

卒業論文

気液二相流の流動様式同定法

通し番号 1 - 9 1 完

平成 1 2 年 2 月 4 日提出

指導教官 庄司正弘教授

8 0 2 4 6 福田幸二

目次

第一章 序論

- 1 - 1 はじめに
- 1 - 2 従来の研究
- 1 - 3 本研究の目的

第二章 非線形解析の手法

- 2 - 1 再構成アトラクタ
- 2 - 2 False Neighbor Method
- 2 - 3 ポアンカレ断面とポアンカレ写像
- 2 - 4 相関次元

第三章 実験

- 3 - 1 実験の仕様
- 3 - 2 実験装置
- 3 - 3 実験手順

第四章 実験結果と考察

- 4 - 1 実験一覧
- 4 - 2 流動様式
- 4 - 3 差圧変動波形とパワースペクトル
- 4 - 4 差圧変動波形とビデオ画像の対応
- 4 - 5 False Neighbor Method
- 4 - 6 3次元位相空間
- 4 - 7 ポアンカレ断面とリターンマップ
- 4 - 8 相関次元
- 4 - 9 考察

第五章 結論

- 5 - 1 結論
- 5 - 2 今後の課題

参考文献

謝辞

付録

- A 相関次元についての考察

第一章 非線形解析の手法

1 - 1 はじめに

1 - 2 従来の研究

1 - 3 本研究の目的

1 - 1 はじめに

気相と液相の共存する気液二相流は日常よく見られる現象である。沸騰や凝縮を伴う二相流は、多くの動力プラント、化学プラントおよび空調・冷凍装置に関係し、ボイラ、水冷却原子炉、各種の蒸発器や蒸留塔、凝縮器、蒸気タービンなどにおける主要過程である。したがって、その流動状態や伝熱特性を理解しておくことが、これら機器の設計上極めて重要である。

気液二相流は、両相の種類や流路形状及び流量等に応じていろいろな流動様相をとることが知られている。流動様相の違いは二相流の流動特性や伝熱特性に大きな影響をおよぼすことから、原子炉やボイラ蒸発管等の設計においては、与えられた条件のもとでどのような流動様相をとるかを予測することは不可欠である。

気液二相流の流動様相は、目視観察によっていくつかの流動様式に分類されており、これまでの研究により、各流動様式についてモデルを用いて圧力損失特性や伝熱特性等が見積もられている。一方、与えられた条件下でどのような流動様式が生じるかの予測には、流動様式線図と呼ばれる2変数のグラフが用いられてきたが、各研究者によって流動様式線図には幅があり十分に確立したものとは言い難い。また、本来高次元現象であると考えられる気液二相流を2変数で分類することには本質的に問題があると考えられる。

そこで、本研究では非線形解析の手法を用いて気液二相流の客観的な同定法を見つけることを目的とする。

1 - 2 流動様式

流動様式とは流れを視覚的に分類し、同じ範疇に属すると判断された流れの形をいう。非加熱二相流の流動様式については1960年代にはいって整理された。非加熱垂直上向二相流の代表的な流動様式の名称とその特徴を示す。

気泡流 Bubble Flow

気相の流量が液相に比べて小さい場合には、気相は不連続で、益虫に気泡上に分散した流れとなる。この流動様式を気泡流 (Bubble Flow) という。(Fig 1.2.1(a))

スラグ流 Slug Flow

気相の流量を増加させると、気泡は管中心部に集まる傾向をみせ、やがていくつかの気泡が合体し、管断面をほぼ満たすような大きな気体スラグと液体スラグが交互に現われるようになる。この流動様式をスラグ流 (Slug Flow) という。(Fig 1.2.2(b))

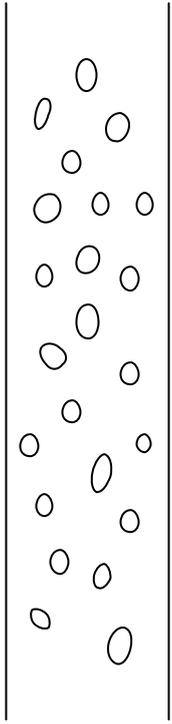
チャーン流 Churn Flow

さらに気相の流量を増加させると、気体スラグの長さが液体スラグに比べて長くなる。また、気体スラグと液体スラグの境界は歪んで明確に区別できない。この流動様式をチャーン流 (Churn Flow) という。(Fig.1.2.3 (c))

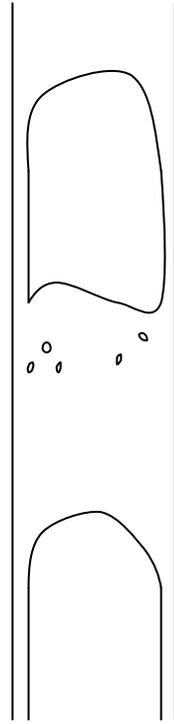
環状流 Annular Flow

気相の流量が液体に比べて大きくなると、液相は壁面方向に押しやられ管壁に沿った環状液膜として流れ、気相は管中心部を連続的にかなりの流速で流れる状態になる。この流動様式を環状流という。(Fig.1.2.3(d))

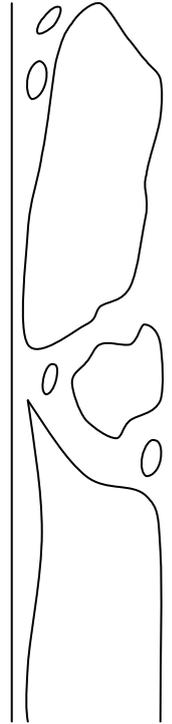
(a) 気泡流



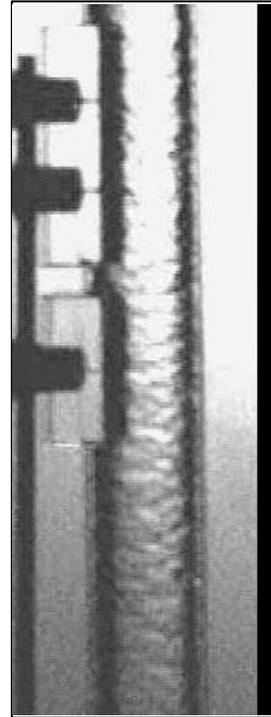
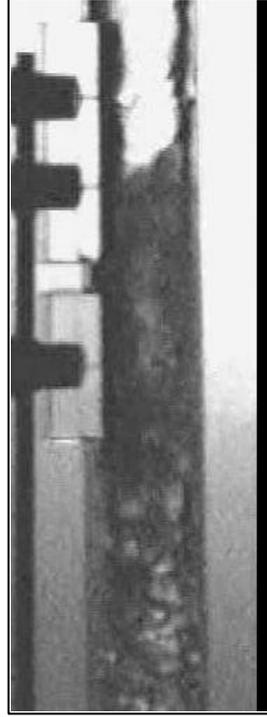
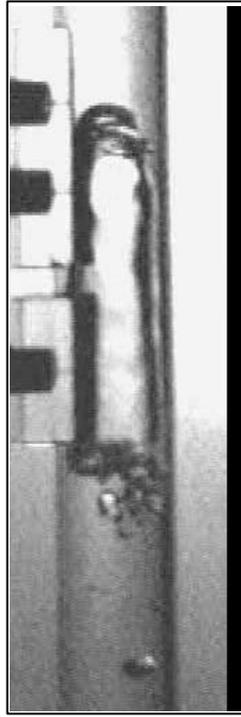
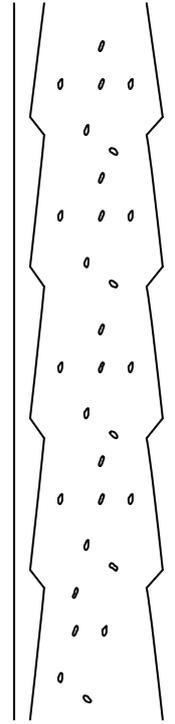
(b) スラッグ流



(c) チャーン流



(d) 環状流



小

気体流量比

大

Fig.1.2.1 垂直上昇管内の気液二相流の流動様式

1 - 3 従来の研究

1.1 従来の研究

流動様式線図

両相の流量，路形状，寸法などの条件に対して、どのような流動様式が生じるのかの推定は，従来，流動様式線図に基づいて行われている。これまでに多くの流動様式線図が報告されているが、その中でも比較的信頼性が高く代表的な垂直管のものを紹介する。

Griffith -Wallis 線図

Griffith と Wallis (1961) は、垂直管内を流れるスラグ流の流動挙動に着目し、内径 0.5、0.75 及び 1 インチの空気 - 水二相流と内径 2.34 インチの蒸気 - 水二相流の実験を行い、気体スラグ上昇速度や気体スラグ長さ等を詳細に調査する一方で、フルード数 (F_m) と気体の体積流量比を座標軸とする Fig.1.3.1 のような流動様式線図を作製している。

Hewitt-Roberts 線図

Hewitt と Roberts (1969) は、空気 - 水二相流及び蒸気 - 水二相流の広範囲にわたる詳細な実験を行い、気液の見かけの速度水頭を座標軸とする流動様式線図を作製している。

Taitel-Dukler 線図

Taitel と Dukler (1980) は、各流動様式の遷移機構をモデル化し、気液の見かけ速度 ($j_{G,L}$) を座標軸とする Fig.1.3.2 のような流動様式線図を報告している。これによれば、チャ - ン流はスラグ流への過渡的流動状態であり、スラグ流とチャ - ン流との境界線は、気液混合室からの助走距離によって変化するということである。

Mishima-Ishii 線図

Mishima と Ishii は、未発達の流れや速い過渡的な流れに対しては、気液の見かけ速度を主変数として求めた流動様式線図では限界があるとして、各流動様式の遷移機構をボイド率を主変数としてモデル化し、気液の見かけ速度を座標軸とする流動様式線図を報告している。

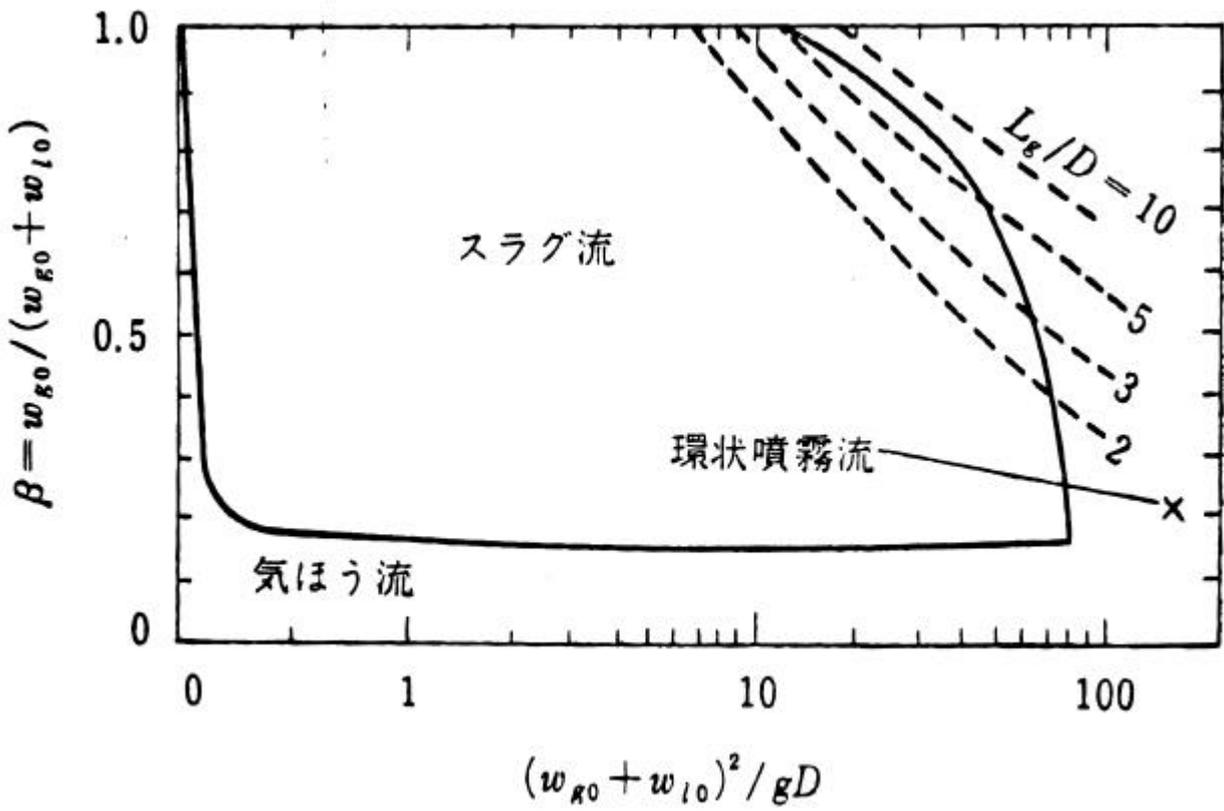


Fig.1.3.1 Griffith -Wallis 線図

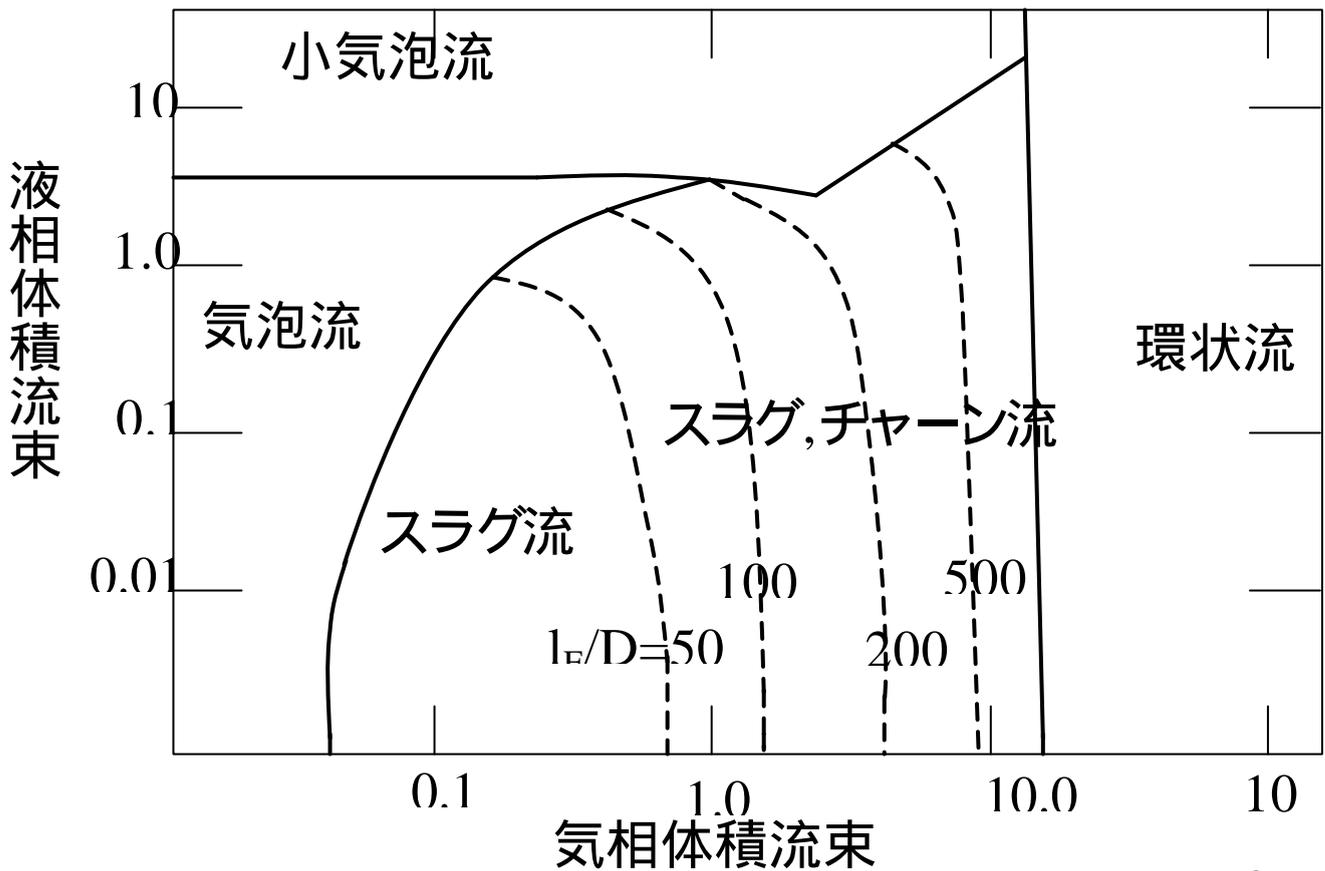


Fig. 1.3.2 Tait-Dunn 線図

1 - 4 本研究の目的

1.1 節でも述べたように、気液二相流の流動様式を同定することは、ボイラ、原子炉等を設計、運用する上で非常に重要であるがこれまでのところ、決定的な判定基準は選られていない。また現在使われている 2 変数の流動様式線図では、本来高次元の非線形現象である気液二相流を理解するのは無理があると思われる。本研究は、気液二相流を非線形現象のまま理解することを究極の目的とし、その前段階として各流動様式の同定を行いたい。

本研究の目的は以下の 2 点である。

垂直上昇管における気液二相流の流動様式を、非線形解析の手法を用いて同定する。

各流動様式についてその非線形構造を比較する。

第二章 非線型解析の手法

2 - 1 再構成アトラクタ

2 - 2 False Neighbor Method

2 - 3 ポアンカレ断面とポアンカレ写像

2 - 4 相関次元

2 - 1 再構成アトラクタ Reconstructed Attractor

力学系における運動は、その系の状態を決定する変数を直交座標軸とした位相空間 (phase space) 内に安定した状態の時間的変化を表すアトラクタの軌道 (trajectory) を描くことによって把握できる。しかしながら、実際には系の状態を決定する変数すべてを知ることは不可能であり、また、たとえ知り得たとしても実験によってそれらすべてを計測できるものでもない。このような場合に1変数の時系列データ $\{x_i\}$ のみから本来の系に関する情報を得るために、遅れ時間 τ を用いて、 m 次元ベクトル

$$v_i = \{x(t_i), x(t_i + \tau), x(t_i + 2\tau), \dots, x(t_i + (m-1)\tau)\}$$

を作成し、 m 次元位相空間内にアトラクタの軌道を描くことができる。このようにして再構成されたアトラクタを再構成アトラクタというが、このとき、 $m \geq 2n$ (n は本来の力学系のアトラクタの次元)であれば、再構成されたアトラクタと本来の系のアトラクタとの性質が一致することが Packard, Crutchfield, Farmer and show(1980) および Takens(1980)によって示された。また、遅れ時間 τ については系の固有の周期を除けば自由に選択できるが、最適遅れ時間の決定法としては、相互情報量 (mutual information) が最初に極小値となる時間をとる方法などいくつか報告されている。カオスの場合、位相空間内でストレンジアトラクタ (軌道が有限空間内に収まっていながらも決して交差しないアトラクタ) を描く。このことは、カオスの非周期性を表している。Fig.2.1.1 と Fig.2.1.2 にカオスを示すことで有名な大気の大気対流モデルであるローレンツアトラクタ¹とその再構成されたアトラクタを示す。これらから、アトラクタがストレンジアトラクタになっていること、及び再構成されたアトラクタが本来のアトラクタと類似していることがわかる。

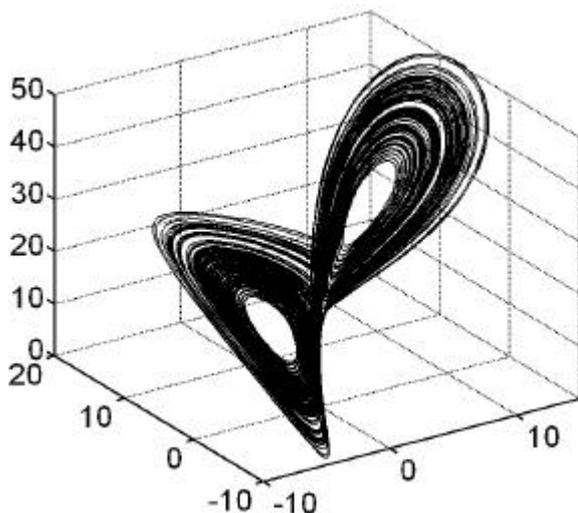


Fig.2.1.1 Lorenz Attractor

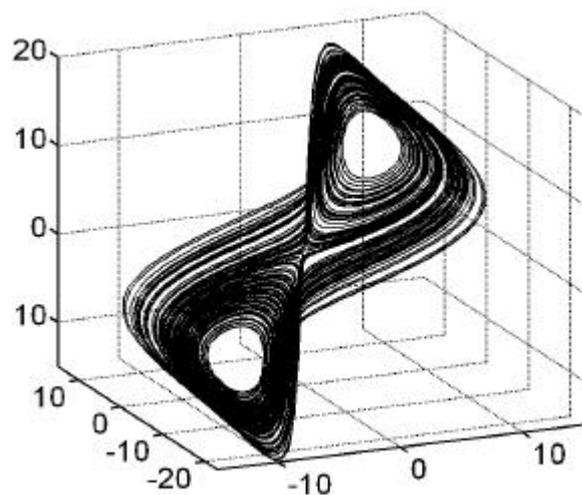


Fig.2.1.2 Reconstructed Attractor

¹ $\dot{x} = s(-x + y), \dot{y} = x(r - z) - y, \dot{z} = -bz + xy$ ($s = 10, r = 28, b = 8/3$)

2 - 2 False Neighbor Method

系が n_0 個の独立変数で記述できるとき, n_0 次元位相空間に再構成されたアトラクタは一意的になる。したがって m 次元に再構成したアトラクタが一意的であるかどうかを判定することで, 系の独立変数の数を推定することができる。

具体的には, 時刻 t_i におけるアトラクタ上の点 V_{t_i} とそれに最も近い他の軌道上の点 V_{t_j} との距離が, 微小時間 Δt 後にどの程度広がるかを

$$R_{t_i} = \frac{\|x_{t_i+\Delta t} - x_{t_j+\Delta t}\|}{\|x_{t_i} - x_{t_j}\|}$$

として求める。

その比率 R_{t_i} が与えられたしきい値を超えると False Neighbor としてカウントし, 相空間上の全点数に対する False Neighbor の割合から, アトラクタが一意的かどうかを判断する。

ローレンツ方程式², レスラー方程式³, ダuffing振動の式⁴に False Neighbor Method を適用した結果を Fig.2.2.1 ~ Fig.2.2.3. に示す。ここで実線は式本来の値を, 鎖線はそれに 5% の白色雑音を付加したものを, 一点鎖線は 10% の白色雑音を付加したものをあらわす。

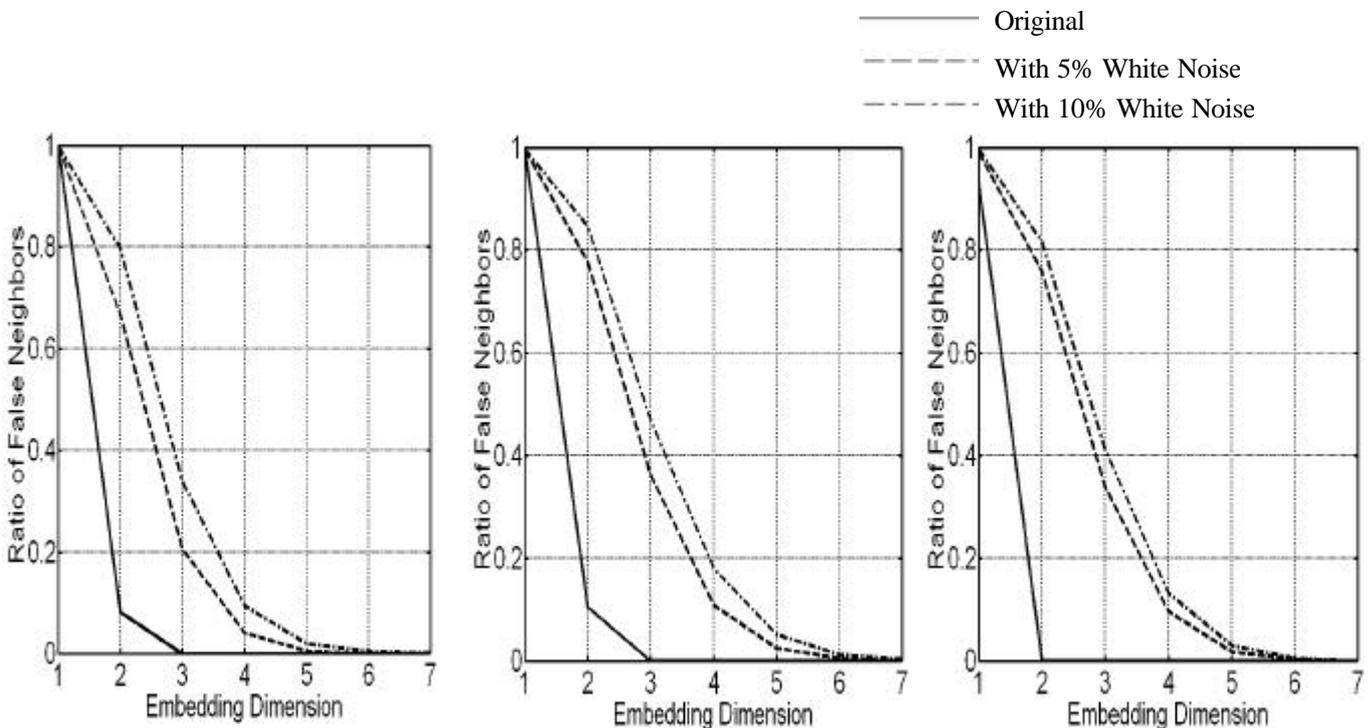


Fig.2.2.1 Lorenz Equation

Fig.2.2.2 Rössler Equation

Fig.2.2.3 Duffing Oscillation

² Lorenz Equation $\dot{x} = \mathbf{s}(-x + y), \dot{y} = x(\mathbf{r} - z) - y, \dot{z} = -\mathbf{b}z + xy$ ($\mathbf{s} = 10, \mathbf{r} = 28, \mathbf{b} = 8/3$)

³ Rössler Equation $\dot{x} = -(y + z), \dot{y} = x + ay, \dot{z} = z(x - c)$ ($a = 0.398, b = 2, c = 4$)

⁴ Duffing Oscillation $\ddot{x} = -\mathbf{d}\dot{x} + x - x^3 + \mathbf{g} \cos(\mathbf{w}t)$ ($\mathbf{d} = 0.2, \mathbf{g} = 0.3, \mathbf{w} = 1$)

2 - 3 ポアンカレ断面とポアンカレ写像

位相空間における軌道の構造を理解するため、次元を小さくすることが有効である。軌道がある多様体（ただし位相空間の次元よりも1だけ小さい次元を持つとする）に対して「横断的」であるときポアンカレ写像を用いて力学系の次元を1だけ下げることが可能となる。

Fig.2.3.1 に示されているように、 p_0 と p_1 を時刻 t_0 と t_1 に対応する軌道 $x(t)$ 上の2つの点、 S_0 と S_1 を（それぞれ）これらの点に対応する2つの横断的多様体とする。

$x \in S_0$ のとき（ x が p_0 に十分近ければ）この点に対して S_1 に交わるためのある最小の時間 $t(x)$ があり

$$x(t + t(x)) \in S_1$$

である。（ p_0 のそばの） S_0 の点が S_1 のどこに到達するかを定めた写像、つまり

$$\begin{aligned} S_0 &\rightarrow S_1 \\ g(x) = \psi &\quad \psi \\ x(t) &\mapsto x(t + t(x)) \end{aligned}$$

をポアンカレ写像という。

軌道がある範囲にとどまる場合、 S_0 と S_1 を同じ多様体とすると有効である。この場合を特にポアンカレ再帰写像といい、多様体 S_0 をポアンカレ断面という。

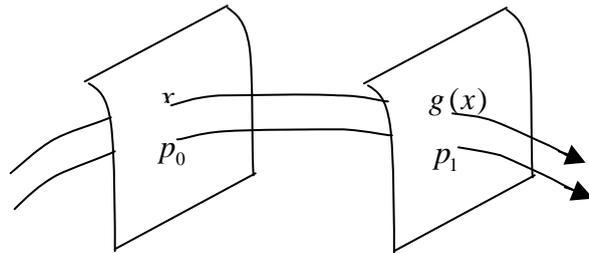


Fig.2.3.1 ポアンカレ写像

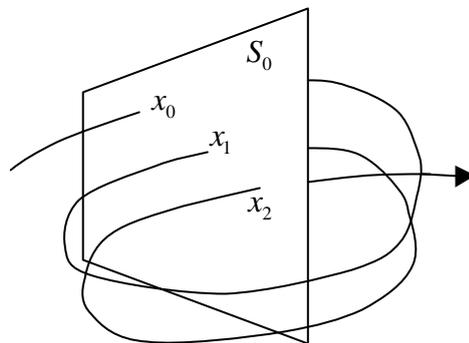


Fig.2.3.2 ポアンカレ再帰写像

2 - 4 相関次元 Correlation Dimension

再構成されたアトラクタはフラクタル構造をもつことが多いが、その複雑さは次元によって特徴づけられる。一般的にアトラクタの次元は系を支配する独立変数の数より小さくなるため、アトラクタの次元を決定できれば、その系の次元をおおよそ知ることができる。フラクタル次元を定義する方法はいくつかあるが、ここでは時系列データの計算に適している相関次元 D_2 について説明する。相関次元 D_2 は、

$$C^m(r) \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N(N-1)} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N q(r - \|v_i - v_j\|)$$

で定義される相関和 $C^m(r)$ を用いて

$$D^m_2 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\log C^m(r)}{r}$$

で定義される。ここで v_i, v_j はアトラクタ上の点、 N はアトラクタ上の全点数、 m は埋め込み次元である。

また q はヘビサイド関数

$$q(z) = \begin{cases} 0 & (z < 0) \\ 1 & (z \geq 0) \end{cases}$$

をあらわす。具体的には、埋め込み次元 m を上げながら、 $\log C^m(r)$ 対 $\log r$ のグラフの適当な r の範囲内での直線部分の傾き $d(m)$ を順次計算する。 m が実際のアトラクタの次元より小さければ、アトラクタは位相空間内をほぼ埋め尽くすと考えてよいから、 $d(m)$ は m にほぼ等しくなる。一方 m がアトラクタの次元より大きい場合 $d(m)$ はアトラクタの次元になる。したがって m の増加に伴い、 $d(m)$ が漸近する値が相関次元 D_2 となる。

Fig.2.4.1, Fig.2.4.2. にローレンツアトラクタについて相関次元を求めた結果を示す。

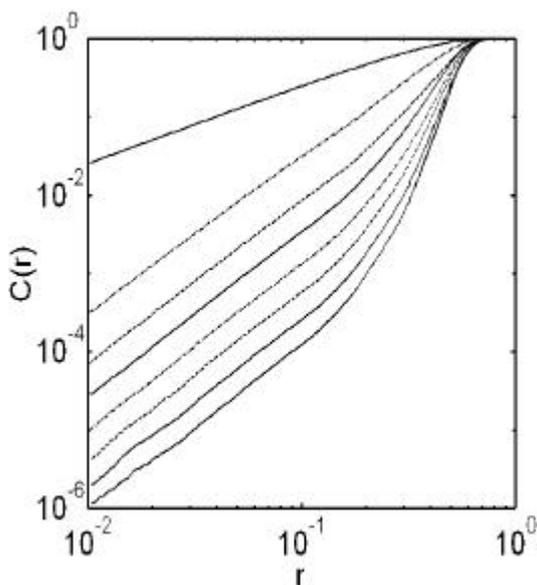


Fig.2.4.1 $\log r - \log C^m(r)$

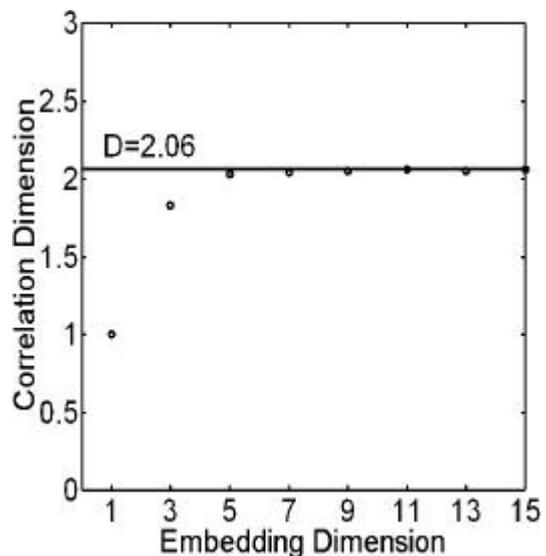


Fig.2.4.2 Correlation Dimension

第3章 実験

3 - 1 実験の仕様

3 - 2 実験装置

3 - 3 実験手順

3 - 1 実験の仕様

本研究の目的は垂直上昇管内での空気 - 水二相流の流動様式を非線形解析の手法を用いて、同定することである。

埋め込み定理によれば力学系を支配する変数の非線形演算の結果として観測された変数からもとの力学系の位相構造を再構成することがほとんどの場合に可能である。したがって観測する変数として何を選ぶかは位相構造を再構成することに関しては自由である。そこで、どのような実験系にも適用できる一般的な変数ということで本実験では差圧を観測することにした。

以下が本実験の仕様である。

- ・ 試験流体 : 蒸留水・空気
- ・ 圧力 : 大気圧開放
- ・ 流路 : 管径 19 mm, 管長 1995 mm の垂直上昇管
- ・ 観測 : 管長さ方向 19mm 区間の差圧

3 - 2 実験装置

Fig.3.2.1 に実験装置全体の概略を示す．実験装置本体は下部タンク、気液混合室、上り管、上部タンク、戻り管から構成された循環系となっており，気液界面での摩擦力等によって液体は自然循環を行う．

実験装置全体は、コンプレッサ等からなる、空気を供給するための空気系、上り管上部に取り付けられた差圧計等からなる測定系及び高速度ビデオカメラからなる複雑な流動現象を観測するための観測系から構成されている。

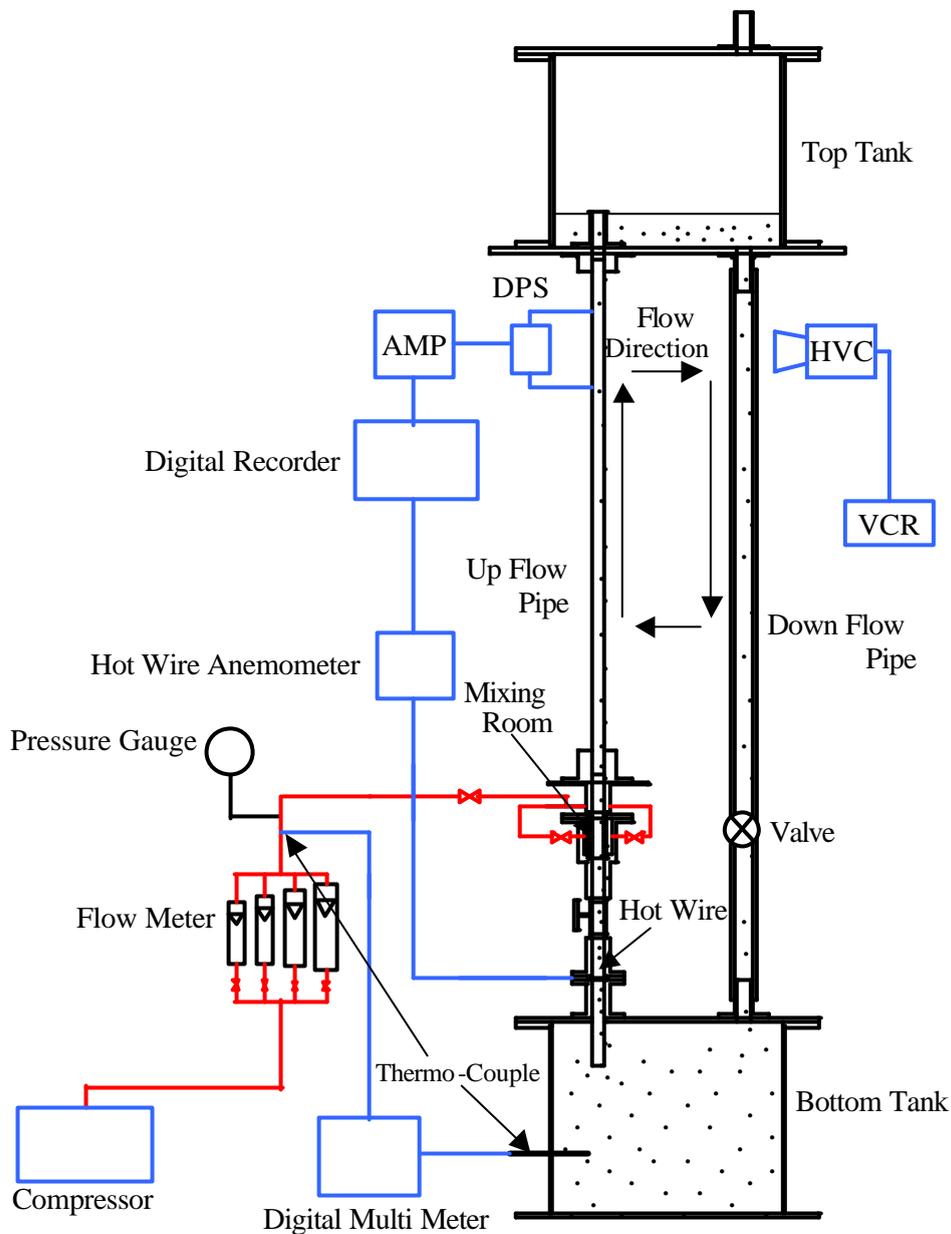


Fig.3.2.1 実験装置概略図

空気系

コンプレッサ（日立製 最大圧力 7atm）

実験室備え付けの小型コンプレッサで、ここから実験装置本体へ空気が供給される。

浮子式流量系（OMEGA 製 SMA-2, SMG-1）

コンプレッサから気液混合室へと送られる流量を調整，測定する。

熱電対

流量系出口付近に取り付け，空気温度を測定する。

圧力計（ブルドン管）

気液混合室へと送られる気体の圧力を測定する。解析では流量計の値をこの圧力を用いて大気圧に換算したものをを用いる。

気液混合室

気液の混合は気液混合室内にポラス管（気孔径 100 μ m、気孔率 36%）を設けることで行う。

ブレードホース

コンプレッサ，流量系，気液混合室を連結する。

測定系

テスト管（上り管）

テスト管は，外部から内部の流動状況を観察するため，内径 19mm，肉厚 4mm，長さ 2m のアクリル性のパイプを使用した。

差圧計（Validyne 製 DP15）

微小差圧変動を検出するため，フルスケール圧力が ± 8.8 cmH₂O の可変リアクタンス型差圧トランスジューサを用いた。なお差圧測定区間の間隔は管径と同じ(19mm)である。

増幅器（キャリアデモジュレータ PA2101）

差圧計から出力される交流信号を増幅，整流し直流電圧とする。

デジタルレコーダ（TEAC 製 DR-M3）

差圧計及び熱線流速計からの出力電圧をデジタル出力に変換し記録する。

本実験ではサンプリング周波数 500Hz または，1KHz として 1 分間記録した。同時にトリガ出力を出すことによって高速度ビデオカメラとの同期を行った。

ホットワイヤ（20 μ m、長さ約 6mm の白金線）

液体の速度を抵抗値として出力する。

熱線流速計（KANOMAX 製 MODEL1008, 1010）

液体の微小速度を測定するため定温度型熱線流速計を用いた。

熱電対

流量計出口の空気温度及び下部タンク内の液体温度を測定するため用いた。使用した熱電対は，銅 - コンスタantan熱電対，シース外径 1.6 mm のものである。

デジタルマルチメータ（横河電機製 7562）

空気、水の温度を測定する熱電対の電圧測定に用いた。

観測系

高速ビデオカメラ（Photon 製 HVC-11B）

気液二相流の流動様相を観察するため、上り管上部を、撮影速度 186frame/sec，シャッタースピード 1/1000sec で約 1.4 秒間撮影した。デジタルレコーダからのトリガ信号により圧力変動波形との同期を行った。

光源（岩崎電気製 PSR-500W）

超散光型アイランプを用いた。

3 - 2 実験手順

以下に示す手順により、実験を行った。

1. 装置内に蒸留水を入れる。
2. 補助タンクを用いて、ホットワイヤの校正をする。
3. 静止液体状態（空気供給無しの状態）での差圧変動及び液体の速度変動を計測する。
4. 流量計に備え付けられたニードル弁等を調整して、空気流量を決定する。
5. 気液混合室入り口弁を適度に開き、空気を装置内に供給する。
6. 必要に応じて、戻り管に設けられた弁の開度を調整し、液体の速度を変化させる。
7. 流れが安定したことを高速度ビデオカメラで確認後、流量計出口の空気圧力及び温度、並びに液体温度を測定するとともに、液体速度及び差圧変動を計測する。また、同時に流動現象を高速度ビデオカメラで撮影・記録する。
8. 以後、4~7 を繰り返し、一般的な流動様式（気泡流、スラグ流、チャーン流及び環状流）等を形成し、各測定・計測を行う。
9. 実験終了後、ホットワイヤの抵抗値及び差圧計の出力値を測定し、実験開始前と変化のないことを確認する。また、差圧計の空気抜き孔を開放し、導入管内への空気の侵入が無かったことを確認する。

第四章 実験結果と考察

- 4 - 1 実験一覧
- 4 - 2 流動様式
- 4 - 3 差圧変動波形とパワースペクトル
- 4 - 4 差圧変動波形とビデオ画像の対応
- 4 - 5 False Neighbor Method
- 4 - 6 3次元位相空間
- 4 - 7 ポアンカレ断面とリターンマップ
- 4 - 8 相関次元
- 4 - 9 考察

4 - 1 実験一覧

時系列とパワースペクトル

本実験では空気の見かけ速度 0.007 ~ 24.155m/sec、水の見かけ速度 0.053 ~ 0.94m/sec の範囲について差圧計からの変動波形をサンプリング周波数 500Hz（一部 1000Hz）で約 1 分間記録した。

Table 4.1.1 に測定結果を流動様式ごとにまとめた。

Table.4.1.1 測定結果一覧

気泡流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
B5	0.007	0.053	0.110
B9	0.007	0.141	0.045
B3	0.007	0.234	0.028
B6	0.013	0.056	0.183
B10	0.013	0.125	0.096
B14	0.013	0.092	0.126
B1	0.013	0.070	0.160
B11	0.020	0.141	0.124
B7	0.020	0.060	0.250
B12	0.027	0.142	0.157
B8	0.027	0.061	0.304
B13	0.033	0.146	0.185
B15	0.033	0.104	0.242
B2	0.033	0.074	0.311
B4	0.033	0.318	0.095

気泡流 - スラッグ流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
BS3	0.033	0.061	0.353
BS4	0.066	0.075	0.470
BS1	0.067	0.049	0.578
BS5	0.067	0.149	0.309
BS2	0.100	0.054	0.649
BS10	0.133	0.103	0.563
BS9	0.133	0.126	0.514
BS6	0.134	0.163	0.450
BS7	0.200	0.164	0.550
BS8	0.268	0.161	0.624

スラッグ流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
S1	0.126	0.037	0.771
S9	0.130	0.103	0.557
S6	0.130	0.109	0.544
S7	0.132	0.083	0.615
S3	0.138	0.025	0.847
S2	0.144	0.031	0.821
S4	0.183	0.029	0.864

スラッグ流 - チャーン流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
SC1	0.828	0.053	0.940

チャーン流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
C2	0.392	0.074	0.840
C3	0.653	0.072	0.901
C1	0.806	0.001	0.998
C4	1.279	0.055	0.959
C5	2.721	0.081	0.971
C6	2.751	0.119	0.958
C7	2.761	0.126	0.956

チャーン流 - 環状流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
CA1	13.1	0.179	0.986
CA2	20.8	0.144	0.993
CA3	20.8	0.105	0.995

環状流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	ボイト率
A4	16.4	0.069	0.996
A1	20.0	0.233	0.988
A2	20.6	0.213	0.990
A3	20.7	0.119	0.994
A5	22.4	0.102	0.995
A6	24.2	0.103	0.996

Fig.4.1.1 に本実験の測定・解析結果を Taitel&Dukler 線図にプロットしたものを示す.

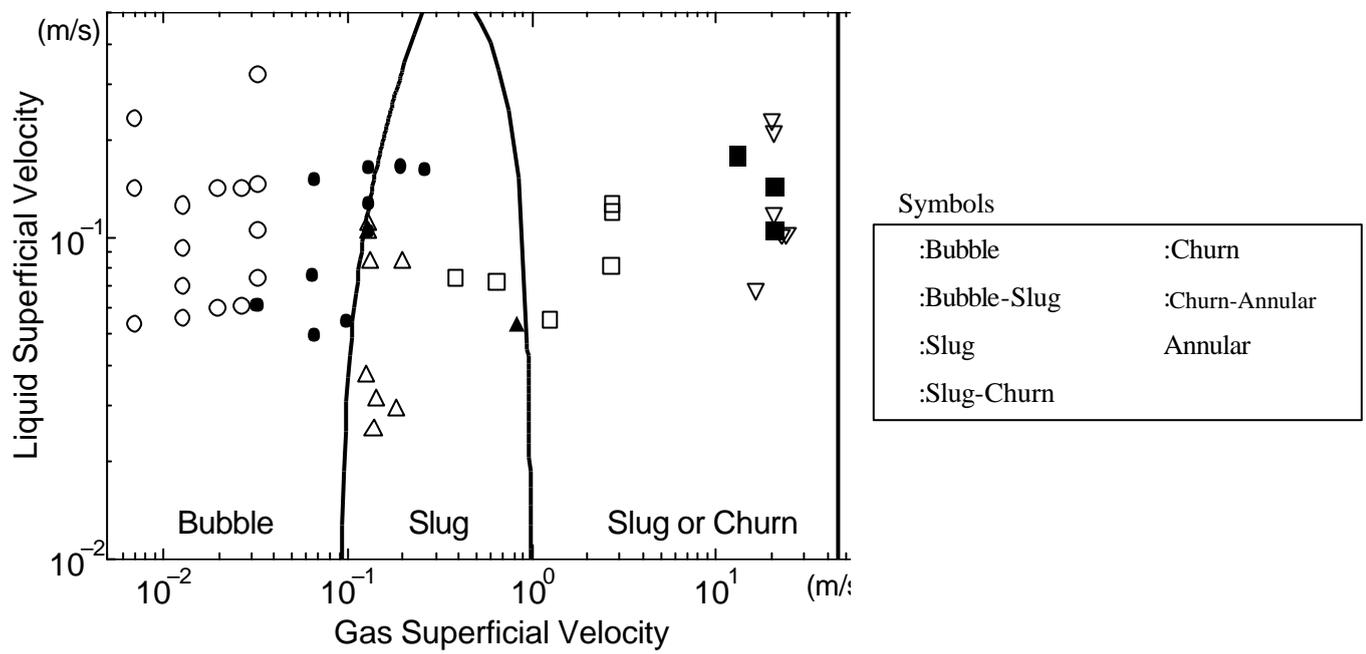


Fig4.1.1 Taitel&Dukler 線図

4 - 2 流動様式

気泡流

空気速度が $0.07 \sim 0.033$ (m/s) , 水速度が $0.053 \sim 0.318$ (m/s) の範囲においては小気泡が、管内に分散して存在する気泡流が観察された。ボイド率は 3 以下となった。Fig.4.2.1 に現象の写真を示す。

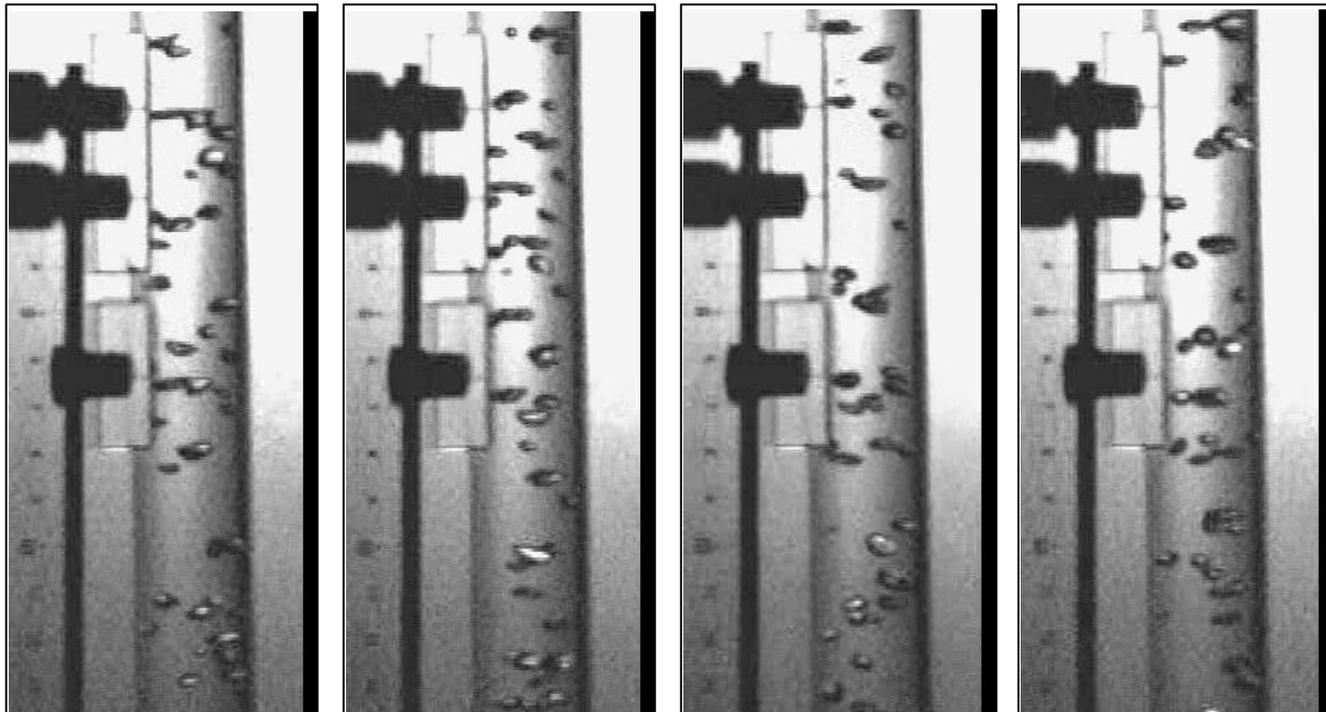


Fig.4.2.1 気泡流

気泡流 - スラグ流

空気流量を増加させると、管内の小気泡の一部が合体をはじめ比較的大きな気泡と小気泡の群が観察された。しかし明確に気体スラグ部と液体スラグ部とに分離しているわけではない。

これらの流れは、空気速度 $0.033 \sim 0.238$ (m/s)、水速度 $0.061 \sim 0.268$ (m/s) の範囲内において観察され、ボイド率はおよそ $0.3 \sim 0.6$ であった。Fig.4.2.2に現象の写真を示す。

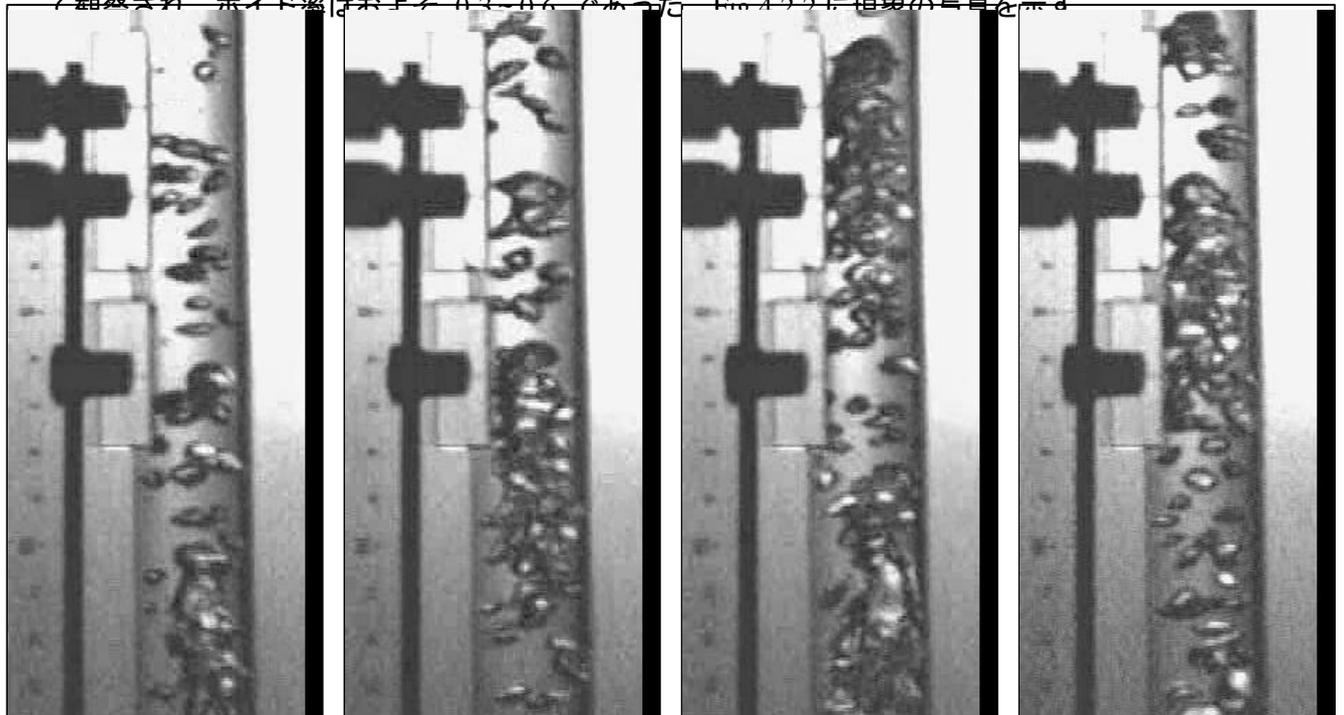


Fig.4.2.2 気泡流 - スラグ流

スラグ流

空気流量を増加させ、さらに戻り管の弁をしぼって水速度を減少させると管内の小気泡が合体し、明確に気体スラグ部と液体スラグ部とに分離したスラグ流となった。

これらの流れは、空気速度 $0.126 \sim 0.198$ (m/s)、水速度 $0.037 \sim 0.83$ (m/s) の範囲内において観察され、ポイド率はおよそ $0.6 \sim 0.8$ であった。Fig.4.2.3 に現象の写真を示す。

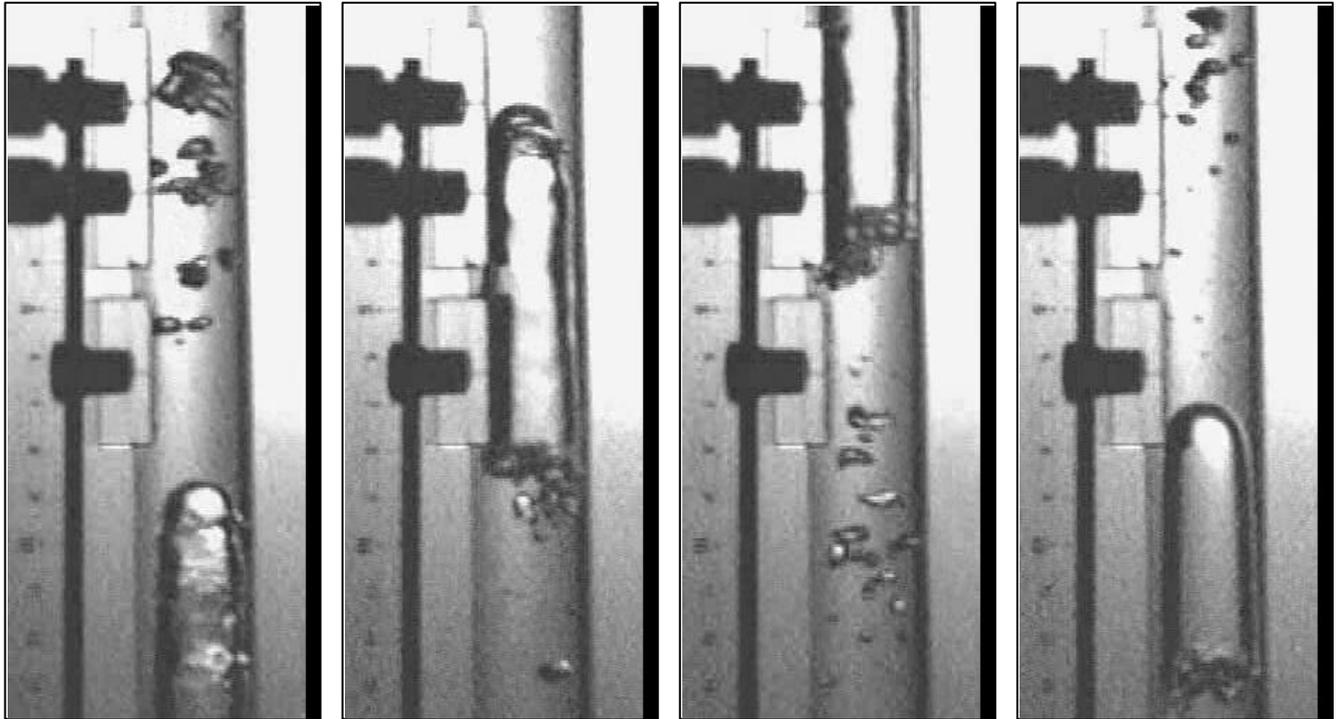


Fig.4.2.3 スラグ流

スラグ流 - チャーン流

空気速度 0.828 (m/s) , 水速度 0.053 (m/s) , ボイド率 0.94 では , 気体スラグ部の前縁部は形を保っているのに対して後縁部は崩れだした . Fig.4.2.4 に現象の写真を示す

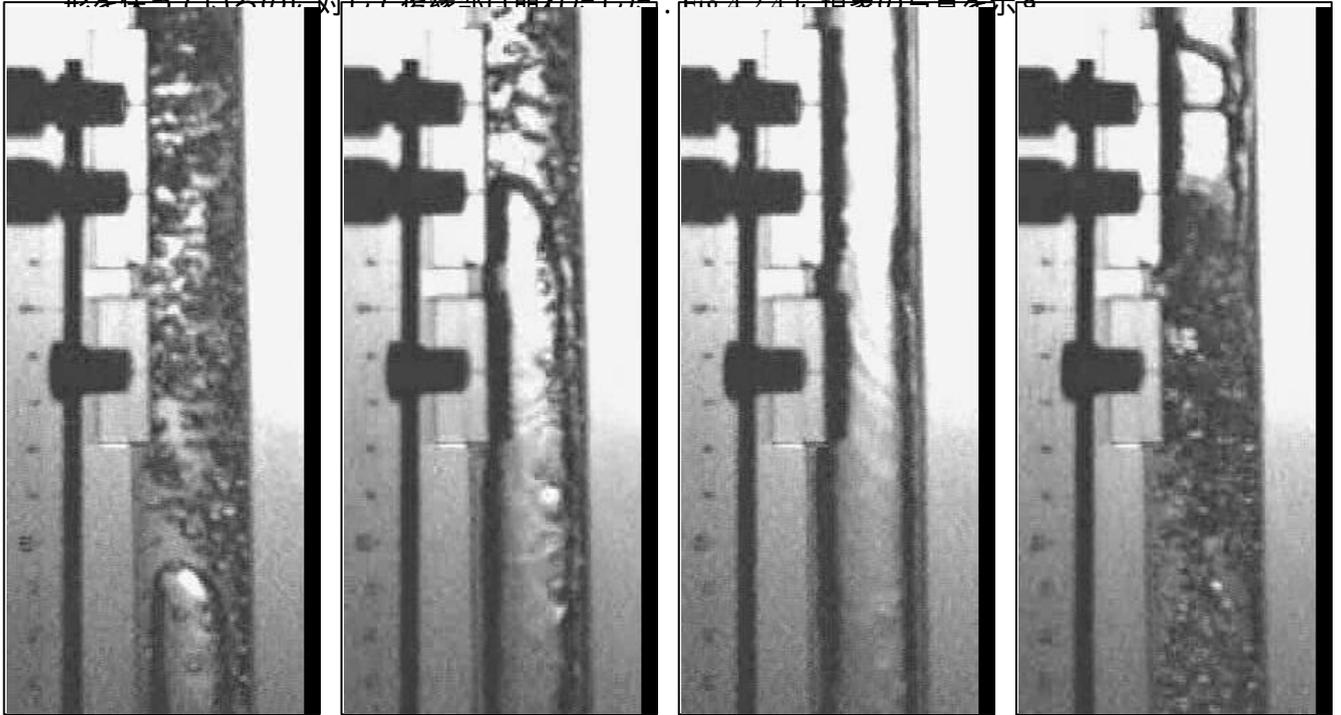


Fig.4.2.4 スラグ流 - チャーン流

チャーン流

空気速度 $0.392 \sim 2.76$ (m/s) , 水速度 $0.072 \sim 0.126$ (m/s) , ボイド率 $0.8 \sim 0.9$ の範囲では長い気体スラグと、中に大量の小気泡を含む短い液体スラグ部が交互にあらわれるチャーン流が観察された。気体スラグの前縁部も崩れだし気体スラグ部と液体スラグ部の境は明確ではない。Fig.4.2.5 に現象の写真を示す。

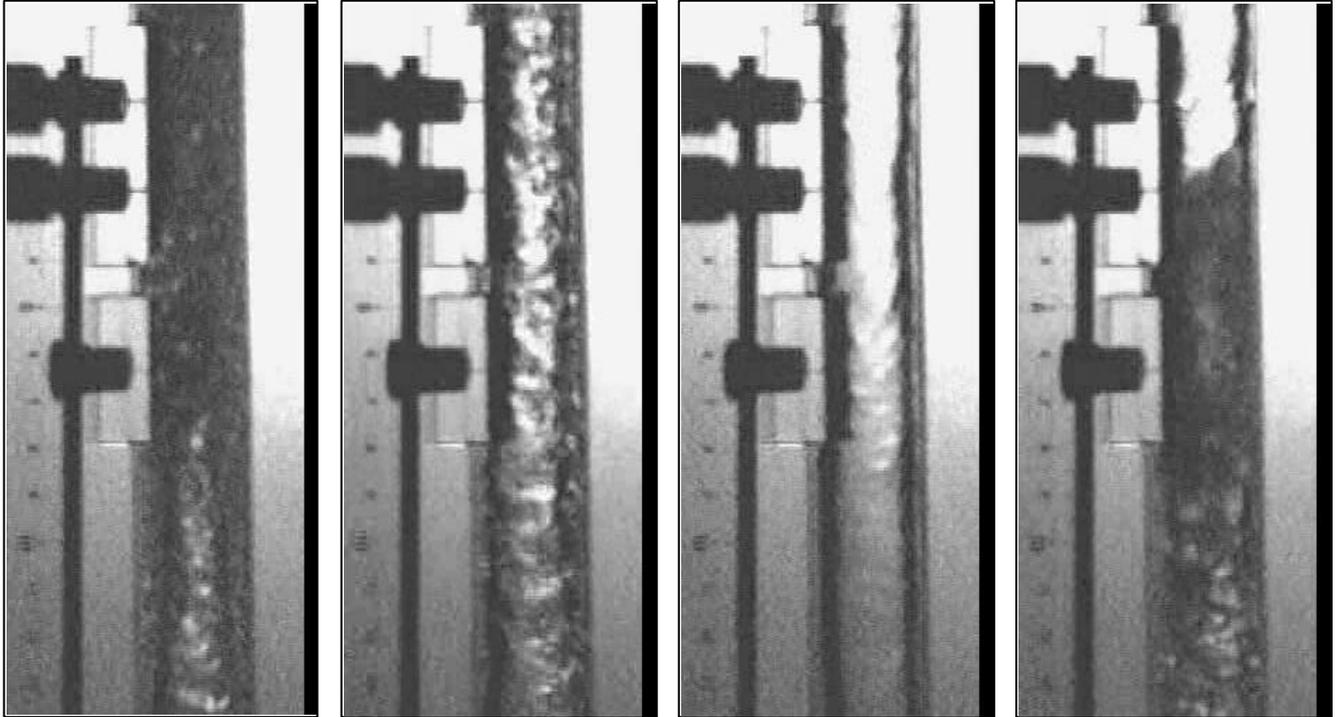


Fig.4.2.5 チャーン流

チャーン流 - 環状流

空気流量を増加させ、空気速度 13.1 ~ 20.7 (m/s) , 水速度 0.105 ~ 0.179 (m/s) とすると、チャーン流の気体スラグ部がさらに長くなり、液体スラグ部はほとんど観察されなくなる。ボイド率は 0.98 ~ 0.99 の範囲であった。Fig4.2.6 に現象の写真を示す。

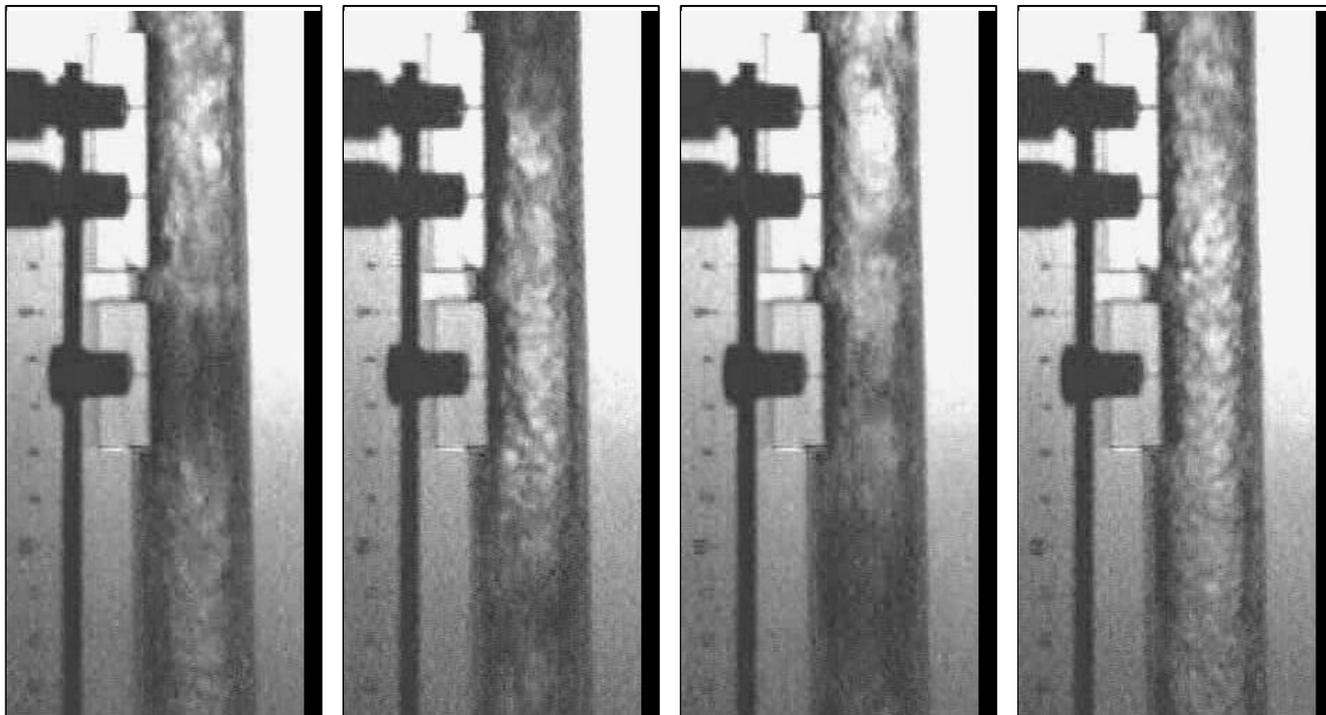


Fig.4.2.6 チャーン流 - 環状流

環状流

空気速度 16.4~24.2 (m/s) , 水速度 0.07~0.1 (m/s) では、液体スラグ部は見られなくなり
 外側に薄い液膜、中心に微小な液滴を含んだ気体部からなる環状流が観察された。ボイド

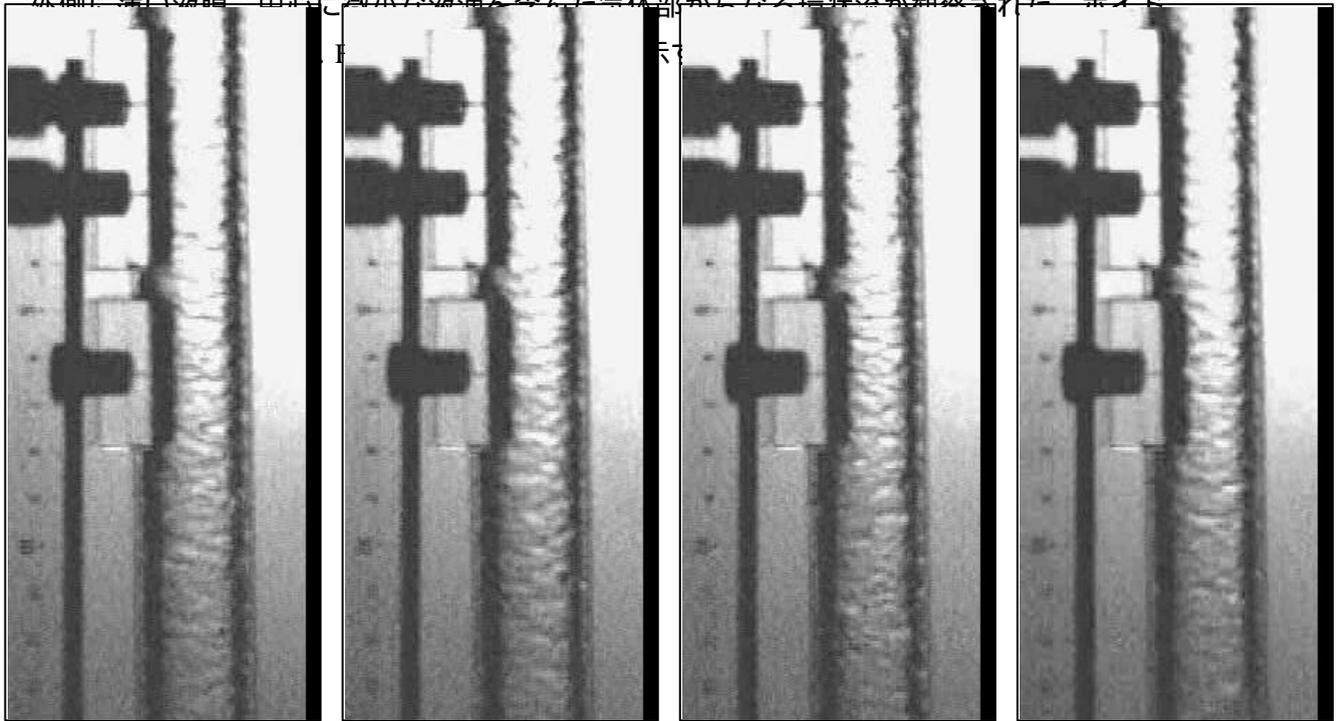


Fig.4.2.7 環状流

4 - 3 差圧変動波形とパワースペクトル

それぞれの流動様式について、差圧計からの波形出力と、FFTを使ってその周波数成分を求めた。その結果を Fig.4.3.1~Fig.4.3.7 にしめす。それぞれのグラフで縦軸と横軸の座標はそろえてある。ただし、本研究では差圧の変動成分のみを問題としているので、波形は中心が平均値になるように座標軸を変換してある。また、差圧は垂直管の下側のタップが上側のタップよりも圧力が高いときに正である。

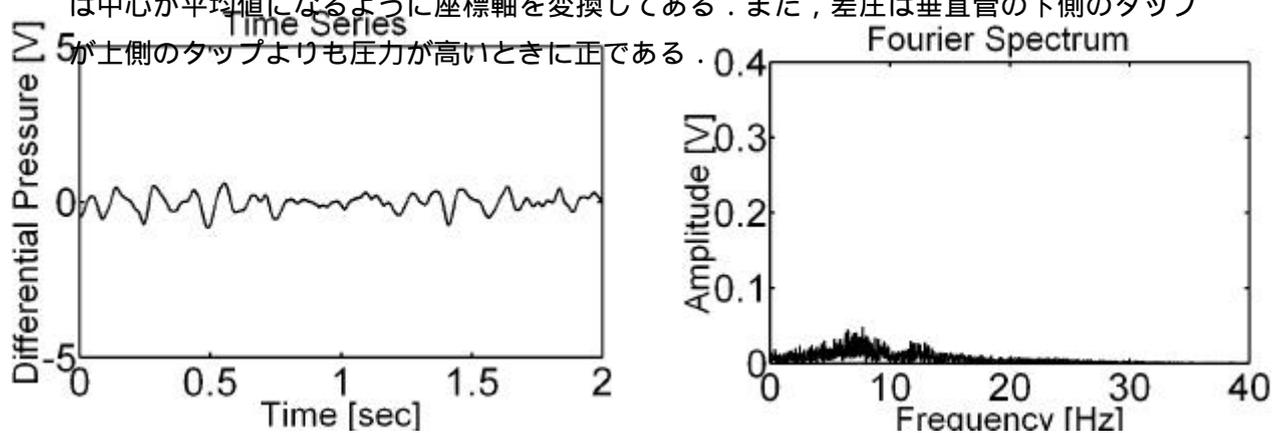


Fig.4.3.1 気泡気泡流の時系列とフーリエスペクトル

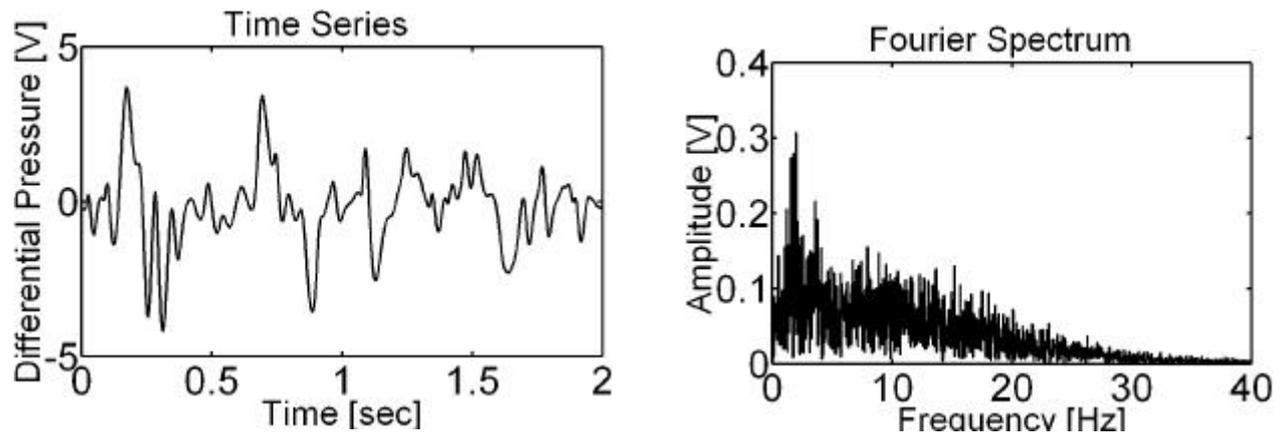


Fig.4.3 Fig.4.3 ラグチン流の時系列とフーリエスペクトル

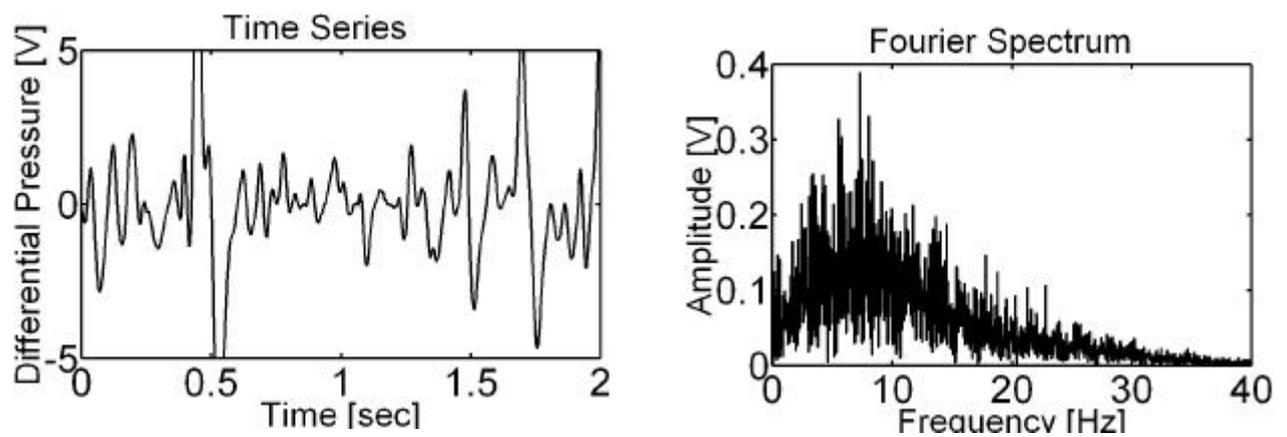


Fig.4.3.5 チャーン流の時系列とフーリエスペクトル

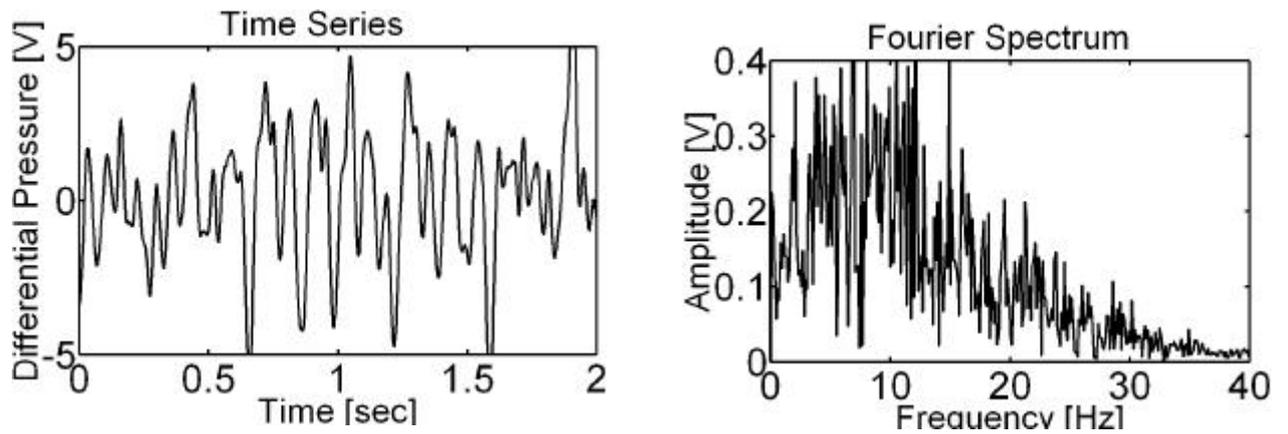


Fig.4.3.6 チャーン-環状流の時系列とフーリエスペクトル

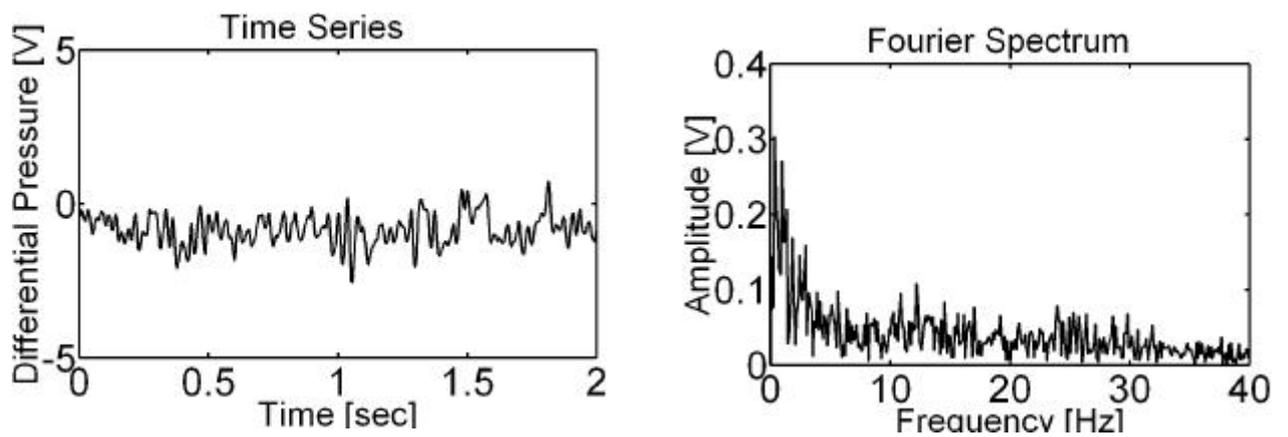


Fig.4.3.7 環状流の時系列とフーリエスペクトル

4 - 4 差圧変動波形とビデオ画像の対応

間欠流であるスラグ流と、チャーン流に対しては差圧出力波形と高速カメラからの映像とに対応関係が見られた。一方、気泡流と環状流は連続流であり流れの見た目の様子は変化しないので、波形と映像との対応は見られなかった。

スラグ流

スラグ流の波形とビデオの対応を Fig.4.4.1 , Fig.4.4.2 にしめす

液体スラグ部

液体スラグでは差圧はほぼ水のヘッドによるものとなるが、気泡流と同じ程度の大きさの変動が見られる。

気体スラグの前縁部

気体スラグの前縁が差圧計測区間に達すると、差圧は急激に減少する。これは水と空気の密度の差によるものと考えられる。

～ 気体スラグ部

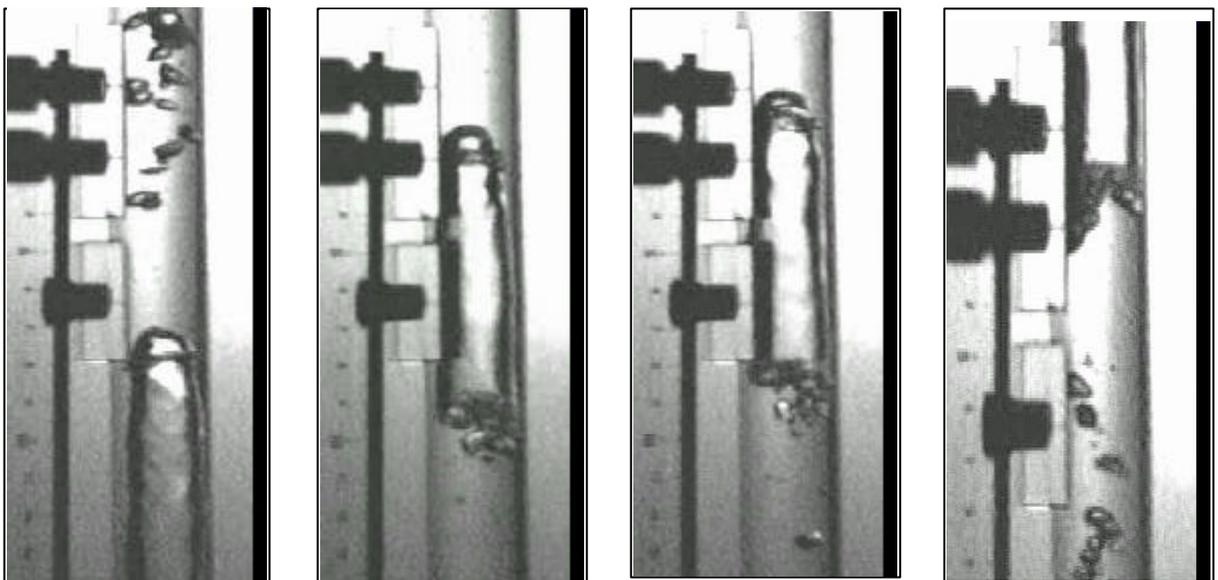
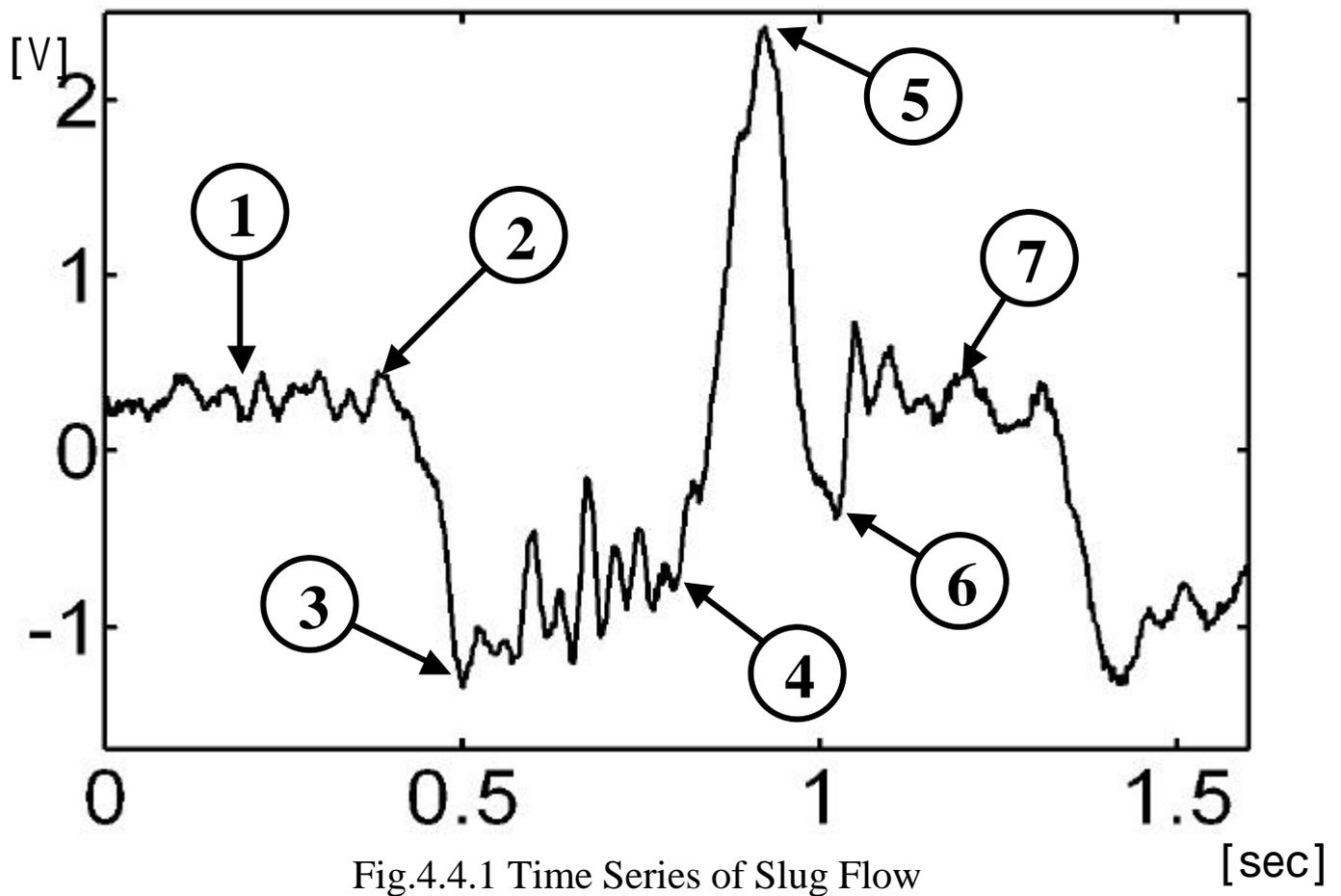
差圧は低いままであるが、緩やかに上昇する。気体スラグ部では、液膜の上昇速度は気体に引っ張られるため液体スラグ部よりも大きい。しかし、気体スラグ後縁に近づくほど後ろの液体スラグの影響を受けて液膜の上昇速度は小さくなる。このため、ベルヌーイの定理により差圧は徐々に上昇すると考えられる。

気体スラグの後縁部

気体スラグが通り過ぎると、差圧は急激に上昇する。これは液体スラグ部では、気体スラグまわりの液膜に比べて、上昇速度に比べて小さいためベルヌーイの定理にしたがって圧力回復が起こるためと考えられる。

～ 液体スラグ部

気体スラグが通り過ぎその影響を受けなくなると、差圧は再び液体のヘッドによるものになる。 でいったん差圧が下がるのは、気体スラグの後ろにできる渦の影響と思われる。



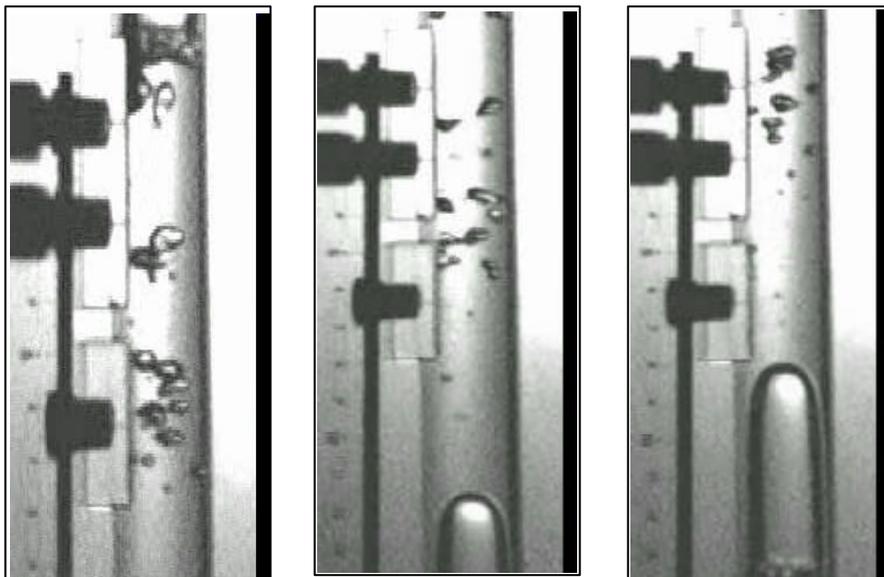


Fig.4.4.2 スラグ流のビデオ映像

チャーン流

チャーン流の波形とビデオの対応を Fig.4.4.3 , Fig.4.4.4 にしめす .

気体スラグ部

チャーン流では流れのほとんどを気体スラグ部がしめる . 気体スラグでは , 環状流と同程度の大きさの差圧変動が見られる . この部分はスラグ流では ~ の区間に相当する .

~ 気体スラグの後縁部 ~ 液体スラグ前部

気体スラグの後縁が差圧計測区間に達すると , 差圧は急激に増加する . これは液膜と液体スラグの流速の差による . この部分はスラグ流では ~ に相当する .

~ 液体スラグ ~ 気体スラグ前縁部

短い液体スラグの間に , 差圧は急激に減少する . これは , 直前の気体スラグの影響がなくなることと , 液体と気体の密度差のためである . この部分は , スラグ流では ~ ~ ~ ~ に相当する . チャーン流では液体スラグは非常に短くスラグ流での ~ に相当する部分はない .

気体スラグの前部

気体スラグの前部では , 液膜に乱れが生じている .

気体スラグ

気体スラグの前部をすぎると , 前の液体スラグの影響はなくなり液膜の乱れが消える .

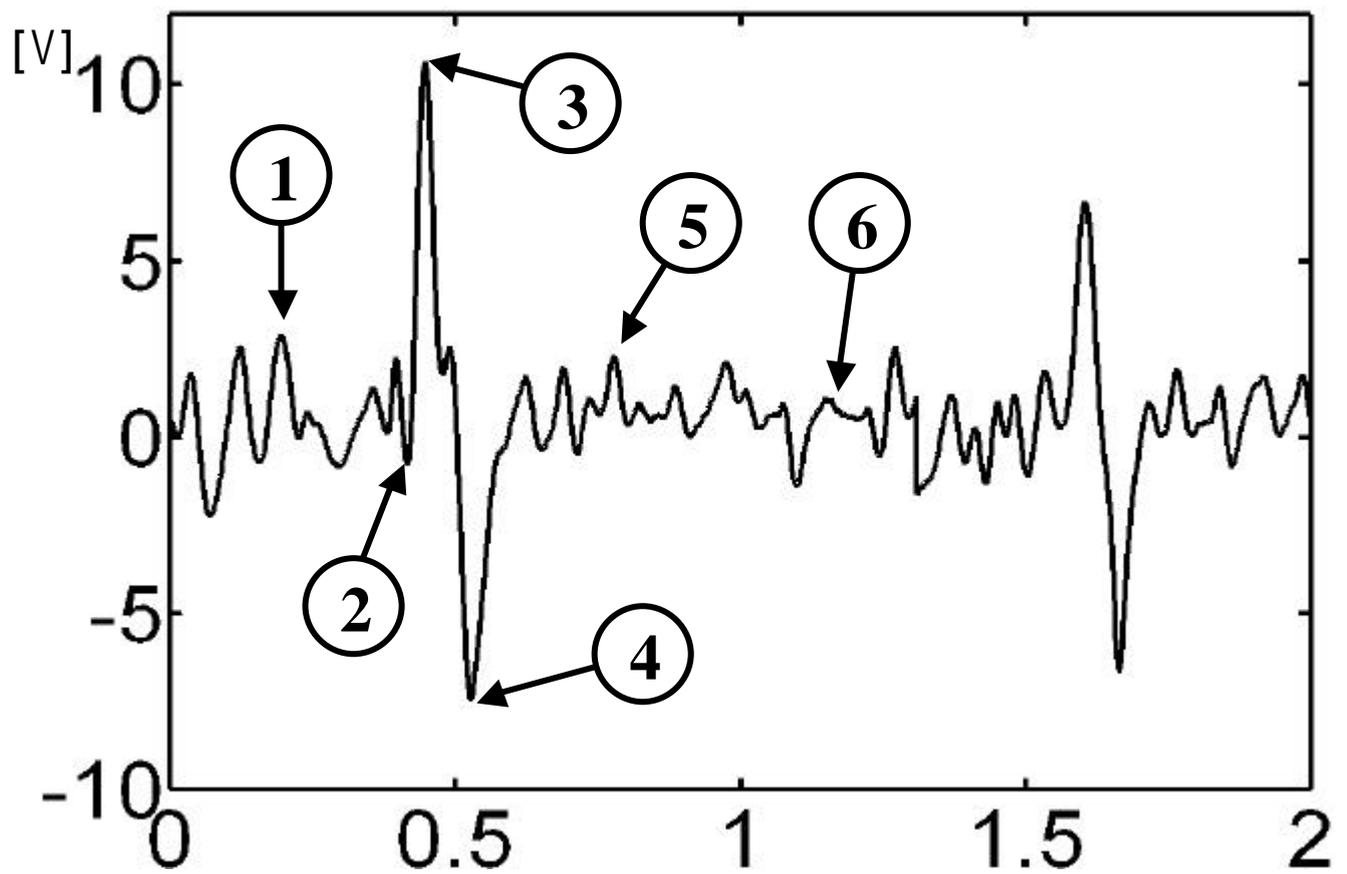
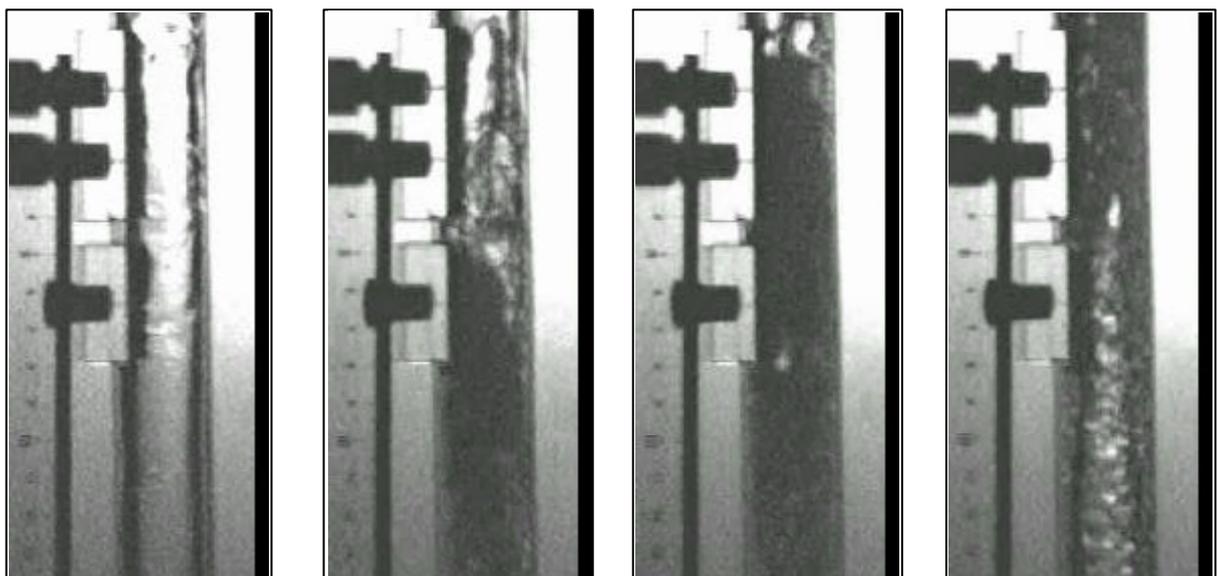


Fig.4.4.3 Time Series of Churn Flow

[sec]



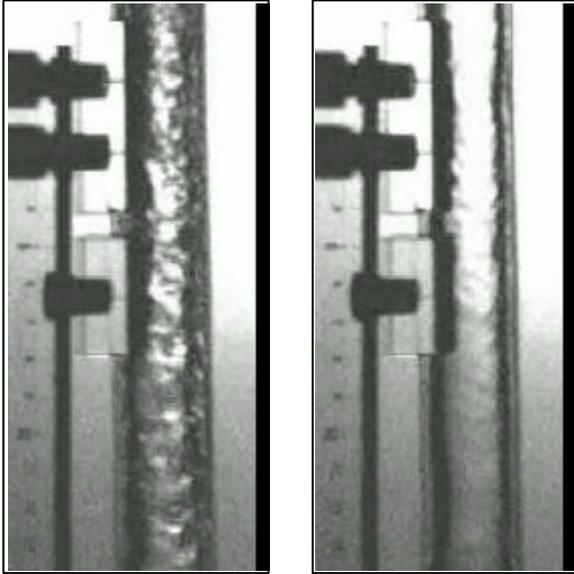


Fig.4.4.4 チャーン流のビデオ映像

4 - 5 False Neighbor Method

各流動様式の波形を False Neighbor Method で解析した結果を Fig.4.5.1 ~ Fig.4.5.7 にしめす .

この結果と Fig.2.2.1 ~ Fig.2.2.3 にしめたモデルでの値を比較して ,各流動様式の次元(独立変数の個数) を推定した .

- ・ 気泡流

気泡流の次元は 4 程度と考えられる . ただし , 気泡流では信号の大きさに比べて相対的にノイズレベルが高いため , ノイズを除くともっと低い次元になる可能性がある .

- ・ 気泡-スラグ流

気泡-スラグ流では次元は 3 ~ 4 と考えられる . 気泡流に近いもので 4 , スラグ流に近いもので 3 であった .

- ・ スラグ流

スラグ流では次元は 3 と考えられる . したがって 3 次元位相空間に再構成したアトラクタは本来のアトラクタの位相構造を保っている .

- ・ スラグ-チャーン流

スラグ-チャーン流では次元は 3 と考えられる . したがって 3 次元位相空間に再構成したアトラクタは本来のアトラクタの位相構造を保っている .

- ・ チャーン

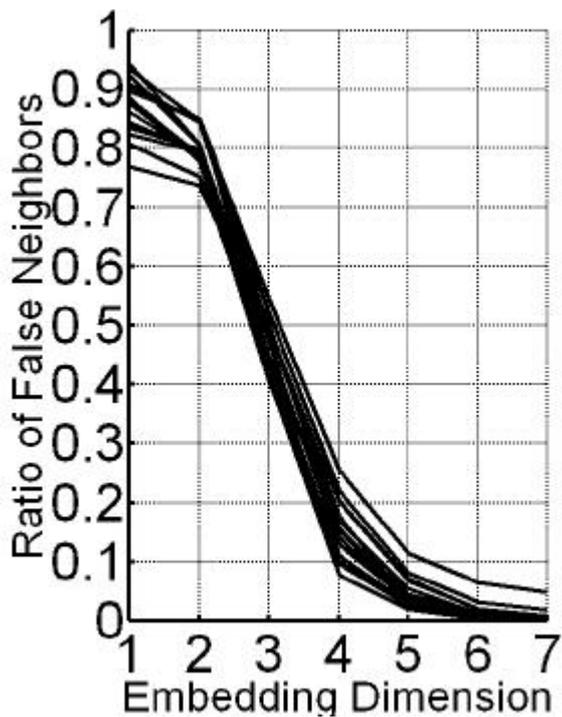
チャーン流では次元は 3 と考えられる . したがって 3 次元位相空間に再構成したアトラクタは本来のアトラクタの位相構造を保っている .

- ・ チャーン-環状流

チャーン-環状流では次元は 3 と考えられる . したがって 3 次元位相空間に再構成したアトラクタは本来のアトラクタの位相構造を保っている .

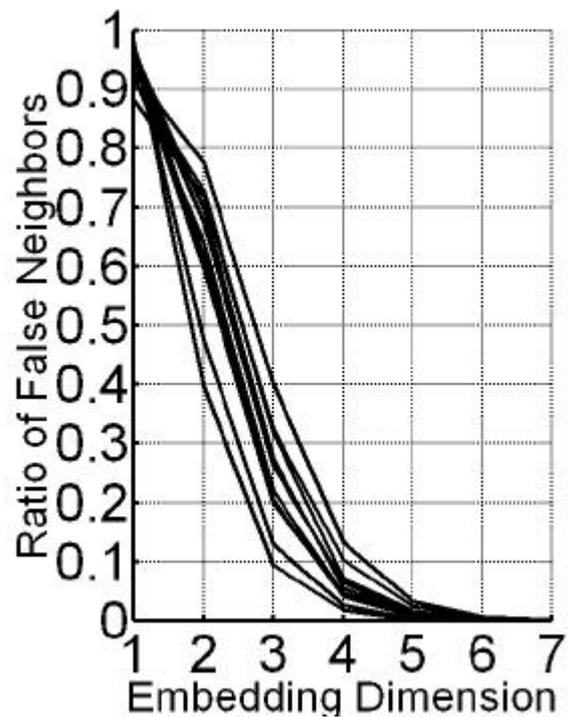
- ・ 環状流

環状流では次元は 3 と考えられる . したがって 3 次元位相空間に再構成したアトラクタは本来のアトラクタの位相構造を保っている .



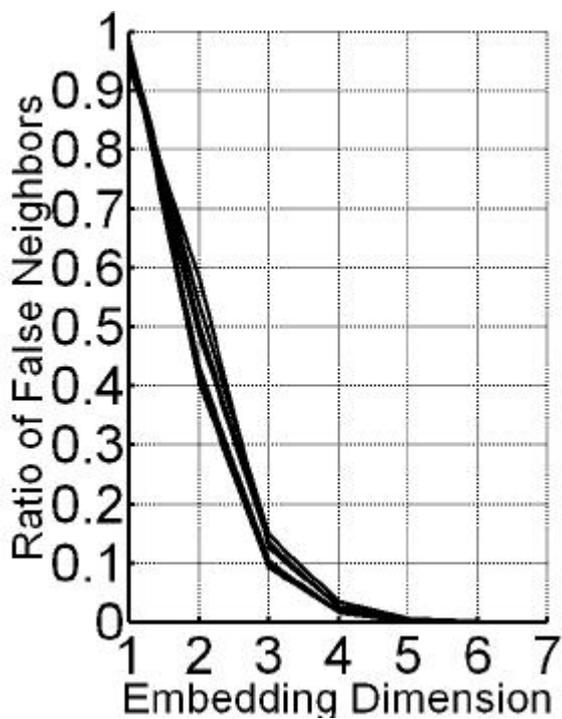
気泡流

Fig.4.5.1 False Neighbor Method



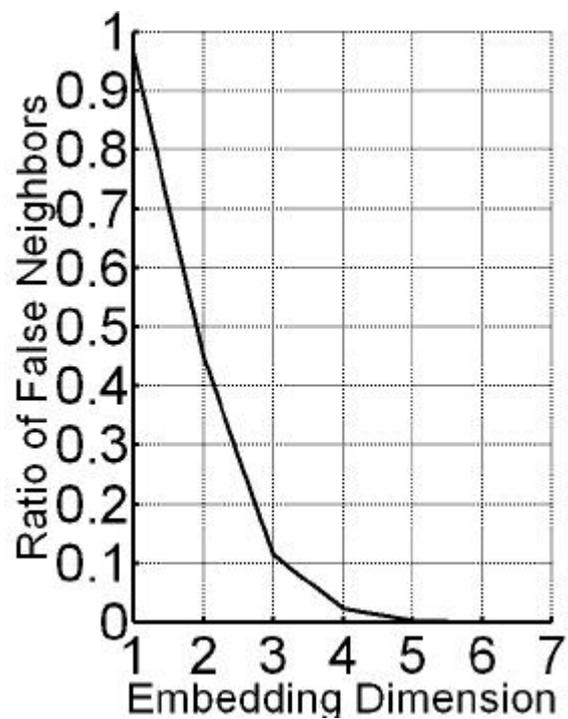
気泡-スラグ流

Fig.4.5.2 False Neighbor Method



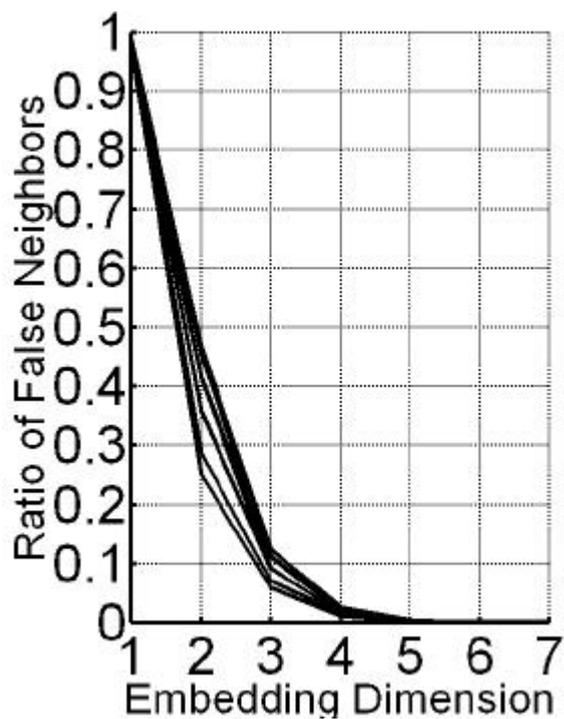
スラグ流

Fig.4.5.3 False Neighbor Method



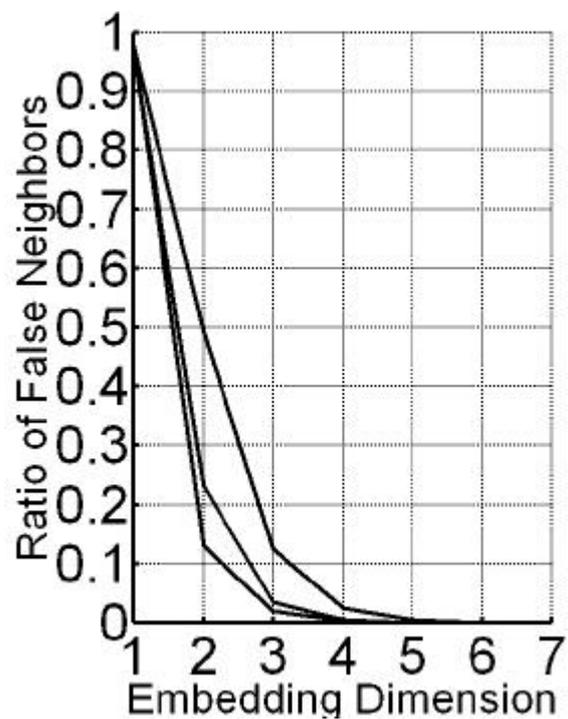
スラグ-チャーン流

Fig.4.5.4 False Neighbor Method



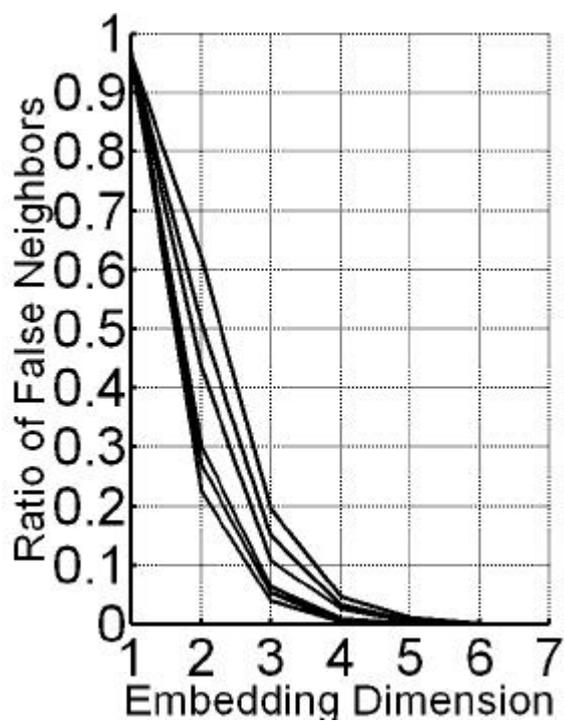
チェーン流

Fig.4.5.5 False Neighbor Method



チェーン-環状流

Fig.4.5.6 False Neighbor Method



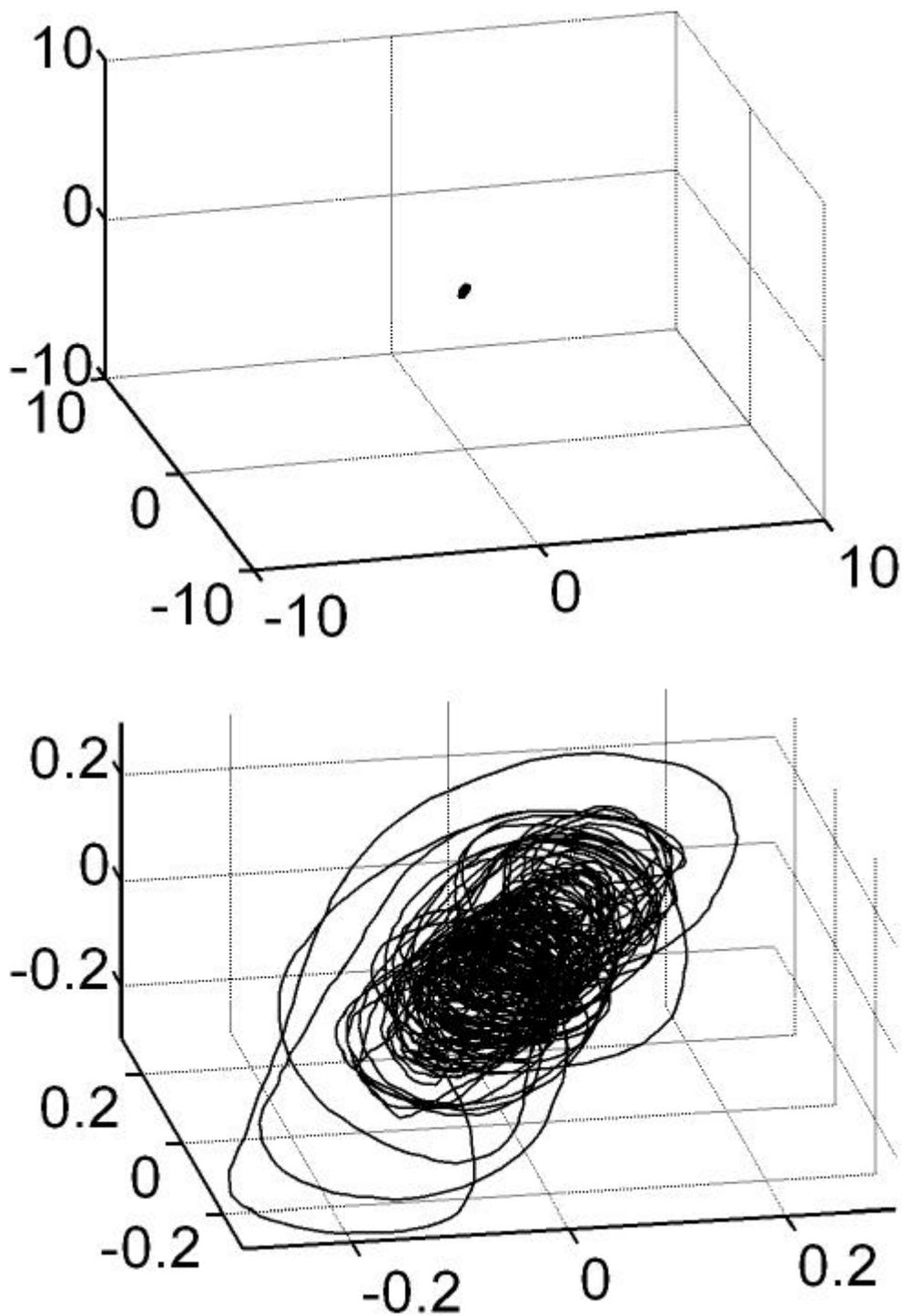
環状流

Fig.4.5.7 False Neighbor Method

4 - 6 3次元位相空間

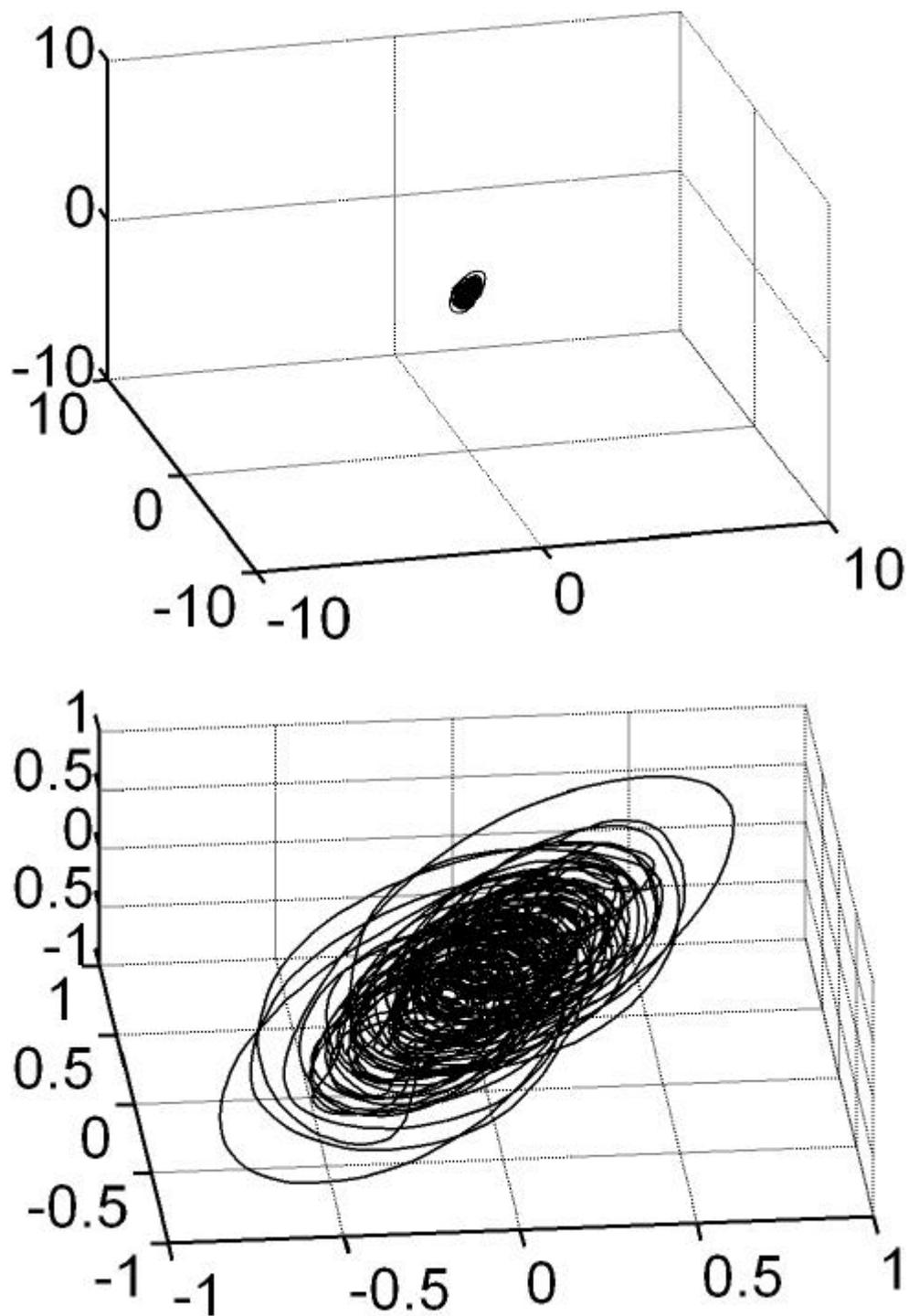
各流動様式に対して3次元位相空間に再構成したアトラクタを Fig.4.6.1 ~ Fig.4.6.7 にしめす。上段にはすべての流動様式でスケールをそろえたものを、下段にはアトラクタの構造が見やすいように拡大したものを描いた。

前節で述べたように False Neighbor Method によりスラグ流 ~ 環状流のアトラクタは、3次元位相空間に再構成すれば一意となり、本来のアトラクタの位相構造を保存していると考えられる。気泡流については4次元位相空間に再構成するが必要だと考えられるが、他の流動様式と比較するため同様に処理した。



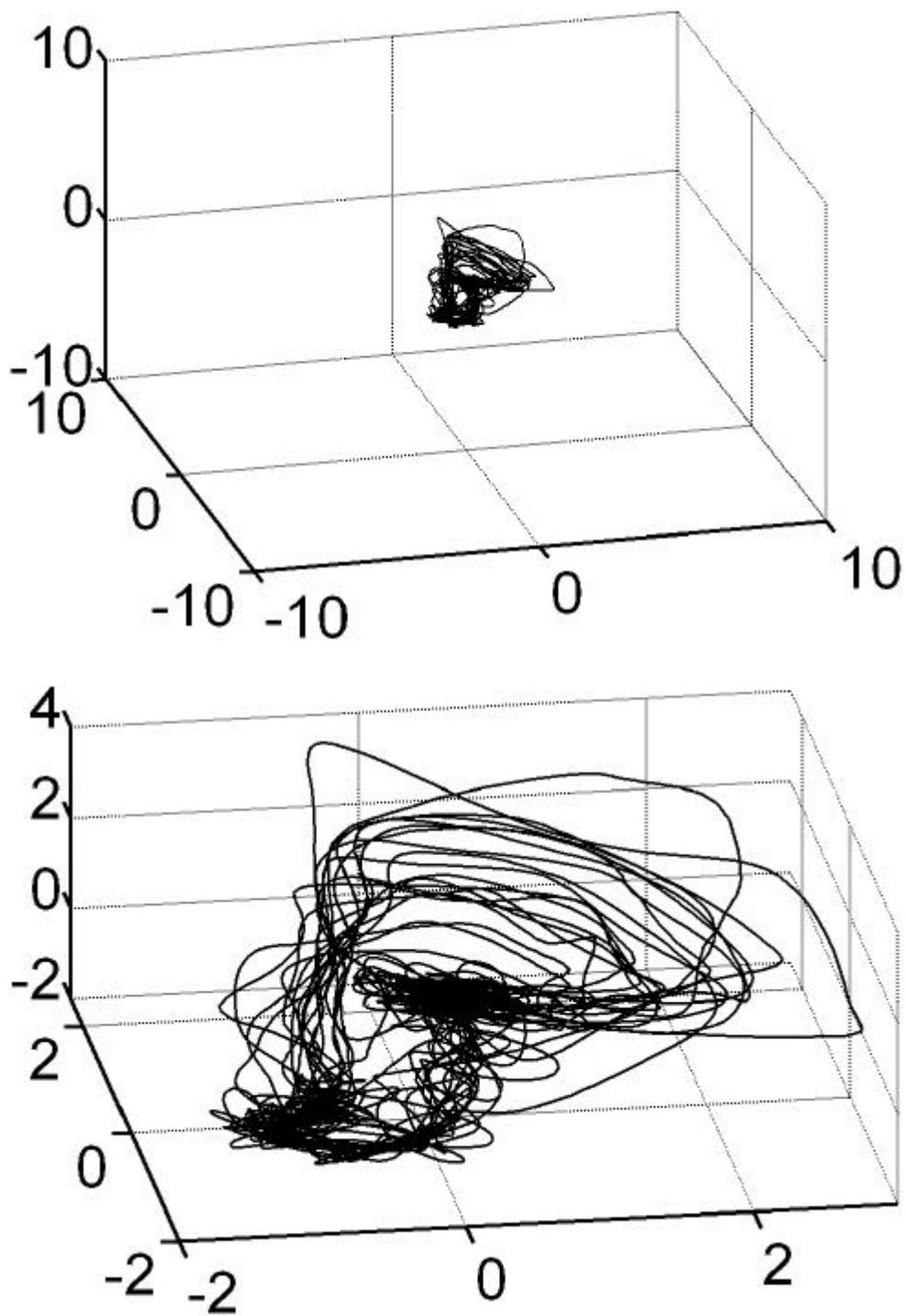
気泡流

Fig.4.6.1 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space



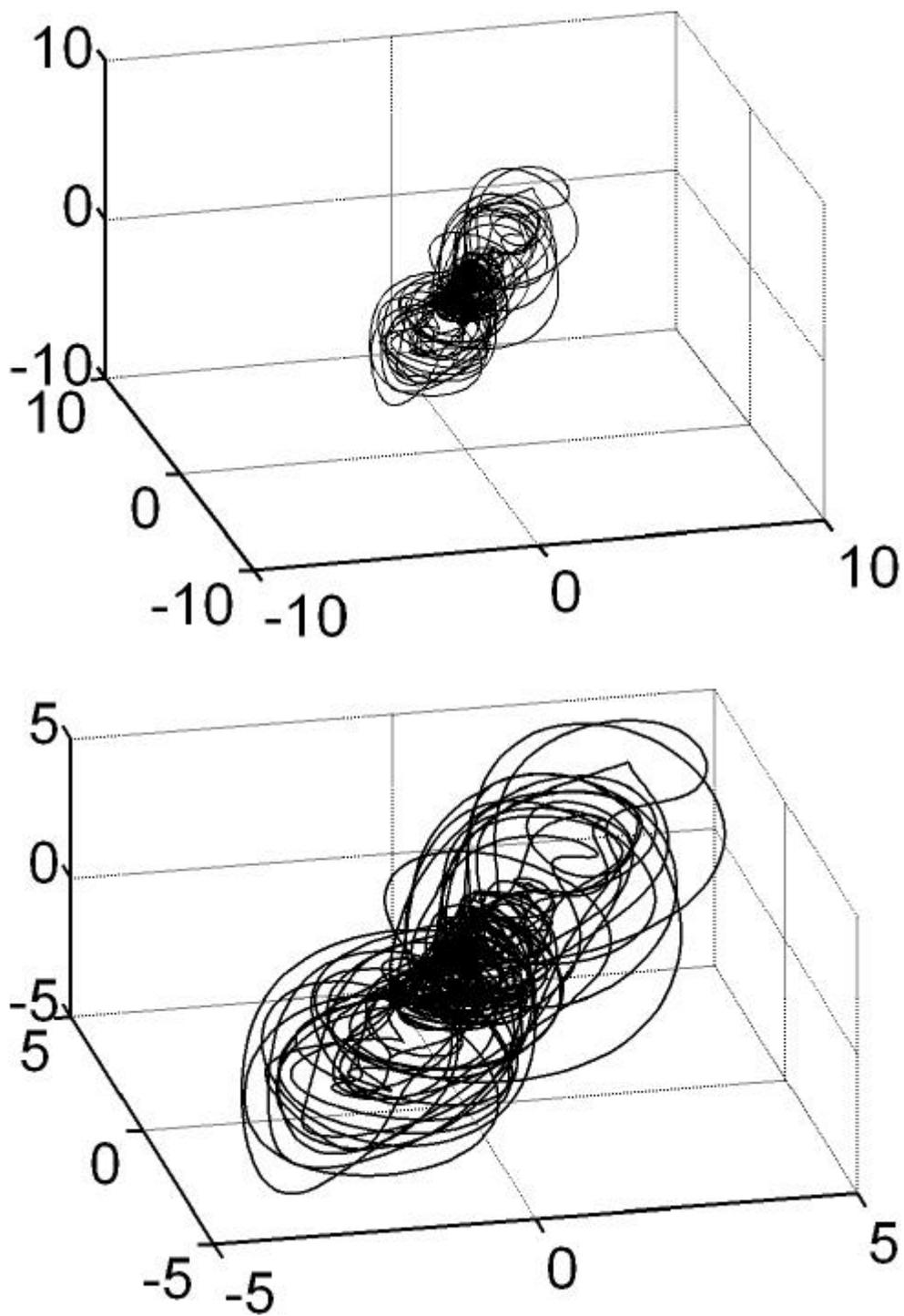
気泡-スラグ流

Fig.4.6.2 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space



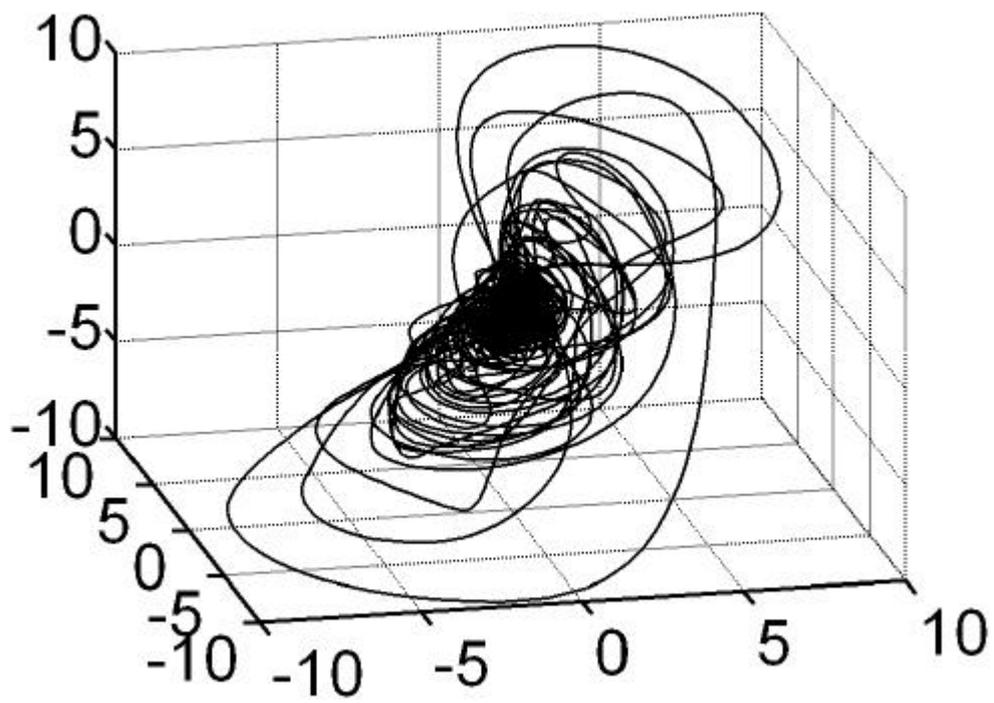
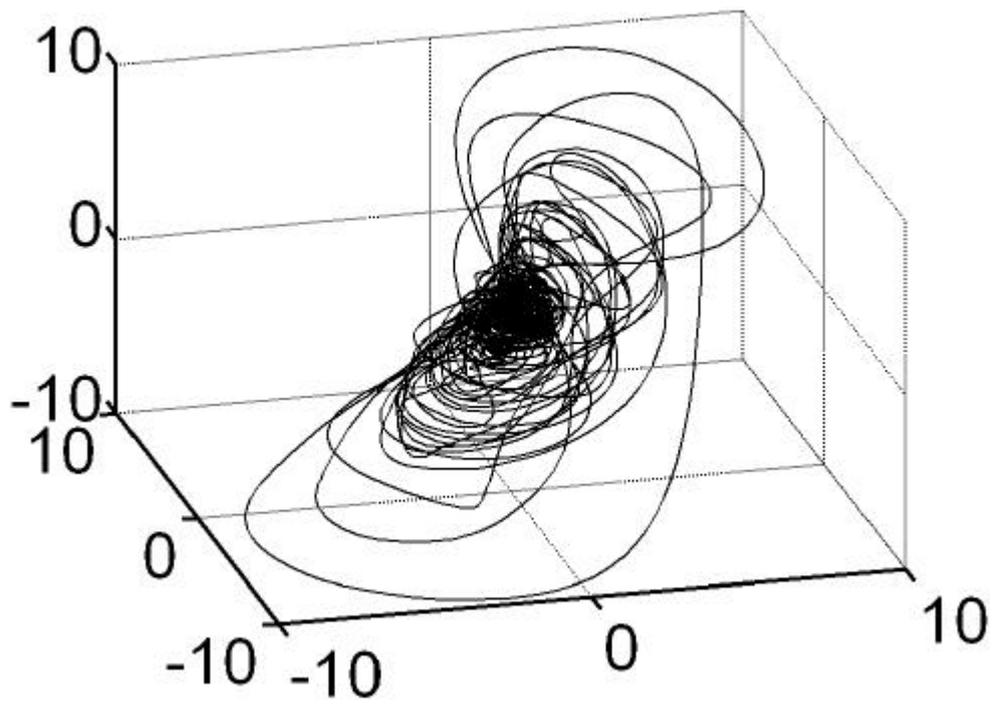
スラグ流

Fig.4.6.3 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space



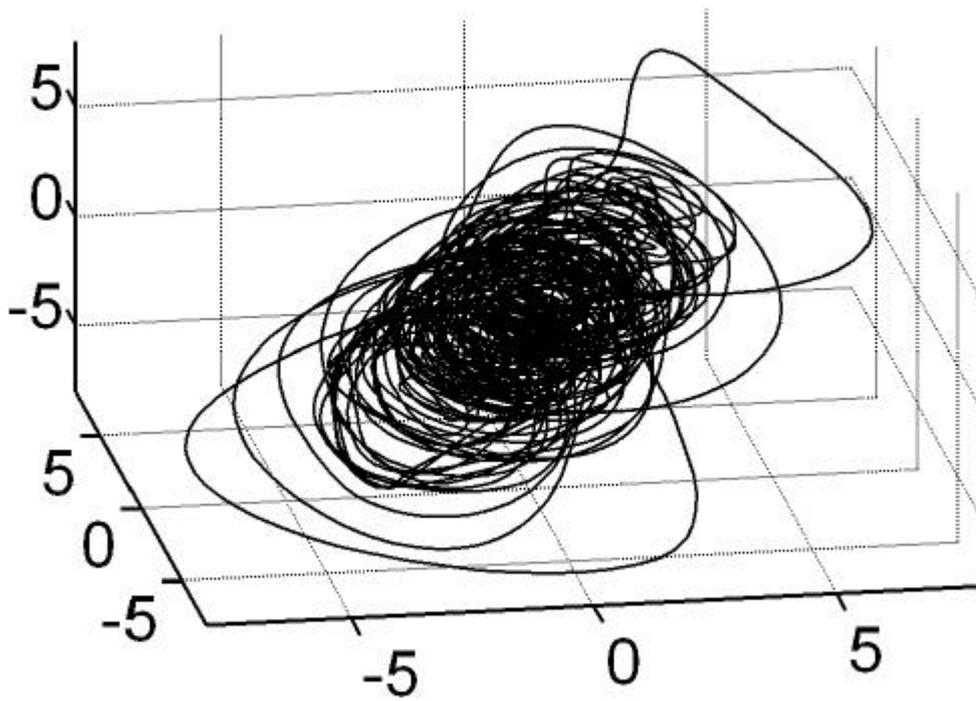
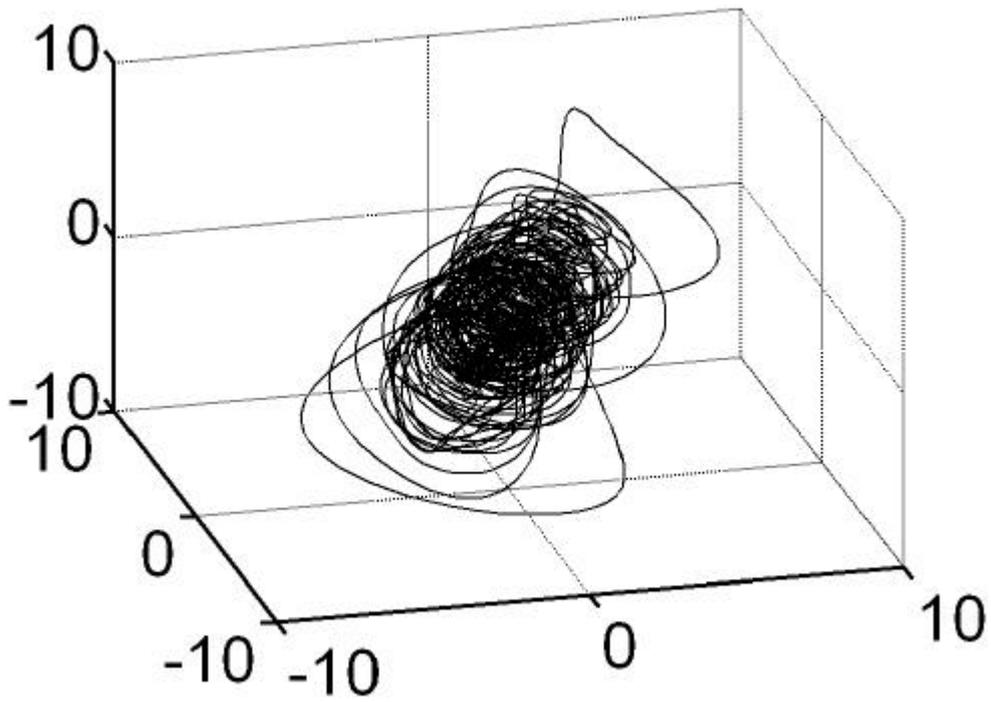
スラグ-チャ-ン流

Fig.4.6.4 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space



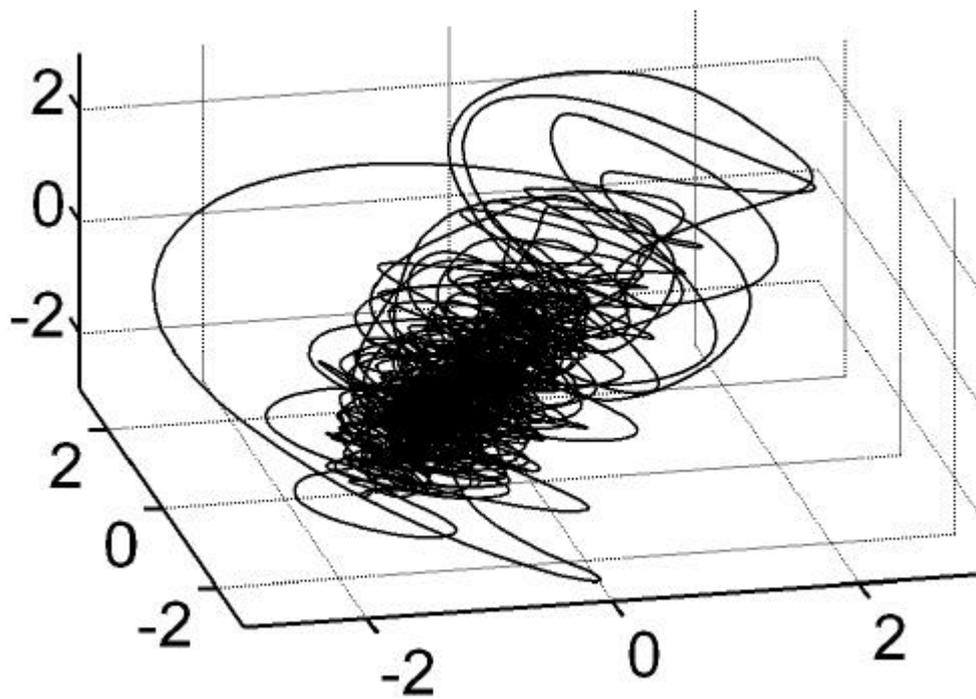
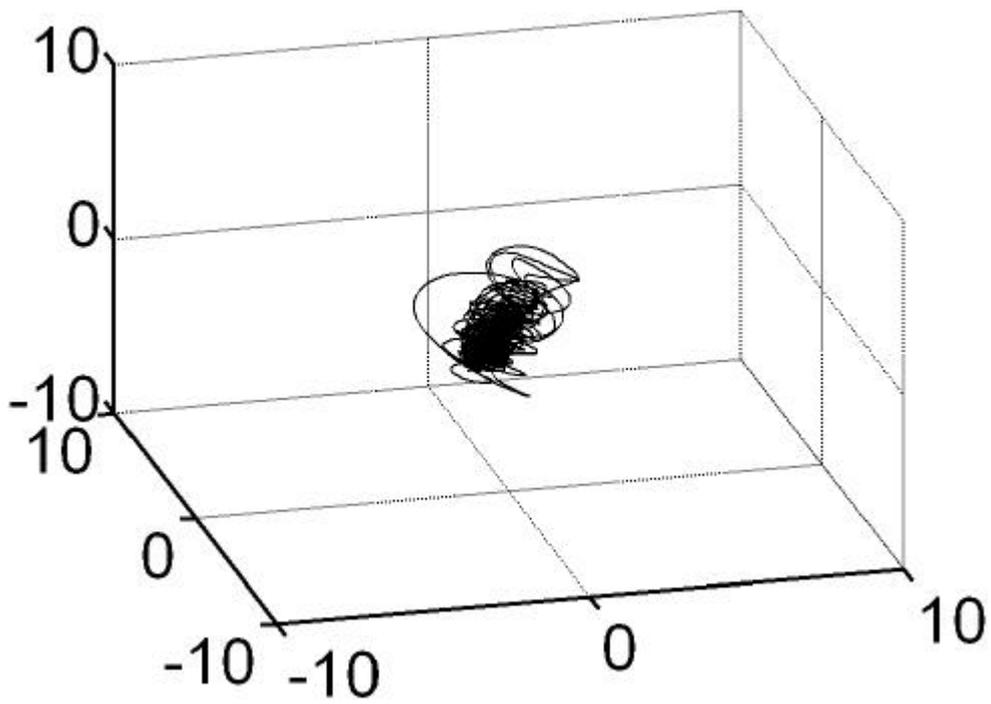
チャ - ン流

Fig.4.6.5 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space



チャ - ン-環状流

Fig.4.6.6 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space



環状流

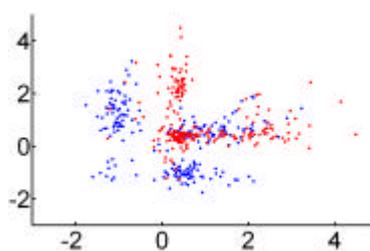
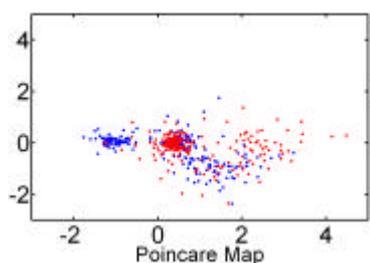
Fig.4.6.7 Trajectories of Reconstructed Data Set in 3-dimension Phase Space

4 - 7 ポアンカレ断面とリターンマップ

3次元空間に再構成したアトラクタについてポアンカレ断面をとって詳細に検討してみる。

スラグ流～環状流については False Neighbor Method により3次元位相空間でアトラクタはほぼ一意になるので、3次元に再構成したアトラクタは本来のアトラクタの位相構造を保っていると考えられる。気泡流については前述したように False Neighbor Method によりアトラクタが一意になるのはほぼ4次元と考えられるので3次元では次元が足りないが、他の流動様式との比較のため同様に解析した。

Fig.4.7.5～Fig.4.7.8に各流動様式についてポアンカレマップ(上段)とそのリターンマップ(下段)を示す。ただし、ポアンカレ断面はアトラクタの重心を通りそれぞれの図の下に示した法線ベクトルをもつ平面である。図中で青点は面を裏から表に通過したものを、赤点は面を表から裏に通過したものである。またポアンカレマップは広がりかx軸方向になるように回転してある。下段は上段のポアンカレマップ上の点をx軸上に射影したものについて、リターンマップをとった。



法線 vector : (0 0 1)

Fig4.7.5～Fig4.7.8のグラフの例

たとえば左の図はアトラクタの重心を通り法線ベクトルが $(0 \ 0 \ 1)$ の平面をポアンカレ断面とした場合を示している。

上段では青が面を裏から表に、赤が表から裏に通過した軌道をあらわす。

下段は上段の点のx座標についてのリターンマップである。青点はポアンカレ断面を裏から表に通過する点が再び裏から表に通過するまで、赤点はポアンカレ断面を表から裏に通過する点が再び表から裏に通過するまでをあらわしている

気泡流

気泡流のアトラクタは繭のような細長い形をしている。ポアンカレマップをみると赤色の点と青色の点が重なっていることから軌道は、この繭の中を乱雑に運動していることがわかる。実際、リターンマップは全面をランダムに覆っている。リターンマップに傾き1の直線が見えるものがあるが、これはポアンカレ断面を通過後すぐに反転して再びポアンカレ断面を通過したものである。以上から気泡流のアトラクタの軌道はほぼランダムウォークに近いものと思われる。前述のように気泡流について前述のように3次元空間ではアトラクタを再構成するには次元が足りない。したがって4次元以上の位相空間に再構成すれば、何か構造が見える可能性がある。

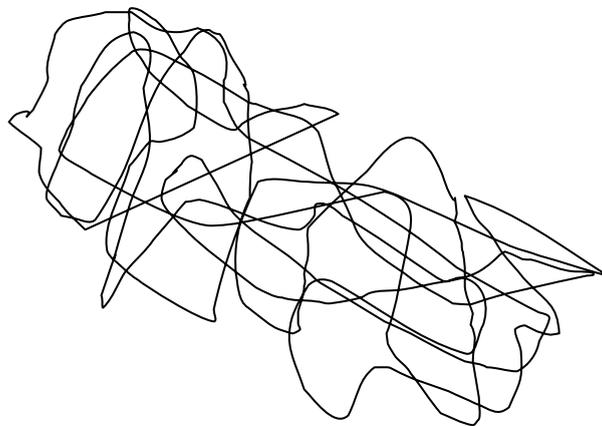


Fig.4.7.1 気泡流のアトラクタの模式図

スラグ流

スラグ流のアトラクタは薄いパイのような形をしている．軌道はこのパイの上をほぼ決まったルートを取りながら移動する．ルート上の点と気体スラグの通過はほぼ対応している．しかし気体スラグの長さや間隔が周期的ではないため，軌道も周期的にはならない．アトラクタ全体の大きさがある程度以上大きくなることはないので，アトラクタは密に詰まっている．

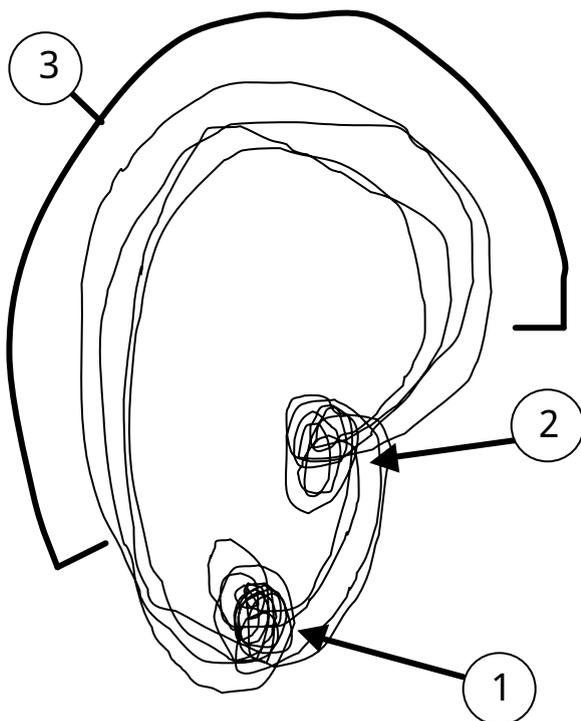


Fig.4.7.2 スラグ流のアトラクタの模式図

気体スラグ後縁～液体スラグ前部

気体スラグ後縁から液体スラグ前部にかけて差圧が急激に上がるため，軌道は大きく迂回する．ただし，軌道は毎回同じ所を通るのではない．この部分では密度の濃い部分と薄い部分が混在しており，フラクタル構造を持っている可能性もある．本実験はこれを検証するにはサンプリングレートが低く，また計測時間が短い．Fig.4.4.1 では ～ ～ に対応する．

液体スラグ

液体スラグ部では差圧変動が小さいので軌道も狭い範囲にとどまる．この部分のみを取り出すと気泡流と同じような繭型の構造をしている．その大きさも気泡流とほぼ同じである Fig.4.4.1 では ～ に対応する．

～ 気体スラグ前縁

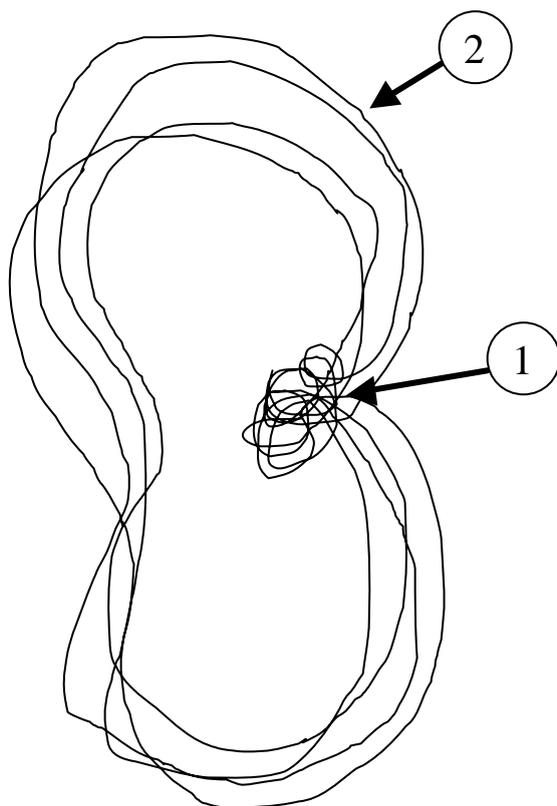
気体スラグの前縁に到達すると差圧が急激に下がることに伴ってアトラクタ上での位置が変わる Fig.4.4.1 では ～ に対応する

気体スラグ

気体スラグ部においても液体スラグと同様軌道は狭い範囲にとどまる．Fig.4.4.1 では ～ に対応する．

チャーン流

チャーン流のアトラクタは2つの大きな輪を持ったリボンのような形をしている．厚さは，リボンの大きさに比べて非常に薄く．気泡流のアトラクタの大きさ（差圧変動の小さい波）と同程度である．しかし，リボンの大きさが単調に変化しているのではなく，また False Neighbor Method によりこの位相図がほぼいちいであることを考えると，多くの軌道がすれ違っているリボンの結び目付近では厚さを完全に無視することはできないと思われる．



気体スラグ

気体スラグ部では差圧変動は小さく軌道は狭い範囲にとどまる．Fig.4.4.3 では に相当する．

液体スラグ

液体スラグ部では差圧が急激に上昇したのち下降することに対応して軌道は大きく迂回する．この部分はフラクタル構造を持つ可能性がある．

Fig.4.7.3 チャーン流のアトラクタの模式図

環状流

環状流のアトラクタは繭のような形をしており、外見は気泡流のアトラクタに似ている。しかしポアンカレマップで青い点と赤い点のある領域がはっきり別れており、またそのリターンマップが右上がりであることから、軌道は何重もの螺旋を描きながら繭の回りを回っていることがわかる。

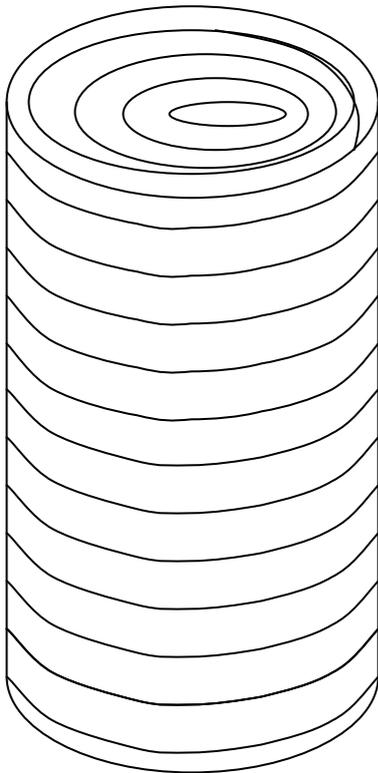
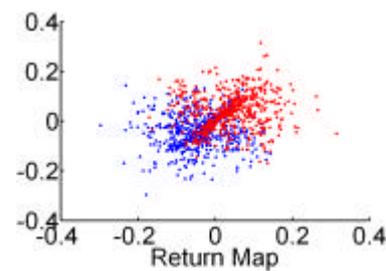
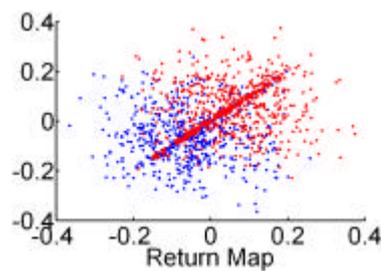
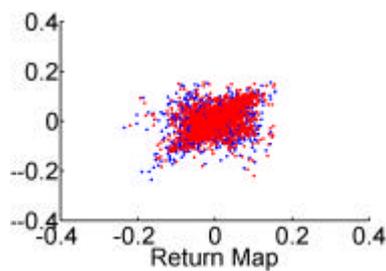
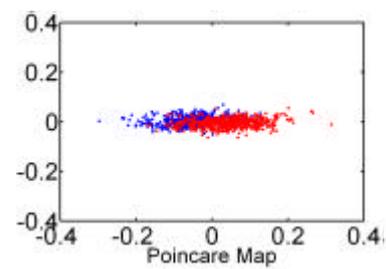
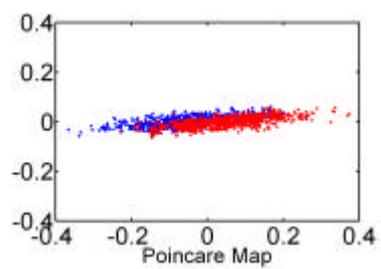
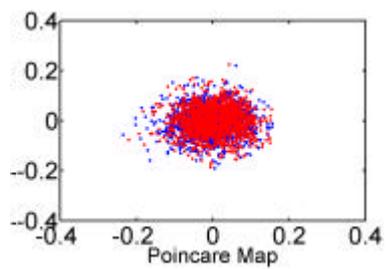


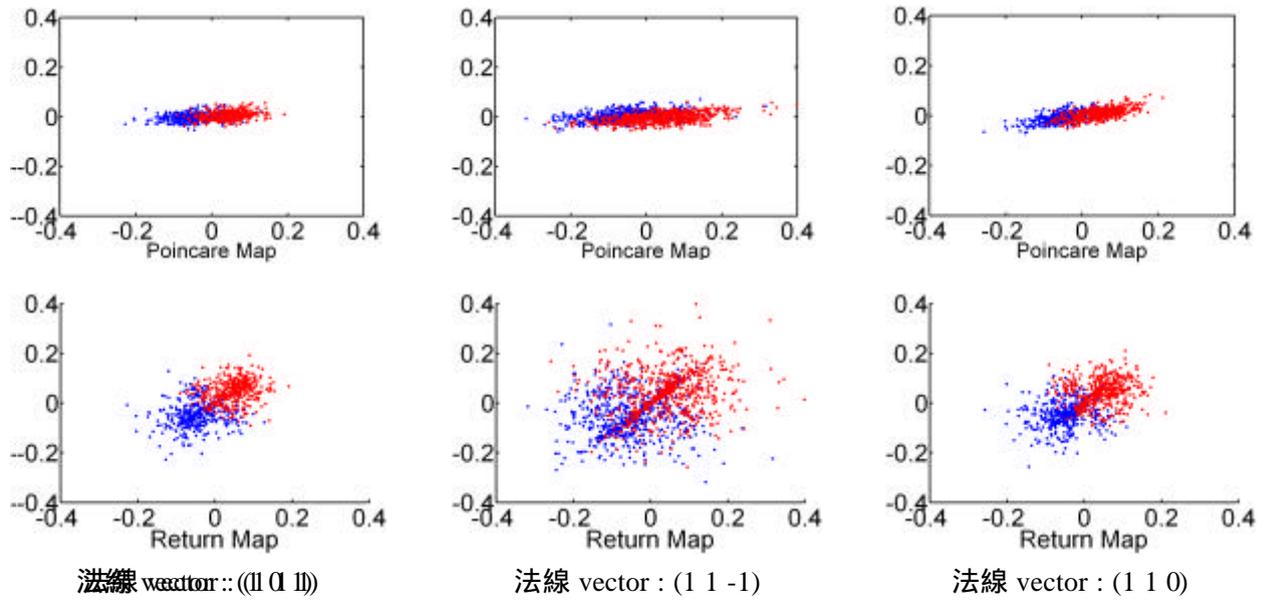
Fig.4.7.4 環状流のアトラクタの模式図



法線 vector::(0 0 1)

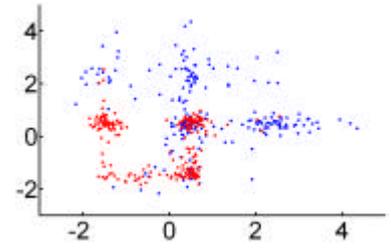
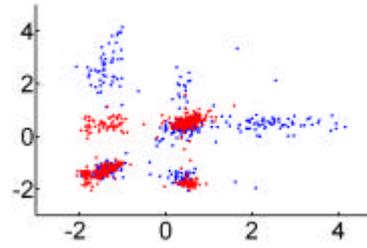
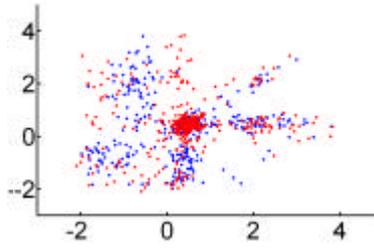
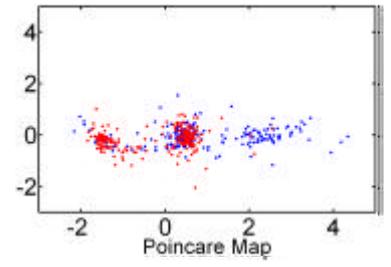
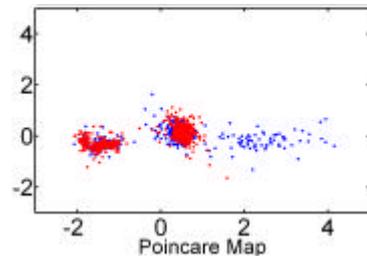
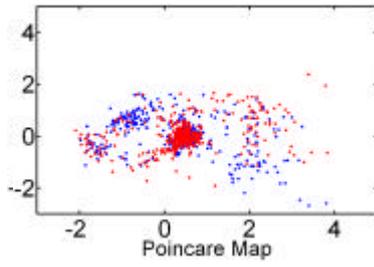
法線 vector::(0 1 -1)

法線 vector::(0 1 0)



気泡流

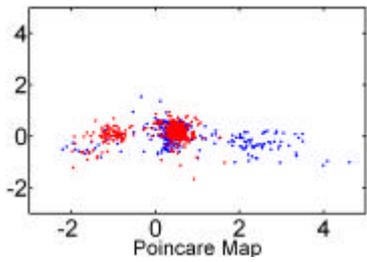
Fig.4.7.5 Poincare Map and its Return Map

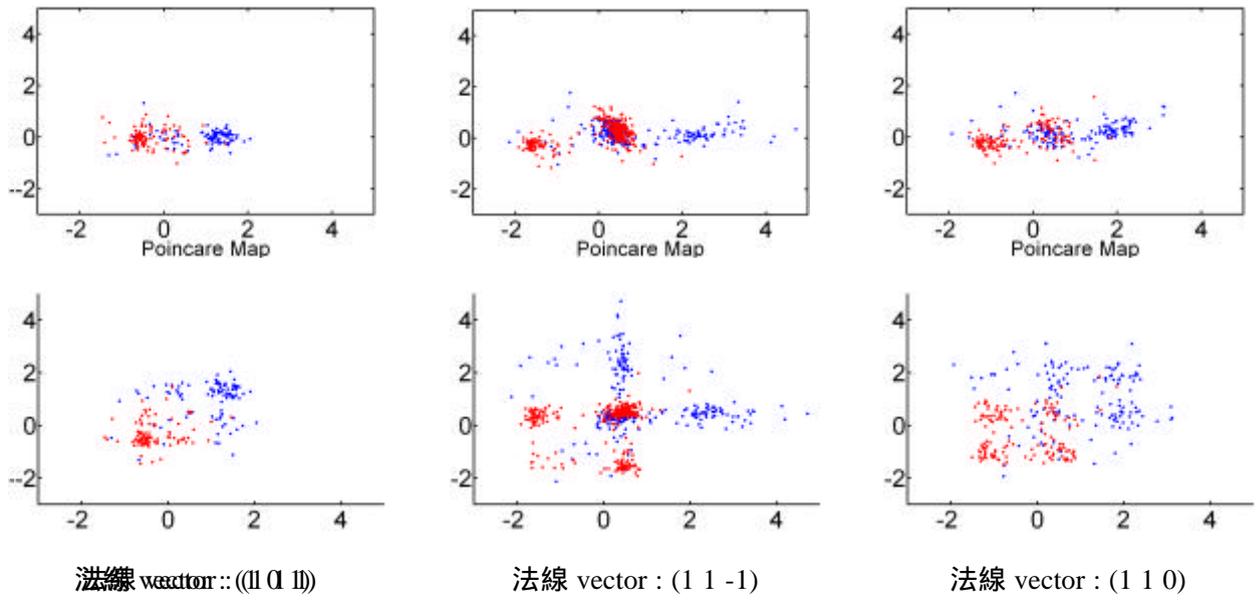


法線 vector::((0 0 1))

法線 vector::((0 0 -1))

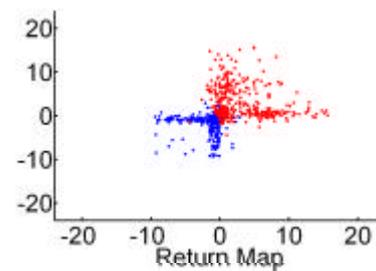
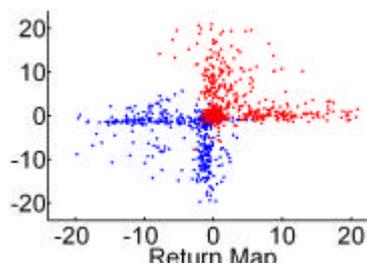
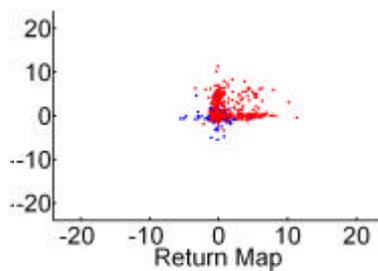
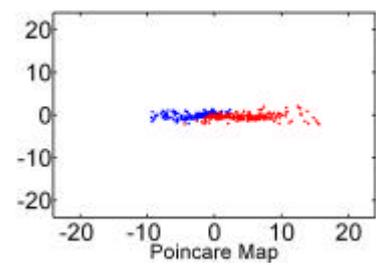
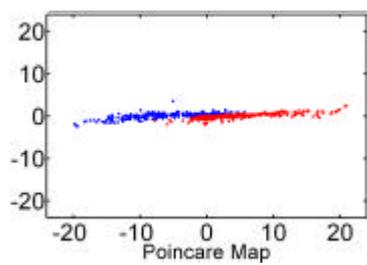
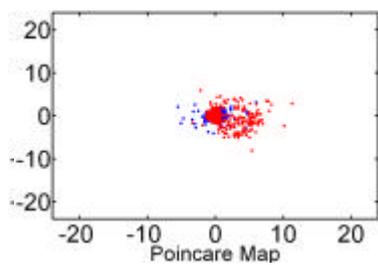
法線 vector::((0 0 0))





スラグ流

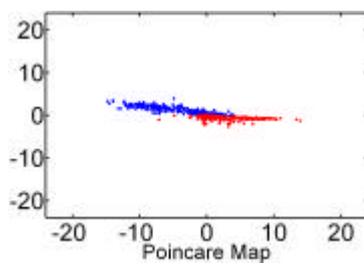
Fig.4.7.6 Poincare Map and its Return Map

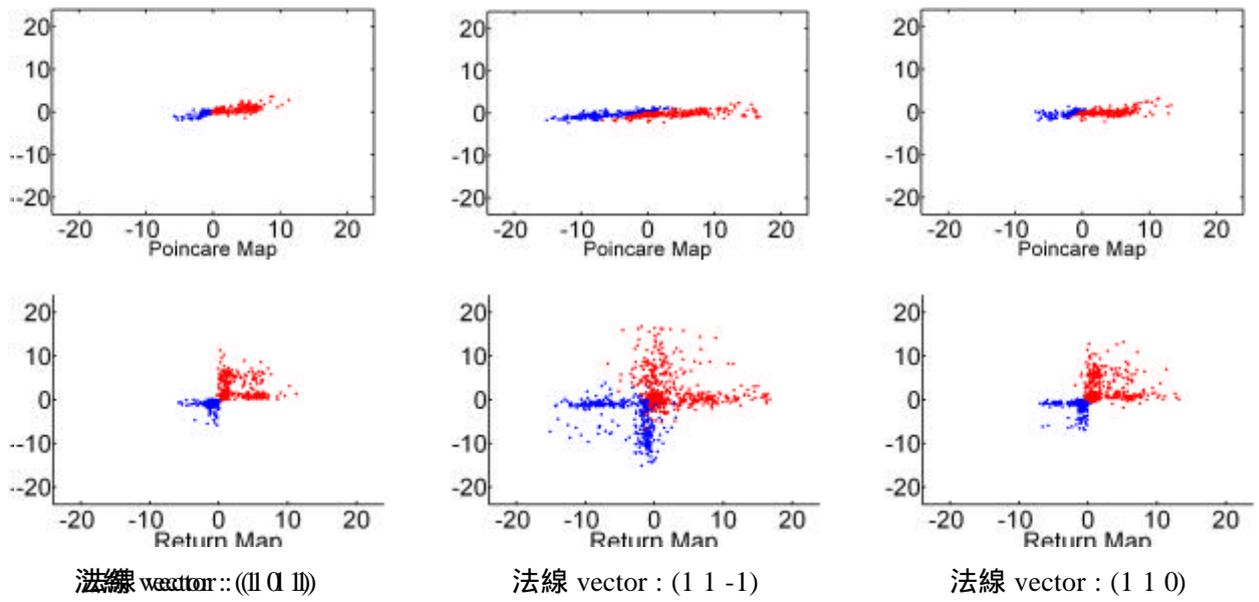


法線 vector::(0 0 1)

法線 vector::(0 0 -1)

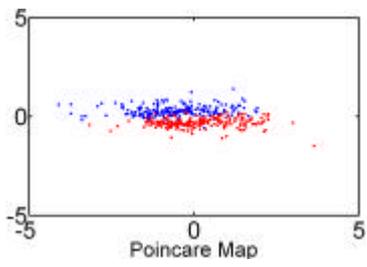
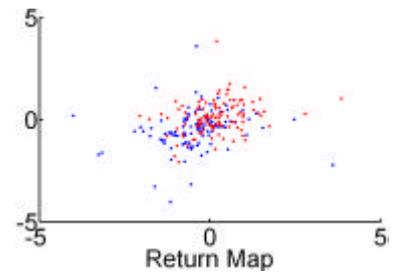
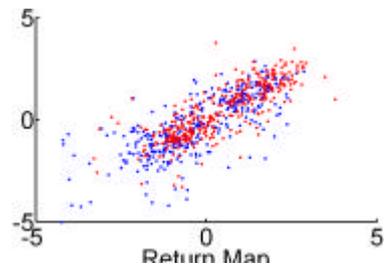
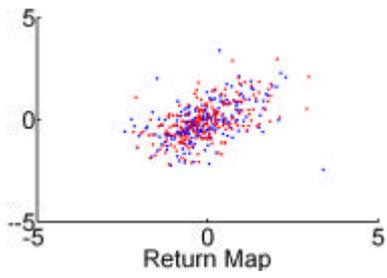
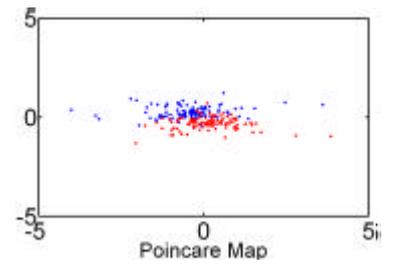
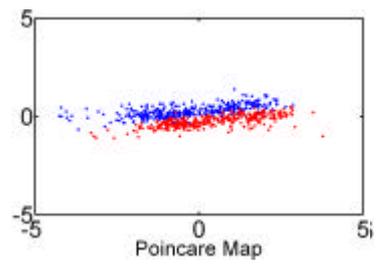
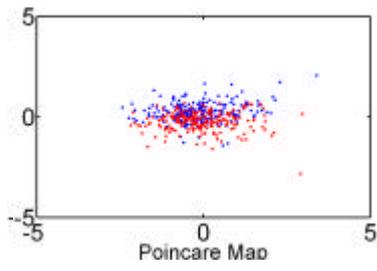
法線 vector::(0 0 0)

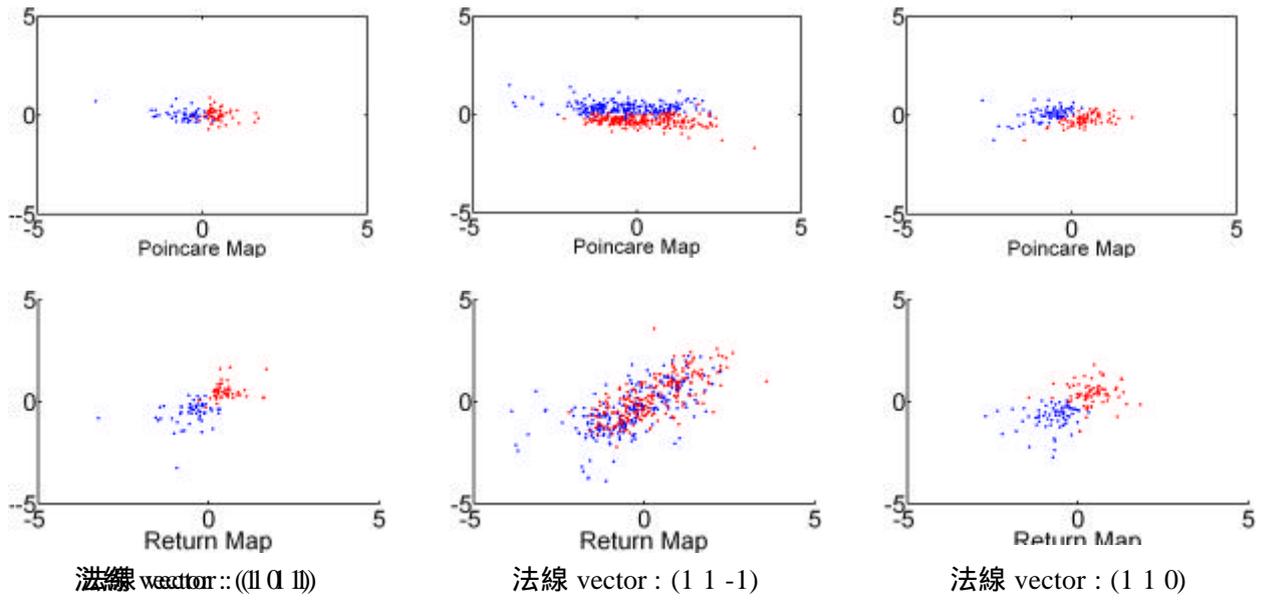




チャーン流

Fig.4.7.7 Poincare Map and its Return Map





環状流

Fig.4.7.8 Poincare Map and its Return Map

4 - 8 相関次元

各流動様式について相関次元を計算した。

図は上段が、 $\log C^m(r)$ 対 $\log r$ のグラフをあらわし下段はその傾き（相関次元）をあらわしている。傾きは、グラフ全体の幅の 5% 部分について最小二乗法で計算した。

Appendix A で述べるように相関次元をとるときに、 $\log C^m(r)$ 対 $\log r$ のグラフのどの位置で傾きをとるのかによって、値が大幅に変わる。今回は r が 10% 程度の部分（傾きが極小になる場所）と、もっと r が大きい範囲の 2 通りの方法で計算した。

r が小さい部分は、 $\log C^m(r)$ 対 $\log r$ のグラフの傾きに極小となる部分がない場合は「不明」と記した。

・気泡流

気泡流では相関次元は r が大きい部分で 5.6~6.2, r が小さい部分で 1.3~1.5 となった。ただ r が大きい部分でははっきりと収束しているとはいえないものもある。

・気泡-スラグ流

気泡-スラグ流では相関次元は r が大きい部分で 4.7~5.6, r が小さい部分で 1.4~2.2 となった。ただ r が大きい部分でははっきりと収束しているとはいえないものもある。

・スラグ流

スラグ流では相関次元は r が大きい部分で 4.2~4.6, r が小さい部分で 1.2~2.0 となった。ただ r が大きい部分でははっきりと収束しているとはいえないものもある。

・スラグ-チャーン流

気泡-スラグ流では相関次元は r が大きい部分で 4.7 r が小さい部分で 1.4 となった。ただ r が大きい部分でははっきりと収束しているとはいえないものもある。

・チャーン流

スラグ流では相関次元は r が大きい部分で 4.2~4.6, r が小さい部分で 1.3~1.9 となった。ただ r が大きい部分でははっきりと収束しているとはいえないものもある。

・チャーン-環状流

チャーン-環状流では相関次元は r が大きい部分で 4.7~5.7, r が小さい部分で 1.3~1.7 となった。

・環状流

環状流では相関次元は r が大きい部分で 4.5~6.5, r が小さい部分で 1.0~1.8 となった。ただ r が大きい部分でははっきりと収束しているとはいえないものもある。

Table 4.8.1 Correlation Dimension

気泡流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
B5	0.007	0.053	6.2	1.5
B9	0.007	0.141	6.1	1.5
B3	0.007	0.234	5.8	1.5
B6	0.013	0.056	5.7	1.5
B10	0.013	0.125	5.7	1.5
B14	0.013	0.092	5.6	1.4
B1	0.013	0.070	5.6	1.4
B11	0.020	0.141	5.6	1.2
B7	0.020	0.060	5.9	1.3
B12	0.027	0.142	5.8	1.3
B8	0.027	0.061	5.5	1.6
B13	0.033	0.146	5.8	1.4
B15	0.033	0.104	5.6	1.3
B2	0.033	0.074	5.6	1.4
B4	0.033	0.318	5.9	1.3

気泡 - スラグ流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
BS3	0.033	0.061	5.0	不明
BS4	0.066	0.075	5.0	2.2
BS1	0.066	0.049	5.2	1.9
BS5	0.066	0.149	5.6	1.6
BS2	0.066	0.054	5.3	1.7
BS10	0.066	0.103	4.7	1.4
BS9	0.066	0.126	5.5	1.4
BS6	0.066	0.163	5.3	1.7
BS7	0.066	0.164	5.6	1.7
BS8	0.066	0.161	5.4	2.0

スラグ流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
S1	0.126	0.037	4.6	1.4
S9	0.130	0.103	4.6	1.5
S6	0.130	0.109	4.3	2.0
S7	0.132	0.083	4.5	1.7
S3	0.138	0.025	4.5	1.4
S2	0.144	0.031	4.4	1.2
S4	0.183	0.029	4.2	1.7
S8	0.198	0.083	4.4	1.7

スラグ - チャーン流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
SC1	0.828	0.053	4.7	1.4

チャーン流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
C2	0.392	0.074	4.7	1.7
C3	0.653	0.072	4.3	2.2
C1	0.806	0.001	4.7	1.9
C4	1.279	0.055	4.3	不明
C5	2.721	0.081	5.2	1.3
C6	2.751	0.119	4.2	不明
C7	2.761	0.126	3.4	不明

チャーン流環状流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
CA1	13.1	0.179	4.7	1.7
CA2	20.8	0.144	5.4	1.3
CA3	20.8	0.105	5.7	1.4

環状流

番号	空気速度(m/s)	水速度(m/s)	相関次元	相関次元 2
A4	16.4	0.069	6.5	1.0
A1	20.0	0.233	4.5	1.8
A2	20.6	0.213	4.6	1.8
A3	20.7	0.119	6.2	1.6
A5	22.4	0.102	6.0	1.1
A6	24.2	0.103	5.8	1.4

Fig.4.8.1 と Fig.4.8.2 に r が高い部分での相関次元を横軸に空気速度とボイド率をとってプロットしたグラフを示す。

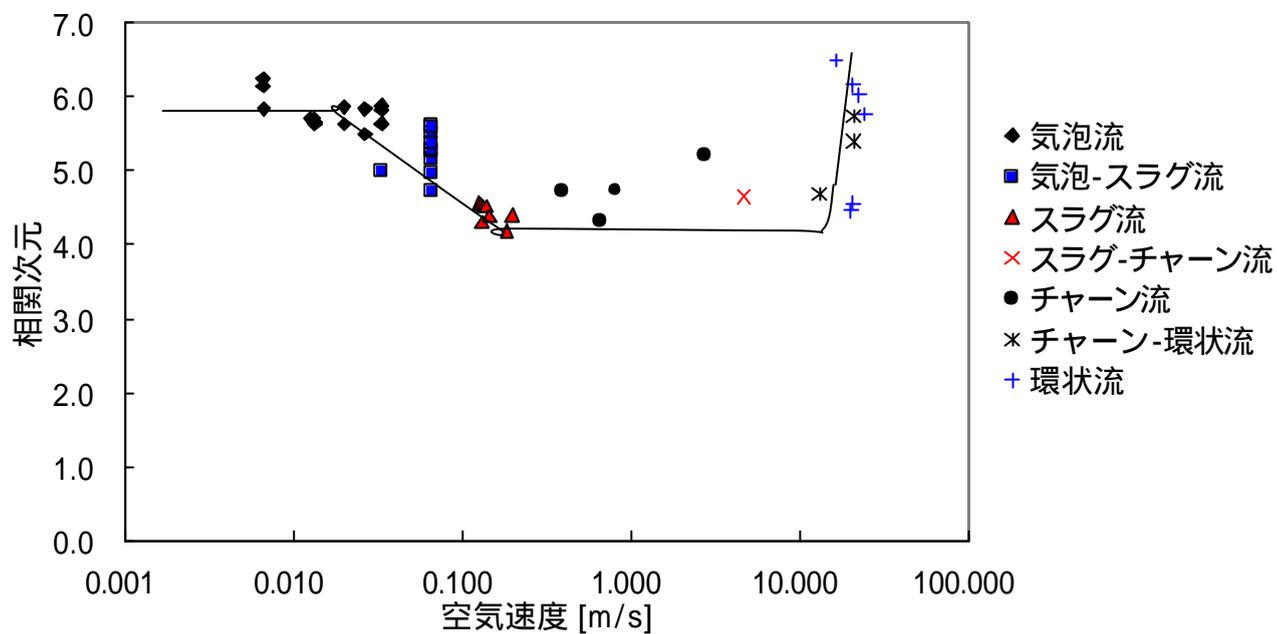


Fig.4.8.1 相関次元

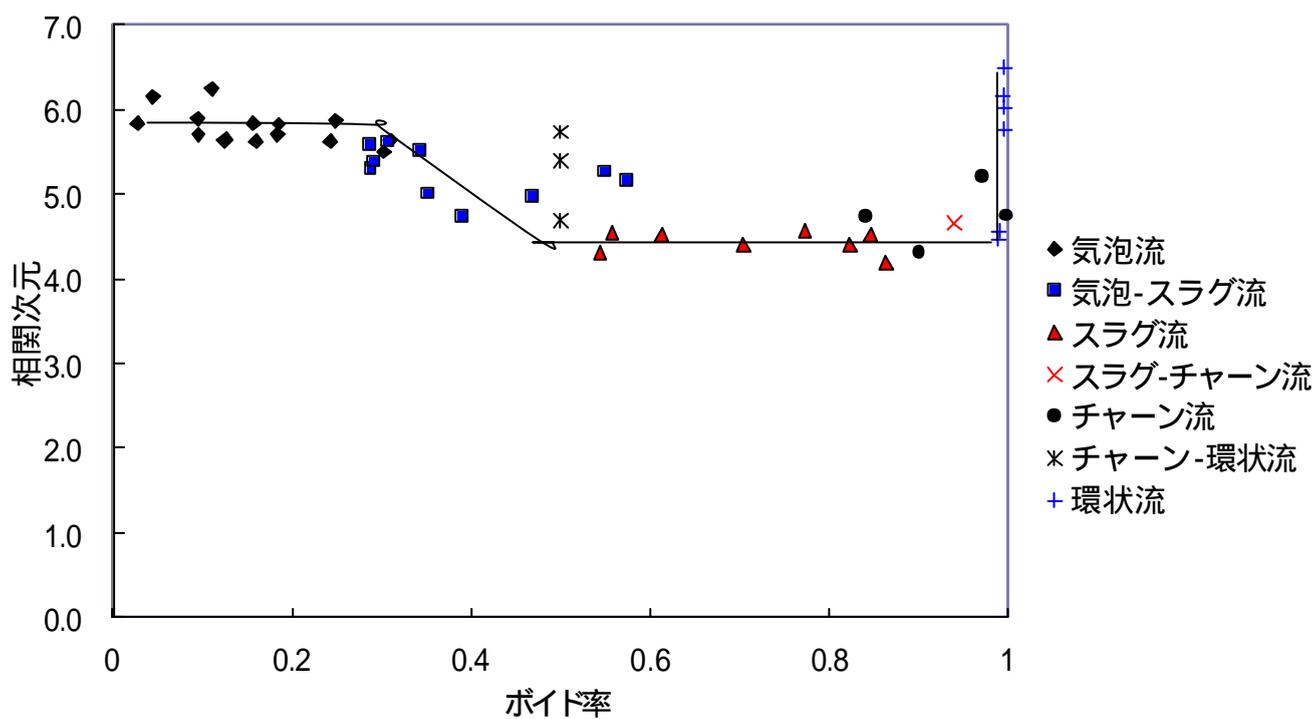
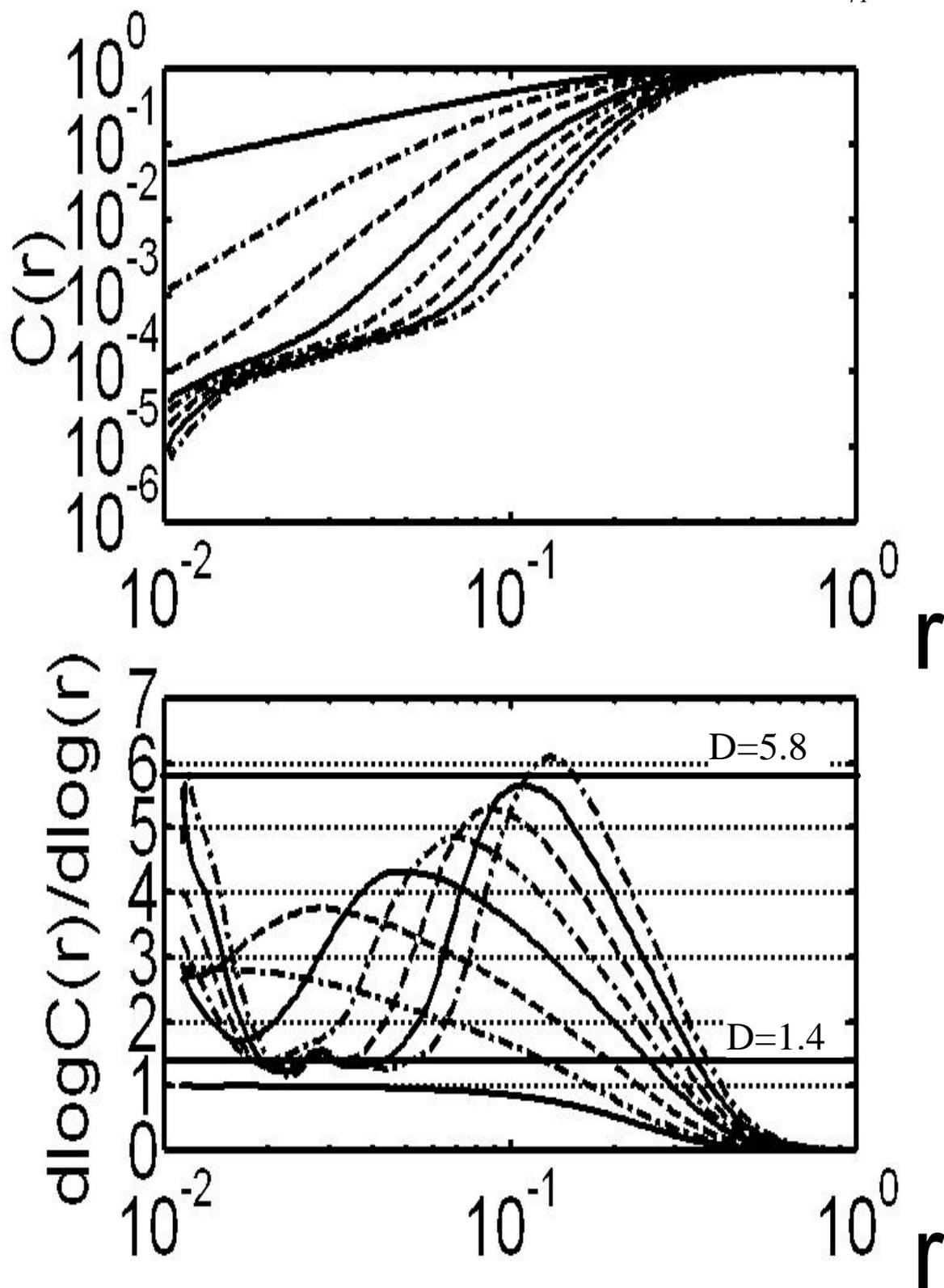


Fig. 4.8.2 相関次元

相関次元は気泡流と環状流では6程度であるが、スラグ流とチャーン流では4程度になる。スラグ流とチャーン流はアトラクタが気泡流などに比べて構造がはっきりしていることを考えるとこれは妥当な結果といえる。

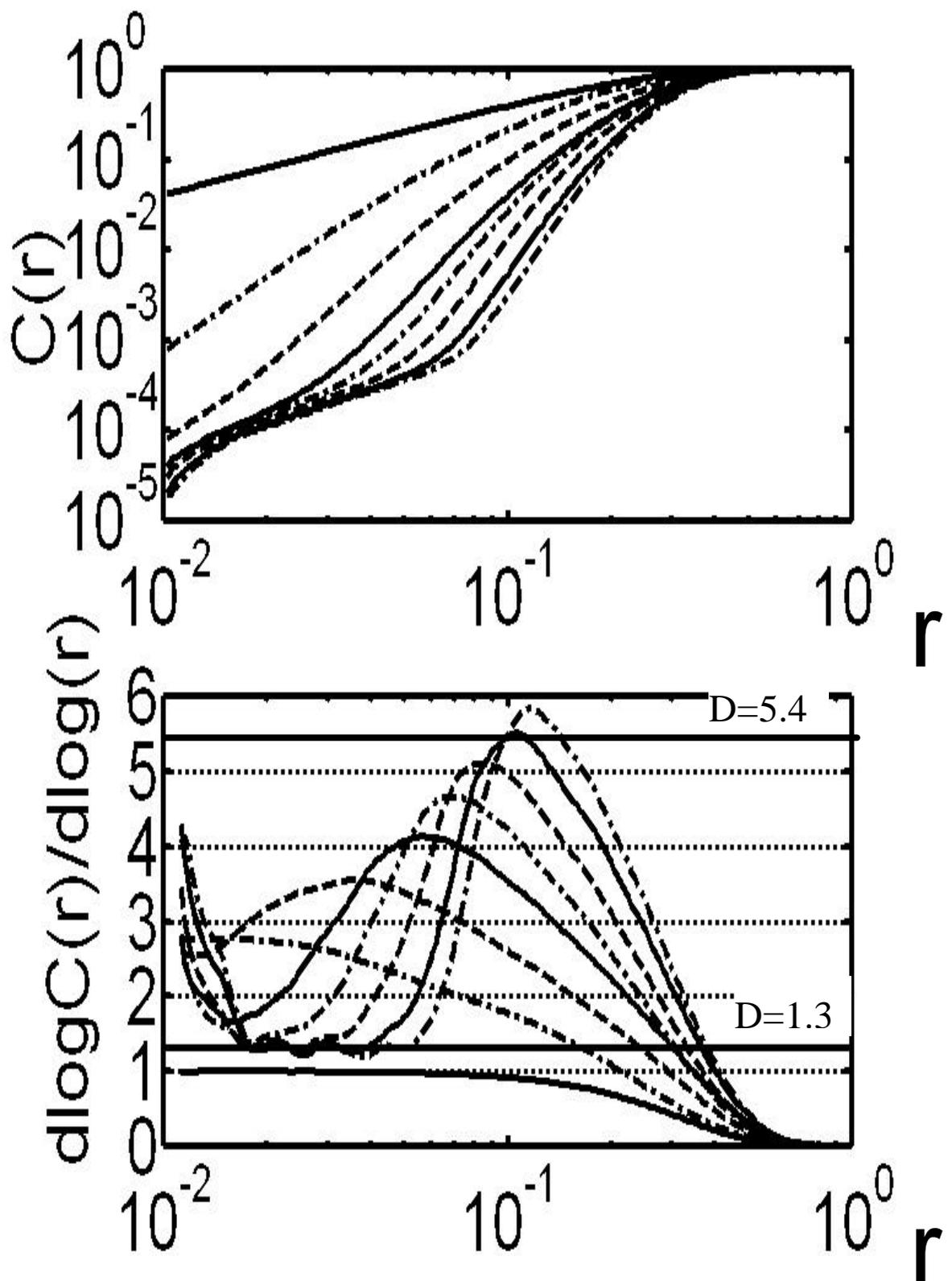
ただ、False Neighbor Method によれば、気泡流以外のアトラクタは3次元位相空間に収まることを考えると、ノイズや微少な振動などをのぞいて各流動様式を特徴づける成分のみをとって相関次元をとればもっと低い値が出るものと考えられる。

また Appendix A でのべるように、相関次元の値を r のどの範囲でとるのかはおおきな問題である。今回の実験でも r が小さい部分では1~2程度の値となった。ただし、すべての流動様式において共通にあらわれる振幅の小さな波の部分をとらないようにする必要がある。



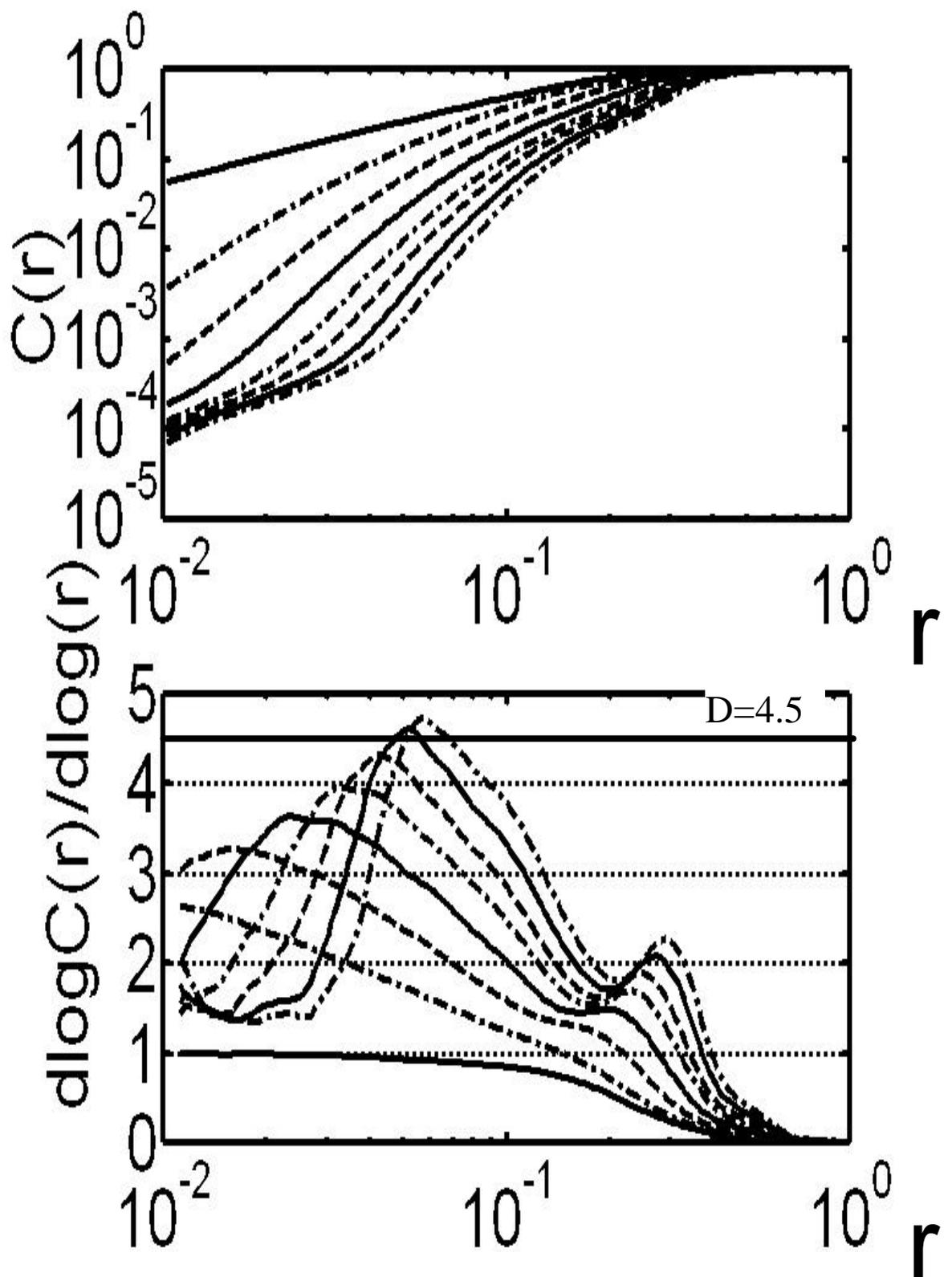
気泡流

Fig.4.8.3 Correlation Dimension



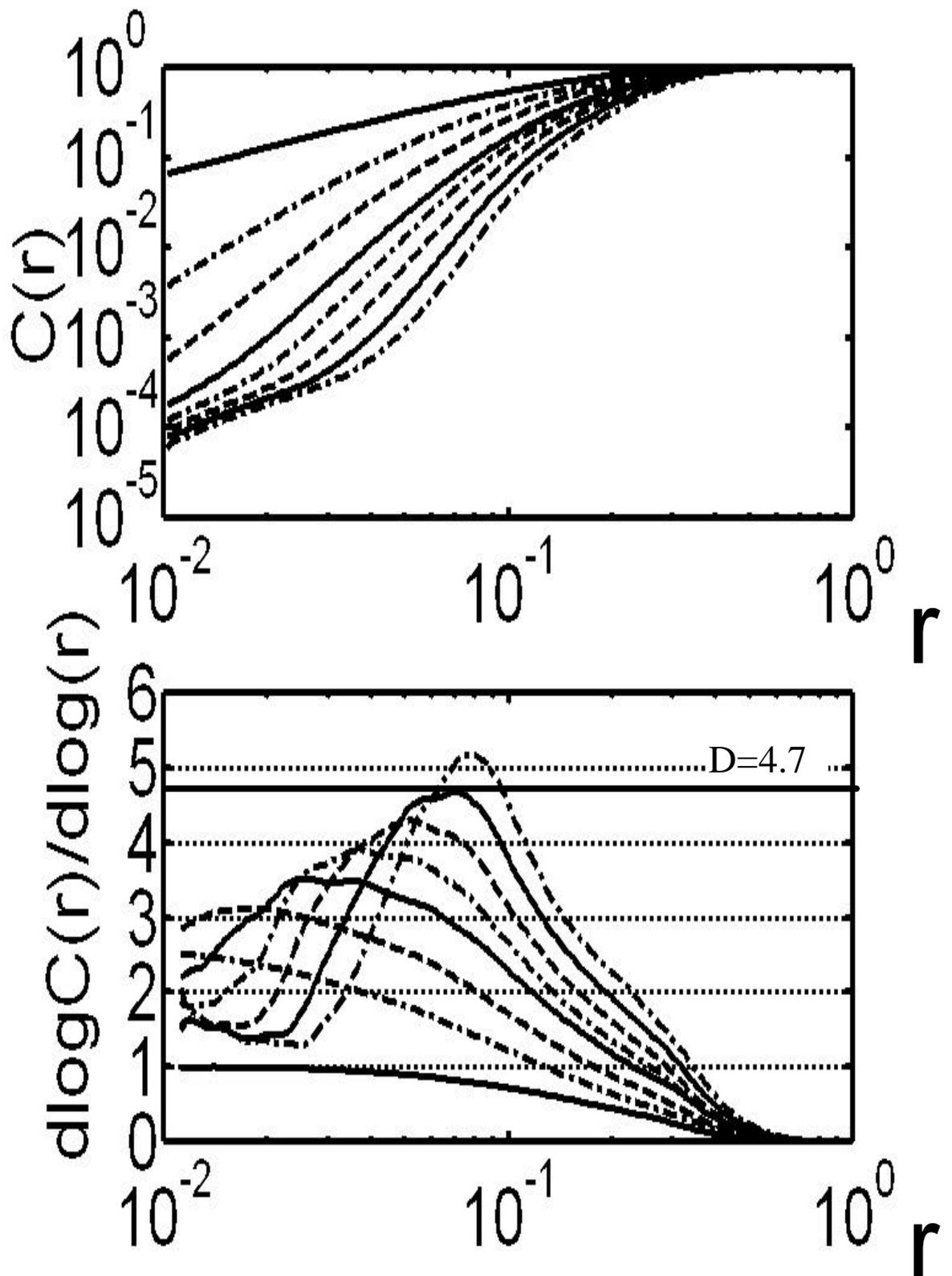
気泡-スラグ流

Fig.4.8.4 Correlation Dimension



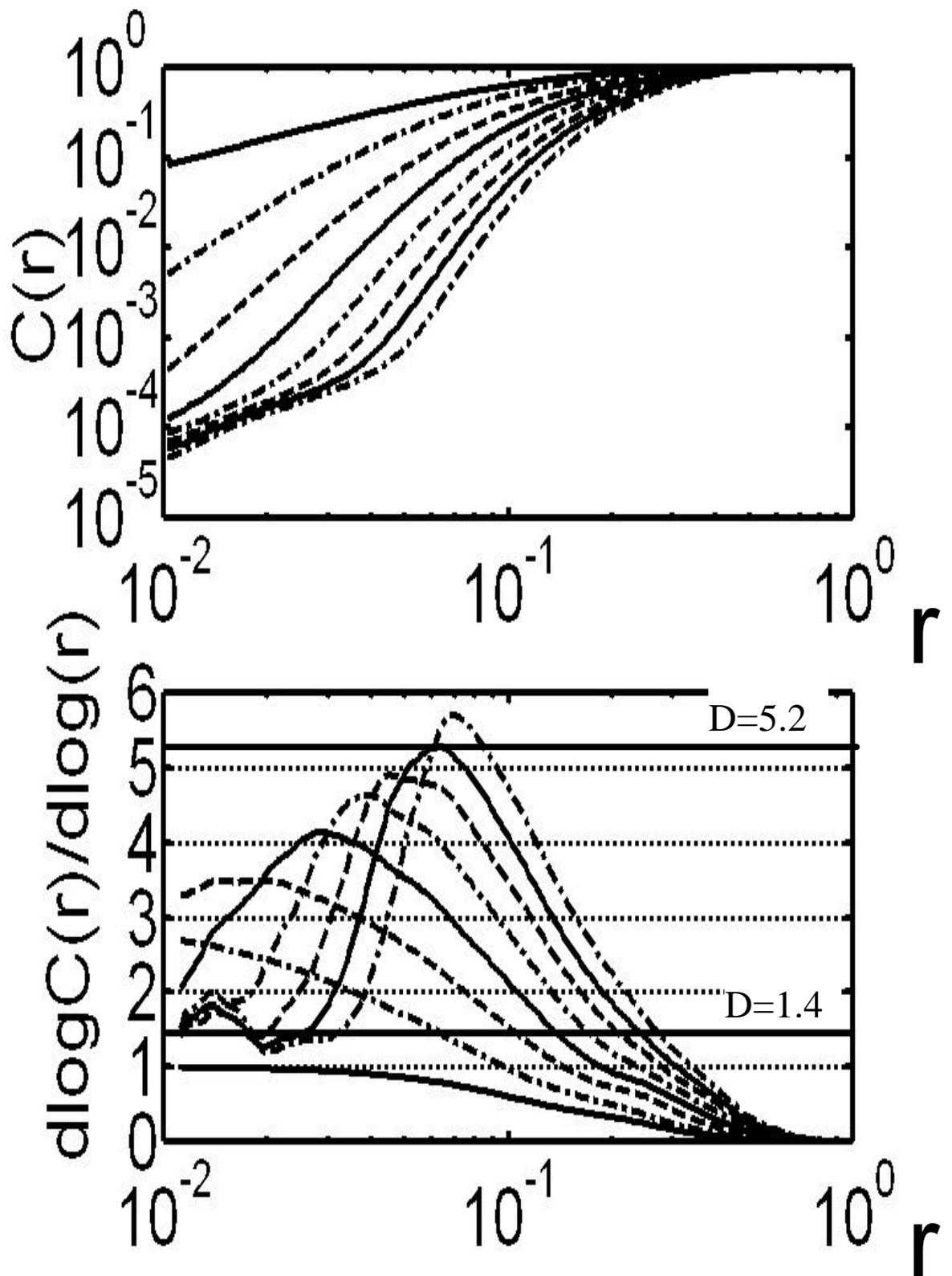
スラグ流

Fig.4.8.5 Correlation Dimension



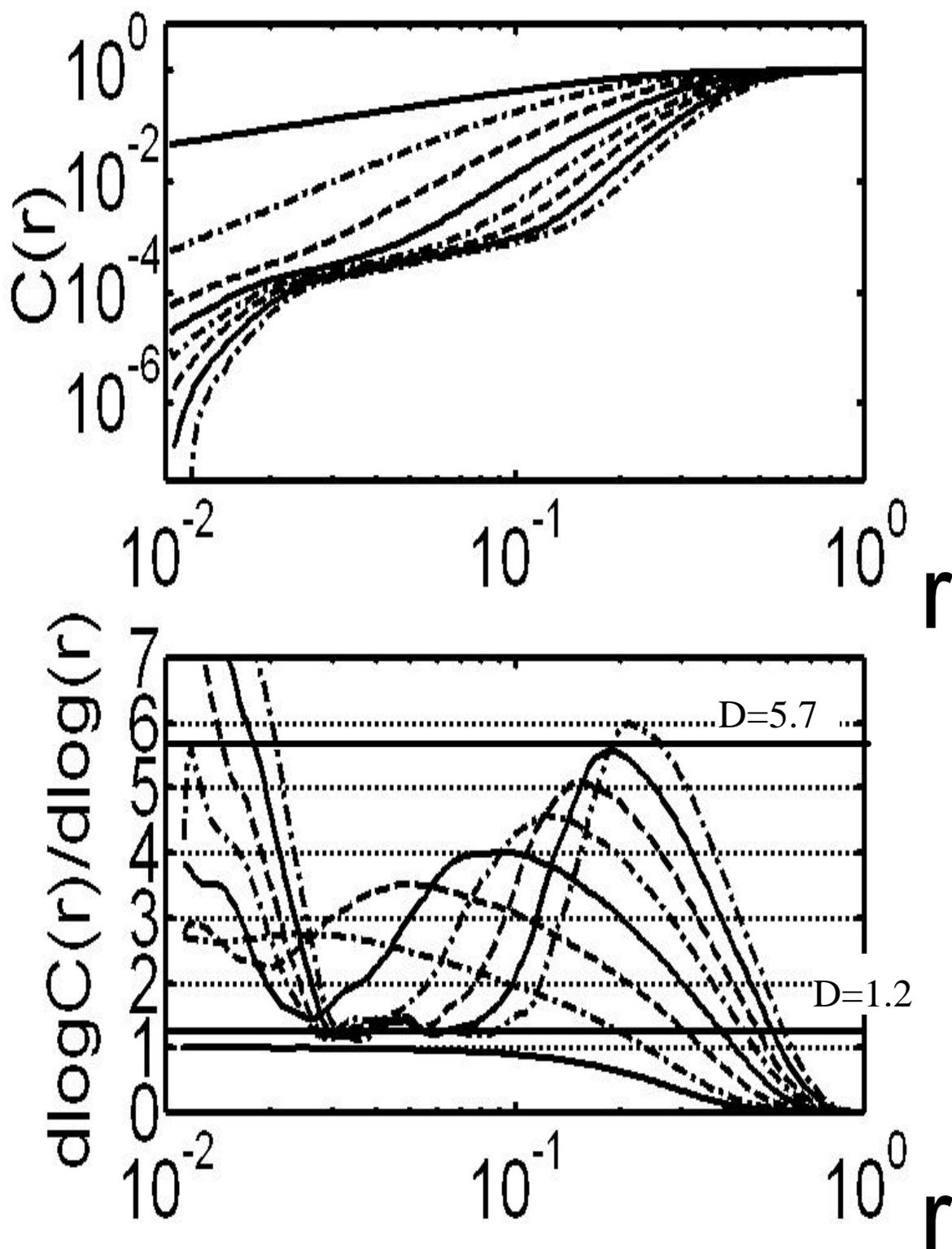
スラグ-チャーン流

Fig.4.8.6 Correlation Dimension



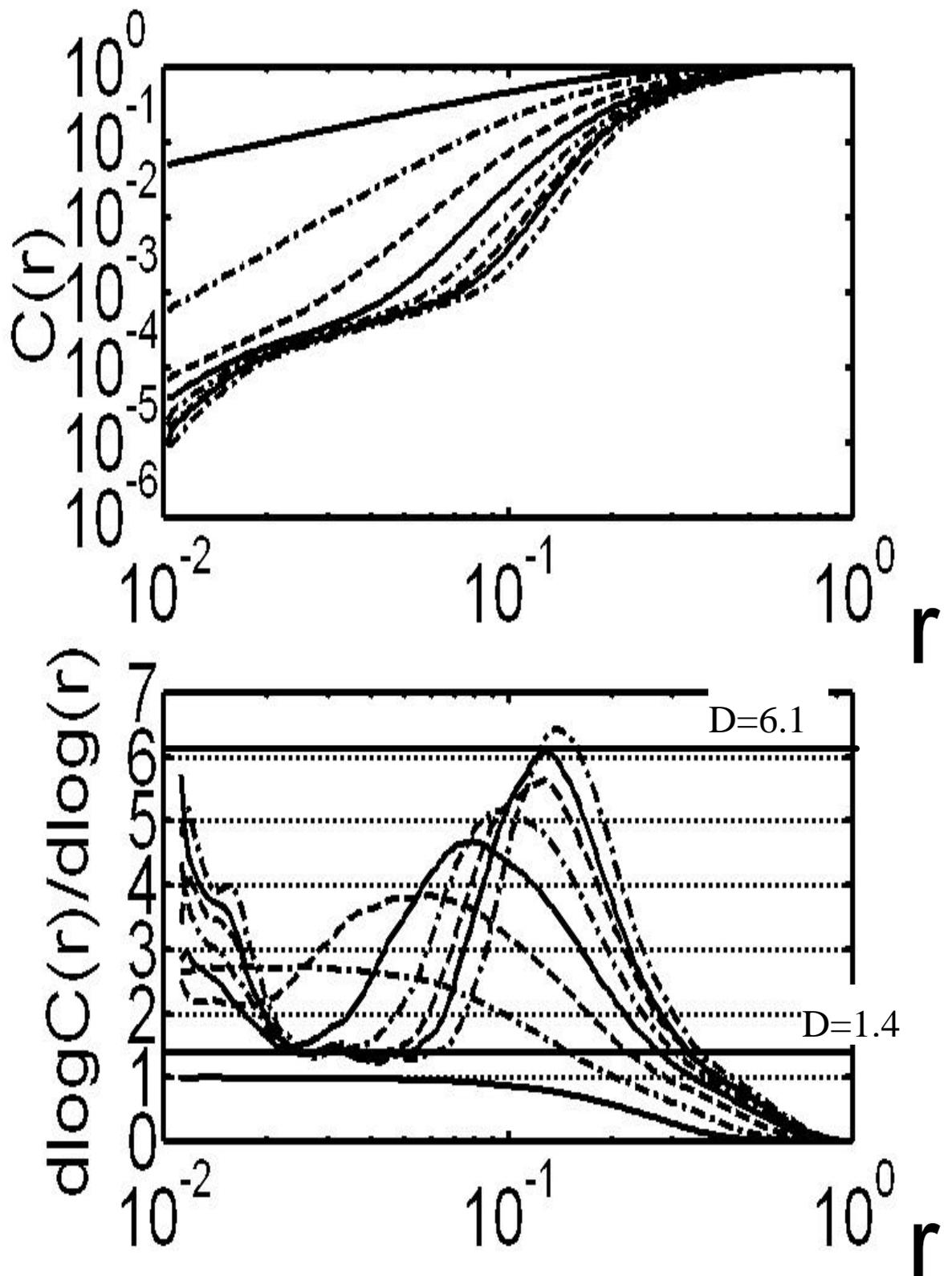
チャーン流

Fig.4.8. 7 Correlation Dimension



チャー-環状流

Fig.4.8.8 Correlation Dimension



環状流

Fig.4.8.9 Correlation Dimension

4 - 9 考察

二相流のアトラクタは False Neighbor Method で解析すると次元 3 ~ 4 となり意外に次元の低い現象である。特にスラグ流，チャーン流については，そのアトラクタがほぼ平面上に収まることを考えると，少ない変数で現象を説明できる可能性もある。しかし，スラグ流，チャーン流のアトラクタが大きく迂回する部分についてリターンマップをとってみても明確な構造は見られなかった。単純に前回のスラグの長さから次のスラグが決まるわけではない。やはり気体スラグと液体スラグ両方を考えることが必要だと思われる。

気泡流については他の流れよりも次元が高いという結果になったが，気泡流波形の振幅が小さく，波形の大きさに比べてノイズ成分が相対的に大きいことも影響していると思われる。

第五章 結論

5 - 1 結論

5 - 2 今後の課題

5 - 1 結論

本研究により以下の結論を得た．

気液二相流は，それぞれの流動様式によって，異なった位相構造を持っている．

気液二相流にたいして非線形解析の手法はある程度有効である．

5 - 2 今後の課題

今後の課題として以下の点があげられる．

今回は差圧変動波形を加工せずにそのまま非線形解析をしたが，流動様式を同定する目的には，差圧変動のうちの比較的大きい成分のみを選び出して解析する，あるいは小さい変動の影響をあまりうけないような指標を見つける，といったようなことが必要であろう．

参考文献

- [1] Griffith,P. and Wallis,G.B., “Two-Phase Slug Flow,” Trans.ASME,Ser.C, pp.307-320, 1961.
- [2] Hewitt,G.F. and Roberts,D.N., “*Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography,*” UKAEA Report AERE-M2159,1969
- [3] Taital,Y., Bornea,D. and Dukler,A.E., “*Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes,*” AIChE J, 26-3, pp.345-354, 1980
- [4] Kaichiro,M. and Mamoru,I., “*Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-Phase Flow in Vertical Tubes,*” Int.J.Heat Mass Transfer, 27-5, pp.723-737, 1984
- [5] 合原一幸, “カオスの数理と技術,” 放送大学教育振興会, 第 2 版, 1998
- [6] E.Atlee Jackson 著,田中茂,丹羽俊雄,水谷正大,森真 訳,“非線形力学の展望”,共立出版株式会社,1994

謝辞

本論文の作成にあたり、親身になってご指導下さった庄司正弘教授に心から感謝します。いろいろ大変な時期でありながら方針などの面でのご指導は大変ありがたいものでした。また貴重なご意見をいただきました丸山茂夫助教授、数々のご指導や協力をしてくださった横谷助手、井上助手、渡辺技官に感謝いたします。

高木さん、阿部さん、徐さん、王さん、野上さん、安井さんには研究室に入っていらい様々なことでたいへんお世話になりました。4年生の小島君、陳君には時には励ましてくれたり、いろいろ教えてくれたりと存在を頼もしく感じました。また留学生の姜さん、連さん、張くんは短い間でしたが研究室で心を和ませていて感謝しております。

そして共同実験を行うということで大変なご迷惑をおかけした伊藤さんには心から感謝しております。博士過程に進まれて、さらに研究を発展させて下さるものと期待しております。

付録

A 相関次元についての考察

実験データのようなノイズを含むデータの相関次元を求めるときどのようにするのがよいか考察した。

ここで、ノイズといているものには系外部からのノイズだけでなく、波形のうちの注目している成分以外のものも含む。

相関次元の計算は相関次元の定義に忠実に、時系列データを位相空間に再構成したのち、すべての点について r を増やしたときに $C(r)$ がどれだけ増えるかを数えている。また埋め込み次元は 1,3,5,7,9,11,13,15 のものについて計算した。ただし r はアトラクタの大きさ（アトラクタ上の 2 点間の距離の最大値）を \log をとって 200 等分している。

図は上段が、 $\log C^m(r)$ 対 $\log r$ のグラフをあらわし下段はその傾き（相関次元）をあらわしている。傾きは、その場所の x 軸の値を中心にグラフ全体の幅の 5% 部分（10 点）について最小二乗法で計算したものである。また、図中で実線は埋め込み次元が 1,7,13 のものを鎖線は埋め込み次元が 3,9,15 のものを、一点鎖線は埋め込み次元が 5,11 のものをあらわす。また、図中の x 軸はアトラクタの大きさに対する r の割合を示している。

まず、White Noise と Gaussian Noise について相関次元を計算した。 r の大きい部分で相関次元は埋め込み次元を上げるごとに増えていき収束しない。 r の小さな部分では埋め込み次元を上げると 0 となるが、White Noise の場合、時系列は幅全体を自由に動き回るため、とくに埋め込み次元を上げると r の小さい部分が密度が小さくなり、 r の大きな部分で密度が濃くなるためである。Gaussian Noise についても同様の傾向がある。

つぎに、White Noise と Gaussian Noise を時間積分したもの（ランダムウォーク）について次元を計算すると r が大きい部分ではほぼ 1 となる。これはランダムウォークでは時系列の値が長いあいだとどまることがあるため、 r の大きい部分は非常に密度が薄いためである。

以上の結果から小さなノイズの乗った観測データの相関次元を計算する場合、特に White Noise が問題となることがわかる。

ローレンツ方程式、レスラー方程式、ダフフィング方程式のそれぞれについて、方程式本来の値、それに 5% の White Noise, 5% の Gaussian Noise, 10% の White Noise をのせたものについて相関次元を計算した。5% ノイズをのせたものは r が 5% 以下の部分で、10% のノイズをのせたものは r が 10% 以下の部分で、相関次元の値が本来の値と大きく異なっている。その部分(r の小さな部分)のグラフの形はノイズのみについて相関次元を計算したのもグラフと形が似ており、それがノイズの影響であることがわかる。 r の大きい部分は方程式本来の値のグラフと同じ形をしている、以上からノイズの影響は r の小さい部分に限られ、その影響範囲はノイズの大きさとほぼ同じ程度とわかる。

r があまりに大きい部分は本来の方程式の値も収束しない場合もある(ローレンツ方程式)。これは、アトラクタがフラクタル構造をもつのは全体の大きさのある割合いかである

からである．実際アトラクタ全体の大きさは有限であるため，流れのアトラクタ全体がフラクタル構造をもつことはほとんどありえない．(位相的には不可能ではないが)したがって，この意味では相関次元はなるべく r の小さな範囲をとるのが望ましい．

以上から，観測データの相関次元を計算するときには，ノイズの影響を受けない最小の r の範囲でとるのがよいと思われる．具体的には $\log C^m(r)$ 対 $\log r$ のグラフの傾きをとる r の大きさとして，波形のノイズ成分が波形全体の大きさにしめる割合と同じ程度の r の部分をとればよい．

本実験では，気体を流さない(液相も静止)の時の波形は次元を計算するときに取り除く必要がある．それぞれの流動様式について波形の標準偏差とその大きさの気体を流さない場合に対する割合，その場所での相関関数を Table A.1 にしめた．

Table A.1 ノイズの割合とその位置での相関関数

流動様式	標準偏差	割合	相関関数	備考
気体を流さない場合	0.014	1		
気泡流	0.077	0.185	5.8	収束せず
気泡-スラグ流	0.246	0.058	1.3	収束
スラグ流	0.915	0.016	1.5	収束
スラグ-チャーン流	1.350	0.011	1.3	収束
チャーン流	2.058	0.007	1.6	収束
チャーン流-環状流	1.728	0.008	1.3	収束
環状流	0.897	0.016	1.4	収束

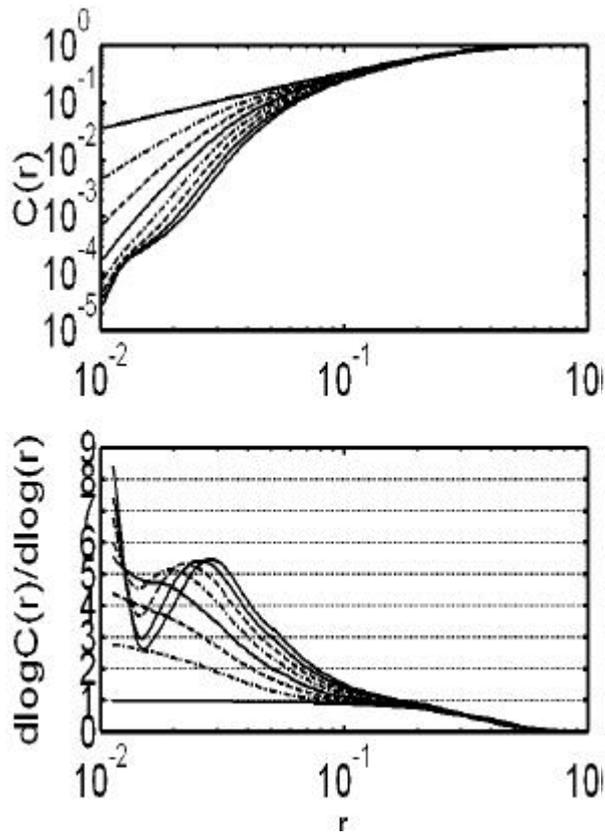


Fig.A.3 Figure A.3 White Noise

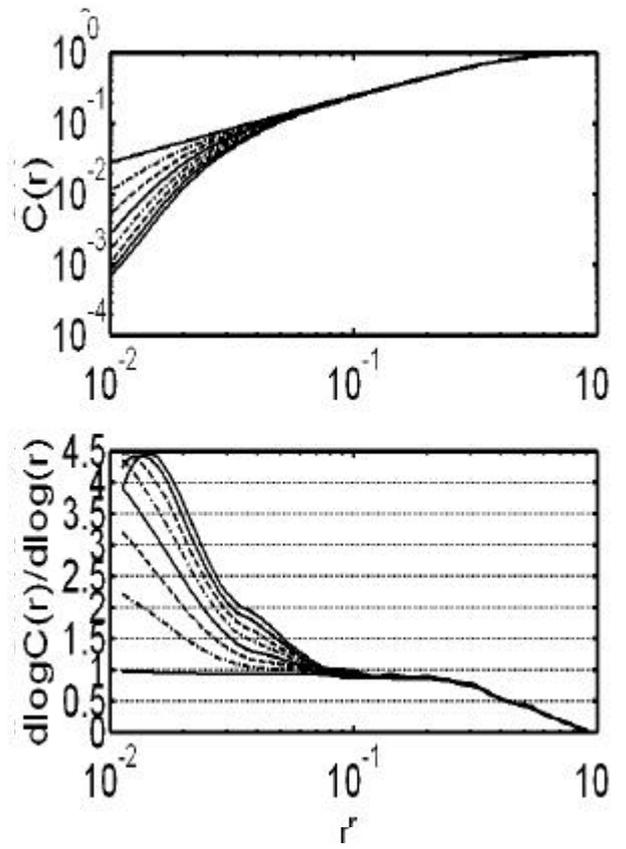


Fig.A.4 Figure A.4 Gaussian Noise

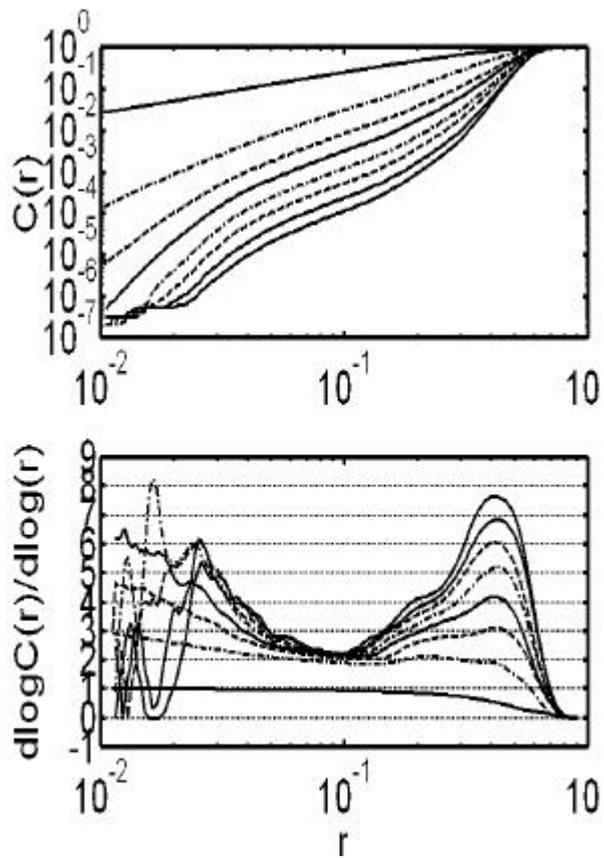


Fig.A.7 Lorenz with 10% White Noise

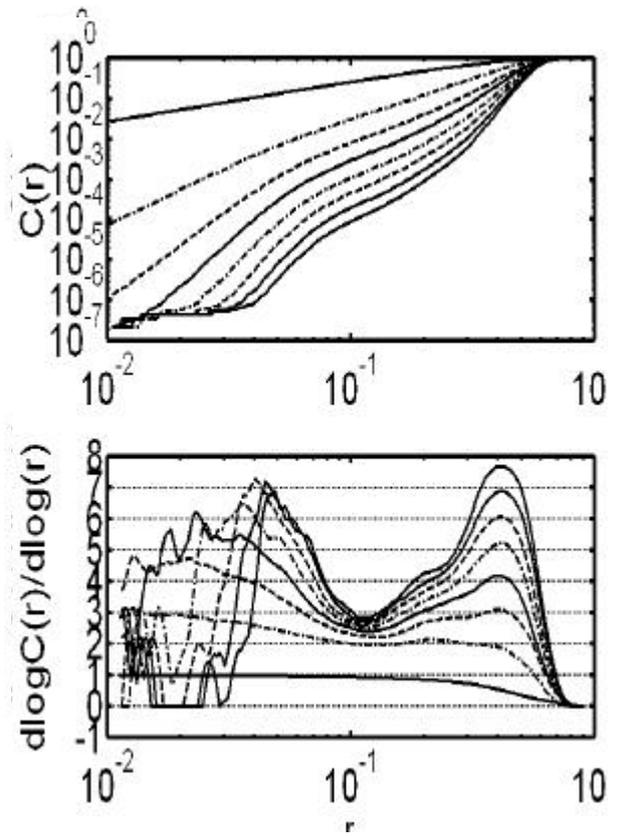


Fig.A.8 Lorenz with 50% White Noise

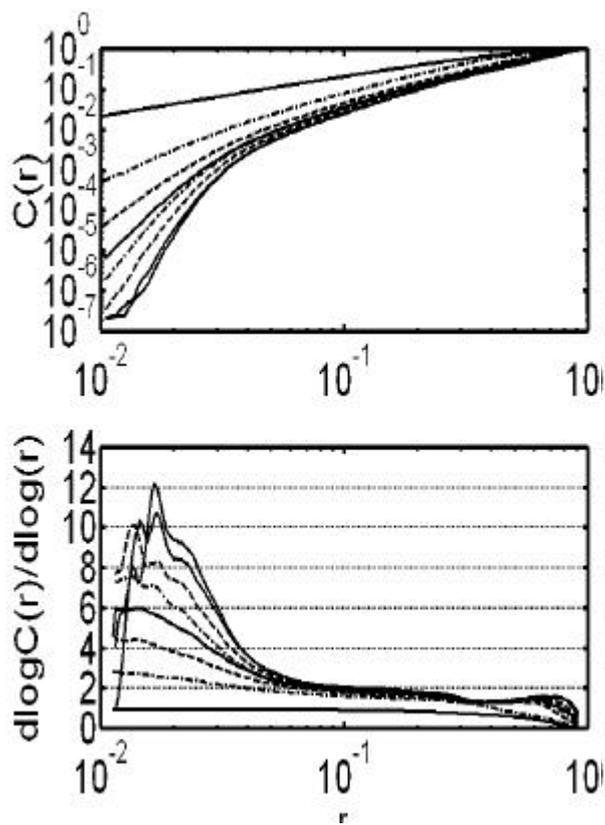


Fig.A.11 Rossler with 15% Gaussian Noise

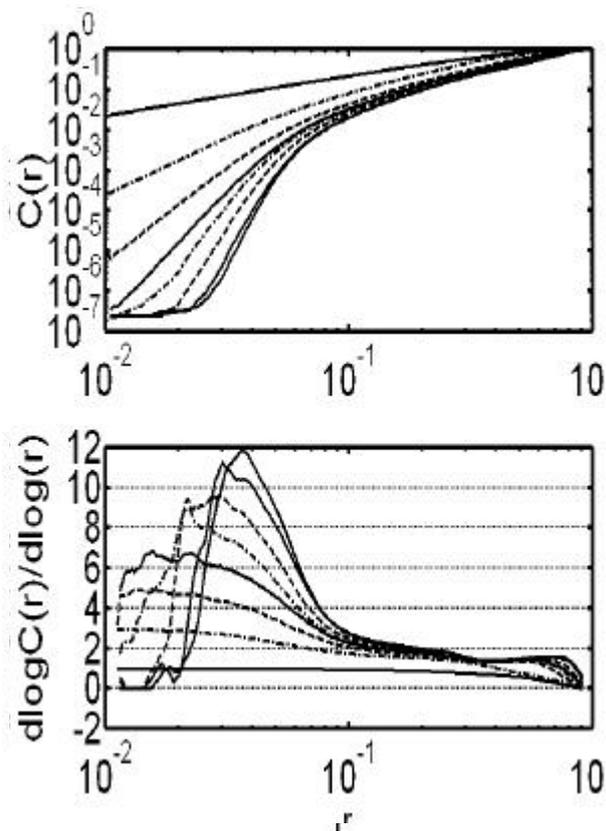


Fig.A.10 Rossler with 50% White Noise

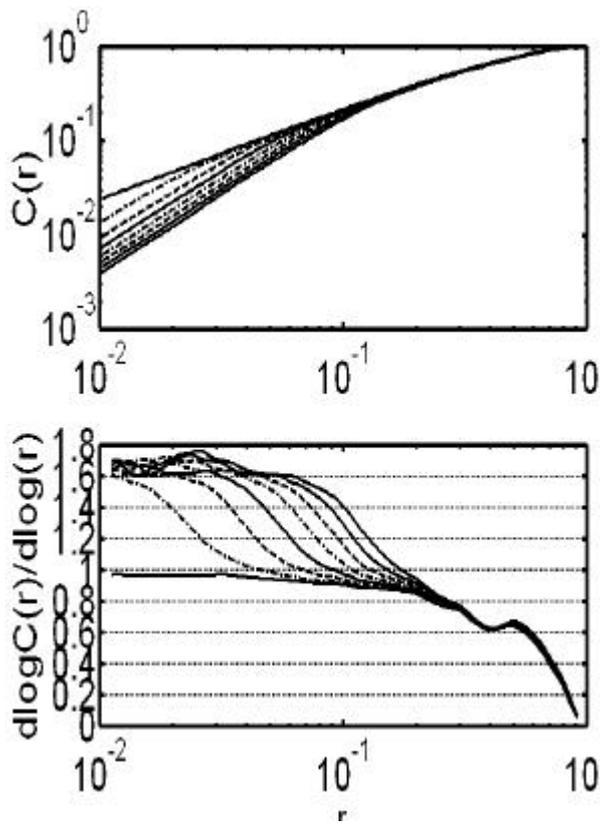


Fig.A.13 Duffing Equation

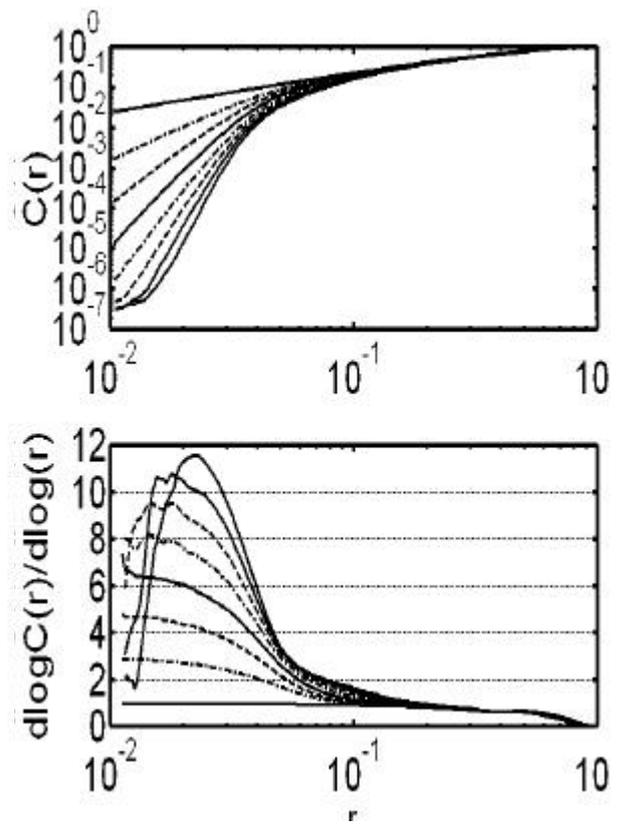


Fig.A.14 Duffing with 50% White Noise

以上

通し番号 1 ~ 9 1 完

卒業論文

平成 12 年 2 月 4 日提出

80246 福田幸二