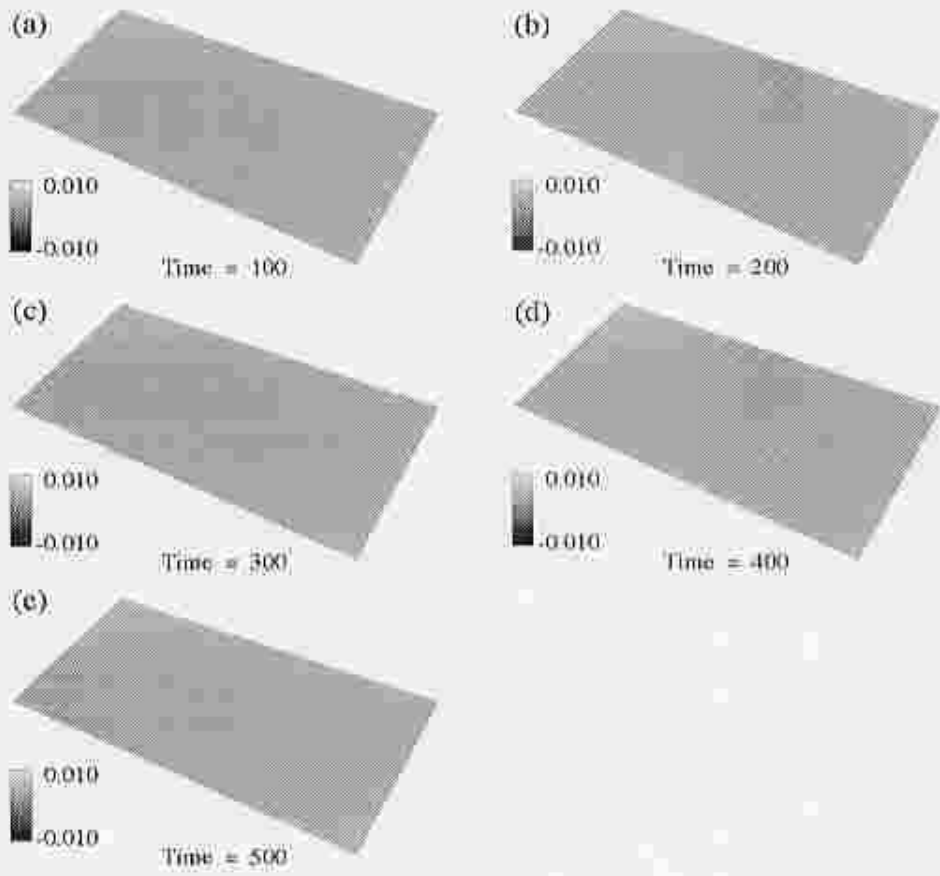


Fig. 14c 運動エネルギーの時間発展

Fig. 15



IV-4 シミュレーション結果のまとめ

ここまでのシミュレーション結果を Fig. 16a~16d にまとめて表わす。これらの結果から得られた知見を簡潔にまとめると次のようになる。

1. 左右非対称の構造が形成される。
2. 粘性プラズマ領域のプラズマ粘性がある値以下になると構造形成が消滅する。即ち、系外部からのエネルギー流入速度が大きい場合には系の構造形成機構が働くが、流入速度がある値以下になると構造形成が消滅する。
3. 系のダイナミックレスポンスタイムとの関係を調べた結果、系の構造形成能力は振動成分に対するエネルギー流入時定数と系のダイナミックレスポンス時定数の比に強く依存することが判明した。

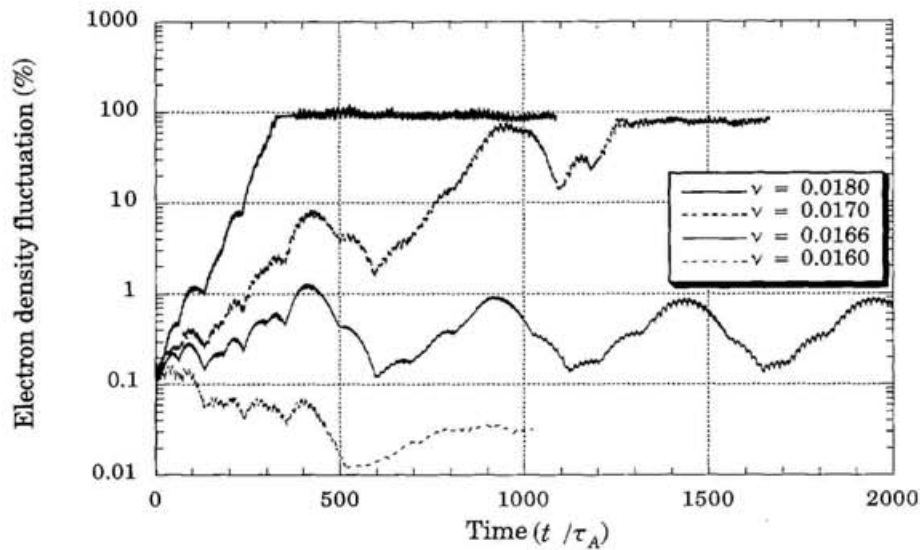


Fig. 16a 電子密度揺動最大値の時間発展 (粘性変化)

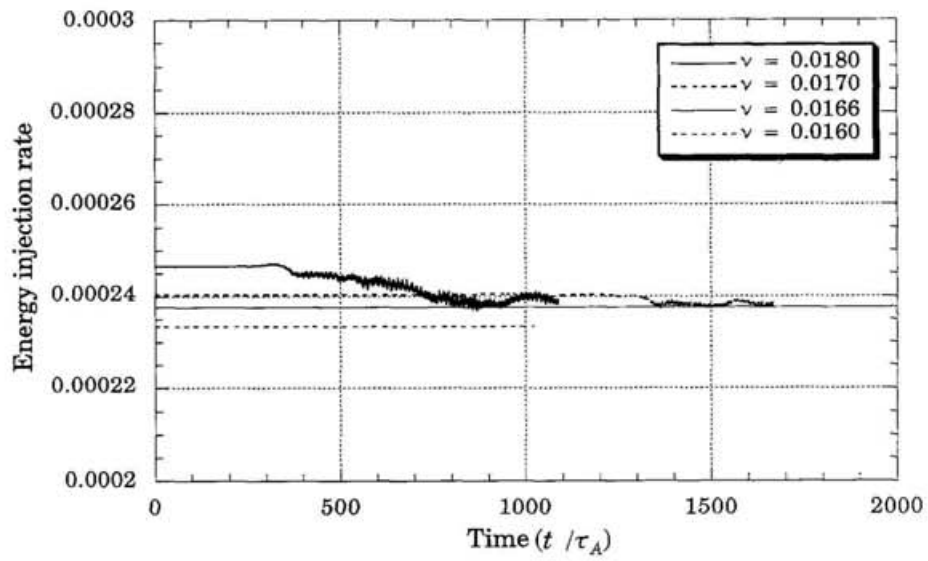


Fig. 16b エネルギー流入率の時間発展（粘性変化）

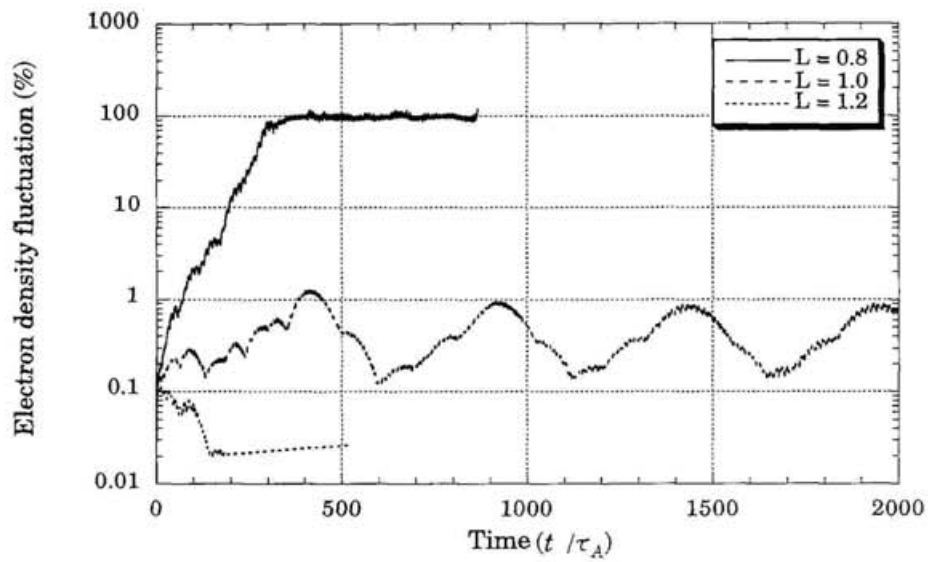


Fig. 16c 電子密度揺動最大値の時間発展（無損失領域長変化）

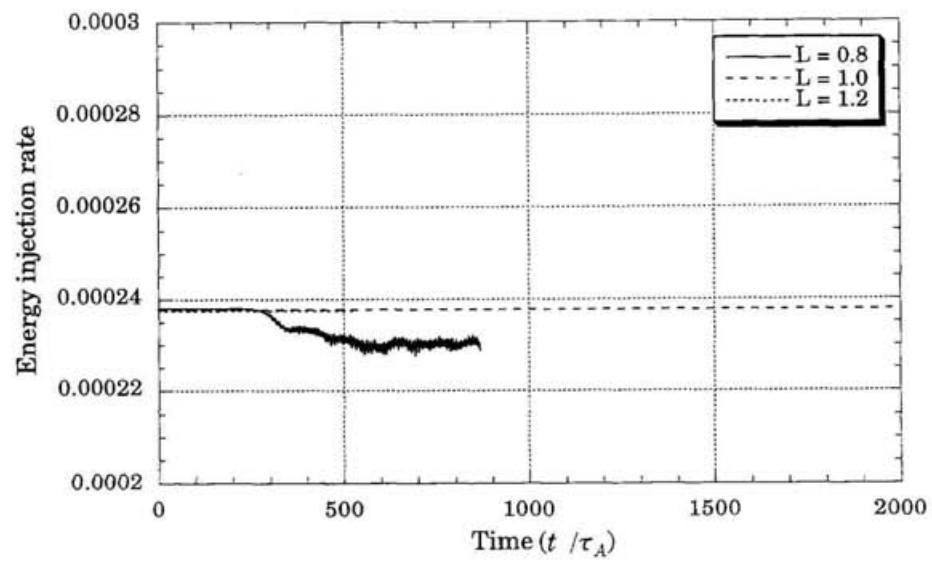


Fig. 16d エネルギー流入率の時間発展（無損失領域長変化）

第V章

解析

V-1 プラズマ粘性による内部フローの励起

本研究で用いたモデルでは、系内部のプラズマフローは系外部のプラズマフローから粘性を通じて系内の粘性プラズマ領域に励起される。これによって、我々は系外部からのエネルギー流入率を粘性プラズマ領域のプラズマ粘性を変化させることにより変化させることができる。ここではプラズマ粘性の大きさによって系内に励起される直流成分としてのプラズマフローの強度がどのように変化していくのかを調べることにする。第II章で述べたように、粘性によるエネルギー流入率は次式で与えられ、

$$\begin{aligned}
 W_v &= \int \mathbf{v} \cdot \nu \Delta \mathbf{v} dV \\
 &= L_v \int \mathbf{v} \cdot \nu \Delta \mathbf{v} dS
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

ここで L_v は粘性プラズマ領域の厚さ、 $\int dS$ は粘性プラズマ領域の表面積分を意味する。散逸性プラズマ領域でジュール熱として散逸していくエネルギー率は

$$W_{Joule} = \int \frac{E_D^2}{R} dS \quad (18)$$

で与えられる。定常状態はこの二つが釣り合うときに得られる。即ち、 $W_v = W_{Joule}$ から

$$\mathbf{v} = \frac{R}{R+r} \mathbf{v}_{Outer} \quad (19)$$

なる関係式を得ることができ。ここで

$$r = \frac{B_0^2 L_v}{4v} \quad (20)$$

である。これは Fig. 17 のような電気回路に対応している。

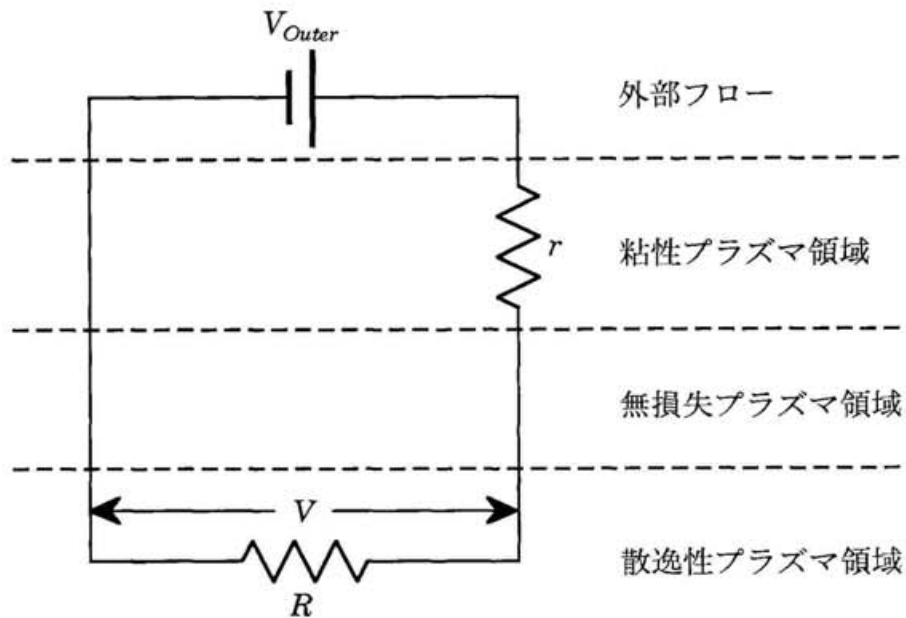


Fig. 17 対応する電気回路

この(19)式を用いて励起される内部フロー(直流)と外部フローとの比をプロットしたものがFig. 18の実線である。粘性が0ならば当然系内部にプラズマフローは励起されない。一方粘性が大きくなるにしたがって比は100%に漸近していく。また黒丸はフィードバック効果を取り外した条件の下で行った実際のシミュレーションの結果、即ち、直流成分に対する系内に励起される粘性駆動フローである。両者はほぼ完全に一致している。

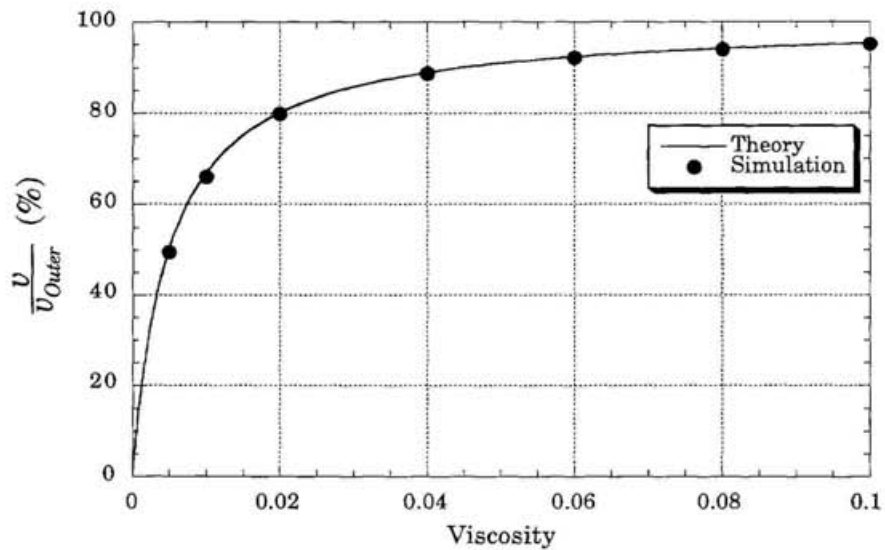


Fig. 18 粘性により励起される内部フロー(直流)と外部フローとの比

V-2 密度揺動波の線形解析

次に散逸性プラズマ領域の電子密度揺動の線形分散関係(周波数と成長率)について考察する。これは無損失プラズマ領域と散逸性プラズマ領域の方程式のカップリングにより求めることができる。そのために、散逸性プラズマ領域の電子密度と電場の揺動を次のように置く。

$$N = N_0 + N_1 \quad (21)$$

$$N_1 \propto \exp(\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{x} - \omega t) \quad (22)$$

$$\mathbf{E}_D = \mathbf{E}_{D0} + \mathbf{E}_{D1} \quad (23)$$

$$\mathbf{E}_{D1} \propto \exp(\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{x} - \omega t) \quad (24)$$

また、無損失プラズマ領域の粘性プラズマ領域側端 ($z = L$) を突き抜ける電流は存在しないと仮定する。即ち、この境界での電場揺動は0とする。後で考察するが、この仮定は粘性駆動領域の交流（揺動）成分に対するレスポンスが十分速く、固定端境界条件を満たしていることと等価である。言い換えると、揺動波に対して粘性プラズマ領域は完全反射する境界条件として働き、従って、閉じた系の如く振る舞うことになる。無損失プラズマ領域内の電場揺動は

$$\mathbf{E}_\perp(z) = \mathbf{E}_{\perp 0}(z) + \mathbf{E}_{\perp 1}(z) \quad (25)$$

$$\mathbf{E}_{\perp 1}(z) \propto \cos k_{\parallel}(z - L) \quad (26)$$

のように置くことができる。

(1) ~ (13) 式、及び (21) ~ (26) 式から次の電子密度揺動に対する分散関形式が得られる。

$$\omega = \frac{\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{F}}{1 + Z/R} + \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_D - i(2\alpha N_0 + Dk_\perp^2) \quad (27)$$

ここで

$$\mathbf{F} = M_P \mathbf{E}_{D0} - M_H \mathbf{E}_{D0} \times \hat{\mathbf{z}} \quad (28)$$

$$R = \frac{1}{N_0 h e M_P} \quad (\text{散逸性プラズマ領域のペダーセン抵抗}) \quad (29)$$

$$Z = i \mu_0 V_A \cot(k_{\parallel} L) \quad (\text{無損失プラズマ領域のインピーダンス}) \quad (30)$$

である。 R 、 Z はそれぞれ散逸性プラズマ領域の電気抵抗、無損失プラズマ領域のインピーダンスを表わしている。電子密度揺動波の周波数と成長率はそれぞれ分散関形式の実部、虚部から

$$\begin{aligned} \omega_r &= \text{Re}(\omega) \\ &= \mathbf{k}_{\perp} \cdot \left(\mathbf{v}_D + \frac{\mathbf{F}}{1 + X^2} \right), \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \gamma &= \text{Im}(\omega) \\ &= \frac{X}{1 + X^2} \mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{F} - (2\alpha N_0 + D k_{\perp}^2). \end{aligned} \quad (32)$$

$$X = \frac{\text{Im}(Z)}{R} \quad (33)$$

となる。ここで成長率 γ は X 、すなわち散逸性プラズマ領域の電気抵抗 R と無損失プラズマ領域のインピーダンス Z との比によって変化するが、成長率 γ が最大となるのは $X = 1$ 、すなわち散逸性プラズマ領域の電気抵抗と無損失プラズマ領域のインピーダンスの大きさが一致した場合である。このときの最大成長周波数と最大成長率は次のようになる。

$$\omega_{rm} = \mathbf{k}_\perp \cdot \left(\mathbf{v}_D + \frac{1}{2} \mathbf{F} \right) \quad (34)$$

$$\gamma_m = \frac{1}{2} \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{F} - (2\alpha N_0 + Dk_\perp^2) \quad (35)$$

電気抵抗 R は与えた条件により決定されるが、インピーダンス Z は波の波数により変化することに注意されたい。様々な波数の中から、最大成長となる $R = \text{Im}(Z)$ を満たす波数が成長していく。つまり、最大成長率を与える時、磁力線方向の揺動波と磁力線に垂直方向の電子密度揺動波は共鳴を起こしている。磁力線に垂直方向の電子密度揺動波の波数はこの共鳴の条件から得ることができる。(29)、(30)式から磁力線方向の波数 $k_{//}$ は、

$$\begin{aligned} k_{//} &= \frac{\cot^{-1}(R/\mu_0 V_A)}{L} \\ &= \frac{\theta_0 + m\pi}{L} \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (36)$$

となり、磁力線方向の波数 $k_{//}$ と磁力線に垂直方向の波数 \mathbf{k}_\perp は共鳴条件から

$$\omega_{rm} = k_{//} V_A = \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp \quad (37)$$

を満たす。ここで、

$$\mathbf{v}_\perp = \mathbf{v}_D + \frac{1}{2} \mathbf{F} \quad (38)$$

である。

これまでの計算は粘性プラズマ領域境界がアルヴェン波に対して固定端とした場合の線形の結果であるが、実際のモデルでの粘性プラズマ領域境界は固定端ではなく粘性による半固定端（半自由端）となっている。そこで、今度は粘性の効果により周波数や成長率がどのように変化するのを考えてみることにする。固定端の場合はアルヴェン波は境界で100%反射され、入射波と反射波との位相のずれは無い。それに対して半固定端の場合は反射率が低くなり、位相のずれも生じるので、その反射率を $\exp(-\varepsilon)$ 、位相のずれを δ とおく。この条件の下に周波数や成長率を計算すると、

$$\omega = \frac{\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{F}}{1 + Z/R} + \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_D - i(2\alpha N_0 + Dk_\perp^2) \quad (39)$$

$$\mathbf{F} = M_P \mathbf{E}_{D0} - M_H \mathbf{E}_{D0} \times \hat{\mathbf{z}} \quad (40)$$

$$R = \frac{1}{N_0 h e M_P} \quad (41)$$

$$Z = i\mu_0 V_A \cot(k_\parallel L + \frac{\delta}{2} + i\frac{\varepsilon}{2}) \quad (42)$$

となる。固定端の場合と比較すると、複素インピーダンス（42）式の中に反射減衰率 ε と位相差 δ が加わり、他の部分は同じである。つまり、境界における粘性の存在が、複素インピーダンスの変化という形でフィードバック系に影響を及ぼし不安定性の成長を変化させるということであり、これは粘性プラズマ領域が揺動アルヴェン波に対して一種の開放系になっている為である。この結果は後のV-4節での粘性の変化によるエネルギーに関する情報量流入タイムスケールや不安定性成長の変化に対応していると考えることができる。

また、線形解析から得られる不安定性の成長率が最大となる波数を求めると $k_{//} = \pi/4$ 、 $k_{\perp} = 41 \sim 62$ となるが、これは実際のシミュレーション結果とほぼ一致している。

V-3 エネルギー流入速度と構造形成の関係

粘性、無損失領域長の各パラメータを変化させた場合のシミュレーション結果から、それらの組み合わせによって構造が成長・臨界・減衰することが分かったが、ここではエネルギー流入タイムスケール、系のダイナミックレスポンスタイムスケールと構造の成長・臨界・減衰がどのように関係しているか調べることにする。

まず、エネルギー流入タイムスケールについて考えてみよう。このモデルにおいてエネルギー流入は粘性プラズマ領域のプラズマ粘性によって起こるが、このエネルギー流入タイムスケールには二つのものが考えられる。ひとつは直流的なエネルギーの流入タイムスケールで、

$$\tau_{dc} = \frac{L_v^2 \rho_0}{4\nu} \quad (43)$$

で与えられる。この直流的なエネルギー流入タイムスケールは粘性プラズマ領域の厚さ L_v の2乗に比例するため非常に短い（本研究のシミュレーションパラメータで $\sim 10^{-2}$ ）、V-1節で述べたように散逸性プラズマ領域のエネルギー散逸と釣り合っている為、系内にエネルギーが溜まり続けることはなく定常状態を保つ。もう一つは揺動波による交流的なエネルギー流入タイムスケールである。こちらは揺動アルヴェン波に対して粘性が働くことによるもので、それは

$$\tau_{ac} = \frac{\rho_0}{\nu k_{||}^2} \propto \frac{L^2}{\nu} \quad (44)$$

のように与えられる。その大きさは本研究のシミュレーションパラメータで $\sim 10^2$ であり、直流的なエネルギー流入タイムスケールよりも遥かに長い。このことは、V-2節で述べたようにアルヴェン揺動に対して、粘性プラズマ領域が自由端的な働きをすることに対応している。即ち、粘性の存在により系が閉じず、フィードバック系が破れ不安定フィードバックが減少することを示唆していると言える。

次に、系のダイナミックレスポンスタイムスケールであるが、ここでは無損失プラズマ領域をアルヴェン波が往復する時間、即ち

$$\tau_{DR} = \frac{L}{V_A} \quad (45)$$

を代表的なレスポンスの単位時間と考える。この時間は $\tau_{DR} = 1$ であり、 $\tau_{dc} \ll \tau_{DR} \ll \tau_{ac}$ である。即ち、粘性プラズマ領域の存在は直流的には系は定常的にエネルギーを供給し続けるが、交流的には開いた境界、即ち、エネルギーが自由に系外に放出される半固定端的働きをすることを示唆している。

ここで、これら二つのタイムスケールと、シミュレーション結果から得られた不安定性の成長とがどのように関係しているか調べてみる。交流的なエネルギー流入タイムスケールと系のダイナミックレスポンスタイムスケールとの比は

$$R_{E/D} \propto \frac{LV_A}{\nu} \quad (46)$$

となる。

ここから、粘性プラズマ領域の粘性を変化させることにより（フィードバック系の破れから）交流的なエネルギー流入タイムスケールが変化し、また、無損失MHD領域の長さを変化させることにより交流的なエネルギー流入タイムスケールと系のダイナミックレスポンスタイムスケールの両方が変化する。その結果、交流的なエネルギー流入タイムスケールと系のダイナミックレスポンスタイムスケールとの比 $R_{E/D}$ が変化していく。この比とシミュレーション結果との関係を表にすると Table 2 のようになる。

Sim. No.	$R_{E/D}$	L	ν	不安定性
5	48.2	0.8	0.0166	成長
1	55.6	1.0	0.0180	成長
4	58.8	1.0	0.0170	成長
3	60.2	1.0	0.0166	臨界
2	62.5	1.0	0.0160	減衰
6	72.3	1.2	0.0166	減衰

Table 2 各タイムスケールと不安定性の比較

この表から、この比 $R_{E/D}$ が構造形成の成長・臨界・減衰を決定しているということが分かる。即ち、比 $R_{E/D}$ が臨界値と等しい場合に系は長期間的に構造が成長も減衰もせずに安定な状態を保ち、 $R_{E/D}$ が臨界値よりも小さい場合、すなわち交流的エネルギー流入率が系のレスポンスを上回った場合は不安定性が次第に成長していき、逆の場合は不安定性は成長しない。

この結果は、我々の提唱する構造形成に至るシナリオのなかで重要な役割を果たしていると考えられているパラメータ

1. 系外部から系内への活性化エネルギー（情報）の流入速度
2. 系のダイナミックレスポンスタイム

の関係を明らかにしたものであるといえる。即ち、系を一つの情報処理系と考えた場合、系内への情報量流入速度とその処理速度に応じた系の反応の結果として、情報量流入速度が処理速度を上回った場合に構造が形成され、下回った場合は構造が形成されないということに対応していると考えられる。

V-4 流入エネルギーの自律的調整機能による構造の定常維持

ここでは定常構造形成時における流入エネルギー量の自律的調整機能について考えることにする。エネルギーに関する情報量流入タイムスケールのみを変化させた場合のシミュレーション結果を比較すると、構造不安定性が成長して飽和を起し安定になった時のエネルギー流入率がどの場合もほぼ同じ値になっている。一方、系のダイナミックレスポンスタイムスケールを変えた場合、安定になった時のエネルギー流入率は異なっている。つまり、系のダイナミックレスポンスタイムスケールに対して系の許容エネルギーに関する情報量流入タイムスケールが決まっており、それよりも速いエネルギーに関する情報量流入タイムスケールが与えられた場合、系は自律的にエネルギーに関する情報量流入タイムスケールを調整できることが分かった。

ここで、系がどのような機構でエネルギー流入率を調整しているのか調べることにする。シミュレーション1における散逸性プラズマ領域の総電子数の時間変化を調べて見ると、Fig. 19のようにエネルギー流入率と同様、

電子密度揺動の飽和が起きた頃から減少していくことが分かった。

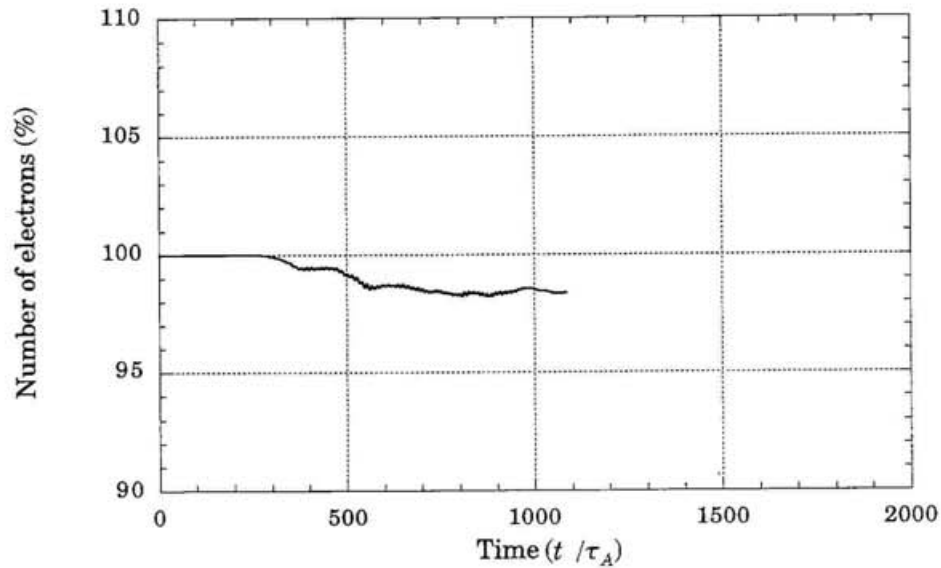


Fig. 19 散逸性プラズマ領域総電子数の時間変化(シミュレーション 1)

この散逸性プラズマ領域内の総電子数の減少がエネルギー流入率減少の原因の一つになっていると考えられる。総電子数が少なくなると、散逸性プラズマ領域の総合的な電気抵抗は増加する。直流的な散逸性プラズマ領域のエネルギー散逸率は Fig. 17 の回路から分かるように

$$\begin{aligned}
 W_{Joule} &= \frac{E^2}{R} \\
 &= \frac{RE_{Outer}^2}{(R+r)^2}
 \end{aligned}
 \tag{47}$$

となる。シミュレーションで用いたパラメータでは、 $R = 1.0$ 、 $r \sim 0.3$ というオーダーであり、この近傍で散逸性プラズマ領域の電気抵抗 R が減少すると直流的エネルギー散逸率は減少し、それに対応して系外部から系内へのエネルギー流入率は減少する。

また、交流的に見ると、電気抵抗の増加は最大成長となる波数を減少させ（(36)式）、そこから成長率や交流的エネルギー流入率を減少させる。

それでは何故、散逸性プラズマ領域の総電子数が減少したのであろうか？このシステムでは様々な非線形性が複雑に関係していて、いずれか一つだけが効いているという訳ではない。その中でも電子-イオンの再結合の非線形項は電子密度揺動の正・負に対してどちらにも減少させるように効く。つまり、電子-イオンの再結合の非線形項だけでも揺動が大きくなればなる程、総電子数は減少する。もちろん、その他の非線形効果も関わっている可能性はある。

以上のことから、このモデルでは $R_{E/D}$ が臨界値よりも小さい場合は、系内の構造は次第に成長して行くが、揺動の振幅が増大するとそれに伴う非線形効果によりエネルギーに関する情報量流入タイムスケールが変化し、系は構造形成に対して安定な状態を持続するように移行するということが明らかになった。

V - 5 非対称構造の形成

シミュレーション結果全体に共通する特徴として、左右非対称の構造がある。ここでは、その原因について考察を行う。前節の解析から電子密度揺動の周波数と成長率が判明した。それらを図にすると、Fig. 20 の様になる。

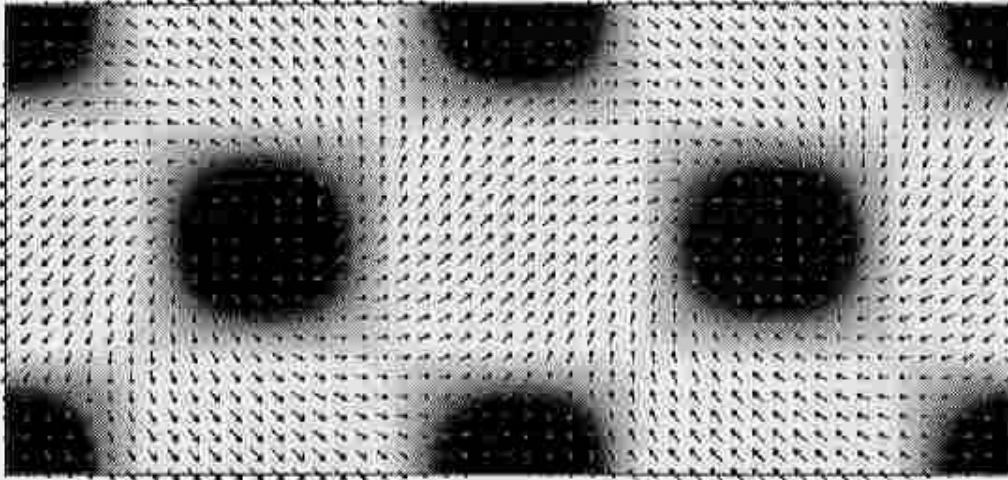


Fig. 20 電子密度揺動の位相速度と成長率

ここから、左右の渦領域の間に、位相速度の非対称性が存在することが分かる。側境界から渦中心にわたる成長率をプロットすると Fig. 21a のようになる。ここで側境界で成長率が0となるのは境界条件による。

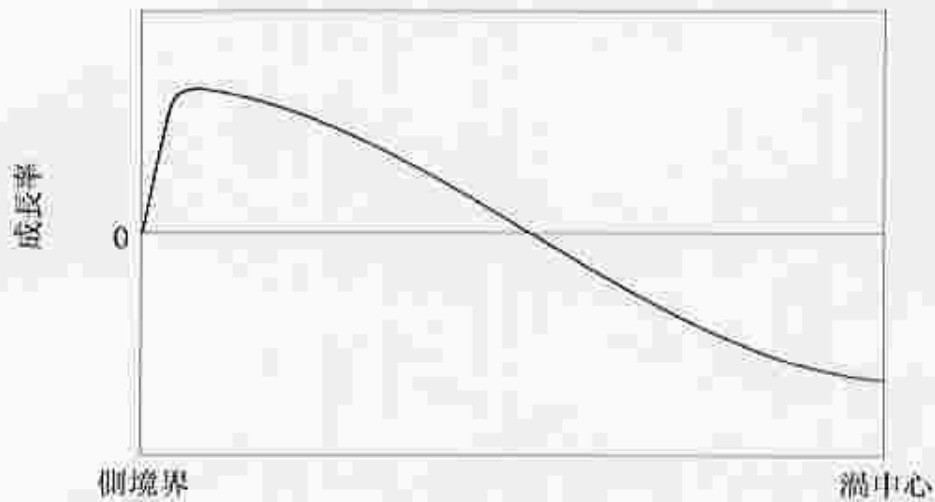


Fig. 21a 電子密度の成長率

このような成長率プロファイルの下で、揺動の進行方向により、その振幅がどのように変化するか調べて見る。まず、Fig. 20 から、右側の渦領域では揺動は側境界から渦中心へ伝播していくことがわかる。その場合の揺動の振幅を図にすると Fig. 21b のようになる。

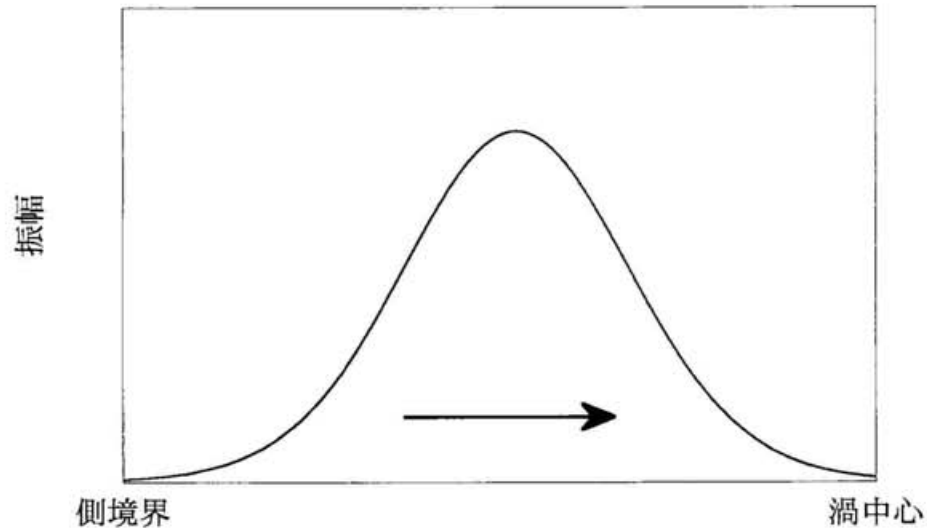


Fig. 21b 電子密度の振幅（内向き進行波）

揺動は成長率が正の部分で次第に成長していき、負の部分で減衰していく。このように、領域の中ほどの成長率が0の付近で揺動が最大振幅となることが分かる。この考察はまさに右側の渦領域に形成される構造を説明することができる。

一方、左側の渦領域では揺動は渦中心から側境界へ伝播していくことがわかる。その場合の揺動の振幅を図にすると Fig. 21c のようになる。

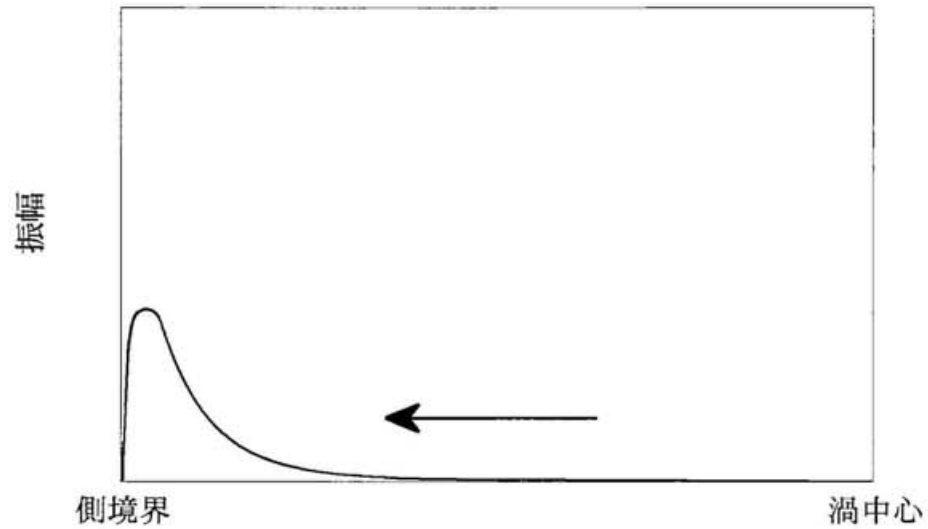


Fig. 21c 電子密度の振幅 (外向き進行波)

この場合、渦中心部から側境界へ伝播する揺動は側境界付近でようやく振幅が最大となるが、境界条件により、急速に減衰してしまう。したがって、右側渦領域と比較して左側渦領域ではあまり揺動は成長することができず、シミュレーション結果の左側領域ではほとんど構造が現われないことを説明することができる。

第VI章

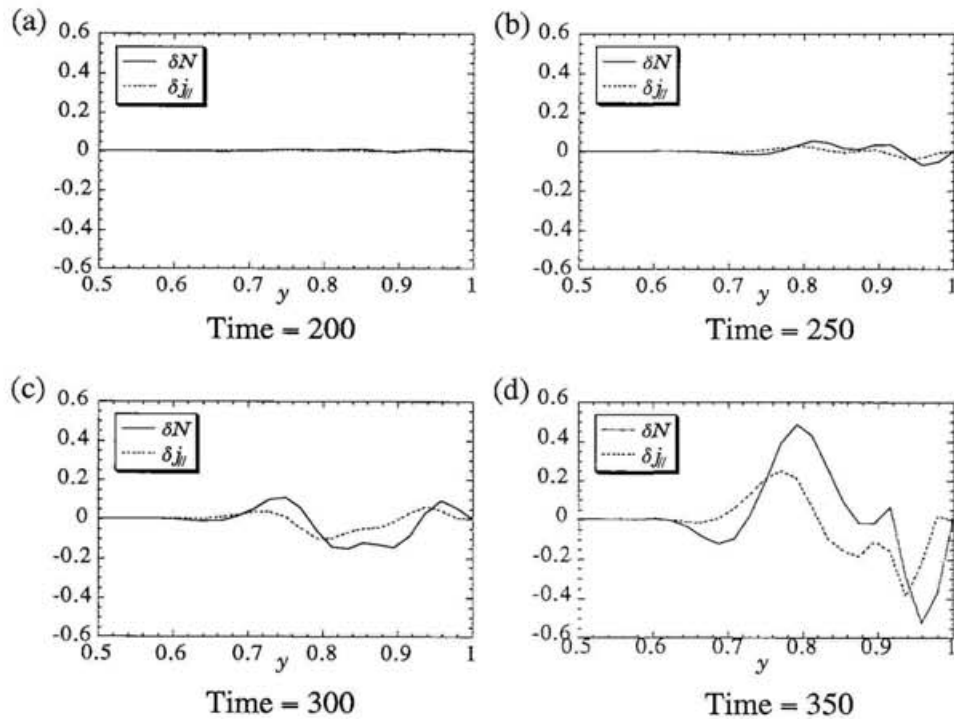
議論

以上のように、本研究では情報量流入制御層を持つ系で、情報入力速度を制御するパラメータを変化させることによって構造形成と外部エネルギーの取り入れ方との関係を調べてきた。本研究で対象としたシステムでは、構造そのものに関しては線形不安定性の非線形飽和として現われている。しかしながら、非線形段階において新しい何らかの構造不安定（非線形不安定）が誘発され、質的構造変換が起きて初めて自己組織化と呼べるであろう。本章ではこの非線形構造不安定について触れることにする。

Fig.22(a)~(d)はシミュレーション1での散逸性プラズマ領域の沿磁力線電流揺動と電子密度揺動の渦中心から側境界にかけての y 方向強度分布の時間発展を示している。ここで沿磁力線電流揺動は散逸性プラズマ領域から出ていくものを正としている。今回の研究ではこの揺動があるレベルにまで成長すると非線形サチュレーションが起こり、そのまま成長も減衰もしない定常状態へと移行していた。しかしながら、本来は沿磁力線電流揺動が時間と共に成長していくと、或るレベルでイオン音波不安定性に基づくダブルレイヤー（電気二重層）が形成される。その結果、ダブルレイヤーによって電子が急速に加速される[14]。従って、ダブルレイヤーの発生し

ている沿磁力線電流に沿って電子の加速が起き、散逸性プラズマ領域（電離層）の中性粒子との間に衝突を起こし、急激な電子-イオン対の生成が発生する。このために、散逸層の電子密度の急激な増加が局所的に起き、無損失プラズマ領域のアルヴェン波に大きな非線形フィードバック効果が生じ、構造に質的変換が起きる。本研究では、情報源と自己組織化系との情報のやり取りの研究に主眼を置いたため、自己組織化された構造そのものの研究には立ち入らなかった。本研究の発展として、このような非線形効果を取り入れた構造の質的変換を伴う自己組織化の研究が次の課題となる。現在、この次のステップを目指し、非線形性に基づく自己組織化構造の研究を進めているところである。

Fig. 22 沿磁力線電流揺動と電子密度揺動の強度分布の時間発展



第VII章

結論

核融合科学研究所の佐藤グループ（複雑性シミュレーション研究グループ）が提唱している自己組織化の統一シナリオの中で、構造形成において最も基本的な要素は、情報入力に対する系の反応であり、その反応が系内に存在する様々な過程、特に非線形過程を通じて再び系にフィードバックされ、そこに特徴的な構造が形成されていく。本研究ではこの自己組織化の統一的シナリオを検証するために情報源と自己組織化系の間情報入力を自律的に調整する機構を持つ自己組織化モデルを構築し、そのシミュレーションコードを開発し、シミュレーションを行った。特に入力等の外的制御に重点を置き、「系外部から系内へのエネルギー流入タイムスケール」、「系のダイナミックレスポンスタイムスケール」という代表的タイムスケールを変化させることで系内の構造形成がどのように変化するのかを調べた。

「系外部から系内へのエネルギー流入タイムスケール」には系を活性化させ不安定化させる直接的なエネルギー源となる直流的なもの、系の動的応答、即ち、フィードバック効果を調整する交流的なもの二つがある。直流的なエネルギーの流入タイムスケールは粘性プラズマ領域の厚さ L_v

の2乗に比例するため非常に短い。このエネルギー流入は散逸性プラズマ領域の直流エネルギー散逸と釣り合っている。一方、交流的なエネルギー流入タイムスケール τ_{ac} は揺動アルヴェン波に対して粘性が働くためにアルヴェン波長の2乗に比例し、直流エネルギーの流入タイムスケールに比べはるかに長い。このことはアルヴェン揺動（交流）に対して、粘性プラズマ領域は本来の境界層としての役割を果たしえないことを示している。言い換えると、アルヴェン揺動に対して、粘性プラズマ領域は自由境界的な働きをすることを意味している。そのために系が閉じず、揺動に対するフィードバックループが破れることとなり、不安定フィードバックがかからなくなる。

交流的なエネルギー流入タイムスケール τ_{ac} 及びダイナミックレスポンスタイムスケール τ_{DR} と構造形成との関係を調べると、 τ_{ac} と τ_{DR} との比 $R_{E/D}$ が構造形成の成長・臨界・減衰を決定づけていることが明らかとなった。即ち、比 $R_{E/D}$ がある臨界値と等しい時に系は長時間的に構造が成長も減衰もせずに安定な状態を保つのに対し、 $R_{E/D}$ が臨界値以下の場合、すなわち交流的エネルギー流入率が系のレスポンスを上回った場合は不安定性が成長し、構造形成に至る。比 $R_{E/D}$ が臨界値以上のときには構造不安定性は成長しない。このことは、系を一つの情報処理系と考えた場合、系内への情報量流入速度とその処理速度に応じた系の反応の結果として、情報量流入速度が処理速度を上回った場合に構造が形成され、下回った場合は構造が形成されないということに対応していると考えられる。

また、粘性プラズマ領域という情報流入調整機構が存在する本研究のようなモデル系においては、 $R_{E/D}$ が臨界値よりも小さく系の不安定性が成長する場合、構造形成が間欠的に繰り返されるのではなく、ある程度まで揺動が成長すると系内が持つ非線形性により系内へのエネルギー流入タイ

ムスケールが自律的に調整され、それ以上成長も減衰もしないような定常状態へと移行する機構が存在することが明らかとなった。

これまでの構造形成に関する研究の中で系外部から系内にエネルギーを注入する研究では、外部系と自己組織化系との境界には粘性プラズマ領域のようなエネルギー調整領域がなく、両者が直接的に結ばれ、定常的に情報を与え続けているので情報量流入速度は一定である。そのため系内に蓄積された過剰な情報を解放するためにバースト的な解放現象を間欠的に行うという現象が見つかった。これに対し、本研究のモデルでは外部系と内部系との間に粘性プラズマ領域と言うインターフェイスを介しているために系外部から内部への情報量流入速度を自動的に調整する機構が働く。それゆえ、系内に蓄積された過剰な情報を解放するためのバースト的な解放現象は起きず、系外部から内部への直流エネルギー（情報）の流入速度を自律的・同時的に調整することによって、系は構造形成に対して安定な状態に静的に移行することができることが明らかとなった。

「系内のエネルギー過飽和状態から構造不安定性が生じ、系内に存在する揺らぎが構造不安定性により成長していき、系内での非線形効果やエネルギー変換を通じて不要なエントロピーを系外部へ排出しながら、系内に特徴的な構造が形成される」という構造形成に至るシナリオを外部からのエネルギー（情報）の流入タイムスケール、系のダイナミックレスポンスのタイムスケールという視点から検証し、これらのパラメータの比による構造形成の分岐を見出したこと、またこのモデルではこれまでの単純なモデルを用いた研究と異なり、系自身に非線形的な静的なエネルギー（情報）の流入速度を制御する機構を持っているためにバースト的・間欠的な系の応答を抑えることができたことを見出し得たことが本研究の意義であると考えられる。

謝辞

御多忙の身でありながら、拙い私のために多くの時間と労力を割いてここまで導いて下さった佐藤哲也先生にはまさしく感謝の言葉ありません。

また、私の様々なミスにも関わらず、いつも寛大な心で助言や手助けをして下さった渡邊國彦先生には本当に心から感謝いたします。

そして、理論・シミュレーション研究センターの先生、助手、学生や事務の皆さんの日頃の暖かい励ましがあってこそ、この研究を成すことができたのだと思います。皆さん本当にありがとうございました。

参考文献

1. T. Sato, and the Complexity Simulation Group, *Phys. Plasmas* **3**, 2135-2142 (1996).
2. R. Horiuchi and T. Sato, *Phys. Fluids* **29**, 1161 (1986).
3. R. Horiuchi and T. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 211 (1985).
4. R. Horiuchi and T. Sato, *Phys. Fluids.* **29**, 4174 (1986).
5. R. Horiuchi and T. Sato, *Phys. Fluids.* **33**, 1142 (1988).
6. H. Amo, T. Sato, A. Kageyama and the Complexity Simulation Groupe, *Phys. Rev. E* **51**, R3838 - R3841 (1995).
7. H. Kitabata, T. Hayashi, T. Sato and Complexity Simulation Groupe, *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol **65** (1996).
8. Sato T., *J. Geophys. Res.*, **83**, 1042-1048 (1978).
9. Sato T. and T, E, Holtzer, J, *Geophys. Res.*, **78**, 7314-7329 (1973).
10. Watanabe K., M. Ashour-Abdalla, and T. Sato, *J. geophys. Res.*, **91**, 6973-6978, (1986).
11. Watanabe K. and T. Sato, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 717-720 (1988).
12. Watanabe K. and T. Sato, *J. Geophys. Res.*, **95**, 75-88 (1990).

Thesis

13. Watanabe T., Oya H., Watanabe H. and T. Sato, J. Geophys. Res., 98 ,
21391-21407 (1993).
14. T. Sato, H. Takamaru and the Complexity Simulation , Phys. Plasmas, 2,
3609 (1995).